

539.1

579

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



В. В. Болятко

РАДИАЦИОННАЯ ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ

МОСКВА 1985

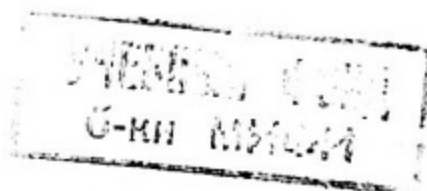
5391
679

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

В.В.Болятко

РАДИАЦИОННАЯ
ТЕХНИКА
БЕЗОПАСНОСТИ

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия



Москва 1985

Болятко В.В. Радиационная техника безопасности: Учебное пособие. — М.: Изд. МИФИ, 1985. — 76 с.

В учебном пособии на основе единиц Международной системы (СИ) и норм радиационной безопасности НРБ-76 рассмотрены единицы физических величин в области радиоактивности и ионизирующих излучений, радиационные характеристики источников излучения, биологическое действие и предельно допустимые уровни ионизирующих излучений, элементарные акты взаимодействия ионизирующих излучений с веществом. Изложены основные методы расчета защиты от фотонного излучения, нейтронов, α - и β -излучений.

В основу пособия положен курс лекций, читаемых студентам Московского инженерно-физического института.

Учебное пособие рассчитано на студентов, изучающих вопросы защиты и радиационной безопасности при работе с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений.

Рецензенты:

С.Г.Цыпин, А.И.Илюшкин



ВВЕДЕНИЕ

Проблема радиационной безопасности, защиты от ионизирующих излучений возникла с открытием ядерной энергии, высвобождение которой связано с испусканием корпускулярного и фотонного излучений. К наиболее распространенным источникам излучения относятся естественные и искусственные радиоактивные нуклиды, являющиеся источниками α - , β - и фотонного излучения. Мощными потоками нейтронного и фотонного излучения сопровождаются деление ядер в атомном реакторе и ядерные взрывы. Потоки электронов, протонов, нейтронов, фотонного и других излучений генерируются на ускорителях заряженных частиц. Взаимодействие этих излучений со средой приводит к образованию ионов разных знаков, т.е. к ионизации, поэтому они и называются ионизирующими. Излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих достаточную для ионизации при столкновении кинетическую энергию, называют непосредственно ионизирующим излучением, а излучение из незаряженных частиц или фотонов, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение, — косвенно ионизирующим.

Фотонное ионизирующее излучение — это электромагнитное косвенно ионизирующее излучение. По природе образования фотонное ионизирующее излучение разделяют на гамма-излучение и рентгеновское излучение. Гамма-излучение — фотонное излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц. Рентгеновское излучение — фотонное излучение, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучений. При этом тормозное излучение — это фотонное излучение с непрерывным энергетическим спектром, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц; а характеристическое излучение — фотонное излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц с массой, отличной от нуля, называют корпускулярным излучением.

Человек на Земле в течение долгого времени находится в условиях воздействия сравнительно постоянного излучения естественного фона. Но дозы от этого излучения небольшие. Появление же в последние десятилетия мощных источников излучений, широкое внедрение этих источников во многие сферы человеческой деятельности создали угрозу радиационной опасно-

сти для человека и загрязнения биосферы радиоактивными веществами. Поэтому проблема радиационной безопасности превратилась в одну из социальных проблем современности, которой занимаются многие международные и национальные организации. В области радиационной безопасности в Советском Союзе и за рубежом накоплен большой опыт, большие заслуги в исследованиях в этой области принадлежат советским ученым.

Глава 1. ЕДИНИЦЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

1.1. Международная система единиц (СИ)

С 1 января 1982 г. Государственным стандартом ГОСТ 8.417-81 введена в действие Международная система единиц физических величин (СИ) как обязательная при использовании в народном хозяйстве страны. Международная система единиц состоит из 7 основных, 2 дополнительных и производных единиц (табл. 1).

Таблица 1. Основные, дополнительные и некоторые производные единицы СИ

Величина	Единица	
	Наименование	Обозначение
<u>Основные</u>		
Длина	метр	м
Масса	килограмм	кг
Время	секунда	с
Сила электрического тока	ампер	А
Термодинамическая температура	кельвин	К
Количество вещества	моль	моль
Сила света	кандела	кд
<u>Дополнительные</u>		
Плоский угол	радиан	рад
Телесный угол	стерадиан	ср
<u>Некоторые производные</u>		
Сила	ньютон	Н
Давление	паскаль	Па
Работа, энергия	джоуль	Дж
Количество электричества	кулон	Кл

Наряду с единицами СИ до последнего времени широко использовались изымаемые из обращения после переходного периода внесистемные единицы активности и дозовых характеристик поля ионизирующих излучений (кюри, рад, бэр, рентген). Так как специалисты в опубликованных ранее учебниках, статьях, отчетах будут еще долгие годы (и после переходного периода) встречаться с внесистемными единицами, в настоящей главе эти единицы рассматриваются вместе с единицами СИ.

Существуют единицы, которые наравне с единицами СИ допущены в обоснованных случаях к применению 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; электронвольт (эВ) для энергии.

1.2. Единицы активности

Активность A радиоактивного вещества – число спонтанных ядерных превращений dN в этом веществе за малый промежуток времени dt , деленное на этот промежуток:

$$A = dN/dt . \quad (1.1)$$

Единицей измерения активности в СИ является одно ядерное превращение в секунду (расп/с), она получила название беккерель (Бк). Внесистемная единица активности – кюри (Ки): $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп/с} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Отношение активности радионуклида в радиоактивном материале к массе, объему, площади поверхности материала называется удельной, объемной, поверхностной активностью материала соответственно.

Распад радиоактивных атомов сопровождается выходом α -, β^+ , β^- -частиц, конверсионных электронов, γ -квантов, рентгеновского излучения. Число ядерных превращений часто не совпадает с числом испускаемых частиц и фотонов. Связать активность радионуклида с числом испущенных частиц или фотонов можно исходя из схемы распада нуклида.

Число радиоактивных атомов нуклида в источнике (или активность радионуклида) уменьшается со временем по закону радиоактивного распада

$$N(t) = N(0) \cdot \exp(-\lambda t) , \quad (1.2)$$

где $N(0)$ – число радиоактивных атомов в начальный момент времени; λ – постоянная распада. Время, в течение которого рас-

падает половина атомов радионуклида, называют периодом полураспада и обозначают $T_{1/2}$. Из выражения (1.2) легко получить

$$\lambda = 0,693 / T_{1/2} . \quad (1.3)$$

Используя (1.1) и (1.2), можно получить связь между активностью и числом радиоактивных атомов, имеющих в источнике в данный момент времени

$$A = \lambda \cdot N = 0,693 \cdot N / T_{1/2} . \quad (1.4)$$

1.3. Характеристики поля излучения

Поле ионизирующего излучения – пространственно–временное распределение частиц или фотонов в рассматриваемой среде. Характеристики поля, аргументами которых являются энергия и направление движения частиц, называются дифференциальными. Если энергия и направление движения не являются аргументами характеристики поля, то она называется интегральной. Сформулируем определения наиболее часто используемых интегральных характеристик поля излучения.

Флюенс частиц (фотонов) F – число частиц (фотонов) dN , проникающих в сферу малого сечения ds , деленное на это сечение: $F = dN/ds$.

Плотность потока частиц (фотонов) φ – флюенс частиц dF за малый промежуток времени dt , деленный на этот промежуток: $\varphi = dF/dt = d^2N/ds \cdot dt$.

Для оценки поля излучения в практических задачах часто используют дозовые характеристики.

Поглощенная доза излучения (доза излучения) D – средняя энергия $d\bar{E}$, переданная излучением веществу в некотором элементарном объеме, деленная на массу вещества dm в этом объеме: $D = d\bar{E}/dm$. Единица поглощенной дозы в СИ – грэй (Гр) равен 1 Дж энергии любого вида излучения, поглощенному в 1 кг вещества. Внесистемной единицей поглощенной дозы излучения является рад, который соответствует поглощению 100 эрг энергии любого вида излучения в 1 г вещества. Таким образом, 1 Гр = 1 Дж/кг = 100 рад.

Для оценки радиационной опасности хронического облучения излучением произвольного состава вводится понятие эквивалентной дозы. Эквивалентная доза излучения H – произведение поглощенной дозы излучения D в данном элементе биологической ткани на средний коэффициент качества излучения K :

$$H = D \cdot \bar{K} = \sum_i D_i \cdot K_i, \quad (1.5)$$

где индексы i относятся к компонентам излучения разного качества.

Безразмерный коэффициент качества K определяет зависимость неблагоприятных биологических последствий облучения человека в малых дозах от полной линейной передачи энергии (ЛПЭ) излучения. ЛПЭ заряженных частиц в среде L есть средняя энергия $d\bar{E}$, теряемая частицей в среде при соударениях локально на малом отрезке пути dl , деленная на этот отрезок: $L = d\bar{E}/dl$. В качестве единицы измерения ЛПЭ используется килоэлектронвольт на микрометр воды: $1 \text{ кэВ/мкм} = 0,16 \text{ нДж/м}$.

В табл. 2 представлена регламентированная зависимость коэффициента качества от полной ЛПЭ. В табл. 3 приведены значения коэффициента качества для излучения различных видов с неизвестным спектральным составом.

Таблица 2. Коэффициенты качества ионизирующего излучения

ЛПЭ в воде	кэВ мкм	≤ 3,5	7,0	23	53	≥ 175
	нДж м	≤ 0,56	1,1	3,7	8,5	≥ 28
K		1	2	5	10	20

Таблица 3. Значения коэффициента качества для разных видов излучений

Вид излучения	K
Рентгеновское и γ -излучение	1
Электроны, позитроны, β -излучение	1
Нейтроны с энергией меньше 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1 - 10 МэВ	10
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
α -излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Единица эквивалентной дозы в СИ - зиверт (Зв), 1 Зв численно равен 1 Гр, деленному на коэффициент качества K . Зиверт - единица эквивалентной дозы любого вида излучения в

биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр образцового рентгеновского или γ -излучения. Внесистемная единица эквивалентной дозы — бэр, 1 бэр численно равен 1 рад, деленному на коэффициент качества. Таким образом, 1 Зв = 100 бэр.

Поглощенную или эквивалентную дозу, отнесенную к единичному флюенсу частиц называют удельной поглощенной $\delta = D/F$ или удельной эквивалентной $h = H/F$ дозой соответственно.

В биологическом объекте доза излучения распределяется неравномерно. Степень воздействия излучений принято характеризовать максимальными значениями доз в теле человека. Так, максимальная эквивалентная доза H_m — наибольшее значение суммарной эквивалентной дозы от всех источников излучения в критическом органе (теле). Слово "максимальная" обычно для краткости опускают. Поэтому, ниже в тексте под тканевыми дозами будем понимать их максимальные значения.

Для оценки поля фотонного излучения с энергией 1 кэВ — 3 МэВ часто используют понятие экспозиционной дозы X — полный заряд dQ ионов одного знака, возникающих в воздухе при полном торможении всех вторичных электронов, которые были образованы фотонами в малом объеме воздуха, деленный на массу воздуха dm в этом объеме: $X = dQ/dm$.

Единица экспозиционной дозы в СИ — кулон на килограмм (Кл/кг). На практике используется внесистемная единица — рентген (Р) — это экспозиционная доза фотонного излучения, при прохождении которой через 0,001293 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. Заметим, что 0,001293 г — это масса 1 см³ атмосферного сухого воздуха при нормальных условиях; 1 Кл/кг = 3,876 · 10³ Р.

Из определения единицы рентген нетрудно найти его энергетические эквиваленты во внесистемных единицах. Принимая заряд одного иона равным $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед СГСЕ и среднюю энергию образования одной пары ионов равной 33,85 эВ, получим, что энергетический эквивалент рентгена равняется 0,113 эрг/см³ или 87,3 эрг/г воздуха. Следовательно, в воздухе в условиях лучевого равновесия заряженных частиц экспозиционной дозе в 1 Р соответствует поглощенная доза 0,873 рад. Поглощенная в 1 г ткани в условиях равновесия заряженных частиц энергия при экспозиционной дозе в 1 Р составляет 96 эрг/г = 0,96 рад. Поэтому с погрешностью 4% экспозици-

онную дозу в рентгенах и поглощенную дозу в ткани в ра-
дах можно считать совпадающими.

Для оценки воздействия на среду косвенно ионизирующих излучений используют понятие "керма" (керма – сокращенная форма от выражения *kinetic energy released in material*). Керма K – сумма первоначальных кинетических энергий dE_K всех заряженных частиц, появившихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, деленная на массу вещества dm в этом объеме: $K = dE_K / dm$. Единица измерения кермы совпадает с единицей измерения поглощенной дозы. Если потерями энергии на тормозное излучение можно пренебречь, то керма совпадает с поглощенной дозой от вторичных заряженных частиц в условиях равновесия заряженных частиц.

Мощность поглощенной дозы \dot{D} – приращение поглощенной дозы dD за малый промежуток времени dt , деленное на этот промежуток: $\dot{D} = dD/dt$. Мощность эквивалентной дозы \dot{H} , мощность экспозиционной дозы \dot{X} , мощность кермы \dot{K} определяются аналогично мощности поглощенной дозы. Единицами измерения \dot{D} , \dot{H} , \dot{X} , \dot{K} являются частные от деления единиц дозы (эквивалентной дозы, экспозиционной дозы, кермы) на соответствующую единицу времени. В табл. 4 приведены соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами активности и характеристики поля излучения.

Таблица 4. Соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами

Величина и ее символ	Единица СИ	Внесистемная единица	Связь между единицами
Активность А	Беккерель (Бк)	Кюри (Ки)	$1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп/с} =$ $= 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$
Флюенс ча- стиц F	Частица на квадратный метр (част./м ²)	Частица на квадратный сантиметр (част./см ²)	$1 \text{ част./см}^2 = 10^4 \text{ част./м}^2$
Плотность потока ча- стиц Ψ	Частица на квадратный метр в се- кунду (част./м ² .с)	Частица на квадратный сантиметр в секунду (част./см ² .с)	$1 \text{ част./}(см^2 \cdot с) = 10^4 \text{ част./}(м^2 \cdot с)$

Величина и ее символ	Единица СИ	Внесистемная единица	Связь между единицами
Поглощенная доза D	Грей (Гр)	Рад (рад)	$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 10^{-2} \text{ Гр}$
Мощность поглощенной дозы \dot{D}	Грей в секунду (Гр/с)	Рад в секунду (рад/с)	$1 \text{ рад/с} = 10^{-2} \text{ Гр/с}$
Эквивалентная доза H	Зиверт (Зв)	Бэр (бэр)	$1 \text{ бэр} = 1 \text{ рад/К} = 10^{-2} \text{ Гр/К} = 10^{-2} \text{ Зв}$
Экспозиционная доза X	Кулон на килограмм (Кл/кг)	Рентген (Р)	$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Керма K	Грей (Гр)	Рад (рад)	$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 10^{-2} \text{ Гр}$

Глава 2. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Классификация источников излучения

Для однозначного задания источника излучения необходимо указать его характеристики: вид излучения; геометрию источника (форма и размеры); мощность и ее распределение по источнику; энергетический спектр излучения; угловое распределение излучения.

Характеристики излучения источника описываются функцией $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, которая представляет собой число частиц с энергией E на единичный энергетический интервал, движущихся в единицу времени в направлении вектора $\vec{\Omega}$ в единичный телесный угол из точки \vec{r} . Функция $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ задается по всему пространству, занятому источником.

Основное внимание в пособии уделено источникам фотонного излучения, нейтронов, α - и β -излучения.

Геометрически источники могут быть точечными и протяженными. Точечным можно считать такой источник, размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега излучения в материале источника (можно пренебречь ослаблением излучения в источнике). Протяженные источники представляют собой суперпозицию точечных источников и могут быть линейными, поверхностными или

объемными с ограниченными, полубесконечными или бесконечными размерами. Поперечные размеры линейных источников должны быть много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега в материале источника. Поверхностные источники имеют толщину, много меньшую, чем расстояние до точки детектирования и длина свободного пробега в материале источника.

Мощность может быть распределена по протяженному источнику равномерно, линейно, по косинусоидальному закону и т.д.

Энергетический спектр излучения источников может быть моноэнергетическим (испускаются частицы одной фиксированной энергии), дискретным (испускаются частицы нескольких фиксированных энергий) или непрерывным.

Угловое распределение излучения для моноэнергетических осесимметричных источников, наиболее часто встречающихся на практике, задается зависимостью от угла θ_0 между направлением движения частиц и осью симметрии в виде:

$$S(\theta_0) = S_0 \cdot f(\theta_0), \quad (2.1)$$

где $S(\theta_0)$ — число частиц, испускаемых в единицу времени в единичный телесный угол в направлении θ_0 точечным источником или линейным (поверхностным, объемным) равномерным источником с единицы длины (поверхности, объема); S_0 — число частиц, испускаемых в единицу времени в полупространство в телесный угол 2π ср в направлении защиты. Для решения большинства практических задач достаточно рассматривать следующие распределения:

изотропное

$$S(\theta_0) = S_0 / 2\pi; \quad (2.2)$$

косинусоидальное

$$S(\theta_0) = S_0 \cdot \cos \theta_0 / \pi; \quad (2.3)$$

мононаправленное

$$S(\theta_0) = S_0 \cdot \delta(\cos \theta_0 - 1), \quad (2.4)$$

где δ — дельта-функция.

Иногда встречаются угловые распределения, которые можно записать в виде комбинации изотропного и косинусоидального угловых распределений излучения. Функция $f(\theta_0)$ в распределениях (2.1) — (2.4) нормирована так, что

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} S(\theta_0) \cdot \sin \theta_0 \cdot d\theta_0 \cdot d\psi = S_0. \quad (2.5)$$

Излучение точечного моноэнергетического источника с энергией частиц E_0 , помещенного в точке \vec{r}_0 , описывается выражением

$$S(\vec{r}, E, \theta) = S_0 \cdot f(\theta) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot \delta(E - E_0). \quad (2.6)$$

2.2. Гамма-излучение радионуклидов

Среди источников проникающего излучения наибольшее распространение получили источники гамма-излучения и нейтронов. Из всех источников гамма-излучения наиболее широко используются радионуклиды.

Для решения многих задач необходимо знать дозовые характеристики поля гамма-излучения радионуклидов. Эти характеристики, рассчитанные для точечного изотропного источника при некоторых стандартных условиях, называют гамма-постоянными. Гамма-постоянную обычно определяли во внесистемных единицах мощности экспозиционной дозы для активности нуклида $A = 1$ мКи и расстояния от источника до детектора $r = 1$ см.

Пусть имеется точечный изотропный радионуклид активностью A мКи, спектр гамма-излучения которого содержит m фотонов разной энергии; для i -й энергетической группы ($i = 1, 2, \dots, m$) энергия фотонов равна E_{0i} МэВ с квантовым выходом $n_{\gamma i}$ фотон/распад и линейным коэффициентом поглощения энергии фотонов в воздухе $\mu_n(E_{0i})$ см $^{-1}$.

Если пренебречь поглощением и рассеянием излучения в окружающем источнике воздухе, то мощность экспозиционной дозы в $R/4$ на расстоянии r см от него составит:

$$\dot{X} = \frac{A \cdot 3,7 \cdot 10^7 \cdot \sum_{i=1}^m [E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_n(E_{0i})] \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600}{4\pi \cdot r^2 \cdot 0,113}, \quad (2.7)$$

где $3,7 \cdot 10^7$ - число распадов в секунду, соответствующее активности 1 мКи; $1,6 \cdot 10^{-6}$ - коэффициент перевода 1 МэВ в эрги; 3600 - число секунд в часе; 0,113 - энергетический эквивалент 1 рентгена в воздухе, эрг/(см 3 ·Р).

Гамма-постоянной радионуклида называется мощность экспозиционной дозы, создаваемая гамма-излучением точечного изотропного радионуклидного источника активностью 1 мКи на расстоянии 1 см от него без начальной фильтрации. Выражается эта величина в (Р·см 2)/(ч·мКи) и обозначается Γ .

$$\Gamma = 3,7 \cdot 10^7 \cdot \sum_{i=1}^m [E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_n(E_{0i})] \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 / 4\pi \cdot 0,113. \quad (2.8)$$

Различают полную и дифференциальную гамма-постоянные. Гамма-постоянную, рассчитанную для i -й моноэнергетической линии гамма-спектра нуклида, называют дифференциальной и обозначают Γ_i . Полная гамма-постоянная равна сумме всех дифференциальных:

$$\Gamma = 1,50 \cdot 10^5 \cdot \sum_{i=1}^m E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_n(E_{0i}) = \sum_{i=1}^m \Gamma_i \quad (2.9)$$

В СИ использование единицы экспозиционной дозы (Кл/кг) неудобно. Значения экспозиционной дозы (в рентгенах) и поглощенной дозы в воздухе (в радах) отличаются во внесистемных единицах всего лишь в 1,14 раза, тогда как в единицах СИ различие становится большим. Кроме того, единица экспозиционной дозы в СИ более чем на три порядка превышает по величине прежнюю внесистемную единицу и между ними нет простого целочисленного выражения (см. табл. 4).

Более удобная характеристика поля гамма-излучения для определения гамма-постоянной в единицах СИ — поглощенная доза в воздухе. Поэтому гамма-постоянной радионуклида в СИ называется мощность поглощенной дозы в воздухе, создаваемая гамма-излучением точечного изотропного источника активностью 1 Бк на расстоянии 1 м от него без начальной фильтрации. Выражается эта величина в $\text{aГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$ и обозначается $\Gamma_{\text{СИ}}$. В отличие от гамма-постоянной во внесистемных единицах $\Gamma_{\text{СИ}}$ рассчитана для расстояния до точки детектирования $r = 1$ м и активности источника $A = 1$ Бк. Определение $\Gamma_{\text{СИ}}$ отличается от приведенного для Γ тем, что регистрируется не мощность экспозиционной дозы, а мощность поглощенной дозы в воздухе.

При необходимости расчетов экспозиционной дозы в единицах СИ можно определить подобно $\Gamma_{\text{СИ}}$ гамма-постоянную по экспозиционной дозе $\Gamma_{\text{СИ}}^X$ ($\text{aКл} \cdot \text{м}^2 / (\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк})$). Связь между гамма-постоянными во внесистемных единицах и в СИ:

$$\Gamma_{\text{СИ}} \left(\frac{\text{aГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}} \right) = 6,554 \Gamma \left(\frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}} \right), \quad (2.10)$$

$$\Gamma_{\text{СИ}}^X \left(\frac{\text{aКл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}} \right) = 0,1939 \Gamma \left(\frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}} \right). \quad (2.11)$$

Приведем примеры использования гамма-постоянной. Рассчитаем X точечного изотропного радионуклида активностью A мКи на расстоянии r см от источника. Согласно (2.7) — (2.8) получим выражение для мощности экспозиционной дозы (Р/ч)

$$\dot{X} = \frac{A \cdot \Gamma}{r^2} \quad (2.12)$$

Мощность поглощенной дозы в воздухе (аГр/с) от точечного изотропного нуклида активностью A Бк на расстоянии r м от источника можно рассчитать по формуле:

$$\dot{D} = \frac{A \cdot \Gamma_{\text{сн}}}{r^2} \quad (2.13)$$

Исходными для расчета гамма-постоянных являются данные об энергетическом спектре излучения нуклида (значения $E_{0i}, \mu_{\gamma i}$ для фотонов), которые обычно задаются в виде схем распада. При расчетах гамма-постоянной учитывается характеристическое и аннигиляционное (фотоны с энергией 0,511 МэВ) излучение. Не учитывается вклад в мощность дозы от тормозного и корпускулярного излучения нуклида.

Распад радиоактивного нуклида не всегда приводит к образованию стабильного нуклида. Дочерний нуклид также может быть радиоактивным, поэтому для радиоактивных нуклидов, распадающихся в дочерний нестабильный нуклид, в гамма-постоянной необходимо учесть гамма-излучение всех образующихся дочерних продуктов.

Гамма-постоянная, отнесенная к единичной активности материнского радионуклида, с учетом гамма-излучения всех дочерних продуктов определяется по формуле:

$$\Gamma_{\text{сн}} = \Gamma_{\text{сн}_1} + \sum_{i=2}^n \Gamma_{\text{сн}_i} \eta_i \quad (2.14)$$

Индексы при гамма-постоянных и коэффициентах η показывают место нуклида в цепочке распада; n — число нуклидов в цепочке распада; η_i — коэффициент, характеризующий отношение активности $(i-1)$ -го дочернего продукта к активности материнского:

$$\eta_i = N_i \lambda_i / N_1 \lambda_1, \quad (2.15)$$

где λ_1 и λ_i — постоянные радиоактивного распада материнского и $(i-1)$ -го дочернего продуктов соответственно; N_1 и N_i — числа радиоактивных атомов материнского и $(i-1)$ -го дочернего продуктов соответственно. Аналогично может быть записана формула для гамма-постоянной Γ .

В справочной литературе гамма-постоянные нуклидов, рассчитанные с учетом гамма-излучения дочерних продуктов, приводятся для равновесного состояния, когда в начальный момент имелся только материнский нуклид и период полураспада $T_{1/2}$ дочерних продуктов много меньше $T_{1/2}$ материнского нук-

лида. Например, для нуклида $^{226}_{88}\text{Ra}$ равновесное состояние с основными дочерними продуктами распада наступает через $t \approx 5 T_{1/2}^{Rn}$, где $T_{1/2}^{Rn}$ — период полураспада ^{222}Rn , равный 3,8 сут. При больших t для основных продуктов распада радиация $\eta_i = 1$. В этом случае гамма-постоянная равна сумме гамма-постоянных материнского и всех дочерних продуктов. В табл. 5 приведены рассчитанные значения гамма-постоянной для широко используемых нуклидов.

Таблица 5. Значения гамма-постоянной некоторых радионуклидов

Радионуклид	$\Gamma, \frac{\rho \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}}$	$\Gamma_{\text{си}}, \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$	Радионуклид	$\Gamma, \frac{\rho \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}}$	$\Gamma_{\text{си}}, \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$
$^{16}_7\text{N}$	14,65	96,48	$^{110\text{m}}_{47}\text{Ag}$	15,39	101,4
$^{24}_{11}\text{Na}$	18,13	119,4	$^{131}_{53}\text{I}$	2,156	14,20
$^{54}_{25}\text{Mn}$	4,614	30,38	$^{137}_{55}\text{Cs} + ^{137\text{m}}_{56}\text{Ba}$	3,242	21,33
$^{56}_{25}\text{Mn}$	8,468	55,76	$^{140}_{57}\text{La}$	11,48	75,56
$^{59}_{26}\text{Fe}$	6,177	40,67	$^{155}_{63}\text{Eu}$	0,388	2,55
$^{60}_{27}\text{Co}$	12,85	84,63	$^{192}_{77}\text{Ir}$	4,605	30,31
$^{64}_{28}\text{Cu}$	1,127	7,422	$^{198}_{79}\text{Au}$	2,305	15,17
$^{65}_{30}\text{Zn}$	3,056	20,12	$^{203}_{80}\text{Hg}$	1,292	8,506
$^{74}_{33}\text{As}$	4,349	28,63	$^{226}_{88}\text{Ra}^*$	9,031	59,45

* $^{226}_{88}\text{Ra}$ в равновесии с основными дочерними продуктами распада (без начальной фильтрации).

Для ряда практических задач (например, при обращении со смесями радионуклидов) источники удобно сравнивать по ионизационному эффекту в воздухе, измеренному в тождественных условиях. Источники, создающие при тождественных условиях одинаковую мощность экспозиционной дозы, имеют одинаковый радиевый гамма-эквивалент. Понятие радиевого гамма-эквивалента (или просто гамма-эквивалента) является нестандартизованной величиной, но широко используется на практике.

В качестве эталонного принимается гамма-излучение радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм. Единицей измерения гамма-эквивалента является миллиграмм-эквивалент радия (мг-экв Ra): 1 мг-экв Ra — единица гамма-эквивалента радиоактивного препарата, гамма-излучение которого при тождественных

условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и гамма-излучение 1 мг Государственного эталона радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм.

Если A и Γ выразить во внесистемных единицах и учесть, что в этих единицах гамма-постоянная радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада после платинового фильтра толщиной 0,5 мм равна $8,4 \text{ Р.см}^2/(\text{ч.мКи})$, то гамма-эквивалент M любого радиоактивного препарата можно определить из соотношения

$$M = \frac{A \cdot \Gamma}{8,4} \quad (2.16)$$

Мощность экспозиционной дозы \dot{X} (Р/ч) точечного изотропного источника с гамма-эквивалентом M мкЭкВ $R\alpha$ на расстоянии r см от него можно рассчитать по формуле

$$\dot{X} = \frac{M \cdot 8,4}{r^2} \quad (2.17)$$

2.3. Тормозное излучение радионуклидов

Гамма-постоянные нуклидов не учитывают вклад в мощность дозы от тормозного излучения, образующегося при торможении β -частиц или электронов внутренней конверсии в веществе источника или фильтре, окружающем источник. Для большинства радионуклидов выход тормозного излучения пренебрежимо мал по сравнению с гамма-излучением нуклида, однако некоторые из них, например ^{140}La и ^{198}Au , имеют ощутимое тормозное излучение.

При торможении β -частиц, обладающих непрерывным спектром, при условии их полного поглощения в источнике выход тормозного излучения можно оценить по формуле:

$$Y_{\beta} = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m n_{\beta i} \cdot E_{\beta i}^2 \quad (2.18)$$

где Y_{β} - выход тормозного излучения, МэВ/распад; Z - атомный номер вещества, в котором происходит торможение β -частиц; $n_{\beta i}$ - выход β -частиц на один распад ядра; $E_{\beta i}$ - граничная энергия β -излучения, МэВ; m - число энергетических групп β -частиц в спектре нуклида.

При торможении моноэнергетических электронов при условии их полного поглощения в источнике можно использовать выражение:

$$Y_e = 5,77 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot \sum_{i=1}^m n_{e_i} \cdot E_{e_i}^2, \quad (2.19)$$

где Y_e — выход тормозного излучения, МэВ/распад; n_{e_i} — выход электронов на один распад ядра; E_{e_i} — энергия моноэнергетических электронов, МэВ; m — число энергий электронов в спектре нуклида.

Следует заметить, что (2.18) получено для β -излучателей с энергетическим распределением, подобным по форме β -спектру ^{32}P . Если форма β -спектра сильно отличается от указанного, то погрешность расчета по (2.18) может достигнуть нескольких десятков процентов. Расчеты по (2.19) рекомендуется проводить для электронов с энергией не выше 1 МэВ, для более высоких энергий погрешность расчета также может быть значительной.

Влияние формы β -спектра меньше сказывается на результате расчета выхода тормозного излучения при полном поглощении β -частиц, если воспользоваться формулой

$$Y_\beta = 8,5 \cdot 10^{-4} (Z+3) \sum_{i=1}^m n_{\beta_i} \bar{E}_{\beta_i}^2, \quad (2.19a)$$

где \bar{E}_{β_i} — средняя энергия β -частиц i -й энергетической группы, МэВ.

2.4. Источники нейтронов

Основными характеристиками источников нейтронов являются: ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов; энергетический спектр; угловое распределение нейтронного излучения и интенсивность сопутствующего гамма-излучения. Наиболее широко применяются источники нейтронов, образующихся по реакциям (α, n) , (γ, n) , (ρ, n) , (d, n) , а также источники нейтронов деления.

Источники нейтронов по реакции (α, n) . Эти источники представляют собой однородную спрессованную смесь α -излучателя обычно с порошком металлического бериллия или бора.

Размеры (α, n) — источников обычно невелики и для большинства задач их можно считать точечными изотропными. Для обеспечения более изотропного выхода нейтронов желательно использовать источники, близкие по форме к сферическим.

Наибольший выход нейтронов достигается при использовании бериллия. В качестве α -излучателей чаще других ис-

точников применяют полоний, радий и плутоний. Источники с радиом дают нейтроны по реакции, вызываемой α -частицами как самого ^{226}Ra , так и продуктами его распада. Преимущество полониевых источников состоит в том, что они имеют менее интенсивное фотонное излучение (~ 1 фотон/нейтр.), чем радиевые источники ($\sim 10^4$ фотон/нейтр.), однако недостаток полониевых источников по сравнению с радиевыми состоит в малом периоде полураспада (138,4 сут). Основные характеристики широко используемых (α, n)-источников приведены в табл. 6.

Таблица 6. Основные характеристики (α, n)-источников

Источник	Период полураспада $T_{1/2}$	$Y_0 \cdot 10^6$ нейтр/с от источника активностью $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк	Число фото- нов на 1 ней- трон	Сред- няя энер- гия ней- тронов, МэВ	Макси- мальная энергия нейтро- нов, МэВ
$\text{Ra}-\alpha\text{-Be}^*$	1600 лет	17	$\sim 10^4$	3,63	13,2
$\text{Po}-\alpha\text{-Be}$	138,4 сут	~ 2	~ 1	4,3	10,89
$\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$	24060 лет	1,7	~ 1	4,5	10,74
$\text{Ra}-\alpha\text{-B}^*$	1600 лет	6,8	$\sim 10^4$		

* Радий в равновесии с основными продуктами распада.

Выход нейтронов (α, n)-источников, представляющих собой однородную смесь α -излучателя с массой M_α и вещества мишени с массой M , может быть примерно рассчитан по формуле

$$Y = Y_0 \cdot M / (M_\alpha + M), \quad (2.20)$$

которая описывает конкуренцию (α, n)-процесса и непроизводительной потери энергии α -частиц на ионизацию. Значения Y_0 (выходы при $M/M_\alpha \gg 1$) приведены в табл. 6. Энергетический спектр нейтронов (α, n)-источников непрерывный. Энергетические спектры нейтронов $\text{Po}-\alpha\text{-Be}$ и $\text{Pu}-\alpha\text{-Be}$ источников практически совпадают, что объясняется близостью энергии α -частиц полония и плутония.

Фотонейтронные источники. В этих источниках используется (γ, n)-реакция, которая может проходить при энергии фотонов, превышающей энергию связи нейтрона в ядре-мишени.

Используемые в качестве источников гамма-излучения радиоактивные нуклиды не испускают обычно фотоны с энергией, большей 3 МэВ, поэтому в радионуклидных фотонейтронных источниках мишени изготавливаются только из бериллия и дейтерия. Это объясняется тем, что бериллиевые и дейтериевые мишени имеют сравнительно низкий порог (γ, n) реакции (1,67 и 2,23 МэВ соответственно). Бериллий обычно применяют в чистом виде, дейтерий — в виде D_2O . Источниками фотонов могут служить радиоактивные нуклиды ^{24}Na , ^{88}Y , ^{124}Sb , ^{140}La , ^{226}Ra и другие.

Источники могут быть в виде смеси материалов мишени с гамма-излучателем или в виде гамма-излучателя, помещенного внутри контейнера из бериллия или окиси дейтерия. В этих источниках разброс нейтронов по энергиям небольшой, поэтому для многих практических задач источники нейтронов по реакции (γ, n) могут считаться моноэнергетическими.

В табл. 7 приведены основные характеристики бериллиевых и дейтериевых источников, в которых источниками гамма-излучения служат радиоактивные нуклиды. Выход нейтронов из (γ, n)-источников обычно меньше, чем из (α, n)-источников, что объясняется меньшей величиной сечения (γ, n)-реакции. Выход нейтронов для фотонейтронных источников приведен на 1 г мишени на расстоянии 1 см от источника.

Таблица 7. Основные характеристики бериллиевых и дейтериевых фотонейтронных источников

Источник	Период полураспада $T_{1/2}$	Энергия нейтронов, МэВ	Выход нейтронов γ , 10^4 нейтр/с от источника активностью $3,7 \times 10^{10}$ Бк
$^{24}Na + Be$	15,0 ч	0,83	13
$^{24}Na + D_2O$	15,0 ч	0,22	27
$^{88}Y + Be$	107 сут	0,16	10
$^{88}Y + D_2O$	107 сут	0,31	0,3
$^{124}Sb + Be$	60,2 сут	0,024	19
$^{140}La + Be$	40,2 ч	0,62	0,3
$^{140}La + D_2O$	40,2 ч	0,15	0,8
$Ra + Be^*$	1600 лет	0,6	3,0
$Ra + D_2O^*$	1600 лет	0,12	0,1

* Радий в равновесии с основными продуктами распада.

Для получения нейтронов с мишенями из элементов, для которых энергия связи нейтрона в ядре выше 6 МэВ, обычно используются фотоны, возникающие при различных ядерных реакциях или в электронных ускорителях.

Источники, использующие ускорение заряженных частиц (реакции (p, n) и (d, n)). На ускорителе по реакции (p, n) получают нейтроны с энергией от нескольких килоэлектронвольт до 1 – 3 МэВ, а по реакции (d, n) – быстрые нейтроны. Примером использования таких реакций могут служить нашедшие широкое применение реакции ускоренных до 1 МэВ дейтронов с мишенью из тяжелой воды для получения нейтронов с энергией 4 МэВ или ускоренных до ~ 15 кэВ дейтронов с мишенью из трития для получения нейтронов с энергией 14,9 МэВ при угле вылета 0° (рис. 1).

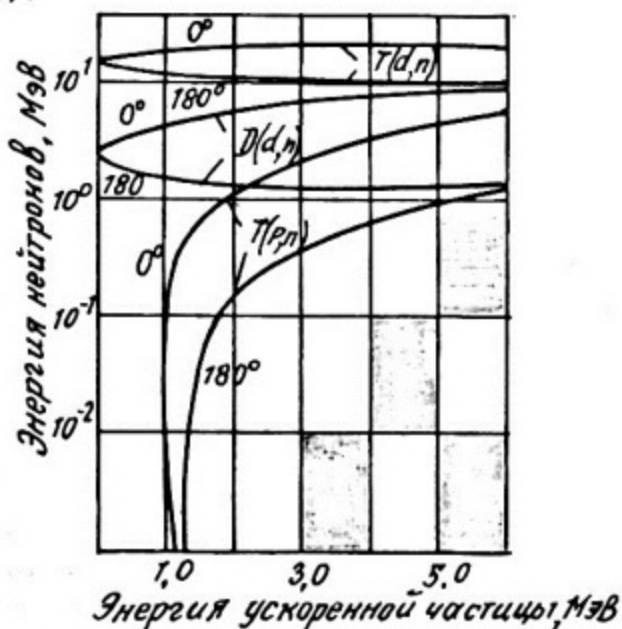


Рис. 1. Зависимость энергии нейтронов от энергии ускоренных протонов и дейтронов для углов вылета 0° и 180°

Источники нейтронов деления. В качестве источников нейтронов широко используются радионуклидный источник нейтронов деления ^{252}Cf (точечный изотропный источник с выходом до $\sim 10^9$ нейтр./с) и ядерный реактор как источник нейтронов деления.

Нейтроны, сопровождающие процесс деления, могут быть разделены на мгновенные ($> 99\%$) и запаздывающие. Мгновенные нейтроны деления распределены по энергиям в широком диапазоне от нескольких десятков килоэлектронвольт до 20 МэВ

и испускаются за время порядка нескольких микросекунд.

Существует целый ряд формул для описания энергетического спектра нейтронов деления. Например, энергетический спектр нейтронов деления ^{235}U на тепловых нейтронах может быть описан формулами:

Уатта - Фэзера

$$S(E_0) = 0,484 \cdot sh \sqrt{2E_0} \cdot exp(-E_0); \quad (2.21)$$

Кранберга

$$S(E_0) = 0,453 \cdot sh \sqrt{2,29E_0} \cdot exp(-E_0/0,965); \quad (2.22)$$

Лос-Аламосской лаборатории

$$S(E_0) = 0,770 \cdot E_0^{1/2} \cdot exp(-0,776 E_0). \quad (2.23)$$

В этих формулах E_0 выражена в МэВ, а $S(E_0)$ — доля нейтронов, испущенных при делении, на интервал энергии в 1 МэВ, причем, спектральное распределение нормировано следующим образом:

$$\int_0^{\infty} S(E_0) dE_0 = 1. \quad (2.24)$$

Определяемые по (2.21) — (2.23) спектры практически совпадают. При расчетах защиты небольшие изменения в спектре нейтронов деления, которые возникнут при замене ^{235}U другим делящимся материалом или при изменении энергии нейтронов, можно не принимать во внимание.

Максимум энергетического распределения нейтронов приходится на интервал энергии 0,6 — 0,8 МэВ, средняя энергия спектра 1,9 — 2,0 МэВ. При энергии выше 2 — 3 МэВ форма спектра близка к экспоненциальной.

Запаздывающие нейтроны связаны с β -распадом тех осколков деления, энергия возбуждения дочерних продуктов которых превышает энергию связи нейтрона. Кривые распада осколков деления с испусканием нейтронов аппроксимируются суммой экспонент, для хорошей аппроксимации необходимо шесть энергетических групп нейтронов. При расчете защиты запаздывающими нейтронами можно пренебречь из-за их низкого выхода по отношению ко всем нейтронам деления и более низкой кинетической энергии.

Глава 3. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ И ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ УРОВНИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

3.1. Воздействие излучения на организм

Основной задачей, составляющей предмет радиобиологии, является вскрытие общих закономерностей биологического ответа на воздействие ионизирующего излучения. Задача эта невероятно трудна и прежде всего потому, что для ее решения необходимо понять и преодолеть основной радиобиологический парадокс, состоящий в несоответствии между ничтожной величиной поглощенной энергии и крайней степенью выраженности реакций биологического объекта, вплоть до летального исхода.

Рассмотрим существо этого парадокса. Известно, что облучение дозой 10 Гр убивает всех млекопитающих. Что же представляет собой такая доза по суммарной энергии, поглощенной в теле при облучении? Если выразить эту дозу в единицах измерения тепловой энергии, то окажется, что организм человека нагреется лишь на $\sim 0,001^\circ$, т.е. меньше, чем от стакана выпитого горячего чая. С другой стороны подсчитано, что если подвергать непрерывному облучению какое-либо вещество, по плотности соответствующее живым тканям, с интенсивностью, создающей смертельную дозу в течение часа, то половина его атомов превратится в ионы примерно через 1000 лет. Причины того, почему ничтожное количество поглощенной в организме энергии приводит к катастрофе, составляет загадку радиобиологического парадокса, раскрытие которого могло бы решить основную задачу радиобиологии.

Уже вскоре после открытия биологического действия ионизирующих излучений было установлено, что любой живой объект может погибнуть от воздействия излучения. Однако дозы излучения, приводящие к гибели разные объекты, различаются в очень широких пределах. Для одних (например, лимфоцитов) достаточно менее 1 Гр, тогда как для других (например, некоторые одноклеточные) необходимо более 1000 Гр. Иными словами, каждому биологическому виду свойственна своя мера чувствительности к действию ионизирующей радиации, которая характеризует его радиочувствительность. В табл. 8 приведены ориентировочные данные о радиочувствительности различных организмов.

Таблица 8. Ориентировочные данные о радиочувствительности различных организмов к фотонному излучению различных источников

Биологический вид	Доза, вызывающая примерно 50%-ную смертность, Гр	Биологический вид	Доза, вызывающая примерно 50%-ную смертность, Гр
Овца	1,5 - 2,0	Кролик	9,0 - 10,0
Человек	2,5 - 3,0	Рыбы	8,0 - 20,0
Собака	2,5 - 3,0	Змеи	8,0 - 20,0
Обезьяна	2,5 - 4,0	Дрожжи	300 - 500
Крыса	7,0 - 9,0	Простейшие	1000 - 3000

Уже сам факт, что при определенной дозе половина животных гибнет, а другая остается в живых, свидетельствует о разной чувствительности к облучению даже животных одного вида. Радиочувствительность варьируется в пределах одного вида (индивидуальная радиочувствительность), а для данного индивидуума зависит также от возраста и пола.

Основной радиобиологический парадокс несоответствия малых количеств поглощенной энергии (незначительное повышение температуры тела не должно было бы повлиять на течение жизненных процессов) с разительным биологическим эффектом объясняется наличием различных биофизических и биохимических механизмов усиления первичных элементарных процессов размена энергии излучения. Это означает, что при поглощении, казалось бы, незначительной по абсолютной величине энергии ионизирующего излучения в организме начинается последовательный ряд физико-химических, биохимических и физиологических процессов, усиливающих первоначальный эффект, что в конечном счете приводит к гибели организма.

Стадию воздействия излучения на биологические объекты, при которой энергия излучений передается атомам и молекулам окружающей среды, что приводит к образованию ионов и возбужденных молекул, можно назвать физической. Но это только самый первый, физический "акт драмы", разыгрывающийся в клетке (а затем в тканях и во всем организме). За ним следует химический этап лучевого поражения клетки.

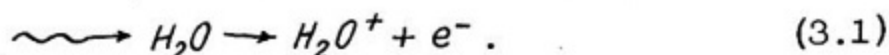
В основе первичных радиационно-химических изменений молекул могут лежать два механизма: 1) прямое действие, при

котором данная молекула испытывает ионизацию непосредственно при прохождении через нее заряженной частицы; 2) косвенное действие, при котором изменяемая молекула непосредственно не поглощает энергию падающего излучения, а получает ее путем передачи от другой молекулы.

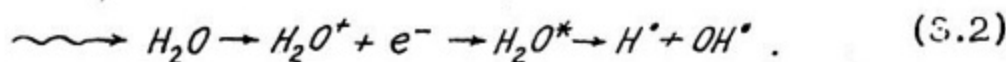
Главной составной частью всех живых организмов, в которых идут интенсивно процессы обмена веществ, является вода. Человеческий организм содержит примерно 65% воды, которая является посредником при косвенном действии излучения на белок, фермент, нуклеиновую кислоту или другой объект. Поэтому различие между прямым и косвенным действием наиболее четко выявляется при облучении водных растворов.

Процесс ионизации, происходящий под влиянием облучения, можно представить следующим образом. Выбитый из атома А электрон ассоциирует с атомом В, в результате чего образуется положительный ион A^+ и отрицательный ион B^- . Образовавшаяся пара ионов имеет очень короткую продолжительность жизни, (порядка 10^{-10} с) и приводит к образованию свободных радикалов, которые не несут электрического заряда, но являются крайне реакционноспособными. Типичный процесс образования свободных радикалов можно продемонстрировать на примере облучения чистой воды.

Допустим, что молекула воды ионизируется заряженной частицей, в результате чего она теряет электрон:



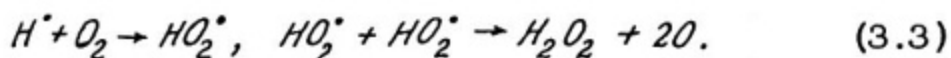
Отлетающий электрон, внедряясь в другую нейтральную молекулу воды, превращает ее в отрицательный ион H_2O^- . Ионы такого рода крайне неустойчивы. Продуктом расщепления ионов H_2O^+ и H_2O^- являются свободные радикалы H^\bullet и OH^\bullet . Если же электрон вновь присоединился к той молекуле, откуда первоначально вылетел, то возникает сильно возбужденная молекула воды H_2O^* , которая диссоциирует с образованием двух окислительных радикалов H^\bullet и OH^\bullet . Весь процесс можно записать так:



Свободные радикалы отличаются чрезвычайно высокой реакционной способностью. Существование их в воде продолжается не более 10^{-5} с. За это время они либо рекомбинируют друг с другом, либо реагируют с растворенным субстратом.

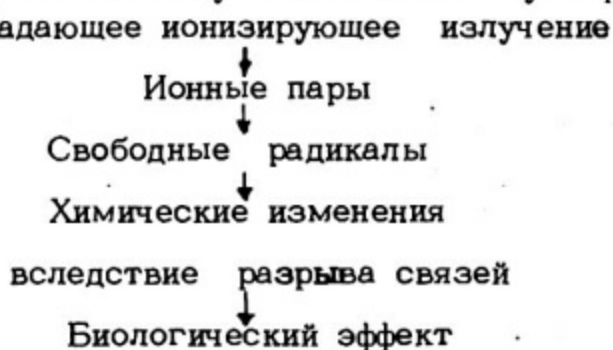
Следовательно, и второй этап поражения – первичные химические изменения – практически протекает мгновенно.

При наличии в воде растворенного кислорода образуются и другие продукты радиолиза, также обладающие окислительными свойствами: гидроперекисный радикал HO_2^{\bullet} , перекись водорода H_2O_2 и атомарный кислород. В жидкостях организма, как правило, растворен кислород, поэтому образование радикала HO_2^{\bullet} является, очевидно, первой ступенью преобразования энергии ионизирующего излучения в энергию химических реакций. Полагают, что радикал HO_2^{\bullet} , соединяясь с другим таким же радикалом, превращается в перекись водорода и кислород



Практически ситуация выглядит значительно более сложно, чем при облучении воды, особенно если поглощающим энергию излучения веществом служат крупные и сложные по составу биологические молекулы. В этом случае образуются свободные радикалы органического вещества R^{\bullet} . Как и водные радикалы, органический радикал R^{\bullet} обладает неспаренным электроном и крайне реакционноспособен. Располагая большим количеством энергии, он способен легко рвать химические связи, что всегда и происходит в промежутке между образованием ионных пар и формированием конечных химических продуктов. Кроме того, биологический эффект облучения усиливается за счет кислородного эффекта; образующийся в результате взаимодействия свободного радикала с кислородом также высокореакционный продукт RO_2^{\bullet} ведет к образованию новых молекул в облучаемой системе.

Таким образом, можно представить себе следующую упрощенную схему первичных физико-химических процессов, приводящих в финале к конечному биологическому эффекту:



Строго говоря, о прямом действии речь может идти только при облучении абсолютно чистого материала, например сухого кристаллического фермента, так как здесь нет посредника — воды. Можно ли различить относительную долю прямого и косвенного действия? Данные некоторых экспериментов позволяют полагать, что при облучении клеток прямое действие играет если не основную, то во всяком случае весьма существенную роль. В частности, такие жизненно важные макромолекулы, как белки и нуклеиновые кислоты, повреждаются, по-видимому, в основном в результате прямого действия. В целом, согласно многим литературным данным, полученным на разных клеточных объектах, на долю прямого действия приходится от 30 до 60%.

Биологическое действие излучения на организм может быть проиллюстрировано на примере самой элементарной биологической единицы — клетки — арены, на которой возникают начальные процессы лучевого поражения организма.

В клетке различают ядро и цитоплазму, на долю ядра приходится примерно одна треть веса клетки. Основным структурным материалом ядра — нуклепротеид, т.е. сложный белок, состоящий из собственного белка и дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК). Ядро отделяется от цитоплазмы оболочкой. Цитоплазма имеет сложное строение. В ней на общем фоне можно различить ряд структурных образований, среди которых находятся митохондрии. Эти структуры — своего рода "химические цехи" клетки, в которых сосредоточены ферменты, реализующие процессы окислительного расщепления питательных веществ и другие процессы обмена. Помимо митохондрий в клетке содержатся структурные образования — рибосомы, богатые рибонуклеиновой кислотой (РНК), имеющей отношение к синтезу белка.

Довольно скоро было замечено, что излучение тормозит деление клеток, а большие дозы губят клетки. Основным процессом деления является процесс непрямого деления или, как его называют, митоз. Заметим, что формы гибели, или, как иногда говорят инактивации, клеток могут быть самыми разнообразными. Разделив их в зависимости от времени наступления гибели по отношению к акту деления клетки, можно выделить две основные формы гибели: интерфазную (до деления клетки и без деления) и метотическую, или репродуктивную (после первого деления, в последующих делениях, гибель части делящихся клеток из популяции). Наиболее распространена в природе репродуктивная форма лучевой инактивации клеток. При

наблюдении за судьбой облученных клеток было установлено, что их гибель происходит как в процессе первого пострadiационного деления, так и во втором, третьем и четвертом митозах.

Основной причиной репродуктивной гибели клеток являются повреждения структуры хромосом (протяженных отделенных друг от друга нитей в клетке), возникающие под влиянием облучения; последние легко обнаруживаются во время цитологического исследования на разных стадиях митоза в виде так называемых хромосомных перестроек, или хромосомных aberrаций. У человека в каждой клетке имеется 46 хромосом, причем каждая хромосома состоит собственно из двух, но скрепленных между собой в одной точке. Разорванные при облучении хромосомы могут соединиться неправильно, а очень часто их отдельные фрагменты просто теряются при делении.

При анализе причин радиационной гибели клетки важным является вопрос об относительной радиочувствительности двух основных ее компонент — ядра и цитоплазмы. Многочисленные исследования дали весьма убедительные доказательства о несравненно большей радиочувствительности ядра и решающей роли его поражения в исходе облучения клетки.

Какие же внутриклеточные структуры ответственны за жизнеспособность клетки? В первую очередь это молекулы ДНК. В клетке содержится несколько десятков молекул ДНК, имеющих очень большую длину. ДНК постоянно связана с белками, которые участвуют в формировании хромосом. Облучение приводит к разрыву молекул ДНК и нарушению структуры ее оснований, что увеличивает число генных мутаций. Исследования показали, что с ростом ЛПЭ повышается поражаемость клеток и снижается их способность к восстановлению.

Следует иметь в виду, что по мере перехода от изолированной клетки к ткани, органу и организму все явления усложняются. Это происходит потому, что не все клетки поражаются в равной степени и, кроме того, тканевый эффект не равен сумме клеточных эффектов, так как ткани, а тем более органы и системы нельзя рассматривать как простую совокупность клеток. Находясь в составе ткани, клетки в значительной степени зависимы друг от друга и от окружающей среды.

Реакции организма на облучение весьма различны и определяются как особенностями действующего излучения, так и свойствами самого организма. Многообразие проявлений поражающего действия излучения зависит прежде всего от вида облучения (общее или местное); временного фактора — (однократ-

ное, пролонгированное, хроническое); пространственного фактора (равномерное и неравномерное); облучаемого объема и локализации облученного участка.

Под острым понимают облучение при высокой мощности дозы ($\sim 0,1 - 10$ Гр/мин), а под пролонгированным — облучение при низкой мощности дозы ($< 0,1$ Гр/мин). Хроническое облучение можно рассматривать как разновидность многократного облучения, но проводящегося очень длительно в малых дозах; оно может осуществляться и при высокой и при низкой мощности дозы. До 6 августа 1945 г., когда США впервые использовали атомное оружие в войне с Японией, не было никаких сведений о клинической картине острой лучевой болезни человека, вызванной кратковременным общим воздействием ионизирующей радиации. В дальнейшем информация стала поступать и из других источников — из результатов различных аварий и применения общего облучения в лечебных целях при терапии.

Разнообразные проявления поражающего действия ионизирующего излучения на организм человека называют лучевой болезнью. Различают три периода течения лучевой болезни: период формирования, период восстановления и период исходов и последствий.

Острая лучевая болезнь возникает в диапазоне доз $1 - 10$ Зв и более, в котором различают три степени тяжести: лучевая болезнь легкой степени ($1,0 - 2,5$ Зв), лучевая болезнь средней степени ($2,5 - 4,0$ Зв), лучевая болезнь тяжелой степени ($4,0 - 10,0$ Зв). Вероятность развития острой лучевой болезни той или иной степени тяжести при данной дозе определяется индивидуальной радиочувствительностью организма.

При повторном облучении дозами, не вызывающими острой лучевой болезни, но значительно большими предельно допустимых, может развиваться другая форма лучевого поражения — хроническая лучевая болезнь. Она также характеризуется фазностью течения, особенностями проявления в зависимости от равномерности облучения и также имеет отдаленные последствия.

Проблема хронического воздействия малых доз излучения на организм привлекает серьезное внимание радиобиологов. Но что же считать малой дозой при хроническом воздействии? Очевидно, за малые дозы нужно принять дозы, соизмеримые с естественным фоном, превышающие его лишь на один — два порядка. В настоящее время остается пока окончательно не установ-

ленным, какие проявления действия излучений могут возникнуть при любой малой, дополнительной к естественному облучению дозе и какие поражения развиваются только при достижении определенного уровня дозы (пороговое действие). Если речь идет о влиянии доз, превышающих естественный фон на один - два порядка, то некоторых изменений можно ожидать лишь при длительном облучении такими дозами. Причем эти изменения будут такими, что для их развития нужно длительное время. К ним относятся, например, такие показатели возможного проявления действия малых доз, как возникновение лейкемий, опухолей или генетических изменений. Статистический метод является почти единственным для изучения действия малых доз на человека. Приходится признать, что существующими методами нельзя достаточно точно обнаружить ущерб здоровью людей, в течение долгого срока облучающихся дозами, в 10 - 100 раз превышающими естественный фон. Это, правда, относится к взрослым людям и без учета возможных генетических последствий.

3.2. Соматические и генетические эффекты

Одна из весьма характерных особенностей лучевой болезни состоит в том, что в весьма отдаленные сроки после облучения в "выздоровевшем" и, казалось бы, полностью восстановившемся от лучевого поражения организме "вновь" возникают различные изменения, которые называют отдаленными последствиями облучения. К ним относятся в первую очередь сокращение продолжительности жизни, возникновение лейкозов, злокачественных опухолей и катаракты. Кроме того, ионизирующее излучение может вызвать такие изменения в организме, которые проявляются лишь в последующих поколениях. Поэтому различают соматические и генетические эффекты.

К соматическим эффектам, которые становятся явными у самого облученного лица, относят непосредственные эффекты облучения (острую или хроническую лучевую болезнь, локальные лучевые повреждения) и его отдаленные последствия (сокращение продолжительности жизни, возникновение опухолей, лейкозов и др.). К генетическим - последствия генных мутаций, проявляющиеся в потомстве облученных. Отдаленные последствия облучения иногда называют соматикостохастическими, чем подчеркивается их вероятностный характер.

Под мутациями понимают процесс, в результате которого возникают отклонения в наследственных свойствах организма. Иногда и сами эти отклонения называют мутациями. Ионизирующее излучение способно вызвать мутации всех живых объектов. В естественных условиях мутации, передаваемые потомкам, возникают вследствие воздействия факторов внешней среды (естественная радиоактивность, температура). Часто непосредственная причина мутаций остается неизвестной, и тогда их условно называют "самопроизвольными".

Наследственная информация заключена в хромосомах клеток, а материальным носителем наследственной информации в них является ДНК. Грубые поломки хромосом обычно заканчиваются гибелью клетки и не могут отразиться на потомстве. Если повреждения возникают в половых клетках, и при этом клетки не гибнут, а продолжают делиться, то повреждения хромосом (хромосомные aberrации) воспроизводятся и могут проявиться в последующих поколениях в виде отклонений от нормального развития организма.

В современных условиях жизни человека возникновение новых мутаций — процесс нежелательный. Подавляющая часть мутаций относится к числу вредных, хотя только некоторые из них будут проявляться в последующих поколениях в виде явных отклонений от нормы.

Генетическое действие излучения представляет опасность, когда облучению (хотя бы и малыми дозами) подвергается большое количество людей. Если вероятность возникновения мутаций у каждого отдельного человека при небольших дозах невелика, то при облучении той же дозой большого числа людей вред становится ощутимым.

3.3. Фоновое облучение

На человека воздействует естественное фоновое облучение, состоящее из космического излучения и излучения радиоактивных веществ, распределенных в почве, воздухе, в организме человека и др. Естественное фоновое облучение человека разделяют на внешнее и внутреннее. Внешнее облучение обусловлено воздействием на организм ионизирующих излучений от внешних по отношению к нему источников, внутреннее — воздействием ионизирующих излучений радиоактивных нуклидов, нахо-

дящихся внутри организма. Уровни естественного излучения в определенном месте практически не изменяются со временем, однако от района к району они могут существенно отличаться.

Рассмотрим кратко основные компоненты естественного фона.

Космическое излучение разделяют на галактическое космическое излучение (ГКИ) и солнечное космическое излучение (СКИ), которое связано с солнечными вспышками. Следует различать первичные космические частицы, обладающие широким спектром энергий ($10^2 - 10^{14}$ МэВ), и вторичные частицы и фотонное излучение, которые образуются в результате взаимодействия первичных частиц с ядрами атомов атмосферы. Первичное ГКИ состоит в основном из протонов и α -частиц и практически полностью поглощается в атмосфере. СКИ состоит из протонов, α -частиц и фотонного излучения. СКИ играет важную роль за пределами земной атмосферы, но из-за сравнительно низкой энергии (1 - 40 МэВ) не приводит к заметному увеличению дозы излучения на поверхности Земли. Таким образом, земной поверхности достигают вторичные частицы ГКИ, состоящие из ионизирующей (в основном, электроны) и нейтронной компоненты. Основной вклад в дозу облучения вносит ионизирующая компонента.

Важное значение во внешнем фотонном облучении человека радионуклидами земной коры играют ^{40}K и радионуклиды семейства ^{238}U и ^{232}Th . В воздухе основными источниками излучения являются продукты распада радона и торона. Вместе с вдыхаемым воздухом, а также через пищевые цепочки в организм человека попадают и осаждаются в нем природные радионуклиды, находящиеся в биосфере, ^{40}K , ^{14}C , ^3H , а также ^{226}Ra , ^{232}Th и продукты их распада. В организме взрослого человека концентрация природных радионуклидов остается практически постоянной.

Наряду с источниками естественного фона на человека оказывает влияние облучение от многочисленных искусственных источников, связанных главным образом с развитием научно-технического прогресса. Это облучение при рентгено- и радиодиагностике, терапии, от цикла атомной индустрии, от испытаний ядерного оружия, при авиapolетах на большой высоте и др.

В табл. 9 в качестве примера приведены средние дозы фонового облучения от естественных источников и основных источников искусственного облучения в США.

Таблица 9. Годовые тканевые эквивалентные дозы
фонового облучения

Источник	Эквивалентная доза, 10 ⁻² мЗв/год (мбэр/год)
<u>Естественный фон</u>	
Космическое излучение	44
Радионуклиды в почве, сооруже- ниях	40
Радионуклиды в теле человека	18
Итого:	102
<u>Искусственный фон</u>	
Медицина и стоматология	73
Выпадения от испытаний ядер- ного оружия	4,0
Профессиональное облучение	1,0
Ядерные энергетические уста- новки	0,003
Другие источники	2,0
Итого:	80

3.4. Нормы радиационной безопасности

Целью радиационной безопасности является предупреждение вредных нестохастических эффектов и ограничение до приемлемого уровня вероятности появления стохастических эффектов. Ограничение стохастических эффектов достигается поддержанием облучения человека на таком низком уровне, который может быть разумно достигнут с учетом всех экономических и социальных факторов.

Основным государственным документом в СССР, регламентирующим уровни воздействия ионизирующих излучений, являются "Нормы радиационной безопасности НРБ-76", а основные требования по обеспечению радиационной безопасности регламентируются "Основными санитарными правилами работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/80".

НРБ-76 устанавливают систему дозовых пределов и принципы их применения. В их основу положены отечественный опыт

обеспечения условий радиационной безопасности, результаты работ советских и зарубежных ученых, а также рекомендации Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ). НРБ-76 предусматривают следующие основные принципы радиационной безопасности: непревышение основного дозового предела, исключение всякого необоснованного облучения, снижение дозы излучения до возможно низкого уровня. Дозовые пределы, установленные НРБ-76 не включают дозу, получаемую пациентом при медицинском обследовании и лечении, и дозу, обусловленную естественным фоном излучения.

По допустимым основным дозовым пределам в НРБ-76 устанавливаются следующие категории облучаемых лиц:

категория А – персонал – лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений;

категория Б – ограниченная часть населения – лица, которые не работают непосредственно с источниками излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию радиоактивных веществ и других источников излучения, применяемых в учреждениях и (или) удаляемых во внешнюю среду с отходами;

категория В – население области, края, республики, страны.

В порядке убывания радиочувствительности устанавливаются три группы критических органов:

I группа – все тело, гонады и красный костный мозг;

II группа – мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень, почки, селезенка, желудочно-кишечный тракт, легкие, хрусталик глаза и другие органы, за исключением тех, которые относятся к I и III группам;

III группа – кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, лодыжки и стопы.

Для каждой категории облучаемых лиц устанавливается три класса нормативов: основные дозовые пределы, допустимые уровни, контрольные уровни. В качестве основных дозовых пределов для категории А устанавливается предельно допустимая доза за год, а для категории Б – предел дозы за год.

Предельно допустимая доза (ПДД) – наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год, которое при равномерном воздействии в течении 50 лет не вызовет в состоянии здоровья персонала (категории А) неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Предел дозы (ПД) – предельная эквивалентная доза за год для ограниченной части населения (категории Б). ПД устанавливается меньше ПДД для предотвращения необоснованного облучения этого контингента людей. ПД контролируется по усредненной для критической группы дозе внешнего излучения и уровню радиоактивных выбросов и радиоактивного загрязнения объектов внешней среды.

Основные пределы для различных групп критических органов, установленные НРБ-76, приведены в табл. 10.

Таблица 10. Основные дозовые пределы внешнего и внутреннего облучения для различных групп критических органов

Дозовые пределы, мЗв/год	Группа критических органов		
	I	II	III
ПДД для категории А	50	150	300
ПД для категории Б	5	15	30

Допустимые уровни – нормативные значения поступления радиоактивных веществ в организм, содержания радиоактивных веществ в организме, их концентрации в воде и воздухе, мощности дозы, плотности потока и т.п., рассчитанные из значений основных пределов ПДД и ПД.

При проектировании и планировании мероприятий по радиационной безопасности и при проведении радиационного контроля применяются следующие допустимые уровни:

для категории А:

- предельно допустимое годовое поступление ПДП радионуклида через органы дыхания;
- допустимое содержание $ДС_A$ радионуклида в критическом органе;
- допустимая мощность дозы $ДМД_A$ излучения;
- допустимая плотность потока $ДПП_A$;
- допустимая концентрация $ДК_A$ радионуклида в воздухе рабочей зоны;
- допустимое загрязнение поверхности ДЗ;

для категории Б:

- предел годового поступления ПП радиоактивных веществ через органы дыхания и пищеварения;

- допустимая концентрация $ДК_с$ радионуклида в атмосферном воздухе и воде;
- допустимая мощность дозы $ДМД_с$;
- допустимая плотность потока $ДПП_с$.

Для планирования мероприятий по защите и оперативного контроля за радиационной обстановкой с целью предотвратить превышение дозового предела должны устанавливаться контрольные уровни поступления радионуклидов, содержания их в организме, мощности дозы излучения, плотности потока, концентрации в воздухе и воде, загрязнения поверхности и т.п. До установления контрольных уровней их числовые значения принимаются равными допустимым уровням, установленным НРБ-76. При установлении контрольных уровней следует исходить из необходимости сохранения достигнутого уровня радиационного воздействия в данном учреждении ниже допустимого уровня и неравномерности радиационного воздействия во времени (например, при периодических работах, нестационарном режиме работы и т.п.).

Контрольный уровень устанавливается и используется для оценки радиационной обстановки преимущественно на основе среднего значения показателя за смену для категории А и за месяц для категории Б. При обслуживании постоянно работающего оборудования контрольный уровень устанавливается, как правило, ниже допустимого уровня. Таким образом, для персонала индивидуальная эквивалентная доза за год не должна превышать значения ПДД, указанного в табл. 10. Эквивалентная доза H , накопленная в критическом органе за время T (лет) с начала профессиональной работы, не должна превышать значения

$$H = ПДД \cdot T \quad (3.4)$$

Во всех случаях доза, накопленная к 30 годам, не должна превышать 12 ПДД. Для женщин репродуктивного возраста (до 40 лет) вводится дополнительное ограничение облучения, - доза на область таза не должна превышать 10 мЗв (1 бэр) за любые 2 месяца. Соответственно, для персонала индивидуальное годовое поступление радионуклидов и накопление их в критическом органе не должны превышать значений ПДП и $ДС_A$, содержащихся в НРБ-76.

В случае сочетания внешнего облучения и поступления (содержания) нескольких радионуклидов в организм должно выполняться условие, чтобы сумма отношений эквивалентной дозы в

данном критическом органе от каждого вида внешнего излучения к значению ПДД и отношений поступления в организм (содержания) радионуклидов к их ПДП (или ДС в том же органе) не превышала единицы:

$$\sum_i \frac{H_i}{\text{ПДД}} + \sum_j \frac{P_j}{\text{ПДП}_j} \leq 1, \quad (3.5)$$

где H_i — эквивалентная доза i -го излучения в данном критическом органе, а P_j — поступление j -го радионуклида.

В учреждениях, где ведутся работы с радионуклидами и другими источниками ионизирующих излучений, должны быть разработаны мероприятия, направленные на предупреждение аварийной ситуации, а также на ликвидацию последствий в случае возникновения аварии.

При возникновении аварии должны быть приняты все практически возможные меры для сведения к минимуму внешнего облучения персонала и поступления радионуклидов в организм человека. Каждое аварийное повышенное облучение при дозе внешнего излучения не более 2 ПДД должно быть скомпенсировано так, чтобы в последующем периоде (не более 5 лет) накопленная доза не превысила значение, определенное (3.4). При дозе до 5 ПДД внешнее облучение должно быть скомпенсировано так, чтобы в последующем периоде (не более 10 лет) накопленная доза не превысила значение, определяемое по (3.4). Однократное внешнее облучение при дозе свыше 5 ПДД, а также однократное поступление в организм радионуклидов свыше 5 ПДП должно рассматриваться как потенциально опасное. После такого воздействия работник должен быть направлен на медицинское обследование.

Вокруг учреждения, где ведутся работы с источниками, могут быть установлены санитарно-защитная зона и зона наблюдения. Санитарно-защитная зона — территория вокруг учреждения или источника радиоактивных выбросов, на которой уровень облучения может превысить ПД. В санитарно-защитной зоне устанавливается режим ограничений и проводится радиационный контроль. Зона наблюдения — территория, где возможно влияние радиоактивных сбросов и выбросов учреждения и где облучение проживающего населения может достигать ПД. На территории зоны наблюдения также проводится радиационный контроль.

При облучении лиц категории Б индивидуальная эквивалентная доза за год не должна превышать ПД, указанного в табл. 10.

Надзор за дозой излучения и поступлением радионуклидов в организм для категории Б осуществляется установлением контроля радиационной обстановки по месту их работы и проживания.

По месту работы контролируется мощность эквивалентной дозы внешнего излучения и концентрация радионуклидов в воздухе рабочих помещений и на территории. По месту проживания контролируется доза внешнего излучения и поступление в организм радионуклидов с воздухом, водой и рационом.

Ограничение облучения населения (категории В) определяется возникновением отдаленных эффектов и генетических последствий. Регламентация и контроль за облучением этой категории относится к компетенции Министерства здравоохранения СССР.

35. Коцепция "приемлемого риска"

Известно, что с любым видом деятельности человека связана определенная степень риска вредного воздействия, результатом которого могут быть травма, заболевание и даже смерть. При этом целесообразность введения нового вида деятельности (новой технологии) можно определять на основе соотношения "польза - затраты". Суждение о достоинствах нового вида деятельности оказывается зависящим от оценки приемлемости дополнительных источников риска.

Проблема определения приемлемого риска в различных сферах деятельности человека имеет экономические, социальные и другие аспекты. Экономические аспекты проблемы приемлемого риска могут быть выявлены при рассмотрении затрат, связанных с достижением заданного уровня профессионального риска, и анализе потерь, возникающих из-за недостаточно низкого уровня риска для какого-либо вида деятельности. Выражая эти затраты и потери в одинаковых единицах, что представляет сложную задачу, а затем суммируя их, можно оценить экономическую целесообразность новой технологии. Уровень риска неблагоприятных последствий, обеспечивающий минимум суммы потерь и затрат, можно назвать приемлемым.

Методика анализа "затраты - польза" основывается на следующем. Пусть S - полные затраты на достижение любого выбранного уровня безопасности (степени защищенности), характеризуемого переменной N . В качестве переменной N может быть взята допустимая доза излучения, риск и т.д. С увеличе-

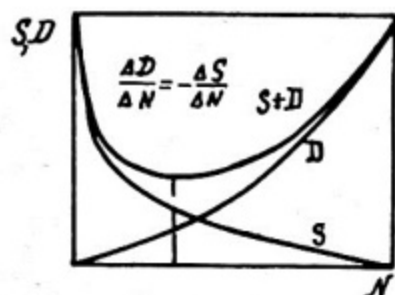


Рис. 2. Схема дифференциального анализа "затраты - польза"

нием N затраты на достижение соответствующего уровня безопасности уменьшаются. Обозначим D - полные потери, соответствующие величине N . При увеличении N возрастают потери из-за недостаточной защищенности. Эта ситуация качественно иллюстрируется на рис. 2. Видно, что при уменьшении N снижаются потери $D(N)$, но возрастают затраты на достижение этого уровня $S(N)$. Если мы сможем выразить S и D в одинаковых единицах, то получим возможность оты-

скания суммы $S + D$, которая из очевидных соображений должна иметь минимум при некотором значении переменной N .

Минимизация суммы затрат, требуемых для достижения заданного уровня безопасности, и потерь, возникающих из-за недостаточной защищенности персонала и (или) населения при этом уровне безопасности, обеспечивает условия для максимизации пользы от данного вида деятельности. При этом следует проверить ограничивающее условие, чтобы эквивалентная доза для любого облучаемого была ниже ПДД или ПД.

Дифференциальный анализ достижения оптимальных условий (минимума $S(N) + D(N)$) приводит к соотношению $dS/dN = -dD/dN$. В точке оптимума любое дальнейшее снижение риска не может оправдать усилий и затрат, необходимых для осуществления этого снижения. Следовательно, для обоснования уровня приемлемого риска применительно к новым сферам деятельности человека необходимо найти условия минимума для суммы затрат на достижение данного уровня безопасности и потерь из-за недостаточной защищенности от воздействия источника опасности. Отыскание минимума часто оказывается затруднительным, поскольку точная зависимость затрат и потерь от уровня риска в большинстве случаев неизвестна. Условия минимума и, соответственно, уровни приемлемого риска можно найти, анализируя масштабы риска в жизни человека. Это мнение основывается на признании стихийно реализуемых в обществе тенденций установления приемлемого равновесия между пользой и затратами для различных видов деятельности. Общество движется в направлении такого равновесия эмпирическим путем, путем проб, ошибок и их последовательного исправления.

Для количественных оценок масштаба риска в земных условиях предложена классификация источников риска смерти, при-

веденная в табл. 11. Очевидно, что только в первом приближении указанные источники риска воздействуют на человека независимо один от другого. При более детальном анализе необходимо учитывать, например, взаимное влияние внутренней среды организма и других источников риска.

Таблица 11. Классификация источников риска смерти

Источник риска смерти	Основные причины смерти	Риск смерти на человека в год для мужчин в возрасте 20-50 лет
Внутренняя среда организма	Генетические и соматические заболевания, старение	$5 \cdot 10^{-4}$ - $5 \cdot 10^{-3}$
Естественная среда обитания	Несчастные случаи при землетрясениях, ураганах, наводнениях и др.	10^{-5}
Искусственная среда обитания	Несчастные случаи в быту, на транспорте	$9 \cdot 10^{-4}$
Профессиональная деятельность	Профессиональные заболевания, несчастные случаи	$< 10^{-4}$ - безопасные условия; $> 10^{-3}$ - опасные и особо опасные условия
Непрофессиональная деятельность	Заболевания и несчастные случаи в любительском спорте	То же
Социальная среда	Убийства, самоубийства и самоповреждения	$3 \cdot 10^{-4}$

Используя приведенную классификацию, рассмотрим оценку риска смерти от различных источников. За количественную меру индивидуального риска примем среднюю вероятность гибели человека за единицу времени. Оценки риска смерти мужчин (см. табл. 11) сделаны на основании усреднения показателей по данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ) для пяти стран мира (США, Великобритании, Франции, Швеции, ЧССР).

Средняя смертность от болезней для мужчин всех возрастов составляет $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ на человека в год (около 1%), при

этом средние показатели соответствуют уровню смертности для возраста 54 – 55 лет, а при переходе от возрастной группы 20 – 24 года к группе 55 – 59 лет риск смерти возрастает примерно в 40 раз. Риск смерти от всех болезней для мужчин в возрасте от 20 до 50 лет (наиболее вероятный возраст с точки зрения профессиональной деятельности) составляет примерно 0,05 – 0,5% за год. Риск смертельных исходов в результате всех возможных видов воздействия окружающей человека естественной среды составляет не более 10^{-5} на человека в год, т.е. около 0,1% риска смерти для всего населения от болезней.

Типичными примерами воздействия искусственной среды обитания на современного человека в промышленно развитых странах могут быть заболеваемость и смертность, связанные с загрязнением внешней среды, выбросами промышленных предприятий, транспортными выхлопными газами, а также несчастные случаи в домашних и уличных условиях, на транспорте. В табл. 12 приведены значения оценок риска смерти, обусловленных воздействиями искусственной среды обитания, окружающей современного человека, в том числе воздействия радиации.

Таблица 12. Риск смерти при воздействии искусственной среды обитания (на человека в год)

Вид воздействия	Риск смерти
Катастрофы в искусственной среде обитания (смог, аварийное загрязнение внешней среды и др.)	$10^{-6} - 10^{-5}$
Выбросы теплоэлектростанций	$4 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-5}$
Выхлопные газы автомобилей	$1 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-6}$
Выбросы и отходы АЭС (при дозе $10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2}$ мЗв на границе зоны АЭС)	$5 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7}$
Глобальные выпадения радиоактивных веществ	$2 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-7}$
Медицинские процедуры с применением излучений	$5 \cdot 10^{-6}$
Прочие воздействия радиации (излучения телевизоров, при полетах высотных самолетов и др.)	$1 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-7}$
Все виды воздействия искусственных источников (исключая профессиональное облучение)	$3 \cdot 10^{-6} - 6 \cdot 10^{-6}$

Фактором, который вносит наибольший вклад в неблагоприятные последствия воздействия искусственной среды обитания, являются несчастные случаи в домашних условиях и на транспорте, которые происходят в повседневной жизни современного человека. Средняя смертность мужчин всех возрастов от несчастных случаев составляет $9,2 \cdot 10^{-4}$ на человека в год. В пределах возрастной группы 20 – 50 лет, интересующий нас с точки зрения участия в профессиональной деятельности, риск смерти практически совпадает с приведенным средним значением. Здесь максимальный риск смерти от несчастных случаев приходится на возрастную группу 20 – 24 года и составляет $1,1 \cdot 10^{-3}$ на человека в год.

Основные причины смерти, связанные с профессиональной деятельностью, могут быть отнесены либо к несчастным случаям в различных производственных условиях, либо к профессиональным заболеваниям. На основании приведенных в литературе данных по оценкам риска смерти для различных профессий можно наметить классификацию условий профессиональной деятельности по степени их безопасности. В основу такой классификации можно положить следующие соображения. Для таких традиционно признаваемых безопасными отраслей промышленности, как швейная, обувная, текстильная, пищевая, лесная, профессиональный риск смерти составляет менее $1 \cdot 10^{-4}$ на человека в год. Такие условия профессиональной деятельности мы вправе называть безопасными. В следующую группу с риском смерти $1 \cdot 10^{-4}$ – $1 \cdot 10^{-3}$ (такие условия назовем относительно безопасными) входят металлургическая, судостроительная, строительная и большинство других видов промышленности, а также гражданская авиация. Порядок риска $1 \cdot 10^{-3}$ – $1 \cdot 10^{-2}$ на человека в год соответствует такой профессиональной деятельности, как углекоксование и вулканизация. В таком же диапазоне риска в условиях, которые назовем опасными, работают экипажи рыболовных траулеров, строительные рабочие, экипажи реактивных бомбардировщиков и трактористы в сельском хозяйстве. Наконец, порядок риска $1 \cdot 10^{-2}$ и более соответствует особо опасным условиям деятельности летчиков-испытателей, экипажей реактивных истребителей, военных вертолетов. Предложенная классификация условий профессиональной деятельности приведена в табл. 13.

Характерным примером непрофессиональной деятельности может быть любительский спорт в предположении, что общее время непрофессиональной деятельности составляет 150 – 200

ч/год. К случаю любительского спорта можно применить классификацию условий профессиональной безопасности. Тогда такие виды спорта, как велосипед, бокс, лыжи, охота, будут соответствовать безопасным условиям; мотоцикл, гребля, альпинизм — относительно безопасным и опасным; скачки, скачки с препятствиями — особо опасным условиям.

Таблица 13. Классификация условий профессиональной безопасности

Категория	Условия профессиональной деятельности	Диапазон риска смерти (на человека в год)
I	Безопасные	$< 1 \cdot 10^{-4}$
II	Относительно безопасные	$1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$
III	Опасные	$1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-2}$
IV	Особо опасные	$> 1 \cdot 10^{-2}$

Хотя влияние социальной среды на здоровье и жизнь человека является важнейшим фактором в жизни современного человека, количественная оценка этого влияния по очевидным причинам затруднена. Однако можно оценить риск смерти от самоубийств и самоповреждений для мужчин различного возраста по данным ВОЗ. Средний риск смерти от самоубийства и самоповреждения в промышленно-развитых странах составляет $2,2 \cdot 10^{-4}$ на человека в год, а в интересующей нас группе (20 — 50 лет) — около $3 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, с любым видом деятельности человека связан риск неблагоприятных последствий, включая смерть. Выше мы привели оценки риска смерти, обусловленного воздействием различных источников опасности для современного человека, при этом профессиональная деятельность может быть отнесена к одной из четырех категорий. На основании приведенных выше статистических данных можно прийти к выводу, что социально приемлемым профессиональным риском смерти при длительных воздействиях оказывается $1 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$ на человека в год. Значение $5 \cdot 10^{-4}$ соответствует риску смерти от болезней людей в возрасте не более 30 лет.

С любым облучением связана некоторая степень риска, поэтому облучение, не являющееся необходимым, нужно исключить. При работе с излучением риск не должен превышать уровня риска, принятого в большинстве видов промышленной и науч-

ной деятельности с высокими стандартами безопасности. Риск для отдельных лиц из населения, связанный с искусственными источниками радиации, должен быть меньшим или равным другим рискам, обычно приемлемым в повседневной жизни, а также должен быть экономически оправдан.

Теперь рассмотрим уровень риска при профессиональном воздействии радиации. За 50-летний период применения основных дозовых пределов стало ясно, что в нормальных условиях острые эффекты исключены. При соблюдении дозовых пределов маловероятно возникновение отдаленных соматических поражений, включая сокращение жизни. Однако два отдаленных эффекта (злокачественные новообразования и наследственные эффекты), как полагают в настоящее время, проявляются пропорционально накопленной дозе излучения, сколь бы мала она не была. Если оценить риск образования лейкемии для общего профессионального облучения всего тела годовой дозой 1×10^{-2} Гр (1 рад), то он составит $(1 - 2) \cdot 10^{-5}$ на человека в год. Остальные злокачественные образования в 2 - 3 раза вероятнее лейкемии. При этом естественная частота лейкемии для США - $1 \cdot 10^{-4}$, а злокачественных образований (кроме лейкемии) - $3 \cdot 10^{-3}$ на человека в год. Общий риск смерти от загрязнения окружающей среды при соблюдении норм безопасности оценивается значением $3 \cdot 10^{-7}$ на человека в год. Таким образом, профессиональный риск для работы с излучением при соблюдении норм радиационной безопасности не превышает уровня риска для профессий, где условия безопасной работы являются общепризнанными.

Глава 4. ЗАЩИТА ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Классификация защит

Защитой называют материалы, располагаемые между источником излучения и зоной размещения персонала или оборудования для ослабления потоков ионизирующих излучений. Для описания защиты от излучений необходимо указать следующие ее характеристики: назначение, тип, компоновку, форму внешней поверхности, геометрию.

По назначению защиту подразделяют на биологическую (обеспечивающую допустимый уровень облучения персонала),

радиационную (обеспечивающую допустимый уровень радиационных повреждений конструкционных и защитных материалов), тепловую (обеспечивающую допустимый уровень радиационного энерговыделения и распределения температуры в конструкционных и защитных материалах). Радиационная и тепловая защиты, которые конструкционно часто бывают совмещены, используются только для мощных источников излучения, таких, как ядерные реакторы. При работе с изотопными источниками необходимость в радиационной и тепловой защите обычно не возникает.

По типу выделяют сплошную (целиком окружающую источник излучения), отдельную (когда наиболее мощные источники окружает первичная защита, а между первичной и вторичной защитами также имеются источники излучения), теньевую (защита устанавливается между источником излучения и защищаемой областью, размеры которой ограничиваются "тенью", отбрасываемой защитой), частичную (ослабленную для областей ограниченного доступа персонала).

По компоновке защиту разделяют на гомогенную (из одного защитного материала) и гетерогенную (из чередующихся слоев различных материалов).

По форме внешней поверхности можно выделить плоскую, сферическую, цилиндрическую и др.

По геометрии защиту можно классифицировать на бесконечную, полубесконечную, барьерную, ограниченную.

Защиту можно физически считать бесконечной (рис. 3,а), если любое окружение выделенной защиты дополнительным материалом не влияет на показания детектора. Это означает, что вероятность того, что любая частица, рассеянная за пределами выделенной защиты, будет зарегистрирована детектором, практически равна нулю. Полубесконечная (рис. 3,б) среда с детектором на границе образуется из бесконечной, если отсечь плоскостью АА заднее по отношению к детектору полупространство; а если отсечь задние полупространства по отношению к источнику и детектору параллельными плоскостями АА и ВВ, то получится барьерная геометрия защиты (рис. 3,в). Выделение в защите барьерной геометрии лишь части среды приводит к ограниченной защите (рис. 3,г).

Из рассмотрения типичных траекторий рассеянных частиц для различных геометрий при постоянной толщине защиты d между источником S и детектором D можно понять зависимость показаний детектора от геометрии защиты. Показание де-

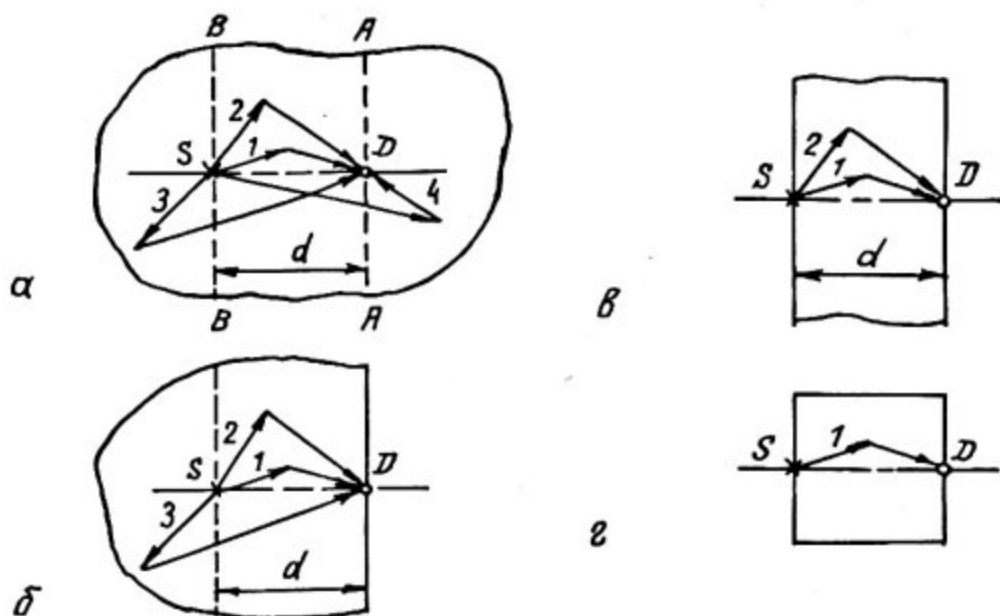


Рис. 3. Геометрия защит и типичные траектории рассеянных в гомогенной среде частиц для точечных источника S и детектора D

тектора будет максимальным для бесконечной геометрии, меньшим — для полубесконечной геометрии, еще меньшим — для барьерной геометрии, минимальным — для ограниченной геометрии.

4.2. Взаимодействие фотонного излучения с веществом

Взаимодействие излучений с веществом количественно характеризуется сечениями или коэффициентами взаимодействия. Сечение взаимодействия ионизирующих частиц (или фотонов) — вероятность взаимодействия ионизирующих частиц (или фотонов), характеризуемая площадью поперечного сечения такой воображаемой сферы, окружающей бомбардируемую частицу, что все бомбардирующие частицы (или фотоны), входящие в эту сферу, участвуют в процессах взаимодействия с бомбардируемой частицей. Сечение взаимодействия называют парциальным, если оно характеризует вероятность протекания одного из возможных процессов взаимодействия.

Полное сечение взаимодействия ионизирующих частиц (или фотонов) — сумма всех сечений взаимодействия ионизирующих частиц (или фотонов), соответствующих различным реакциям или процессам. Таким образом, полное сечение взаимодействия равно сумме сечений всех парциальных процессов.

Сечения взаимодействия, отнесенные к одному атому (ядру или электрону), называют микроскопическими и измеряют в

единицах площади. Единица микроскопического сечения взаимодействия в СИ – квадратный метр (м^2). Внесистемной единицей микроскопического сечения является барн (б): $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Макроскопическое сечение взаимодействия ионизирующих частиц (или фотонов) – отношение суммы сечений процессов взаимодействия определенного типа для всех атомов, находящихся в данном элементе объема, к этому элементу объема. Микроскопические сечения взаимодействия на один электрон σ или на один атом σ_a связаны с макроскопическими сечениями взаимодействия Σ следующими соотношениями:

$$\Sigma = \sigma \cdot n_e = \sigma \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A} \cdot Z; \quad (4.1)$$

$$\Sigma = \sigma_a \cdot n_a = \sigma_a \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A}, \quad (4.2)$$

где n_e и n_a – соответственно число электронов и атомов в единице объема вещества; N_A – число Авогадро; ρ , Z , A – соответственно плотность, атомный номер и атомная масса вещества.

Макроскопические сечения взаимодействия для фотонов обычно называют коэффициентами взаимодействия, полное макроскопическое сечение взаимодействия для фотонов называют коэффициентом ослабления. При этом различают линейный μ и массовый $\bar{\mu}$ коэффициенты ослабления, которые связаны между собой соотношением $\bar{\mu} = \mu/\rho$.

В области энергии фотонов от 30 кэВ до 10 МаВ, к которой относятся фотоны изотопных и реакторных источников, основными процессами взаимодействия являются фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и образование электронно-позитронных пар. Значительно меньшую роль играет когерентное рассеяние связанными электронами (эффект, который важен в области низких энергий фотонов).

В результате взаимодействия фотонов с веществом часть их энергии преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц, часть – в энергию вторичного фотонного излучения. Вероятность появления после взаимодействия заряженных частиц характеризуется сечением поглощения фотонов, а вероятность появления рассеянных фотонов – сечением рассеяния. Таким образом, в процессе взаимодействия появляются вторичные рассеянные фотоны. Кроме того, при указанных процессах взаимодействия появляется играющее меньшую роль вторичное фотонное излучение: аннигиляционное, флуоресцентное, тормозное излучения.

Рассмотрим кратко основные виды взаимодействия.

Фотоэлектрический эффект. При этом виде взаимодействия падающий фотон поглощается и передает всю свою энергию одному из электронов атома и выбивает его из атома. Кинетическая энергия фотоплектрона равна энергии поглощенного фотона за вычетом энергии связи электрона на оболочке. После выбивания связанного электрона появившийся свободный уровень заполняется одним из свободных электронов и фотопоглощение завершается испусканием вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение или флуоресценция).

Основную роль в фотоэффекте играют электроны К-оболочки, и сечение фотоэффекта на К-оболочке обычно составляет около 80% полного сечения фотоэффекта. Однако, если энергия фотона меньше энергии связи К-электрона, то из атома могут быть выбиты только электроны с более высоких оболочек. Поэтому сечение фотоэффекта σ_{ϕ} испытывает скачки в низкоэнергетической области при энергии фотонов, равной энергии связи электронов в атоме. Энергия связи для К-электронов для разных элементов составляет от 10 до 140 кэВ.

Сечение фотоэффекта $\sigma_{\phi} \sim Z^5$ и быстро убывает с ростом энергии фотонов ($\sim 1/E_0^{1.3}$). Поэтому фотоэффект играет существенную роль лишь для небольших энергий фотонов и для тяжелых веществ (больших Z).

Комптоновское рассеяние. В отличие от фотоэффекта комптоновское рассеяние не приводит к полному поглощению фотона. Фотон в результате упругого взаимодействия с электроном передает ему часть энергии и изменяет направление движения. Поскольку энергия фотона обычно значительно выше энергии связи электрона в атоме, и скорость электронов в атоме мала по сравнению со скоростью света, то до взаимодействия электрон можно с хорошей точностью считать свободным и покоящимся. Потерю энергии фотона и угол его рассеяния можно связать с помощью уравнений, описывающих законы сохранения энергии и импульса при упругом рассеянии (рис. 4). Таким образом, можно получить связь между углом рассеяния θ и энергией фотона до и после рассеяния:

$$E/E_0 = \left[1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1}, \quad (4.3)$$

где $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона.

Максимальная потеря энергии происходит при рассеянии назад ($\theta = \pi$). Тогда энергия фотона после рассеяния составляет

$$E \approx \frac{E_0}{1 + 3,9 E_0} \quad (4.4)$$



Рис. 4. Направления движения фотонов и электрона отдачи при комптоновском рассеянии

Следовательно, энергия рассеянного назад фотона не превысит 0,255 МэВ независимо от его начальной энергии. При рассеянии фотона вперед ($\theta = 0$) его энергия не изменяется $E = E_0$. В процессе комптоновского рассеяния фотоны рассеиваются в диапазоне углов $0 \leq \theta \leq \pi$, тогда как направление электронов отдачи может составлять с направлением движения первичного фотона угол $\varphi \leq \frac{\pi}{2}$. Чем меньше угол φ , тем большую долю энергии фотона уносит электрон. Сечение комптоновского рассеяния $\sigma_k \sim Z$, т.е. пропорционально числу электронов в атоме.

Интересной характеристикой комптоновского рассеяния является средняя потеря фотоном энергии в этом процессе. Эта энергия передается электронам отдачи. Поэтому сечение комптоновского рассеяния разделяют на две части:

$$\sigma_k = a\sigma_k + s\sigma_k, \quad (4.5)$$

где $a\sigma_k = [(E_0 - E)/E_0]\sigma_k$ и $s\sigma_k = E/E_0 \cdot \sigma_k$. Величину $a\sigma_k$ называют сечением комптоновского поглощения энергии, а $s\sigma_k$ — сечением истинного комптоновского рассеяния. С увеличением энергии падающих фотонов доля энергии, уносимой рассеянными фотонами, монотонно уменьшается, и все большая часть энергии передается электронам отдачи.

Комптоновское рассеяние преобладает над другими процессами взаимодействия фотонов в довольно широком диапазоне энергий: от 0,5 до 5 МэВ в свинце, от 0,1 до 10 МэВ в железе, от 0,05 до 15 МэВ в алюминии, от 0,02 до 23 МэВ в воздухе.

Образование электронно-позитронных пар. В поле ядра или атомного электрона фотон может превратиться в электронно-позитронную пару, которой передается вся энергия падающего фотона. Этот процесс имеет энергетический порог, равный энергии покоя образующейся пары $2m_0c^2 = 1,022$ МэВ, поэтому кинетическая энергия пары в поле ядра равна энергии фотона

минус $2m_0c^2$. Поскольку вероятность образования пары в поле электрона примерно в Z раз меньше, чем вероятность образования пары в поле ядра, то роль этого процесса в переносе фотонов мало-существенна. Поэтому основную роль играет процесс образования пар в поле ядра, при этом $\sigma_{\pi} \sim Z^2$.

Сечение этого эффекта монотонно возрастает от нуля при пороговой энергии, изменяясь примерно пропорционально E_0 , до постоянного значения в области высоких энергий (~ 50 МэВ для материалов с большим Z). Электрон и позитрон испускаются преимущественно в направлении движения падающего фотона, особенно при больших значениях E_0 , при этом энергия фотона распределяется почти поровну между электроном и позитроном. Процесс образования пар сопровождается низкоэнергетическим вторичным аннигиляционным излучением, аннигиляция позитронов приводит к образованию двух фотонов с энергией 0,511 МэВ. Аннигиляционное излучение имеет наибольшее значение для фотонов высокой энергии ($E_0 > 6$ МэВ) и для сред из тяжелых элементов ($Z > 25$).

Макроскопические сечения $\Sigma_{\varphi} = \sigma_{\varphi} \cdot n_a$, $\Sigma_{\kappa} = \sigma_{\kappa} \cdot n_a$ и $\Sigma_{\pi} = \sigma_{\pi} \cdot n_a$ называют линейными коэффициентами фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар соответственно. Сумма этих парциальных сечений дает линейный коэффициент ослабления μ :

$$\mu = \Sigma_{\varphi} + \Sigma_{\kappa} + \Sigma_{\pi} . \quad (4.6)$$

Величина, обратная линейному коэффициенту ослабления μ , представляет собой среднюю длину свободного пробега фотона в среде $l = 1/\mu$.

Рассмотрим зависимость μ от энергии фотонов (рис. 5). Для малых энергий ($E_0 < 1$ МэВ) μ увеличивается с уменьшением E_0 за счет фотоэффекта и комптоновского взаимодействия. Характерной особенностью зависимости является наличие минимума, что объясняется убыванием σ_{κ} с ростом энергии фотонов и возрастанием при этом σ_{π} . Энергия $E_{\text{мин}}$, при которой μ достигает минимума, различна для разных элементов. Так как σ_{κ} пропорционально Z , а $\sigma_{\pi} \sim Z^2$, то $E_{\text{мин}}$ уменьшается с возрастанием Z . Для алюминия $E_{\text{мин}} = 21$ МэВ, для железа — 8 МэВ, для свинца — 3,4 МэВ.

Коэффициент ослабления μ характеризует суммарную вероятность взаимодействия фотонов с веществом, приводящего как к поглощению, так и к рассеянию фотонов. Для характеристики степени поглощения энергии фотонов вводится линейный

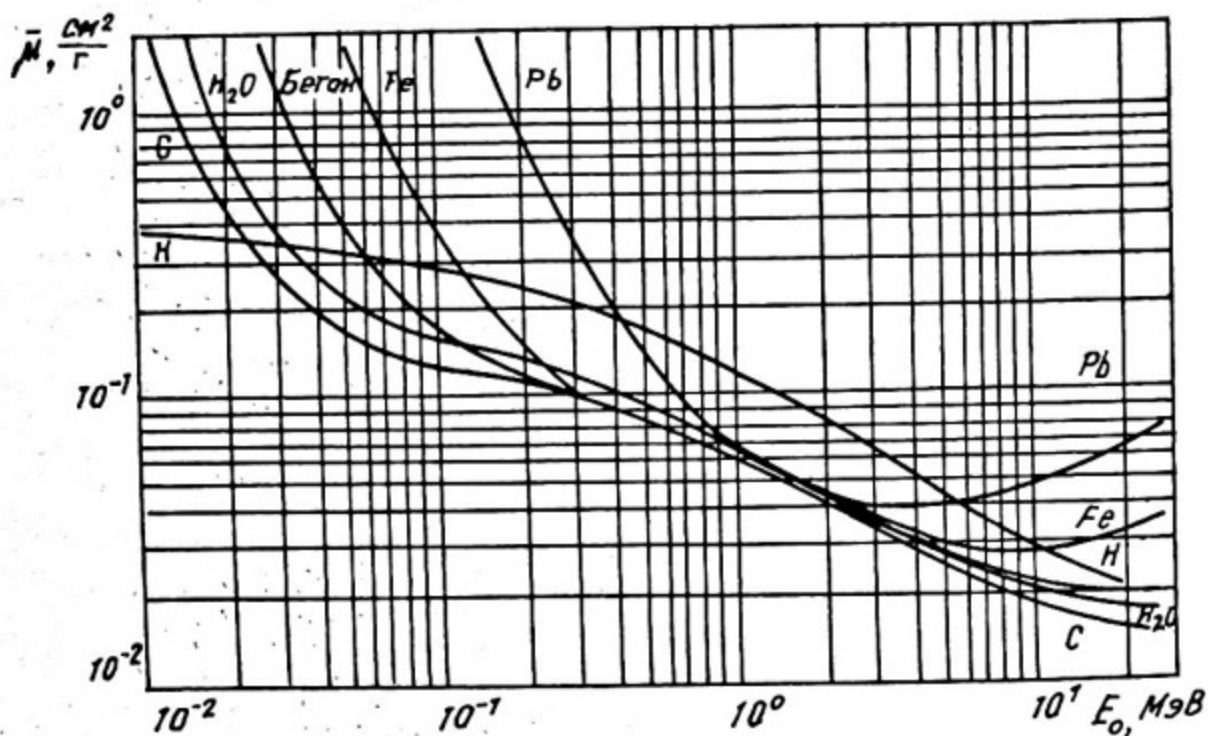


Рис. 5. Зависимость массового коэффициента ослабления от энергии фотонов для некоторых веществ

коэффициент поглощения энергии μ_n . Если пренебречь вторичным характеристическим, тормозным и аннигиляционным излучением (поскольку эти излучения относительно низкой энергии), то

$$\mu_n = \mu_s \Sigma_K = \Sigma_{\varphi} + \Sigma_K + \Sigma_n. \quad (4.7)$$

4.3. Геометрия узкого и широкого пучка, фактор накопления

При исследованиях прохождения излучения через защиту различают геометрию узкого ("хорошая" геометрия) и широкого ("плохая" геометрия) пучков. Геометрия узкого пучка характеризуется тем, что детектор регистрирует только нерассеянное излучение источника (проваимодействовавшие со средой фотоны не регистрируются). В реальных задачах наряду с нерассеянным излучением детектор регистрирует также рассеянное (однократно и многократно) в среде излучение. Геометрия, при которой детектор регистрирует нерассеянное и рассеянное излучение, называется геометрией широкого пучка.

Закон ослабления излучения однородной пластиной толщиной d в геометрии узкого пучка для плоского мононаправленного источника можно записать в виде

$$G(d) = G_0 \cdot \exp(-\mu d) = G_0 \cdot \exp(-\Sigma d), \quad (4.8)$$

где $G(d)$ и G_0 — произвольные характеристики поля излучения (плотность потока, мощность дозы и др.).

Для характеристики ослабления узкого пучка фотонов иногда используют понятие "слой половинного ослабления узкого пучка" $\Delta_{1/2}$. Под $\Delta_{1/2}$ понимают толщину слоя материала защиты, ослабляющего этот пучок в два раза, так что:

$$G(d) = G_0 \cdot 2^{-d/\Delta_{1/2}} = G_0 \cdot \exp(-0,693 d/\Delta_{1/2}), \quad (4.9)$$

$$\Delta_{1/2} = (\ln 2)/\mu = 0,693/\mu. \quad (4.10)$$

Множественно рассеянные в среде фотоны обычно учитывают введением в закон ослабления излучения в геометрии узкого пучка (4.8) множителя — фактора накопления. Если обозначить G_H и G_P характеристики поля нерассеянного и рассеянного фотонного излучения соответственно, то фактор накопления B_G по данному регистрируемому эффекту определится следующим образом:

$$B_G = \frac{G_H + G_P}{G_H} = 1 + \frac{G_P}{G_H}. \quad (4.11)$$

Закон ослабления излучения в геометрии широкого пучка для описанного выше примера запишется в виде:

$$G(d) = G_0 \cdot \exp(-\mu d) \cdot B_G. \quad (4.12)$$

Таким образом, фактор накопления характеризует отношение показания детектора в геометрии широкого пучка к показанию детектора в геометрии узкого пучка. При прохождении через среду фотоны либо поглощаются, либо рассеиваются, образуя непрерывный энергетический спектр фотонного излучения.

Фактор накопления зависит от всех условий задачи: детектируемого эффекта, характеристик источника (геометрии, энергетического и углового распределения излучения), характеристик защиты (геометрии, толщины, атомного номера материала), взаимного расположения источника, защиты и детектора. Наиболее важными из указанных зависимостей являются зависимость фактора накопления от детектируемого эффекта, энергии излучения, толщины защиты, атомного номера материала. Рассмотрим эти зависимости на примере моноэнергетических источников с энергией E_0 .

Для различных детектируемых эффектов выделяют следующие факторы накопления:

числовой (для плотности потока фотонов)

$$B_u(d) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(d, E) dE}{\varphi_0(d)} ; \quad (4.13)$$

энергетический (для плотности потока энергии фотонов)

$$B_s(d) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(d, E) \cdot E dE}{\varphi_0(d) \cdot E_0} ; \quad (4.14)$$

дозовый (для экспозиционной дозы)

$$B_A(d) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(d, E) \cdot E \cdot \mu_n^B(E) dE}{\varphi_0(d) \cdot E_0 \cdot \mu_n^B(E_0)} ; \quad (4.15)$$

поглощенной энергии (для поглощенной в среде энергии)

$$B_n(d) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(d, E) \cdot E \cdot \mu_n^{cp}(E) dE}{\varphi_0(d) \cdot E_0 \cdot \mu_n^{cp}(E_0)} , \quad (4.16)$$

где $\varphi(d, E)$ — пространственно-энергетическое распределение плотности потока нерассеянного и рассеянного излучения; $\varphi_0(d)$ — пространственное распределение плотности потока нерассеянного излучения; $\mu_n^B(E)$, $\mu_n^{cp}(E)$ — коэффициенты поглощения энергии фотонов в воздухе и данной среде соответственно.

Для легких и средних по атомному номеру сред при $E_0 < E_{мин}$ (энергии, соответствующей минимальному значению μ) фактор накопления увеличивается с уменьшением начальной энергии и имеет максимум при $E_0 \approx 0,1 - 0,2$ МэВ, а затем убывает с уменьшением энергии фотона, стремясь к единице, из-за быстрого роста сечения фотоэффекта. При больших толщинах защиты и $E_0 > 2 - 4$ МэВ фактор накопления больше для более тяжелых сред. В тяжелых средах при малой толщине защиты он сначала медленно увеличивается с уменьшением E_0 и имеет максимум при $E_0 \approx 1 - 2$ МэВ, а затем убывает с уменьшением E_0 .

С увеличением толщины защиты фактор накопления монотонно возрастает (рис. 6), при этом все время увеличивается доля фотонов, испытавших рассеяние. Таким образом, не устанавливается равновесие при увеличении толщины защиты между числом рассеянных и нерассеянных фотонов.

В большинстве случаев фактор накопления убывает с увеличением атомного номера материала защиты Z (рис. 7). Исключение составляет область высоких энергий излучения ис-

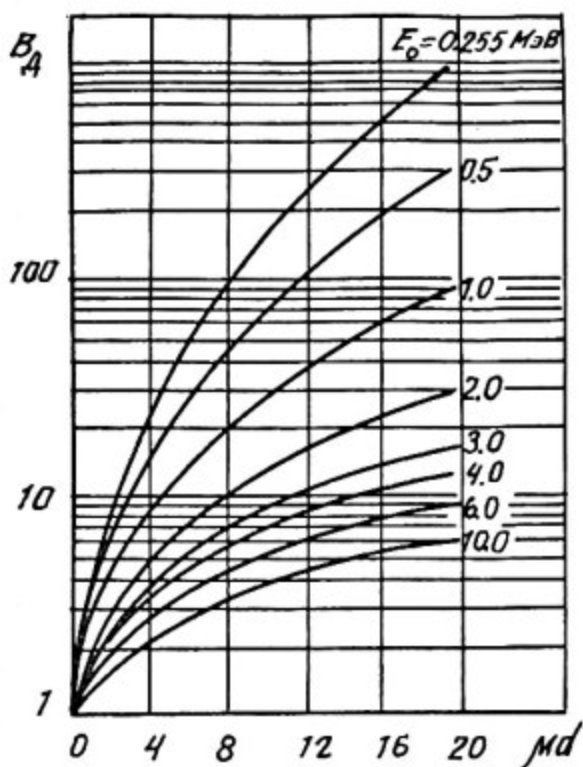


Рис. 6. Зависимость дозового фактора накопления от толщины защиты из воды для точечного изотропного источника и бесконечной геометрии защиты

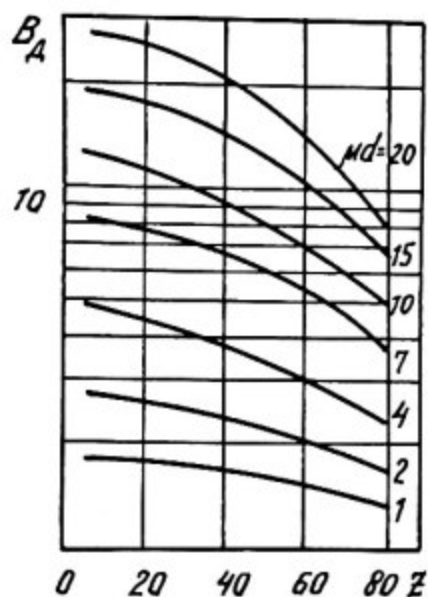


Рис. 7. Зависимость дозового фактора накопления от атомного номера материала защиты Z для точечного изотропного источника с энергией 2 МэВ и для различных толщин защиты μd

точника ($E_0 > 2 - 4$ МэВ) при больших толщинах защиты ($\mu d > 5$). В этих случаях с ростом Z фактор накопления сначала растет, проходит через максимум, потом убывает.

Из рассмотрения приведенных на рис. 3 типичных траекторий рассеянных фотонов для различных геометрий защиты можно записать следующее соотношение: $B^\infty > B^{1/2\infty} > B^\delta > B^{orp}$, где B^∞ , $B^{1/2\infty}$, B^δ , B^{orp} — факторы накопления соответственно для бесконечной, полубесконечной, барьерной и ограниченной геометрии защиты. Для ограниченных защит при удалении точки детектирования от защиты фактор накопления уменьшается, что объясняется различными угловыми распределениями покидающего защиту нерассеянного и рассеянного излучения. Значения факторов накопления некоторых материалов для бесконечной геометрии защиты приведены в табл. 14.

Таблица 14. Дозовые факторы накопления для точечного изотропного источника в бесконечной защите

E_0 , МэВ	μd				
	1	2	4	10	20
<u>Вода</u>					
0,5	2,44	4,88	12,8	62,9	252
1,0	2,08	3,62	7,68	26,1	74,0
2,0	1,83	2,81	4,98	12,7	28,0
4,0	1,63	2,24	3,46	7,16	13,4
6,0	1,51	1,97	2,84	5,37	9,42
10,0	1,37	1,68	2,25	3,86	6,38
<u>Алюминий</u>					
0,5	2,37	4,24	9,47	38,9	141
1,0	2,02	3,31	6,57	21,2	58,5
2,0	1,75	2,61	4,62	11,9	26,3
4,0	1,53	2,08	3,22	6,88	13,4
6,0	1,42	1,85	2,70	5,49	10,4
10,0	1,28	1,55	2,12	3,96	7,32
<u>Железо</u>					
0,5	1,99	3,12	5,96	19,1	55,4
1,0	1,85	2,85	5,30	15,8	41,3
2,0	1,71	2,49	4,25	10,8	24,6
4,0	1,57	2,12	3,29	7,60	16,8
6,0	1,47	1,87	2,76	6,18	14,2
10,0	1,33	1,59	2,16	4,69	12,3
<u>Свинец</u>					
0,5	1,24	1,42	1,69	2,27	2,73
1,0	1,37	1,69	2,26	3,74	5,86
2,0	1,39	1,76	2,51	4,84	9,00
4,0	1,27	1,56	2,25	5,44	16,3
6,0	1,18	1,40	1,97	5,69	32,7
10,0	1,11	1,23	1,58	4,34	39,2

Погрешность приведенных в табл. 14 факторов накопления оценивается в 5 - 15% для тяжелых сред и 25 - 30% для легких. Так как фактор накопления плавно изменяется с изменением атомного номера материала Z , значения факторов накопления для любых Z можно получить путем интерполяции.

Для выполнения различных вычислений с использованием факторов накопления точечных изотропных источников были пред-

ложены различные аппроксимации факторов накопления. Наиболее удобная форма аналитического представления факторов накопления для бесконечной геометрии была предложена Тейлором:

$$B(\mu d) = A_1 \cdot \exp(-\alpha_1 \mu d) + (1-A_1) \cdot \exp(-\alpha_2 \mu d), \quad (4.17)$$

где коэффициенты A_1, α_1, α_2 зависят только от энергии фотонов источника E_0 и Z среды и не зависят от толщины защиты μd . В справочной литературе приведены значения A_1, α_1 и α_2 для различных материалов для точечного изотропного и плоского мононаправленного источников в условиях бесконечной геометрии. Аппроксимация в виде суммы двух экспонент позволяет с учетом рассеянного излучения сохранить общий вид известных интегралов, полученных для различных случаев распространения нерассеянного излучения источников различных геометрических форм. Таким образом, удобство представления фактора накопления в виде (4.17) состоит в том, что это приводит к тем же интегралам, что и задача для нерассеянного излучения.

Как уже отмечалось, факторы накопления в барьерной геометрии меньше, чем в бесконечной, из-за уменьшения числа фотонов в низкоэнергетической части спектра. Это расхождение может быть учтено введением поправки на барьерность в виде:

$$\delta(E_0, Z) = \frac{B^{\delta}(E_0, \mu d, Z)}{B^{\infty}(E_0, \mu d, Z)}, \quad (4.18)$$

удобном тем, что поправка не зависит от μd . Значение поправки $\delta(E_0, Z)$ для некоторых защитных материалов приведено в табл. 15.

Таблица 15. Отношение дозовых факторов накопления в барьерной геометрии к дозовым факторам накопления в бесконечной среде для точечного изотропного источника

E_0 , МэВ	Вода	Алюминий	Железо	Свинец
0,5	0,750	0,799	0,869	0,983
1,0	0,830	0,845	0,903	0,986
2,0	0,892	0,905	0,929	0,989
4,0	0,941	0,946	0,956	0,993
6,0	0,961	0,965	0,973	0,994
10,0	0,974	0,983	0,987	0,996

Поправка на барьерность среды практически пренебрежимо мала для тяжелых материалов и становится заметной для легких сред при низких энергиях источника.

Факторы накопления гетерогенных сред дополнительно зависят от числа слоев защиты, материала, порядка и толщины отдельных слоев. Вместе с тем защита часто бывает гетерогенной, и практически невозможно затабулировать факторы накопления для всего многообразия многослойных защит.

Для инженерных расчетов факторов накопления гетерогенных сред предложен целый ряд формул: Д.Л.Бродера, А.А.Викторова и В.П.Машковича, Китазума, Футерменгера и др. Так, Д.Л.Бродером с сотрудниками на основании экспериментальных исследований для N последовательно расположенных слоев получено следующее эмпирическое соотношение:

$$B^{rer} = \sum_{n=1}^N B_n \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i \right) - \sum_{n=2}^N B_n \left(\sum_{i=1}^{n-1} \mu_i d_i \right), \quad (4.19)$$

где $B_n \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i \right)$ и $B_n \left(\sum_{i=1}^{n-1} \mu_i d_i \right)$ — факторы накопления гомогенной среды для материала n -го слоя, равной по толщине сумме всех слоев до n и $n-1$ слоев соответственно (нумерация числа слоев ведется от источника). Например, для гетерогенной защиты из трех слоев, в которой первым слоем является железо, вторым слоем — свинец, третьим — вода, фактор накопления, рассчитанный по (4.19), будет:

$$B^{rer}(\mu_1 d_1; \mu_2 d_2; \mu_3 d_3) = B_{Fe}(\mu_1 d_1) + B_{Pb}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2) + B_{H_2O}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3) - B_{Pb}(\mu_1 d_1) - B_{H_2O}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2). \quad (4.20)$$

Следует заметить, что анализ расчетных данных показывает, что (4.19) в некоторых случаях (особенно для тяжелых сред, следующих за более легкими) не воспроизводит точную зависимость фактора накопления от толщины защиты. Это обусловлено, во-первых, неучетом переходных эффектов вблизи границ слоев и, во-вторых, неправильным описанием фактора накопления на большой толщине в асимптотической области. Вместе с тем, формула удобна для проведения оперативных оценок факторов накопления гетерогенных сред.

4.4. Защита от гамма-излучения точечных источников

Рассмотрим практические методы расчета защиты от гамма-излучения точечного изотропного источника.

Защита без применения экранов. Для профессиональных работников установлена ПДД за 1 год 50 мЗв (5 бэр), что соответствует недельной ПДД 1 мЗв (100 мбэр) и допустимой мощности дозы $\dot{D}_{Д} = 1/t$ мЗв/ч ($100/t$ мбэр/ч). Для стандартного времени $t = 36$ ч в неделю $\dot{D}_{Д} = 28$ мкЗв/ч (2,8 мбэр/ч). Так как коэффициент качества $K = 1$ для гамма-излучения, и, как отмечено в разд. 1.3, экспозиционная доза (в рентгенах) и поглощенная доза в ткани (в радах) совпадает с погрешностью 4%, то для внесистемных единиц часто используют значение $\dot{D}_{Д}^{ЭК} = 2,8$ мР/ч и недельную ПДД^{ЭК} = 100 мР.

Условия безопасной работы для точечных изотропных источников гамма-излучения без защиты ($d = 0$), могут быть определены из соотношений:

$$\dot{X} = A \cdot \Gamma / r^2, \text{ Р/ч}; \quad X = A \cdot \Gamma \cdot t / r^2, \text{ Р}, \quad (4.21)$$

где A — активность источника, мКи; r — расстояние, см; t — время, ч. Используя приведенные выше соотношения, можно выбрать такие значения A , t и r , при которых выполняются условия безопасной работы $\dot{X} \leq \dot{D}_{Д}^{ЭК}$; $X \leq \text{ПДД}^{ЭК}$.

Универсальные таблицы для расчета защиты. Формула (4.21) дает выражение для мощности экспозиционной дозы \dot{X} от точечного изотропного источника без защиты. Если между источником и детектором поместить защиту толщиной d , то мощность экспозиционной дозы определится следующей формулой:

$$\dot{X}(d) = \frac{A \cdot \Gamma}{r^2} \cdot e^{-\mu d} \cdot B_A(E_0, \mu d, Z) = \dot{X}(d=0) \cdot e^{-\mu d} \cdot B_A(E_0, \mu d, Z) = \dot{X}(d=0) \cdot \exp[-(\mu d - \ln B_A)], \quad (4.22)$$

где $\dot{X}(d=0)$ — мощность экспозиционной дозы в точке детектирования в отсутствие защиты; $B_A = B_A(E_0, \mu d, Z)$ — фактор накопления.

Обычно при проектировании защиты ставится задача определения толщины защиты d , при которой обеспечивается заданный уровень облучения (например, ДМД). Однако даже в случае точечного изотропного моноэнергетического источника эта задача является нелегкой, так как (4.22) трансцендентное. Поскольку фактор накопления зависит от искомой величины d , его невозможно решить аналитически относительно d для заданного уровня $\dot{X}(d)$. Поэтому пользуются таблицами или номограммами, которые дают возможность быстро и с хорошей точностью решать вопросы защиты. Наибольшее распространение

получили так называемые универсальные таблицы Н.Г.Гусева для расчета защиты от гамма-излучения точечных источников.

Входными параметрами универсальных таблиц являются энергия фотонов источника E_0 и кратность ослабления $k(E_0, d)$. Кратность ослабления показывает, во сколько раз защита заданной толщины снижает уровень облучения. Тогда в соответствии с (4.22)

$$k(E_0, d) = \dot{X}(d=0) / \dot{X}(d) = \exp(\mu d - \ln B_A), \quad (4.23)$$

где $\dot{X}(d)$ — мощность экспозиционной дозы за защитой толщиной d , которая задается обычно равной $ДМД_A^{экс}$. Поэтому можно записать

$$k(E_0, d) = \dot{X}(d=0) / ДМД_A^{экс}. \quad (4.24)$$

В табл. 16 в сокращенном виде приведен пример универсальной таблицы расчета защиты. Название "универсальные" эти таблицы получили потому, что с их помощью можно определять толщину защиты по заданной кратности ослабления экспозиционной дозы, дополнительную защиту к уже существующей толщине, толщину защиты по заданной активности или гамма-эквиваленту для любых начальных условий проектирования и т.п.

Таблица 16. Универсальная таблица расчета защиты из железа

K	Толщина защиты (см) при энергии фотонов (МэВ)							
	0,5	0,66	0,8	1,0	1,25	1,75	4,0	6,0
1,5	1,6	1,8	2,0	2,1	2,15	2,3	2,8	2,9
2	2,5	2,8	3,1	3,3	3,45	3,8	4,5	4,6
5	4,8	5,3	5,7	6,4	6,9	7,8	9,4	9,6
10	6,3	7,1	7,7	8,5	9,3	10,6	12,6	13,2
20	7,7	8,6	9,4	10,3	11,3	13,0	15,9	16,6
50	9,5	10,7	11,6	12,7	13,9	16,1	20,0	21,5
1 · 10 ²	10,8	12,2	13,2	14,5	16,1	18,5	23,3	25,0
2 · 10 ²	12,0	13,6	14,8	16,3	18,0	20,8	26,6	28,4
5 · 10 ²	13,7	15,6	17,0	18,7	20,6	23,7	30,6	32,7
1 · 10 ³	15,0	17,0	18,6	20,5	22,6	26,1	33,7	36,0
2 · 10 ³	16,2	18,5	20,2	22,2	24,5	28,3	36,8	39,2
5 · 10 ³	17,7	20,1	22,0	24,3	27,0	31,4	40,7	43,2

Приближенный расчет защиты по слоям половинного ослабления. Толщину защиты, которая ослабляет дозу излучения (плотность потока фотонов и т.д.) в два раза, называют слоем половинного ослабления $\Delta_{1/2}$. Если использовать для расчетов защиты значение $\Delta_{1/2}$, то для требуемой кратности ослабления в геометрии широкого пучка можно записать выражение:

$$k(\mu) = \exp(0,693 d / \Delta_{1/2}) = 2^{d/\Delta_{1/2}} = 2^n, \quad (4.25)$$

где $n = d/\Delta_{1/2}$ — число слоев половинного ослабления, необходимое для получения заданного k . Толщину защиты оценивают из выражения $d = n \cdot \Delta_{1/2}$; значение $\Delta_{1/2}$ обычно определяется экспериментально.

Такая методика расчета является приближенной, так как зависимость типа (4.25) характеризует ослабление излучения в геометрии узкого пучка, а в геометрии широкого пучка значение $\Delta_{1/2}$ изменяется для данной энергии фотонов источника и материала защиты в зависимости от толщины защиты (и, соответственно, кратности ослабления). Поскольку $\Delta_{1/2}$ изменяется с толщиной, обычно выбирают его наибольшее значение.

Метод конкурирующих линий для расчета защиты от немонноэнергетических источников. Выше мы рассмотрели методы расчета защиты от моноэнергетических источников гамма-излучения. При наличии сложного спектра в расчетах защиты используют метод конкурирующих линий. Этот метод сводит расчет защиты для немонноэнергетических источников к расчету защиты от моноэнергетических источников по слоям половинного ослабления или по универсальным таблицам.

При расчетах методом конкурирующих линий сложный энергетический спектр излучения источника разбивают на несколько энергетических интервалов и определяют для них эффективную энергию $E_{01}, E_{02}, \dots, E_{0m}$ и соответствующий вклад n_1, n_2, \dots, n_m каждой энергии. Следует объединять в один интервал энергии, для которых коэффициенты взаимодействия (сечения взаимодействия) мало отличаются. В практике расчетов защиты обычно ограничиваются четырьмя — пятью энергетическими интервалами. Затем для каждой энергии фотонов E_{0i} и n_i рассчитывают парциальную кратность ослабления фотонов i -й энергетической группы k_i . Для каждой E_{0i} и k_i по слоям половинного ослабления или универсальным таблицам определяют требуемую толщину защиты d_i .

Главной линией спектра называют ту энергию фотонов, которая требует наибольшей толщины защиты. Обозначают эту толщину d_r . Энергию фотонов, требующую следующую по величине после главной линии толщину защиты d_k , называют конкурирующей линией. Остальные энергии считаются второстепенными и не принимаются во внимание. Тогда толщина защиты d , которая должна быть определена, может быть получена из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} d &= d_r + \Delta_{1/2}, & \text{если } (d_r - d_k) = 0; \\ d &= d_k + \Delta_{1/2}, & \text{если } 0 < (d_r - d_k) < \Delta_{1/2}; \\ d &= d_r, & \text{если } (d_r - d_k) > \Delta_{1/2}. \end{aligned} \right\} (4.26)$$

Здесь $\Delta_{1/2}$ — наибольшее значение из слоев половинного ослабления для главной и конкурирующей линий. Этот прием называют методом конкурирующих линий потому, что по мере увеличения толщины защиты (и, соответственно, кратности ослабления) главная и конкурирующая линии могут меняться местами или даже уступать место другим линиям, которые раньше были второстепенными.

Глава 5. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ, α - И β -ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1. Взаимодействие нейтронов с веществом

Так как нейтроны не имеют электрического заряда, они могут пройти в веществе большие для элементарных частиц расстояния. При взаимодействии с ядрами атомов нейтроны испытывают различные виды взаимодействия: упругое и неупругое рассеяние, захват с последующим испусканием фотонов (радиационный захват), захват с испусканием заряженных частиц и деление ядер. Сечения этих взаимодействий являются сложными функциями энергии нейтронов и значительно различаются для разных элементов и даже изотопов одного элемента. Обычно нейтроны условно разделяют на следующие энергетические группы: 1) тепловые $E_0 = 0,025$ эВ (иногда выделяют группу $0,0025$ эВ $< E_0 < 0,25$ эВ); 2) медленные $0,25$ эВ $< E_0 < 1$ кэВ; 3) промежуточные 1 кэВ $< E_0 < 1$ МэВ; 4) быстрые 1 МэВ $< E_0 < 20$ МэВ.

В большинстве случаев взаимодействия нейтроны не поглощаются, а рассеиваются на некоторый угол, теряя энергию. Происходящий процесс замедления продолжается до тех пор, пока энергия нейтрона не уменьшится до тепловой, и он поглощается средой. Наиболее эффективно процесс замедления нейтронов происходит в результате упругого рассеяния на ядрах водорода. Для тяжелых элементов более существенно неупругое рассеяние; ниже энергетического порога этого вида взаимодействия нейтроны проходят в тяжелых материалах большие расстояния из-за малой роли упругого замедления.

Неупругое рассеяние нейтронов возможно, если энергия нейтрона больше энергии возбужденного состояния ядра-мишени E' . В этом случае после рассеяния ядро остается в возбужденном состоянии, а энергия нейтрона после рассеяния составляет $\sim (E_0 - E')$. С увеличением энергии нейтрона сечение неупругого рассеяния возрастает до определенного предела, а затем остается почти постоянным или уменьшается. Возбужденное при неупругом рассеянии нейтрона ядро-мишень может переходить в основное состояние с испусканием одного или более фотонов. Таким образом, при неупругом рассеянии, как и при радиационном захвате нейтронов, образуется вторичное гамма-излучение. Как уже отмечалось, при замедлении нейтронов в защите неупругое рассеяние существенно лишь для тяжелых ядер.

Процессы, сопровождающиеся поглощением нейтронов, для большинства элементов существенны в области малых энергий. Возрастание полных сечений в этом случае объясняется значительным вкладом в него сечений поглощения нейтронов, которые изменяются с энергией пропорционально $1/\sqrt{E_0}$. У некоторых легких элементов, таких, как B и Li , поглощение нейтронов сопровождается испусканием заряженных частиц. У элементов со средним атомным номером и тяжелых элементов основным процессом поглощения нейтронов является радиационный захват. С увеличением энергии нейтронов наблюдается переход в энергетической зависимости сечений радиационного захвата от закономерности $1/\sqrt{E_0}$ к резонансной структуре. При этом сечения достигают столь больших значений, что несмотря на относительно малую ширину резонансов, резонансный характер взаимодействия может определить прохождение нейтронов на большие расстояния в защите. Для этих элементов в области быстрых нейтронов при энергиях выше пороговых значений становятся возможны также реакции с испусканием

заряженных частиц типа (n, ρ) и (n, α) , сечения которых, как правило, невелики.

В случае взаимодействия нейтрона с ядром суммарная вероятность взаимодействия — полное сечение Σ — является суммой парциальных макроскопических сечений всех процессов рассеяния Σ_s и поглощения Σ_a (а для делящихся ядер и сечения деления Σ_f):

$$\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_f. \quad (5.1)$$

Здесь сечение рассеяния Σ_s является суммой сечений упругого Σ_{el} и неупругого Σ_{in} рассеяния, а сечение поглощения Σ_a — суммой сечений всех реакций, сопровождающихся поглощением нейтрона:

$$\Sigma_a = \Sigma_{(n, \gamma)} + \Sigma_{(n, \rho)} + \Sigma_{(n, \alpha)} + \dots \quad (5.2)$$

В отличие от фотонов энергетическую зависимость нейтронных сечений из-за их сложного характера не удастся аппроксимировать какими-либо простыми формулами. Многочисленные данные по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами приводятся в ряде справочников в форме таблиц и графиков.

5.2. Метод длин релаксации и сечение выведения нейтронов

Методы расчетов защиты от нейтронов с использованием макроскопических констант взаимодействия излучений с веществом дают возможность решать широкий круг практических задач. К этим методам относятся метод длин релаксации и концепция сечения выведения, причем длины релаксации и сечения выведения выступают в роли констант, описывающих макроскопические закономерности переноса нейтронов.

Как показывает имеющаяся в литературе экспериментальная и расчетная информация, пространственное распределение плотности потока (или мощности дозы) быстрых, а в некоторых случаях и промежуточных нейтронов с достаточно хорошей точностью после исключения геометрического ослабления можно описать экспоненциальной зависимостью вида

$$\varphi(d) = \varphi_0 \cdot \exp(-d/L), \quad (5.3)$$

где L — длина релаксации нейтронов в среде, в общем случае зависящая от энергии нейтронов источника, геометрии защиты, энергии детектируемых нейтронов и других условий измерений. В некоторых случаях L не зависит от толщины защиты лишь в определенном диапазоне изменения d , поэтому длина релаксации определяется для отдельных участков защиты, в пределах которых ослабление нейтронов может быть описано экспоненциальной зависимостью с постоянным значением L . Тогда плотность потока нейтронов может быть определена по формуле

$$\varphi(d) = \varphi_0 \cdot \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta d_i / L_i\right), \quad (5.4)$$

где Δd_i — толщина защиты i -го участка, для которого длину релаксации можно принять равной L_i ; m — число участков, на которые разбита толщина защиты.

В литературе имеется обширная информация о длинах релаксации, полученная расчетным и экспериментальным способом для различных источников нейтронов и защитных материалов. В общем случае ход кривой ослабления на начальном участке на расстоянии от источника до двух длин релаксации может отличаться от экспоненциального (особенно для промежуточных нейтронов). Это отличие можно учесть введением в зависимости вида (5.3) и (5.4) коэффициента f , характеризующего отклонение кривой ослабления на начальных расстояниях от экспоненциальной формы. Для источников нейтронов деления обычно $f \approx 1$.

С учетом коэффициента f плотность потока быстрых нейтронов точечного изотропного источника мощностью q_0 , $1/c$ за защитой толщиной d может быть определена из соотношения

$$\varphi(d) = (q_0 \cdot f / 4\pi d^2) \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta d_i / L_i\right). \quad (5.5)$$

Для защит, представляющих собой смесь тяжелых и легких ядер, L можно рассчитать из соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{c_L}{L_L} + \frac{c_T}{L_T}, \quad (5.6)$$

где L_L и L_T — длина релаксации легкого и тяжелого компонентов защиты соответственно, c_L и c_T — относительная объемная концентрация легкого и тяжелого компонентов соответственно. На рис. 8 в качестве примера приведены графики длин

релаксации быстрых и промежуточных нейтронов в железоводных смесях для нейтронов реактора.

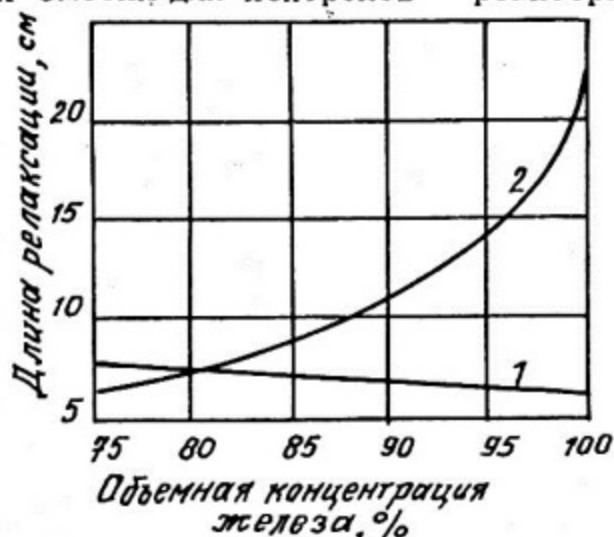


Рис. 8. Длины релаксации быстрых (1) и промежуточных (2) нейтронов в железоводных смесях для нейтронов реактора

Концепция сечения выведения широко используется для вычисления мощности дозы быстрых нейтронов в водородсодержащих средах. Физической предпосылкой концепции сечения выведения является то, что процессы взаимодействия (исключая рассеяние на малые углы) с ядрами тяжелых элементов в водородсодержащей среде могут рассматриваться как поглощение. Это происходит из-за того, что сечение водорода велико и увеличивается с уменьшением энергии нейтронов, и при рассеянии на водороде имеет место большой сброс энергии нейтрона. В результате при неупругом рассеянии из-за большого сброса энергии нейтрона, или при упругом рассеянии на большие углы, из-за увеличения пути нейтрона резко уменьшается вероятность того, что нейтрон достигнет точки детектирования.

Концепция сечения выведения основана на том, что в большинстве водородсодержащих сред при выполнении некоторых условий ослабления мощности дозы быстрых нейтронов вводимыми в защиту материалами можно учесть простым множителем типа $\exp(-\Sigma_{\text{ввб}} \cdot t)$, где $\Sigma_{\text{ввб}}$ — сечение выведения, а t — толщина слоя вводимого вещества. Для оценки сечения выведения можно воспользоваться приближенной формулой

$$\Sigma_{\text{ввб}}(E) = \Sigma(E) - 2\pi \int_{-1}^{+1} \Sigma_{\text{el}}(E, \mu) \mu d\mu, \quad (5.7)$$

где $\Sigma_{\text{el}}(E, \mu)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией E на угол $\arccos \mu$; μ — косинус угла упругого рассеяния.

Впервые методика сечения выведения была развита для источника нейтронов деления, а в дальнейшем использована для решения задач с источниками нейтронов произвольного спектра. Различают сечение выведения для гетерогенных сред (вещество вводится в водородсодержащую среду вблизи источника) и сечение выведения гомогенных сред (вещество равномерно распределяется в водородсодержащем материале).

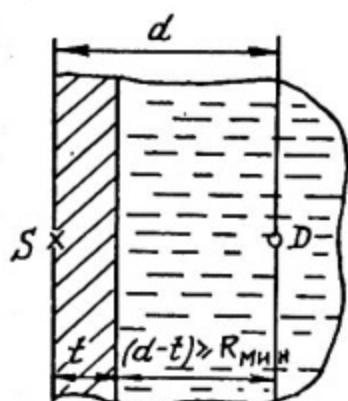


Рис. 9. Геометрия эксперимента по определению сечения выведения для гетерогенных сред см^{-1} ; t - толщина пластины, см.

Под $\dot{D}(d, t)$ и $\dot{D}_n(d-t)$ можно понимать также полную мощность дозы нейтронов всех энергий, так как в водородсодержащих средах, начиная с толщины в две длины релаксации, устанавливается практически постоянный дозовый состав излучения. Толщина водородсодержащего материала $R_{\text{мин}}$ характеризует минимальное расстояние, начиная с которого возмущением пластиной спектра детектируемого излучения можно пренебречь. $R_{\text{мин}}$ зависит от энергии нейтронов источника, материала пластины и эффективного порога детектирования. С уменьшением энергии источника и увеличением энергетического порога детектирования $R_{\text{мин}}$ уменьшается.

Для определения сечения выведения проводят две серии измерений мощности дозы: в чистой водородсодержащей среде (обычно в воде) и в водородсодержащей среде с введенной пластиной. Сечение выведения определяют по формуле

$$\Sigma_{\text{выв}} = \frac{1}{t} \ln [\dot{D}_n(d-t) / \dot{D}(d, t)]. \quad (5.9)$$

В экспериментах малая чувствительность дозиметров затрудняет измерение мощности дозы быстрых нейтронов на больших расстояниях в водородсодержащей среде. Поэтому о значениях мощности дозы обычно судят по измеряемой плотности потока тепловых нейтронов, так как пространственная зависимость ослабления плотности потока тепловых нейтронов на достаточных расстояниях от источника параллельна кривой ослабления мощности дозы быстрых нейтронов.

Закон ослабления нейтронов набором пластин из различных материалов можно представить в виде

$$\dot{D}(d, \sum_{i=1}^m t_i) = \dot{D}_H(d - \sum_{i=1}^m t_i) \cdot \exp[-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{\text{вв}i} \cdot t_i)], \quad (5.10)$$

где m — число пластин из различных материалов, $\Sigma_{\text{вв}i}$ и t_i — сечение выведения и толщина слоя вещества i -го компонента соответственно. Сечение выведения для сложных по химическому составу сред можно рассчитать по формуле

$$\Sigma_{\text{вв}} = \frac{\rho}{100} \cdot \sum_{i=1}^m \bar{\Sigma}_{\text{вв}i} \cdot \eta_i, \quad (5.11)$$

где ρ — плотность среды; m — число различных химических элементов в среде; $\bar{\Sigma}_{\text{вв}i} = \Sigma_{\text{вв}i} / \rho_i$ и η_i — сечение выведения ($\text{см}^2/\text{г}$) и массовое содержание (%) i -го элемента соответственно. В табл. 17 приведены значения $\Sigma_{\text{вв}}$ для источника нейтронов деления.

В особую группу могут быть отнесены сечения выведения, определенные для коллимированного источника; — так называемые коллимированные сечения выведения. При измерениях этих сечений в воду между источником нейтронов деления и исследуемой пластиной помещали полый коллиматор длиной 1,5 м. В этих измерениях нейтроны источника направлены перпендикулярно пластине, поэтому отклонение от первоначального направления при взаимодействии с материалом пластины только увеличивает длину их пути до детектора. Для изотропного же источника, используемого обычно в экспериментах по определению сечения выведения, часть нейтронов после упругих соударений в пластине может с большей вероятностью достигнуть точки детектирования. Поэтому коллимированные сечения выведения несколько больше, чем сечения выведения изотропных источников.

Закон ослабления мощности дозы нейтронов гомогенной смесью водорода с тяжелыми компонентами при концентрации

водорода в смеси более некоторого минимального количества можно записать с использованием сечения выведения для гомогенных сред в виде

$$\dot{D}(d, A) = \dot{D}_H(d) \cdot \exp\left[-\sum_{i=1}^m (\sigma_{\text{выв}i} \cdot \frac{N_A}{A_i} \cdot \rho_i \cdot d)\right], \quad (5.12)$$

где $\dot{D}(d, A)$ – мощность дозы нейтронов на расстоянии d от источника в гомогенной смеси; $\dot{D}_H(d)$ – мощность дозы нейтронов на расстоянии d в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью; $\sigma_{\text{выв}i}$ – микроскопическое сечение выведения i -го компонента; N_A – число Авогадро; A_i и ρ_i – атомная масса и парциальная плотность i -го компонента соответственно.

Таблица 17. Микроскопические сечения выведения для нейтронов спектра деления, 10^{-24} см² [6]

Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$	Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$	Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$
Li	1,01±0,05	F	1,29±0,06	Cu	2,04±0,11
Be	1,07±0,06	Al	1,31±0,05	Zr	2,36±0,12
B	0,97±0,10	Cl	1,2±0,8	Pb	3,53±0,30
C	0,81±0,05	Fe	1,98±0,08	Bi	3,49±0,35
O	0,99±0,10	Ni	1,89±0,10	U	3,6±0,4

Различие в сечениях выведения для гомогенной и гетерогенной сред находится практически в пределах экспериментальных погрешностей их определения (5 – 10%), причем сечение выведения гомогенных сред несколько меньше. Поэтому сечения выведения, измеренные в гомогенных средах, могут быть использованы для расчета мощности дозы нейтронов в гетерогенных средах.

Для нейтронов деления длина релаксации, измеренная детектором с эффективным энергетическим порогом около 3 МэВ в среде, не содержащей водорода, практически совпадает с длиной релаксации, рассчитанной на основании сечения выведения нейтронов. Этот вывод справедлив не только для элементарных сред, но и для сред со сложным химическим составом. Следовательно, сечения выведения нейтронов можно использовать для описания ослабления нейтронов источника деления с энергией, большей 3 МэВ в данном веществе.

Возможность использования сечения выведения для расчета не содержащих водорода защит имеет качественное объяснение. Так как наибольшее искажение спектра нейтронов за пластиной введенного вещества происходит в области низких энергий, расстояние $R_{мин}$ в водородсодержащей среде уменьшается с увеличением энергетического порога детектирования. Существует такой порог детектора, выше которого спектр нейтронов практически не искажается даже на очень малых расстояниях от пластины в водородсодержащей среде, т.е. $R_{мин}$ стремится к нулю. Вместе с тем уменьшение $R_{мин}$ до 0 эквивалентно помещению детектора внутрь изучаемой среды; в этом случае для спектра нейтронов деления эффективный энергетический порог детектора составляет ~ 3 МэВ.

При измерениях поля нейтронного излучения часто удается определить плотность потока или мощность дозы нейтронов какой-либо одной энергетической группы (чаще всего быстрых нейтронов). При этом вклад в поле излучения от нейтронов других энергетических групп может быть оценен по известному дозовому составу излучения в среде. Дозовый состав нейтронного излучения в зависимости от толщины гомогенной защиты из различных материалов исследован достаточно хорошо.

Дозовые характеристики определяют по данным о пространственно-энергетическом распределении плотности потока нейтронов $\varphi(d, E)$ с использованием энергетической зависимости удельной эквивалентной дозы $h(E)$ по формуле

$$\dot{H}(d) = \int_{E_1}^{E_2} \varphi(d, E) \cdot h(E) \cdot dE, \quad (5.13)$$

где $\dot{H}(d)$ — мощность эквивалентной дозы, создаваемая на расстоянии d от источника; E_1 и E_2 — нижняя и верхняя границы энергетического спектра нейтронов. Удельная эквивалентная доза $h(E)$ для энергетического интервала, соответствующего быстрым нейтронам ($E_0 > 1$ МэВ), остается практически постоянной и равной $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ мкЗв \cdot м² (бэр \cdot см²).

5.3. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

К заряженным частицам относятся электроны (включая отрицательные и положительные β -частицы), α -частицы, протоны, дейтоны и др. Число различных процессов взаимодействия заряженных частиц с электронами, атомами и ядрами среды достаточно велико. Процессы взаимодействия разделяют

на упругие и неупругие. Процессы называют упругими, если сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц до взаимодействия и после него сохраняется неизменной. Таким процессом является упругое рассеяние. При неупругом взаимодействии часть кинетической энергии передается образовавшимся свободным частицам или фотонам. Такими процессами являются неупругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, испускание тормозного излучения.

Основными механизмами взаимодействия заряженных частиц с веществом являются электромагнитное взаимодействие с электронами вещества (ионизация) и кулоновским полем ядра и электронов (тормозное излучение). Ионизация — основной процесс передачи энергии веществу заряженными частицами с энергией до 20 МэВ. Для заряженных частиц характерна постепенная передача энергии в процессе многократного столкновения с электронами среды без значительного отклонения направления движения от первоначального. Важнейшими физическими характеристиками заряженных частиц являются линейная передача энергии и их пробег в веществе. Для заряженных частиц с большой энергией существен процесс образования тормозного гамма-излучения. Основное различие во взаимодействии тяжелых и легких заряженных частиц (например, α -частиц и β -частиц) состоит в том, что для легких частиц существенны потери энергии в результате электромагнитного излучения (радиационные потери энергии). Специфика взаимодействия электронов с веществом состоит в том, что при соударениях с атомными электронами они могут терять значительную часть своей энергии и рассеиваться на большие углы. В результате путь электрона в среде может быть непрямолинейным (в отличие от тяжелых заряженных частиц), и траектории электронов с равной энергией могут быть различными.

Средние ионизационные потери энергии заряженной частицы на единичном пути $(-dE/dx)_{\text{ион}}$ определяются по формулам Бете. Из этих формул следует, что ионизационные потери энергии заряженной частицы зависят от скорости частицы и ее заряда. При одной и той же энергии эти потери для электрона во много раз меньше, чем для α -частицы. Сопоставление ионизационных потерь энергии с числом образованных ионов дает так называемую среднюю работу ионизации, т.е. работу, затрачиваемую на образование пары ионов.

Необходимо отметить доминирующую роль процесса ионизации по сравнению с упругим рассеянием в потерях энергии заря-

женных частиц. Роль упругого рассеяния для протонов и α -частиц пренебрежимо мала; оно может давать определенный вклад лишь для электронов. Например, потери энергии за счет упругого взаимодействия для электронов с энергией 1 МэВ меньше ионизированных потерь примерно в 20 раз.

Проходя через вещество, заряженные частицы могут терять энергию за счет испускания тормозного излучения. Соответствующие потери энергии называются радиационными $(-dE/dx)_{\text{рад}}$. Из всех заряженных частиц они существенны лишь для быстрых электронов. Сравнение ионизационных и радиационных потерь показывает, что ионизационные потери энергии быстрых электронов пропорциональны Z и логарифму энергии, а радиационные потери пропорциональны Z^2 и увеличиваются с энергией почти линейно. Таким образом, отношение радиационных потерь к ионизационным пропорционально Z , а более точно оно выражается формулой:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} / \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = E_0 Z / 800, \quad (5.14)$$

где E_0 в МэВ. Отсюда видно, что при небольшой энергии электронов преобладают ионизационные потери, а при большой — увеличивается роль радиационных потерь (рис. 10). При некоторой

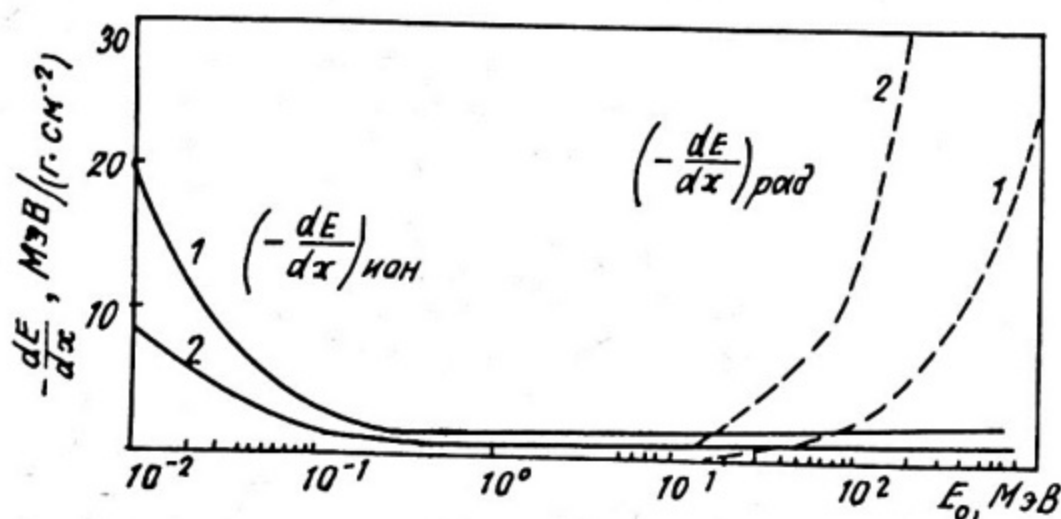


Рис. 10. Ионизационные и радиационные потери энергии электронов на 1 г/см^3 вещества в воздухе (1) и свинце (2)

критической энергии радиационные и ионизационные потери становятся сравнимыми. Для тяжелых элементов, таких, как свинец, эта энергия составляет около 10 МэВ, а для легких — несколько сот мегаэлектронвольт.

Полные потери энергии заряженной частицы на единичном пути (тормозная способность среды) складываются в основном из ионизационных и радиационных потерь и определяют ее пробег в среде.

5.4. Пробеги α -частиц в веществе

Положительно заряженные ядра гелия (α -частицы) обычно испускаются радиоактивными нуклидами с большим массовым числом (тяжелыми ядрами). В основном, энергия α -частиц лежит в пределах от 4 до 10 МэВ; α -частицы обладают очень большой ионизирующей способностью, поэтому теряют свою энергию и поглощаются в сравнительно тонких слоях защиты.

Так как α -частицы имеют небольшие пробеги в веществе, то защита от внешних потоков этого вида излучения не представляет больших трудностей. Для решения этой задачи достаточно знать их пробег в веществе:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(-dE/dx)}, \quad (5.15)$$

где $(-dE/dx)$ — полные потери энергии заряженной частицы.

Кроме (5.15), для определения пробега α -частиц используют также приближенные эмпирические соотношения. Пробег в воздухе R_g (см) для α -частиц, испускаемых естественными нуклидами, можно рассчитать по формуле:

$$R_g = 0,31 E_0^{3/2}, \quad (5.16)$$

где E_0 — энергия α -частиц, МэВ. Для других сред пробег α -частиц R (см) можно рассчитать по формуле Брэгга:

$$R = \frac{10^{-4} \sqrt{A} \cdot E_0^3}{\rho}, \quad (5.17)$$

где E_0 — энергия α -частиц, МэВ; A — атомная масса; ρ — плотность вещества, г/см³.

Из (5.16) и (5.17) видно, что проникающая способность α -частиц невелика, и для защиты организма от внешних потоков α -частиц достаточно тонких защитных экранов. Слой воз-

духа около 5,6 см полностью поглощает α -частицы с энергией 7 МэВ. Лист стекла, хирургические перчатки, одежда полностью экранируют внешний поток α -частиц.

Не менее важной задачей является защита внешней среды от загрязнения радиоактивными веществами при работе с открытыми источниками. Значительную роль в решении этой задачи, целью которой является предотвращение внутреннего облучения, играют средства индивидуальной защиты (СИЗ) органов дыхания, пищеварения, кожных покровов человека. СИЗ обычно применяют, когда безопасность работы не может быть обеспечена конструкцией оборудования, организацией производственных процессов, средствами защиты.

5.5. Защита от внешних потоков β -частиц и тормозного излучения

Электронное излучение — корпускулярное излучение, состоящее из электронов и (или) позитронов. Защита собственно от электронов, позитронов и β -частиц не представляет большого труда из-за их небольшого пробега в среде. Основная задача в этом случае сводится к защите от вторичного тормозного излучения.

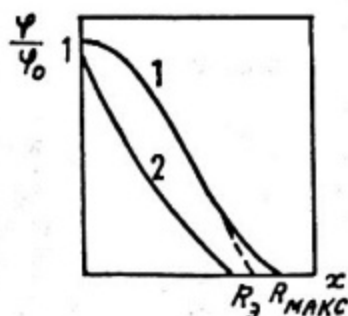


Рис. 11. Кривые ослабления в веществе моноэнергетических электронов (1) и β -частиц (2)

Различают три вида пробега электронов в веществе: средний, максимальный $R_{\text{макс}}$, экстраполированный R_3 (рис. 11). Максимальный пробег моноэнергетических электронов определяется толщиной слоя вещества, при которой ни один из падающих нормально электронов из него не вылетает. На практике при анализе экспериментальной кривой функции ослабления моноэнергетических электронов за $R_{\text{макс}}$ принимают абсциссу точки, в которой интенсивность прошедших электронов принимает значение фона. При нахождении экстраполированного пробега R_3 экстраполируют линейную часть кривой ослабления до пересечения с

кривой фона. Средний пробег электронов определяется обычно в модели непрерывного замедления. Из-за того, что взаимодействие электронов с атомами вещества носит вероятностный характер и потери энергии испытывают флуктуации, пробеги электронов имеют определенный разброс относительно среднего пробега, описываемый распределением Гаусса.

Ослабление веществом моноэнергетических электронов не носит экспоненциального характера, однако для β -частиц, имеющих непрерывный спектр энергий, кривая ослабления в пределах небольших толщин (меньших $R_{\text{МАКС}}$) имеет экспоненциальную форму. Искомая толщина защиты может быть определена из соотношения

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu d), \quad (5.18)$$

где μ — коэффициент поглощения электронов, обычно определяемый экспериментально.

На практике для расчета защиты от β -частиц используют эмпирические соотношения для экстраполированного пробега. Так, Фезер предложил формулу для описания пробега β -частиц (в мг/см²) в алюминии

$$R_{\beta} = 543 E_0 - 160, \quad (5.19)$$

где E_0 — максимальная энергия β -частиц, МэВ.

Для оценок максимальных пробегов β -частиц в алюминии (в мм) и в воздухе (в м) можно пользоваться приближенными соотношениями

$$R_{\beta} \approx 2,5 E_0 \quad \text{— для алюминия;} \quad (5.20)$$

$$R_{\beta} \approx 4,5 E_0 \quad \text{— для воздуха,} \quad (5.21)$$

где E_0 — в МэВ. При $E_0 = (0,5 - 10)$ МэВ погрешность (5.20) не превышает 20%, а (5.21) — 30%. Из этих формул видно, что хотя проникающая способность β -частиц значительно больше чем α -частиц, все же защита от внешних потоков β -частиц не представляет проблемы. Несколько миллиметров алюминия, плексигласа или стекла полностью экранируют поток β -частиц. Однако при высокой активности источников и большой энергии β -частиц существенную роль играет тормозное (рентгеновское) излучение, которое требует более усиленной защиты.

Для точечных изотропных источников радионуклидов, испускающих β -частицы и (или) моноэнергетические электроны

конверсии, рекомендуется определять выход тормозного излучения на один распад ядра γ_{β} и γ_e по формулам (2.18) – (2.19), которые дают интегральный выход фотонного излучения от низких энергий до энергии, близкой к граничной энергии β -частиц.

Защиту от тормозного излучения β -частиц рассчитывают с помощью обычных методов расчета защиты от фотонного излучения. Наиболее точный метод состоит в разделении спектра фотонов на энергетические интервалы, расчете процентного вклада и эффективных энергий этих интервалов с последующим расчетом защиты по методу конкурирующих линий. Для оценок расчеты можно проводить для эффективной энергии фотонов тормозного излучения $E_{\text{эф}}$, которую можно принимать равной половине максимальной энергии β -частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений / Под ред. Н.Г.Гусева, – 2-е изд. – М.: Атомиздат, 1980.
2. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – 3-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. Иванов В.И. Курс дозиметрии. – 3-е изд. – М.: Атомиздат, 1978.
4. Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/80. – М.: Энергоиздат, 1981.
5. Ярмоненко С.П. Радиобиология человека и животных. – М.: Высшая школа, 1977.
6. Гродзенский Д.Э. Радиобиология. – М.: Госатомиздат, 1963.
7. Ковалев Е.Е. Радиационный риск на земле и в космосе. – М.: Атомиздат, 1976.
8. Иванов В.И., Машкович В.П., Центр Э.М. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике: Справочное руководство. – М.: Энергоатомиздат, 1981.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. <u>Единицы физических величин в области радиационной безопасности</u>	4
1.1. Международная система единиц (СИ).....	4
1.2. Единицы активности.....	5
1.3. Характеристики поля излучения.....	6
Глава 2. <u>Радиационные характеристики источников излучения</u>	10
2.1. Классификация источников излучения.....	10
2.2. Гамма-излучение радионуклидов.....	12
2.3. Тормозное излучение радионуклидов.....	16
2.4. Источники нейтронов.....	17
Глава 3. <u>Биологическое действие и предельно допустимые уровни ионизирующих излучений</u>	22
3.1. Воздействие излучения на организм.....	22
3.2. Соматические и генетические эффекты.....	29
3.3. Фоновое облучение.....	30
3.4. Нормы радиационной безопасности.....	32
3.5. Концепция "приемлемого риска".....	37
Глава 4. <u>Защита от фотонного излучения</u>	43
4.1. Классификация защит.....	43
4.2. Взаимодействие фотонного излучения с веществом.....	45
4.3. Геометрия узкого и широкого пучка, фактор накопления.....	50
4.4. Защита от гамма-излучения точечных источников.....	56
Глава 5. <u>Защита от нейтронов, α- и β-излучения</u>	60
5.1. Взаимодействие нейтронов с веществом.....	60
5.2. Метод длин релаксации и сечение выведения нейтронов.....	62
5.3. Взаимодействие заряженных частиц с веществом.....	68
5.4. Пробеги α -частиц в веществе.....	71
5.5. Защита от внешних потоков β -частиц и тормозного излучения.....	72
Список литературы.....	74

Виктор Викторович Болятко

РАДИАЦИОННАЯ ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ

Редактор Е.Н.Кочубей
Техн.редактор Н.М.Воронцова
Корректор И.Н.Маркина

Л.-97717 Подписано в печать 27/ХІ-1985г. Формат 60x84 1/16
Объем 4,75п.л. Уч.-изд.л. 4,5. Тираж 1500 экз Цена 30 коп.
Изд. № 058-1 Заказ 1933

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31