

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
ОБНИНСКИЙ ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В.П. РОМАНЦОВ И.В. РОМАНЦОВА
В.В. ТКАЧЕНКО

**СБОРНИК ЗАДАЧ ПО ДОЗИМЕТРИИ И ЗАЩИТЕ
ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Обнинск 2012

УДК 539.1.076: 502/504

Романцов В.П., Романцова И.В., Ткаченко В.В. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. Учебное пособие. – Обнинск: ИАТЭ НИЯУ МИФИ, 2012 – 140 с.

Сборник задач предназначен для семинарских и практических занятий по курсам дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений со студентами физических и физико-энергетических специальностей, в том числе «Радиационная безопасность человека и окружающей среды», «Атомные электрические станции и установки» и др.

Сборник может быть также использован при подготовке, поддержании и повышении квалификации специалистов в области радиационной безопасности, в первую очередь, персонала атомных станций, в учебно-тренировочных пунктах АЭС и на факультетах повышения квалификации и профессиональной переподготовки высших учебных заведений.

Илл.39, табл.38, 9 библиогр. назв.

Рецензенты: д.ф.-м.н., Ю.А. Кураченко
к.ф.-м.н., В.А. Кутьков,

Темплан 2010, поз. 26

© Обнинский институт атомной энергетики – филиал НИЯУ МИФИ, 2012 г.

© В.П.Романцов, И.В.Романцова, В.В.Ткаченко, 2012 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Подготовка настоящего сборника задач проводилась с учетом огромного опыта, накопленного в дозиметрии и защите от ионизирующих излучений предыдущими авторами. Здесь, в первую очередь, следует отметить классический труд В.И.Иванова и В.П.Машковича «Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений» (М.: Атомиздат, 1980). Авторы настоящего пособия постарались сохранить, там, где это возможно, методические принципы и общую структуру материала, представленные в указанной книге.

Для составления сборника авторам также были полезны монографии В.П.Машковича, А.М.Панченко «Основы радиационной безопасности» (М.: Энергоатомиздат, 1990), Н.Г.Гусева, В.П.Машковича, А.П.Суворова «Защита от ионизирующих излучений». Т.1 (М.: Атомиздат, 1980), И.Е.Иродова «Атомная и ядерная физика. Сборник задач» (Сиб: Издательство «Лань», 2002) и др.

Введение в нашей стране «Норм радиационной безопасности» НРБ-99/2009 и «Основных санитарных правил обеспечения радиационной безопасности» ОСПОРБ-99/2010 потребовало существенной корректировки как формулировок условий задач, так и их решений. Это связано с тем, что принятые нормативные документы в области обеспечения радиационной безопасности опираются на современную систему дозиметрических величин и новые подходы к нормированию облучаемости персонала и населения.

Сборник задач состоит из двух глав, каждая из которых включает в себя по три раздела.

Первая глава посвящена дозиметрии ионизирующих излучений. Задачи этой главы охватывают характеристики источников ионизирующего излучения и поля излучения; базовые дозиметрические величины, являющиеся мерой взаимодействия ионизирующего излучения с веществом; эквидозиметрические величины, служащие для оценки воздействия ионизирующего излучения на человека и используемые, в частности, при установлении основных дозовых пределов для персонала и населения.

Во вторую главу включены задачи по защите от ионизирующих излучений. Здесь представлены задачи по расчету характеристик полей излучения от точечного и протяженных источников различной конфигурации; инженерные методы расчета защиты от гамма-излучения и нейтронов.

В начале каждого раздела дается сводка основных определенных физических величин, формул и теоретических положений, необходимых для решения задач, которые приведены в конце каждого раздела. Необходимый для решения справочный материал приведен в приложении. В конце сборника приведены ответы и решения задач для всех разделов.

Сборник задач ориентирован на традиционные формы обучения и предназначен для студентов, специализирующихся в области дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений, радиационной безопасности, знакомых с атомной и ядерной физикой, эффектами взаимодействия излучений с веществом, процессами, происходящими при воздействии радиации на биологическую ткань. Он может быть рекомендован и студентам смежных специальностей физического и физико-энергетического направления, слушателям факультетов повышения квалификации и профессиональной переподготовки соответствующих специальностей. Сборник может быть также полезен работникам, связанным в своей деятельности с полями ионизирующих излучений, в частности, персоналу атомных станций.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам профессору кафедры «Ядерная физика», д.ф.-м.н. Ю.А. Кураченко и начальнику лаборатории «Проблемы радиационной безопасности» отделения ядерных реакторов института ядерных реакторов НИЦ «Курчатовский институт» В.А. Кутькову, внимательно прочитавшим рукопись и сделавшим ценные замечания; к.т.н. С.П. Саакяну и к.б.н. Н.Н. Павловой за помощь в техническом оформлении рукописи.

I. ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Радиационная защита и безопасность включают в себя систему критериев, методов и средств, направленных на обеспечение безопасности человека при использовании источников ионизирующего излучения. Важной задачей радиационной защиты является оценивание последствий облучения человека как возможности возникновения и развития тяжелых радиогенных заболеваний – эффектов излучения. В решении этой задачи существенную роль играет дозиметрия ионизирующих излучений, предназначенная для того, чтобы характеризовать условия облучения с использованием физических величин, необходимых для оценки радиогенного риска. Для достижения своих целей радиационная защита и безопасность опираются на систему величин, которые условно можно разделить на две части:

- радиометрические величины, служащие для характеристики источников и полей ионизирующего излучения;
- дозиметрические величины, используемые для целей радиационной защиты и безопасности и служащие для характеристики воздействия излучения на человека.

Физические процессы, лежащие в основе явления радиоактивности и взаимодействия излучения с веществом, имеют вероятностную природу. Их характеристиками являются дискретные значения случайных величин – число ядерных превращений в единицу времени, число взаимодействий частиц в среде и т.д. При математическом описании этих явлений используют непрерывные функции, характеризующие зависимости, связывающие математические ожидания (ожидаемые значения) соответствующих случайных величин. Этот подход позволяет использовать операторы дифференцирования и интегрирования при определении радиометрических и дозиметрических величин.

1. РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

1.1. Характеристики источников ионизирующего излучения

1. *Радиоактивность* – способность нестабильных атомных ядер спонтанно (самопроизвольно) превращаться в другие ядра с испусканием излучения (корпускулярных частиц или фотонов).

Радиоактивный распад – ядерное превращение с изменением состава ядра (α -распад, β -распад, спонтанное деление и др.).

Электромагнитный переход – ядерное превращение с изменением только энергетического состояния ядра.

2. Возможные превращения ядра представляют в виде схемы переходов, которую именуют (исторически) схемой распада. Для примера на рис. 1.1 представлена схема β -распада. Бета-распад может осуществляться тремя способами: β^- -распад изображен стрелками направо, e -захват – стрелкой налево, β^+ -распад – вертикальной стрелкой посередине и дальше стрелками налево. Процессы β -распада можно наглядно объяснить, если предположить (условно), что в ядре нейтрон превращается в протон или наоборот. Если нейтрон «превратится» в протон (по схеме $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$, где $\tilde{\nu}$ – антинейтрино), то возникший электрон не может оставаться в ядре и вылетает из него. Таким образом, заряд ядра увеличивается на единицу и элемент ${}_b^cA$ превращается в элемент ${}_{b+1}^cB$ – это и есть процесс β^- -распада. Одновременно с электроном из ядра вылетает антинейтрино. Если в ядре протон «превращается» в нейтрон ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$), то заряд ядра уменьшается на единицу, т.е. элемент ${}_b^cA$ превращается в элемент ${}_{b-1}^cD$ – это β^+ -распад, который сопровождается вылетом из ядра позитрона и нейтрино. Поскольку масса протона меньше массы нейтрона, для осуществления β^+ -распада протон заимствует из энергии связи других нуклонов ядра энергию $2m_e c^2$ – это энергетическое условие β^+ -распада.

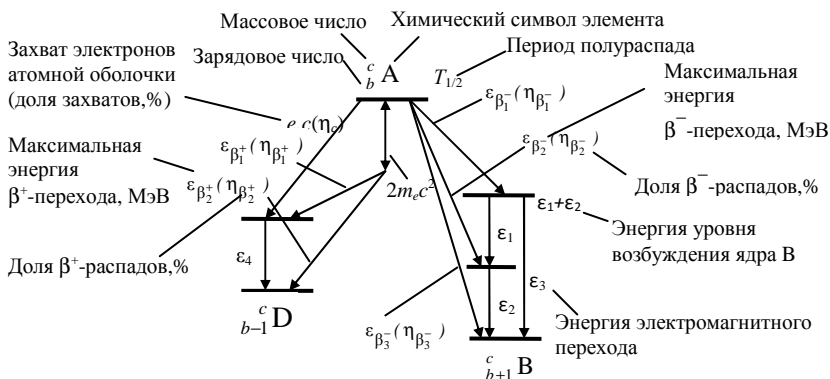


Рис. 1.1. Принятые обозначения для схемы β -распада

3. Число q испускаемых при ядерных превращениях в единицу времени корпускулярных частиц (α -, β^+ -, β^- -частиц) или γ -квантов можно определить из схемы распада нуклида, используя понятие выхода частиц. *Выход частиц* η – вероятность испускания частиц на одно ядерное превращение (для γ -квантов данного перехода между уровнями энергии η называется квантовым выходом перехода, а если при переходе происходит конверсия на атомной оболочке, то выходом конверсионного электрона). Тогда

$$q = A \cdot \eta, \quad (1.1)$$

где A – активность радионуклида, Бк.

4. *Активность радионуклида* в источнике A – отношение числа спонтанных ядерных переходов dN из определенного энергетического состояния ядра радионуклида в источнике за интервал времени dt к этому интервалу:

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (1.2)$$

Единица активности радионуклида – беккерель (Бк), физическая размерность $[1/c]$.

Беккерель равен активности радионуклида в источнике, в котором за 1 с происходит одно спонтанное ядерное превращение.

Внесистемная единица активности – кюри (Ки), $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Соотношение между активностью A и числом радиоактивных атомов $N(t)$, имеющих в источнике в данный момент времени t ,

$$A(t) = \lambda \cdot N(t), \quad (1.3)$$

где λ – *постоянная распада*, характеризующая вероятность ядерного превращения одного атома в единицу времени, с^{-1} .

Период полураспада $T_{1/2}$ – время, в течение которого распадается (испытывает ядерные превращения) половина атомов радионуклида, с. Период полураспада $T_{1/2}$ связан с постоянной распада λ соотношением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (1.4)$$

5. *Закон радиоактивного распада* радионуклида в источнике (уменьшение активности со временем)

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{1/2}}}, \quad (1.5)$$

где A_0 – активность радионуклида в источнике в начальный момент времени $t = 0$.

6. *Закон накопления числа радиоактивных ядер* $N(t)$ при постоянной скорости их образования ν_0 и начальном значении $N(0) = 0$

$$N(t) = \frac{\nu_0}{\lambda} \cdot \left(1 - e^{-\lambda t}\right). \quad (1.6)$$

7. При распаде ядра может образоваться ядро нового нуклида в нестабильном состоянии, при распаде нового нуклида также может образоваться нестабильное ядро и т.д., пока цепочка распадов не закончится устойчивым (стабильным) нуклидом. Принято называть первичное ядро материнским, вторичные – дочерними.

Если в начальный момент времени $t = 0$ в источнике имелись атомы только материнского радионуклида и его активность составляла $A_1(0)$, то для неветвящейся (простой) цепочки распада из n последовательно распадающихся радионуклидов с постоянными распада $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ изменение активности может быть рассчитано по формуле

$$A_j(t) = A_1(t) \cdot \xi_j, \quad j = 2, \dots, n; \quad (1.7)$$

где

$$A_1(t) = A_1(0) \cdot e^{-\lambda_1 t}, \quad (1.8)$$

$$\xi_j = \lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_j \left[\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_j - \lambda_1)} + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{e^{-(\lambda_j - \lambda_1)t}}{(\lambda_1 - \lambda_j)(\lambda_2 - \lambda_j) \dots (\lambda_{j-1} - \lambda_j)} \right]. \quad (1.9)$$

В частности, для двух радионуклидов, материнского A_1 и дочернего A_2 , формула (1.7) выражается следующим образом

$$A_2(t) = \frac{A_1(0) \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]. \quad (1.10)$$

Используя значения ξ_j , можно рассчитать суммарную активность всех n радионуклидов, находящихся в источнике:

$$A_{\Sigma}(t) = A_1(t) \left[1 + \sum_{j=2}^n \xi_j \right], \quad (1.11)$$

где $A_1(t)$ – активность материнского радионуклида (формула (1.8)); ξ_j определяется по формуле (1.9).

8. Соотношение между массой m радионуклида в граммах и его активностью A в беккерелях¹

$$m = 2,4 \cdot 10^{-24} \cdot M \cdot T_{1/2} \cdot A, \quad (1.12)$$

где M – атомная масса радионуклида, $T_{1/2}$ – период полураспада в секундах.

9. Активность A [Бк] радионуклида, имеющего массу m [г], период полураспада $T_{1/2}$ [с] и атомную массу M ,

$$A = \frac{4,17 \cdot 10^{23} \cdot m}{M \cdot T_{1/2}}. \quad (1.13)$$

¹ Если активность A в формуле (1.12) выразить в Ки, то константу $2,4 \cdot 10^{-24}$ следует заменить на $8,86 \cdot 10^{-14}$.

1.2. Характеристики поля излучения

10. *Поток* частиц (фотонов) $F(t)$ – отношение числа частиц (фотонов) dN , пересекающих заданную поверхность за интервал времени dt , к величине этого интервала:

$$F = \frac{dN}{dt}. \quad (1.14)$$

Размерность – $1/c$.

11. *Флюенс частиц* (фотонов) Φ – отношение числа частиц (фотонов) dN , проникающих в элементарную сферу, к площади поперечного сечения этой сферы dS :

$$\Phi = \frac{dN}{dS}. \quad (1.15)$$

Размерность – $1/m^2$; $1/cm^2$.

12. *Плотность потока частиц*² (фотонов) φ – отношение изменения флюенса частиц (фотонов) $d\Phi$ за интервал времени dt , к величине этого временного интервала:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dS \cdot dt}. \quad (1.16)$$

Размерность – $1/(c \cdot m^2)$; $1/(c \cdot cm^2)$.

Для точечного изотропного источника с активностью $A(t)$ и выходом частиц η плотность потока частиц $\varphi(t, r)$ в вакууме в любой момент времени t и в любой точке на расстоянии r от источника равна

$$\varphi(t, r) = \frac{A(t) \cdot \eta}{4\pi r^2}. \quad (1.17)$$

² *Плотность потока частиц* $\varphi(t, \vec{r})$ в точке с координатами \vec{r} в момент времени t – предел отношения потока $F(t, \vec{r}, s)$ через всю поверхность сферы с площадью центрального сечения s (центр сферы расположен в точке с координатами \vec{r}) к площади s при ее стремлении к нулю:

$$\varphi(t, \vec{r}) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{F(t, \vec{r}, s)}{s} = \frac{dF}{ds}.$$

При известной временной зависимости плотности потока частиц $\varphi(t)$ флюенс Φ за временной интервал $\Delta t = t_2 - t_1$ получается интегрированием

$$\Phi = \int_{t_1}^{t_2} \varphi(t) dt. \quad (1.18)$$

13. *Поток энергии* F_ε – отношение изменения энергии излучения $d\varepsilon$ частиц и фотонов, пересекающих заданную поверхность за интервал времени dt , к величине этого интервала:

$$F_\varepsilon = \frac{d\varepsilon}{dt}. \quad (1.19)$$

Размерность потока энергии – Вт, Дж/с, МэВ/с.

14. *Флюенс энергии* Ψ – отношение энергии излучения $d\varepsilon$, падающей на сферу с площадью поперечного сечения dS , к площади этого сечения:

$$\Psi = \frac{d\varepsilon}{dS}. \quad (1.20)$$

Размерность – Дж/м², МэВ/см².

15. *Плотность потока энергии* $\dot{\Psi}$ (или интенсивность излучения I) – отношение изменения флюенса энергии $d\Psi$ за интервал времени dt к величине этого интервала:

$$I = \dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d^2\varepsilon}{dS \cdot dt}. \quad (1.21)$$

Размерность – Вт/м², Дж/(см²·с), МэВ/(см²·с).

Для моноэнергетического излучения с энергией ε интенсивность излучения I связана с плотностью потока частиц (фотонов) φ соотношением

$$I(t) = \varepsilon \cdot \varphi(t). \quad (1.22)$$

Если излучение немонаэнергетическое, то необходимо знать спектр (энергетическое распределение) $d\varphi/d\varepsilon$, тогда интенсивность получается интегрированием по спектру:

$$I(t) = \int_0^{\infty} \varepsilon \cdot \frac{d\varphi(t)}{d\varepsilon} d\varepsilon. \quad (1.23)$$

Задачи

1.1. Какова активность (без учета дочерних продуктов) а) 1 г $^{226}_{88}\text{Ra}$ и б) 1 г $^{238}_{92}\text{U}$? Во сколько раз активность $^{226}_{88}\text{Ra}$ больше активности $^{238}_{92}\text{U}$?

1.2. Определить период полураспада $T_{1/2}$ и постоянную распада λ радионуклида, если за сутки его активность уменьшилась на а) 75 %; б) 0,01 %?

1.3. Определить массу 1 Ки естественного урана без учета дочерних продуктов (весовой состав приведен в табл. П.5).

1.4. Определить массу активных атомов нуклида ^{239}Pu активностью а) 10 Бк, б) 10 Ки.

1.5. Определить в процентах (по массе) состав радиоактивных атомов ^{59}Fe в образце металлического железа активностью 10^{10} Бк и массой 10 г.

1.6. Определить удельную активность ^{40}K в образце, представляющем собой соль KCl , если содержание ^{40}K в естественном калии составляет 0,0118 % по массе.

1.7. Какой активностью обладает вагон с калийными удобрениями (KNO_3), если масса удобрений 50 т, а содержание ^{40}K в естественном калии составляет 0,0118 % по массе?

1.8. В известняковых почвах удельная активность ^{238}U составляет 30 Бк/кг. Сколько мг ^{238}U содержит 1 кг известняка?

1.9. Определить, сколько свинца ^{206}Pb образовалось из 1 кг ^{238}U за время существования Земли ($4,5 \cdot 10^9$ лет).

1.10. Определить возраст древнего деревянного корабля, если известно, что активность изотопа ^{14}C , содержащегося в нем, составляет 90 % активности того же изотопа в только что срубленных деревьях.

1.11. Источник ^{40}K имеет активность 10^4 Бк. Найти число атомов ^{40}K , содержащихся в этом источнике.

1.12. Точечный изотропный радиоактивный источник $^{65}_{30}\text{Zn}$, схема распада которого приведена на рис. 1.2, испускает $5 \cdot 10^7$ фотон/с. Рассчитать активность источника с учетом аннигиляционного излучения, предполагая, что все испускаемые позитроны поглощаются в источнике.

1.13. Рассчитать квантовые выходы всех γ -квантов, испускаемых радионуклидом, схеме распада которого изображена на рис. 1.3. Относительные выходы γ -квантов с разной энергией относятся как: $\eta_1(0,5 \text{ МэВ}): \eta_2(2 \text{ МэВ}): \eta_3(2,75 \text{ МэВ}) = 18:5:7$; $\eta_4(1,5 \text{ МэВ}): \eta_5(2,25 \text{ МэВ}) = 14:5$.

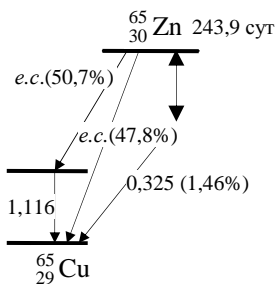


Рис. 1.2. Схема распада $^{65}_{30}\text{Zn}$

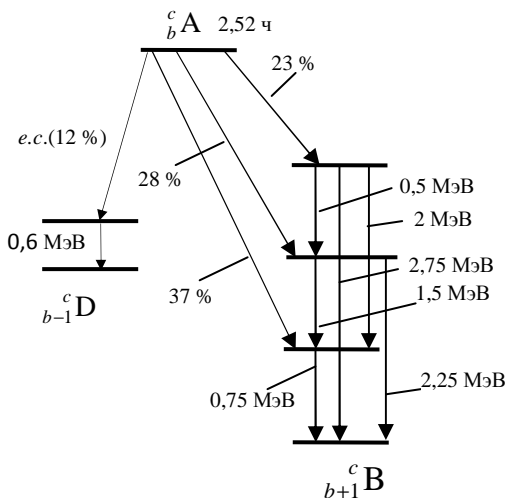


Рис. 1.3. Схема распада радионуклида $^c_b A$ к задаче 1.13

1.14. Нарисовать схему распада $^{54}_{25}\text{Mn}$, если испускаются только γ -кванты с энергией 0,835 МэВ и квантовым выходом 100 %.

1.15. Нарисовать схему распада радионуклида, если

$$\epsilon_{\beta_1} = 0,3 \text{ МэВ}, \eta_{\beta_1} = 20 \%; \epsilon_{\beta_2} = 0,5 \text{ МэВ}, \eta_{\beta_2} = 30 \%;$$

$$\epsilon_{\beta_3} = 1,0 \text{ МэВ}, \eta_{\beta_3} = 50 \%; \epsilon_{\gamma_1} = 0,2 \text{ МэВ}, \eta_{\gamma_1} = 10 \%;$$

$$\epsilon_{\gamma_2} = 0,7 \text{ МэВ}, \eta_{\gamma_2} = 10 \%; \epsilon_{\gamma_3} = 0,5 \text{ МэВ}, \eta_{\gamma_3} = 40 \%;$$

$$\epsilon_{\gamma_4} = 1,1 \text{ МэВ}, \eta_{\gamma_4} = 100 \%.$$

1.16. Нарисовать схему распада радионуклида, если в паспорте на источник указано, что он – чистый излучатель аннигиляционных фотонов а) с внешним выходом 200 %, б) с внешним выходом 150 %.

1.17. При радиоактивном распаде ядер изотопа A_1 с постоянной распада λ_1 образуется изотоп A_2 с постоянной распада λ_2 . Получить закон изменения числа радиоактивных ядер изотопа A_2 с течением времени, полагая, что в начальный момент препарат содержал только ядра A_1 в количестве N_{10} .

1.18. При радиоактивном распаде ядер нуклида A_1 с периодом полураспада 10 ч образуется нуклид A_2 с периодом полураспада 15 ч. Предполагая, что в начальный момент образец содержал только ядра A_1 , определить, через какой промежуток времени количество ядер A_2 достигнет максимума.

1.19. Образец ^{226}Ra был запаян в ампулу. Через сутки была измерена активность радона ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3,823$ сут), которая составила $5 \cdot 10^6$ Бк. Определить активность ^{226}Ra , которой он обладал перед запайкой ампулы.

1.20. Плотность потока фотонов, создаваемых источником ^{58}Co в начальный момент времени в точке детектирования составляла 10^8 фотон/(см²·с). Определить флюенс фотонного излучения в точке детектирования за время облучения 13 ч.

1.21. В первом сосуде объемом 60 л находится жидкость, имеющая объемную активность $2,3 \cdot 10^2$ Бк/м³, во втором сосуде объемом 90 л объемная активность составляет $1,6 \cdot 10^2$ Бк/м³. Жидкости из сосудов перелили в общий сосуд и разбавили 100 л дистиллята. Найти объемную активность среды в общем сосуде.

1.22. Какова будет объемная активность воздуха, если зал объемом 10^3 м³ с объемной активностью воздуха 12 Бк/л сообщить с помещением объемом 500 м³ с объемной активностью воздуха 5 Бк/л?

1.23. Рассчитать плотность потока γ -квантов на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника ^{60}Co активностью 10^{10} Бк.

1.24. Вычислить количество радиоактивных ядер в образце, содержащем ^{90}Y , если при измерении на установке с эффективностью счета³ 8% скорость счета β -частиц составляет 10^5 част/мин.

1.25. Определить кинетические энергии электрона и позитрона, образующихся в элементарном акте эффекта образования

³ Эффективность счета – отношение числа регистрируемых частиц к числу частиц, испущенных образцом.

пар в поле ядра, если энергия фотона равна 10 МэВ, а кинетическая энергия при образовании пары распределяется практически поровну между электроном и позитроном. Какая энергия будет поглощена в детекторе, если аннигиляционные γ -кванты покинут его объем? Тормозное излучение электронов и позитронов не учитывать.

1.26. Определить активность точечного изотропного источника ^{137}Cs , находящегося на расстоянии 30 см от дискового детектора (\varnothing 6 см), если поток γ -квантов, падающих на поверхность детектора составляет 10^3 1/с. Поверхность детектора расположена перпендикулярно линии, соединяющей центры источника и диска.

1.27. Флюенс фотонов от точечного изотропного источника ^{59}Fe в точке детектирования составил 10^{12} 1/см². Найти начальную активность источника, если облучение длилось 3 месяца, а расстояние от источника до детектора равнялось 10 см.

1.28. Точечный изотропный источник ^{51}Cr в начальный момент имеет активность 10^8 Бк. Найти флюенс фотонного излучения за год на расстоянии 50 см от источника.

2. БАЗОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Базовые дозиметрические величины характеризуют меру взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Свойства базовых дозиметрических величин определяются только физическими процессами взаимодействия излучения с атомами и молекулами среды.

Прохождение ионизирующего излучения через вещество приводит к взаимодействию частиц и фотонов с атомами, в процессе которого происходит передача энергии излучения веществу. Результат передачи энергии рассматривается с двух сторон. Применительно к исходному излучению происходит изменение его энергии вследствие ее поглощения веществом. Применительно к веществу происходит объемное поглощение (абсорбция) энергии и изменение состояния вещества вследствие передачи энергии излучением. Таким образом, целесообразно рассматривать два аспекта передачи энергии излучения веществу:

- энергия излучения, *переданная ограниченному объему вещества*, которая характеризует изменение *поля излучения* вследствие его взаимодействия с веществом;

- энергия, *поглощенная веществом*, которая характеризует изменение *состояния вещества* вследствие взаимодействия излучения с веществом.

С точки зрения оценки биологического действия нас интересует ионизирующая способность излучения, поэтому в характеристике передачи энергии излучения веществу рассматривается только та часть энергии, потерянной излучением, которая пошла на ионизацию и возбуждение атомов и молекул.

2.1. Характеристики взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Передача энергии и поглощение энергии ионизирующего излучения веществом

1. *Линейный коэффициент ослабления* μ – отношение ожидаемого значения доли dN/N косвенно ионизирующих частиц, испытывавших взаимодействие при прохождении элементарного пути dl в веществе, к длине этого пути:

$$\mu = \frac{dN}{N} \cdot \frac{1}{dl}. \quad (2.1)$$

Единица измерения μ – 1/м, 1/см.

2. *Массовый коэффициент ослабления* μ_m – отношение линейного коэффициента ослабления μ к плотности вещества ρ , через которое проходит косвенно ионизирующее излучение:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.2)$$

Единица измерения – м²/кг, см²/г.

3. Под *пробегом* заряженных частиц подразумевается экстраполированный пробег, под пробегом γ -квантов – величина, обратная линейному коэффициенту ослабления в веществе.

4. *Линейный коэффициент передачи энергии* μ_{tr} ⁴ – отношение доли энергии $d\epsilon/\epsilon$ косвенно ионизирующего излучения, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц при

⁴ Индекс *tr* образован начальной буквой слова *transfer* (передача).

прохождении элементарного пути dl в веществе, к длине этого пути:

$$\mu_{tr} = \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{dl}. \quad (2.3)$$

Единица измерения $\mu_{tr} - 1/\text{м}, 1/\text{см}$.

Массовый коэффициент передачи энергии $\mu_{tr,m}$ связан с линейным коэффициентом передачи энергии μ_{tr} через плотность среды ρ , в которой распространяется излучение:

$$\mu_{tr,m} = \frac{\mu_{tr}}{\rho}. \quad (2.4)$$

Единица измерения $\mu_{tr,m} - \text{м}^2/\text{кг}, \text{см}^2/\text{г}$.

5. *Линейный коэффициент поглощения энергии μ_{en}^5 – произведение линейного коэффициент передачи энергии μ_{tr} на разность между единицей и долей энергии g вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение в данном веществе:*

$$\mu_{en} = \mu_{tr} \cdot (1 - g). \quad (2.5)$$

Единица измерения $\mu_{en} - 1/\text{м}, 1/\text{см}$.

Массовый коэффициент поглощения энергии $\mu_{en,m}$ связан с линейным коэффициентом поглощения энергии μ_{en} через плотность среды ρ , в которой распространяется излучение:

$$\mu_{en,m} = \mu_{en}/\rho. \quad (2.6)$$

Единица измерения $\mu_{en,m} - \text{м}^2/\text{кг}, \text{см}^2/\text{г}$.

Для радионуклидных источников фотонного излучения ($\varepsilon \leq 3 \text{ МэВ}$) в воздухе $g \leq 0,01$, поэтому с достаточной для прикладных задач точностью можно полагать $\mu_{tr,m} \cong \mu_{en,m}$.

Для фотонного излучения коэффициенты передачи и поглощения энергии получают суммированием коэффициентов взаимодействия, обусловленных фотопоглощением, некогерентным рассеянием на слабосвязанных электронах и поглощением в процессе образования электронно-позитронных пар.

6. Для химических соединений или сложных химических веществ массовые коэффициенты передачи и поглощения энергии фотонов получают суммированием:

⁵ Индекс *en* образован начальной буквой слова *energy* (энергия).

$$\mu_m = \sum_i \mu_{m,i} \cdot w_i, \quad (2.7)$$

где $\mu_{m,i}$ – массовый коэффициент i -го компонента с массовой долей w_i ; $\sum_i w_i = 1$.

7. Взаимодействие нейтронов с веществом более сложное, чем фотонов, и зависит не только от химического состава, но и от изотопного, т.е. от отдельных нуклидов, входящих в состав вещества. В справочниках приводят полные микроскопические сечения взаимодействия как функции энергии $\sigma(\epsilon)$. Макроскопическое сечение данного ядерного процесса Σ , 1/см, связано с микроскопическим сечением σ , см² выражением

$$\Sigma(\epsilon) = \frac{\sigma(\epsilon) \cdot N_A \cdot \rho}{M}, \quad (2.8)$$

где ϵ – энергия нейтрона; N_A – число Авогадро; M , ρ – массовое число и плотность элемента, с которым происходит взаимодействие нейтрона.

8. Характеристикой взаимодействия заряженных частиц с веществом является энергия излучения ϵ , переданная веществу во взаимодействиях, приводящих к ионизации и возбуждению атомов и молекул. Отношение среднего значения энергии $\bar{d\epsilon}$, потерянной заряженной частицей вследствие столкновений на элементарном пути dl , к длине этого пути является величиной *полной линейной передачи энергии* L :

$$L = \frac{\bar{d\epsilon}}{dl}. \quad (2.9)$$

Потери энергии на тормозное излучение в формулу (2.9) не входят. Для обозначения полной линейной передачи энергии используется аббревиатура ЛПЭ. Единица ЛПЭ – Дж/м. В качестве специальной единицы используют килоэлектронвольт на микрометр (кэВ/мкм) воды.

9. *Средняя энергия, переданная мишени* $\bar{\epsilon}_{im}$. Энергия, переданная излучением ограниченному объему вещества, равна разности между суммарной кинетической энергией всех заряженных и незаряженных частиц и квантов, входящих в рассматриваемый объем, и суммарной кинетической энергией всех заря-

женных и незаряженных частиц и квантов, выходящих из этого объема:

$$\bar{\epsilon}_{im} = R_{in} - R_{out} + \sum Q, \quad (2.10)$$

где R_{in} – энергия поля излучения, входящая в рассматриваемый объем (без учета энергии покоя); R_{out} – энергия поля излучения, выходящая из рассматриваемого объема (без учета энергии покоя); $\sum Q$ – изменение энергии покоя ядер или частиц, которое произошло в объеме. Индекс *im* (сокращение английского *imparted to – переданный кому-либо* или *чему-либо*) указывает, что рассматривается только та часть энергии излучения, переданной веществу, которая была поглощена в рассматриваемом объеме вещества.

2.2. Дозовые характеристики излучения

10. Величиной, отражающей взаимодействие поля косвенно ионизирующего излучения с веществом, является *керма*. Она определяется как отношение среднего значения суммы начальных кинетических энергий всех заряженных ионизирующих частиц (электронов, позитронов, протонов, альфа-частиц и др.), образовавшихся под действием ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, к массе вещества в этом объеме:

$$K = \frac{d\bar{\epsilon}_{tr}}{dm}. \quad (2.11)$$

Здесь $d\bar{\epsilon}_{tr}$ – полная средняя кинетическая энергия заряженных частиц, высвобождаемых в элементарном объеме; dm – масса этого объема. Единица кермы – Дж/кг – называется *грей* (Гр). Керму в воздухе принято обозначать K_a .

Значение кермы излучения в некоторой точке облучаемого вещества зависит только от свойств излучения и свойств облучаемой среды непосредственно в рассматриваемой точке. Керма не зависит от свойств среды, в которой распространяется излучение, и от направленности поля излучения. Например, значения кермы фотонов в элементе биологической ткани, окруженном вакуумом или водой, будут равны, если флюенс и энергия

фотонов, взаимодействующих с этой тканью, в обоих случаях будут равными.

11. Принимая во внимание определения (2.3) и (2.4), можно записать связь между кермой K и флюенсом частиц Φ :

$$K = \int_{\varepsilon} \mu_{tr,m}(\varepsilon) \frac{d\Phi(\varepsilon)}{d\varepsilon} \cdot \varepsilon \cdot d\varepsilon, \quad (2.12)$$

где $\frac{d\Phi(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ – распределение флюенса частиц по энергии;

$\mu_{tr,m}(\varepsilon)$ – массовый коэффициент передачи энергии фотонов с энергией ε веществу, $\text{см}^2/\text{г}$.

Для моноэнергетического излучения с энергией ε :

$$K = \mu_{tr,m}(\varepsilon) \cdot \Phi \cdot \varepsilon, \quad (2.13)$$

где Φ – флюенс частиц, см^{-2} .

Для воздушной кермы

$$K_a = \mu_{tr,m}^B(\varepsilon) \cdot \Phi \cdot \varepsilon, \quad (2.14)$$

где $\mu_{tr,m}^B(\varepsilon)$ – массовый коэффициент передачи энергии фотонов в воздухе, $\text{см}^2/\text{г}$.

12. *Экспозиционная доза фотонного излучения* равна средней величине суммарного заряда ионов $d\bar{Q}$ одного знака, которые образуются в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобожденных фотонами в единице массы воздуха dm , отнесенной к массе dm этого воздуха:

$$X = \frac{d\bar{Q}}{dm}. \quad (2.15)$$

Единица экспозиционной дозы – Кл/кг.

Энергетические эквиваленты кулона на килограмм:

1 Кл/кг \rightarrow $6,24 \cdot 10^{18}$ пар ионов на 1 кг воздуха \rightarrow $2,11 \cdot 10^{14}$ МэВ/кг воздуха \rightarrow 33,85 Дж/кг воздуха \rightarrow $8,07 \cdot 10^{18}$ пар ионов на 1 м³ воздуха \rightarrow $2,73 \cdot 10^{14}$ МэВ/м³ воздуха \rightarrow 43,77 Дж/м³ воздуха при нормальных условиях.

Внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген (Р). *Рентген* – это единица экспозиционной дозы фотонного излучения, при прохождении которого через воздух в 1 см³ (0,001293 г) воздуха в результате завершения всех ионизационных процес-

сов образуются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака.

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}; \quad 1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}.$$

Энергетические эквиваленты рентгена:

$1 \text{ Р} \rightarrow 1,61 \cdot 10^{12}$ пар ионов на 1 г воздуха $\rightarrow 5,45 \cdot 10^7 \text{ МэВ/г}$ воздуха $\rightarrow 8,73 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/г}$ воздуха $\rightarrow 2,08 \cdot 10^9$ пар ионов на 1 см^3 воздуха $\rightarrow 7,05 \cdot 10^4 \text{ МэВ/см}^3$ воздуха $\rightarrow 1,13 \cdot 10^{-8} \text{ Дж/см}^3$ воздуха при нормальных условиях.

13. В значение экспозиционной дозы, в отличие от кермы, не входят акты передачи энергии вторичных частиц на образование тормозного излучения, поэтому

$$X = \frac{e}{w} \cdot K_a \cdot (1 - g) = \frac{e}{w} \cdot \mu_{tr,m}^B(\epsilon) \cdot \Phi \cdot \epsilon \cdot (1 - g), \quad (2.16)$$

где e – заряд электрона, Кл; g – доля энергии вторичных заряженных частиц, переходящая в тормозное излучение; w – средняя энергия ионообразования в воздухе ($w \cong 33,85 \text{ эВ} = 5,42 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$).

14. *Поглощенная доза излучения* – энергия, поглощенная в единице массы вещества в форме ионизаций и возбуждений атомов и молекул. Она является величиной, характеризующей воздействие ионизирующего излучения на вещество, и отражает изменение состояния элементарного объема вещества под действием излучения. Таким образом, поглощенная доза – это рассчитанная на единицу массы облученного вещества поглощенная энергия излучения:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}_{im}}{dm}. \quad (2.17)$$

Единица поглощенной дозы Дж/кг также, как и единица кермы, носит наименование *грей* (Гр). Использувавшаяся ранее внесистемная единица *рад* равна $0,01 \text{ Гр}$.

Определенная таким образом величина поглощенной дозы характеризует изменение состояния элементарного объема вещества, расположенного в окрестности некоторой точки облучаемой ткани. Ее называют «поглощенная доза в точке». Значение поглощенной дозы в точке зависит не только от свойств излучения и облучаемой ткани непосредственно в рассматриваемой точке, но и от свойств среды, в которой распространяется излу-

чение. Она зависит также и от направленности радиационного поля. Например, значения поглощенной дозы фотонов в элементе биологической ткани, окруженном вакуумом или водой, будут неравны, даже если направление распространения, флюенс и энергия фотонов, взаимодействующих с этой тканью, в обоих случаях будут равными.

В одной и той же точке вещества поглощенная доза и керма численно равны, когда энергия излучения, переданная веществу, и энергия излучения, поглощенная веществом, равны. Это требование выполняется в условиях *электронного равновесия* для фотонного излучения и *равновесия вторичных заряженных частиц* для нейтронов (в диапазоне энергий менее 3 МэВ керма для фотонов не более, чем на 1% превышает поглощенную дозу).

15. Для фотонного излучения с энергией ϵ в условиях электронного равновесия можно записать связь поглощенной дозы D с флюенсом частиц Φ :

$$D = \int_{\epsilon} \mu_{en,m}(\epsilon) \frac{d\Phi(\epsilon)}{d\epsilon} \epsilon \cdot d\epsilon, \quad (2.18)$$

а для моноэнергетического излучения с энергией ϵ

$$D = \mu_{en,m}(\epsilon) \cdot \Phi \cdot \epsilon, \quad (2.19)$$

где $\mu_{en,m}(\epsilon)$ – массовый коэффициент поглощения фотонов с энергией ϵ в веществе, см²/г.

Соотношение между поглощенной дозой в веществе, например, в биологической ткани D^T , и поглощенной дозой в воздухе D^B равно

$$D^T = D^B \cdot \frac{\mu_{en,m}^T}{\mu_{en,m}^B}, \quad (2.20)$$

где $\mu_{en,m}^T$, $\mu_{en,m}^B$ – массовые коэффициенты поглощения для ткани и воздуха соответственно.

Для диапазона энергий γ -квантов 0,04 ÷ 15 МэВ соотношение $\frac{\mu_{en,m}^T}{\mu_{en,m}^B}$ примерно постоянно и равно $1,09 \pm 0,03$.

16. Поглощенная доза при прохождении заряженных частиц с энергией ϵ в веществе с плотностью ρ равна:

$$D = \frac{1}{\rho} \int_{\varepsilon} L(\varepsilon) \frac{d\Phi(\varepsilon)}{d\varepsilon}, \quad (2.21)$$

для моноэнергетического излучения

$$D = \frac{L \cdot \Phi}{\rho}, \quad (2.22)$$

где L – ЛПЭ (формула (2.9)), Φ – флюенс частиц.

17. Для нейтронного излучения в условиях равновесия заряженных частиц поглощенная доза практически может быть представлена как сумма кермы и поглощенной дозы от вторичного гамма-излучения. Влияние гамма-излучения зависит от энергии нейтронов, формы и размеров облучаемого объекта, поэтому поглощенная доза может быть оценена только при подробном описании условий облучения.

18. *Мощность кермы* \dot{K} моноэнергетического излучения с энергией ε

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} = \mu_{tr,m} \cdot I = \mu_{tr,m} \cdot \Phi \cdot \varepsilon, \quad (2.23)$$

где I – интенсивность излучения, МэВ/(см²·с); $\mu_{tr,m}(\varepsilon)$ – массовый коэффициент передачи энергии, см²/г; Φ – плотность потока частиц, 1/(см²·с).

Единица измерения мощности кермы – Гр/с.

19. *Мощность экспозиционной дозы* \dot{X} моноэнергетических фотонов с энергией ε

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = \mu_{en,m} \frac{e}{w} \cdot I = \mu_{en,m} \frac{e}{w} \cdot \Phi \cdot \varepsilon, \quad (2.24)$$

где $\mu_{en,m}(\varepsilon)$ – массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе, см²/г; e – заряд электрона, Кл; w – энергия образования пары ионов в воздухе, эВ; I – интенсивность излучения, МэВ/(см²·с); Φ – плотность потока фотонов в воздухе, 1/(см²·с).

Единицы измерения мощности экспозиционной дозы – А/кг, Кл/(с·кг), Кл/(с·г), во внесистемных единицах – Р/с, Р/ч.

20. *Мощность поглощенной дозы* \dot{D} моноэнергетического фотонного излучения с энергией ε при электронном равновесии

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \mu_{en,m} \cdot I = \mu_{en,m} \cdot \Phi \cdot \varepsilon. \quad (2.25)$$

Обозначения те же, что в формуле (2.24). Единица мощности поглощенной дозы – грей в секунду (Гр/с).

Таким образом, учитывая соотношения (2.5) и (2.6) для условий электронного равновесия заряженных частиц, можно записать соотношения, связывающие \dot{K}_a , \dot{D} и \dot{X}

$$\dot{X} = \frac{\dot{D}}{w} \cdot e = \frac{\dot{K}_a(1-g)}{w} \cdot e. \quad (2.26)$$

Мощность дозы характеризует среднюю скорость изменения дозы в течение промежутка времени dt , поэтому длительность этого промежутка должна быть достаточно малой, чтобы различия между средним и мгновенным значениями мощности дозы в этом промежутке были невелики. Величина мощности дозы не используется для представления изменения дозы за большие промежутки времени. В этом случае говорят о приращении дозы за определенное время – сутки, месяц, год. Такое приращение называют суточной, месячной или годовой дозой и выражают в единицах Гр в сут, Гр в мес, Гр в год соответственно.

2.3. Фотонное излучение источников со сложным спектральным составом и источников с материнскими и дочерними радионуклидами

Если радионуклид в источнике имеет достаточно простую схему распада, то керму или экспозиционную дозу легко рассчитать по формулам (2.13) – (2.16). Если же источник испускает много фотонов с различной энергией, то возможен расчет с использованием гамма-постоянных радионуклида.

21. Мощность дозиметрической величины \dot{G} в воздухе на расстоянии r от точечного изотропного источника активностью A , испускающего n γ -квантов, можно выразить как

$$\dot{G} = \frac{A \cdot \sum_{i=1}^n \epsilon_i \cdot \eta_i \cdot \mu_m^B(\epsilon_i)}{4\pi r^2}, \quad (2.27)$$

где ϵ_i , η_i – энергия и квантовый выход i -го кванта; μ_m^B – массовый коэффициент ослабления в воздухе:

$$\mu_m^B = \mu_{en,m}^B \text{ при определении } \dot{X} \text{ или } \dot{D} \text{ в воздухе;}$$

$$\mu_m^B = \mu_{r,m}^B \text{ при определении } \dot{K}_a.$$

Данные, характеризующие источник (энергия фотонов ε_i , его квантовый выход η_i) и его взаимодействие с воздухом ($\mu_m^B(\varepsilon_i)$), можно объединить в некоторую константу, которая называется гамма-постоянной Γ по мощности дозиметрической величины. Тогда мощность дозиметрической величины (кермы, поглощенной или экспозиционной дозы и др.) на расстоянии r от точечного изотропного источника с активностью A можно записать

$$\dot{G} = \frac{A \cdot \Gamma}{r^2}. \quad (2.28)$$

22. В общем случае *постоянная по мощности дозиметрической величины* Γ – это отношение мощности дозиметрической величины \dot{G} , создаваемой фотонами изотропно излучающего точечного источника, расположенного в вакууме, умноженной на квадрат расстояния r , к активности A этого источника:

$$\Gamma = \frac{\dot{G} \cdot r^2}{A}. \quad (2.29)$$

Гамма-постоянной по мощности воздушной кермы или *керма-постоянной радионуклида* Γ_K называют отношение мощности воздушной кермы \dot{K}_a , создаваемой фотонами от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме на расстоянии r от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности A источника:

$$\Gamma_K = \frac{\dot{K}_a \cdot r^2}{A}. \quad (2.30)$$

Размерность керма-постоянной радионуклида в СИ – $\text{Гр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$.

Численно керма-постоянная Γ_K равна мощности воздушной кермы, создаваемой точечным изотропным источником активностью 1 Бк на расстоянии 1 м.

Гамма-постоянной по мощности экспозиционной дозы или *ионизационной гамма-постоянной радионуклида* Γ_X называют отношение мощности экспозиционной дозы \dot{X} , создаваемой фотонами от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме на расстоянии r от

источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности A источника:

$$\Gamma_X = \frac{\dot{X} \cdot r^2}{A}. \quad (2.31)$$

Размерность гамма-постоянной радионуклида – $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$. Численно ионизационная гамма-постоянная Γ_X равна мощности экспозиционной дозы, создаваемой точечным изотропным источником активностью 1 мКи на расстоянии 1 см.

Значения ионизационных гамма-постоянных Γ_X и керма-постоянных Γ_K представлены в таблицах, описывающих характеристики нуклидов как γ -излучателей (в данном пособии табл. П7). По известным значениям Γ_X или Γ_K находят соответствующие мощности дозиметрических величин. Так, *мощность воздушной кермы* на расстоянии r от точечного изотропного источника с активностью A

$$\dot{K}_a = \frac{A \cdot \Gamma_K}{r^2}. \quad (2.32)$$

Мощность экспозиционной дозы при тех же условиях

$$\dot{X} = \frac{A \cdot \Gamma_X}{r^2}. \quad (2.33)$$

23. *Дифференциальная постоянная радионуклида* Γ_i рассчитывается для i -й моноэнергетической линии спектра γ -излучения радионуклида.

Полная постоянная радионуклида Γ равна сумме всех дифференциальных постоянных:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i. \quad (2.34)$$

Размерность постоянной радионуклида в таблицах принято записывать в единицах $\text{аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$, где $1 \text{ аГр} = 10^{-18} \text{ Гр}$.

24. Соотношения между гамма-постоянной воздушной кермы (керма-постоянной) Γ_K , выраженной в единицах $\text{аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$, и ионизационной гамма-постоянной Γ_X , выраженной в единицах $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$

$$\Gamma_K = 6,55 \cdot \Gamma_X; \quad (2.35)$$

$$\Gamma_X = 0,152 \cdot \Gamma_K, \quad (2.36)$$

25. Керма-постоянная и ионизационная гамма-постоянная радионуклида используются, как правило, для расчета мощности кермы или экспозиционной дозы одного или нескольких радионуклидов в источнике. Когда радионуклидов много, и каждый из них испытывает цепочечные превращения, например, продукты деления в облученном топливе, удобно использовать керма-эквивалент k_e источника целиком. Керма-эквивалент – это мощность воздушной кермы, создаваемой фотонами на расстоянии 1 м от данного точечного изотропного источника в вакууме. Очевидно

$$k_e = \sum_i A_i \cdot \Gamma_{K,i} = A \cdot \Gamma_K. \quad (2.37)$$

Размерность керма-эквивалента – Гр·м²/с.

В справочной литературе приводятся данные по керма-эквиваленту облученного топлива в зависимости от кампании реактора и времени выдержки после облучения. Вместе со средней энергией испускаемых фотонов, также изменяющейся со временем, этих данных достаточно для оценки защиты от продуктов деления.

Пользуясь определением керма-эквивалента k_e можно вычислить мощность воздушной кермы \dot{K}_a на расстоянии r от точечного изотропного радионуклида:

$$\dot{K}_a = \frac{k_e}{r^2}. \quad (2.38)$$

На практике широко используется нестандартная величина – *радиевый гамма-эквивалент* источника m , предназначенный для оценки поля излучения по экспозиционной дозе:

$$m = \frac{A \cdot \Gamma_X}{8,4}, \quad (2.39)$$

где A – активность источника, мКи; Γ_X – ионизационная гамма-постоянная Р·см²/(ч·мКи); 8,4 – коэффициент, учитывающий ионизационную гамма-постоянную ²²⁶Ra⁶.

⁶ Ионизационная гамма-постоянная ²²⁶Ra $\Gamma_X = 8,4$ Р·см²/(ч·мКи), представляет собой мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 см от источника ²²⁶Ra вместе с дочерними продуктами активностью 1 мг, помещенного в платиновый фильтр толщиной 0,5 мм.

Единица радиевого гамма-эквивалента m – миллиграмм-эквивалент радия (мг-экв. Ra).

Если активность источника m дана в мг-экв. Ra, мощность экспозиционной дозы на расстоянии r от точечного изотропного источника равна

$$\dot{X} = \frac{8,4 \cdot m}{r^2}, \quad (2.40)$$

где \dot{X} измеряется в Р/ч, r – в см.

Соотношение между керма-эквивалентом k_e , выраженным в единицах нГр·м²/с и радиевым гамма-эквивалентом m , выраженным в миллиграмм-эквивалентах Ra

$$k_e \left[\frac{\text{нГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \right] \cong 2,04 m \text{ [мг-экв. Ra]}. \quad (2.41)$$

2.4. Бета-излучение изотропных источников

При описании распределения поглощенной дозы $D(z)$ от точечного изотропного β -источника в бесконечной однородной тканеэквивалентной среде удобно использовать эмпирическую формулу Левингера

$$D(z) = \frac{k}{(\mu_m z)^2} \left\{ c \left[1 - \frac{\mu_m z}{c} \exp \left(1 - \frac{\mu_m z}{c} \right) \right] + \mu_m z \cdot \exp(1 - \mu_m z) \right\}, \quad (2.42)$$

где $D(z)$ – поглощенная доза [Гр], рассчитанная на одну β -частицу;

$z = l \cdot \rho$, l – расстояние от точечного источника в см, ρ – плотность, г/см³ (размерность z – г/см²);

μ_m – эффективный коэффициент поглощения, [см²/г],

$$\mu_m = \frac{18,2}{(\epsilon_\beta - 0,036)^{1,37}} \left(2 - \frac{\bar{\epsilon}_\beta}{\epsilon_\beta^*} \right); \quad (2.43)$$

ϵ_β – граничная энергия β -спектра, МэВ;

1 мг ²²⁶Ra имеет активность 1 мКи.

$\overline{\epsilon}_\beta, \overline{\epsilon}_\beta^*$ – средние энергии β -спектра и разрешенного гипотетического спектра соответственно;

c – безразмерный параметр:

$$c = \begin{cases} 2 & \text{при } 0,17 \leq \epsilon_\beta \leq 0,5 \text{ МэВ} \\ 1,5 & \text{при } 0,5 \leq \epsilon_\beta \leq 1,5 \text{ МэВ} \\ 1 & \text{при } 1,0 \leq \epsilon_\beta \leq 3,0 \text{ МэВ} \end{cases} ; \quad (2.44)$$

k – нормирующий множитель, Гр на одну β -частицу:

$$k = 1,28 \cdot 10^{-11} \cdot \rho^2 \cdot \mu_m^3 \cdot \overline{\epsilon}_\beta \cdot \alpha ; \quad (2.45)$$

α – поправочный множитель:

$$\alpha = [3c^2 - (c^2 - 1) \cdot 2,72]^{-1} . \quad (2.46)$$

Отношение $\overline{\epsilon}_\beta / \overline{\epsilon}_\beta^*$ в соотношении (2.43) зависит для всех спектров от степени запрещенности β -перехода, но, как правило, не более чем на 3 % отличается от единицы. Погрешность расчета дозы по формуле (2.42) не превышает $\pm (7 - 10) \%$.

Задачи

№ 2.1 Показать, что эквивалент рентгена – это $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг воздуха; $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов/см³ воздуха; $1,61 \cdot 10^{12}$ пар ионов/г воздуха; $7,05 \cdot 10^4$ МэВ/см³; $5,45 \cdot 10^7$ МэВ/г воздуха; $8,73 \cdot 10^{-3}$ Дж/кг (Гр). Принять, что на образование одной пары ионов в воздухе требуется в среднем 33,85 эВ.

№ 2.2 В 1 см³ воздуха при нормальных условиях под действием γ -квантов образуется $5,5 \cdot 10^5$ пар ионов в секунду. Считая,

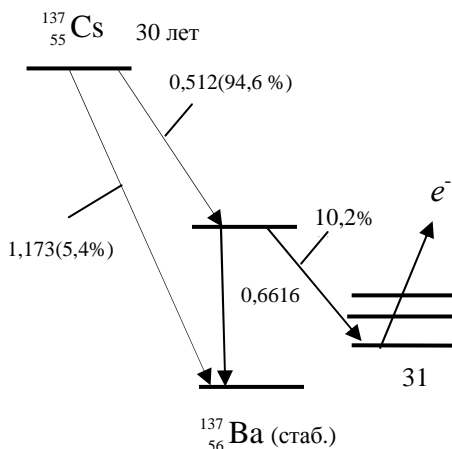


Рис. 2.1. Схема распада $^{137}_{55}\text{Cs}$

что образование ионов происходит равномерно в достаточно большом пространстве, определить воздушную керму за год. Энергией на образование тормозного излучения пренебречь; принять, что на образование одной пары ионов в воздухе расходуется 34 эВ.

№ 2.3 Рассчитать керма-постоянную источника $^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$. Учесть характеристическое излучение КХ. Схема распада $^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$ представлена на рис. 2.1, данные о характеристическом излучении в табл. П7.

№ 2.4 Рассчитать ионизационную гамма-постоянную нуклида $^c_b A$, схема распада которого изображена на рис. 2.2, если относительные выходы γ -квантов с энергиями 0,5 и 2 МэВ составляют 10 и 90 % соответственно.

№ 2.5 Рассчитать керма-постоянную радионуклида $^c_b A$, схема распада которого изображена на рис. 2.3, если выход γ -квантов с энергией 0,2 МэВ относится к выходу γ -квантов с энергией 0,7 МэВ как 5:7.

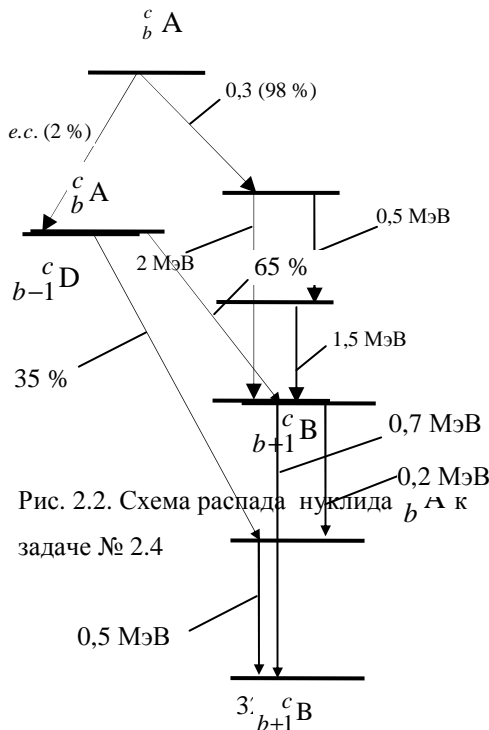


Рис. 2.3. Схема распада нуклида $^c_b A$

к задаче № 2.5

№ 2.6 Рассчитать ионизационную гамма-постоянную радионуклида, схема распада которого изображена на рис. 2.4, если выходы γ -квантов с разной энергией относятся как $\eta_1(0,1 \text{ МэВ}) : \eta_2(0,4 \text{ МэВ}) : \eta_3(1,4 \text{ МэВ}) = 3:7:13$.

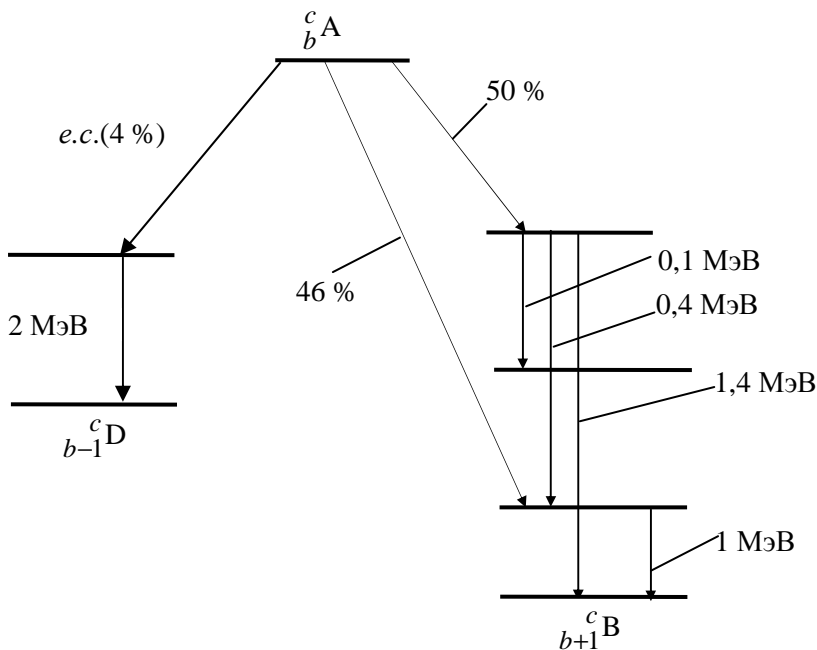


Рис. 2.4. Схема распада радионуклида ${}^c_b A$ к задаче № 2.6

№ 2.7 Рассчитать керма-постоянную радионуклида, схема распада которого изображена на рис. 2.5. Испускание фотонов с энергиями 0,3 и 1 МэВ равновероятно. Принять, что все позитроны нуклида полностью аннигилировали в самом источнике.

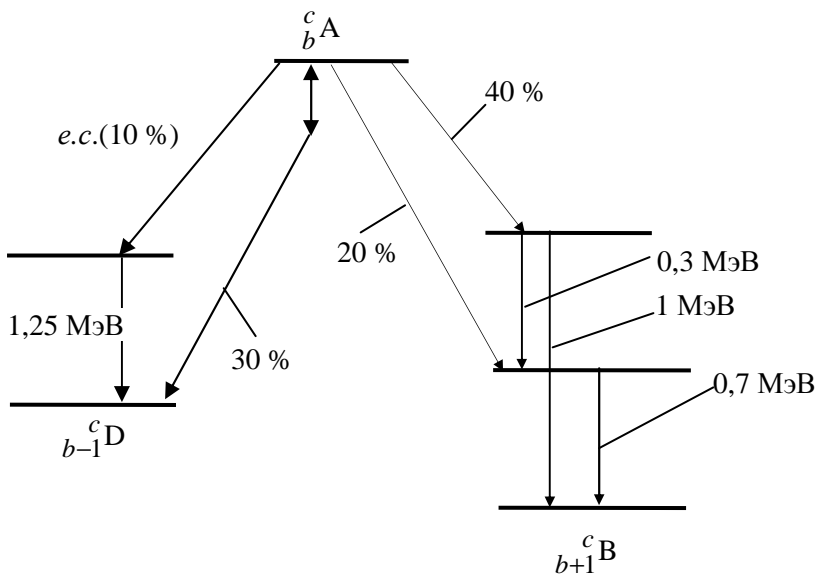


Рис. 2.5. Схема распада радионуклида ${}^c_b A$ к задаче № 2.7

№ 2.8 Рассчитать керма-постоянную и ионизационную гамма-постоянную источника ${}^{24}_{11}\text{Na}$ (рис. 2.6).

№ 2.9 Рассчитать керма-постоянную источника ${}^{40}\text{K}$.

№ 2.10 Рассчитать ионизационную гамма-постоянную источника ${}^{40}\text{K}$.

№ 2.11 Рассчитать керма-постоянную и ионизационную гамма-постоянную источника ${}^{51}\text{Cr}$.

№ 2.12 Рассчитать керма-постоянную нуклида, испускающего гамма-кванты с энергиями 1 МэВ (квантовый выход 80 %) и 0,2 МэВ (50 %).

№ 2.13 Определить мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника ${}^{137}\text{Cs}$ активно-

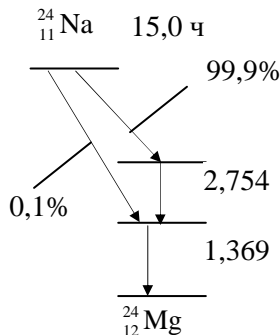


Рис. 2.6. Схема распада ${}^{24}_{11}\text{Na}$

стью 10^{10} Бк

№ 2.14 Определить мощность воздушной кермы на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника, испускающего гамма-кванты с энергиями 1 МэВ (квантовый выход 12 %) и 0,05 МэВ (85 %). Активность источника 10^8 Бк

№ 2.15 Найти величину кермы в воздухе, создаваемую источником ^{51}Cr за 4 часа, если в начальный момент времени плотность потока γ -квантов в точке наблюдения составляла $2 \cdot 10^4$ $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

№ 2.16 Какой источник следует использовать, чтобы получить наименьшую мощность воздушной кермы на рабочем месте, если в наличии есть точечные изотропные γ -источники ^{137}Cs активностью $1,5 \cdot 10^9$ и ^{60}Co активностью $5 \cdot 10^8$ Бк соответственно?

№ 2.17 Определить мощность воздушной кермы, создаваемую источником мононаправленного γ -излучения с энергией 0,8 МэВ, если плотность потока энергии в воздухе этого излучения равна 100 МэВ/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

№ 2.18 Плотность потока γ -квантов с энергией 2 МэВ равна 10^4 фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Определить мощность воздушной кермы, создаваемую этим источником.

№ 2.19 Определить мощность воздушной кермы γ -квантов на расстоянии 2 м от точечного изотропного источника активностью $4 \cdot 10^9$ Бк, испускающего γ -кванты с энергией 1 МэВ. Выход γ -квантов на один распад – 0,5. Найти керма-постоянную данного источника.

№ 2.20 На каком расстоянии следует работать с точечным изотропным источником ^{51}Cr активностью 10^{12} Бк, чтобы за 8 часов облучения воздушная керма фотонов не превысила 0,5 Гр?

№ 2.21 Мощность экспозиционной дозы в точке детектирования, создаваемая источником, испускающим γ -кванты с энергией 0,4 МэВ составляет 1,5 мР/с. Определить интенсивность излучения и плотность потока данного источника в точке детектирования.

№ 2.22 Определить мощность экспозиционной дозы на расстоянии 50 см от источника ^{60}Co активностью 900 мКи.

№ 2.23 Определить активность источника ^{60}Co , которая была

бы эквивалентна по создаваемой мощности экспозиционной дозы 1 мКи ^{226}Ra .

№ 2.24 Определить керма-эквивалент источника ^{131}I , имеющего активность 10 мКи.

№ 2.25 Определить мощность экспозиционной дозы и мощность воздушной кермы на расстоянии 0,5 м от источника, гамма-эквивалент которого равен 10 г-экв. Ra.

№ 2.26 Определить мощность поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 1 м от источника, имеющего гамма-эквивалент 800 мг-экв. Ra.

№ 2.27 Определить мощность воздушной кермы и мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1,5 м от точечного изотропного источника, имеющего керма-эквивалент $30 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$.

№ 2.28 Определить керма-эквивалент источника, если мощность воздушной кермы фотонов на расстоянии 2 м от источника составляет $0,5 \text{ мКГр}/\text{с}$.

№ 2.29 Вычислить мощность дозы β -излучения в ткани щитовидной железы ($\rho = 1 \text{ г}/\text{см}^3$) на расстоянии 1 мм от фолликулы⁷, содержащей ^{131}I активностью 10^3 Бк. Максимальную и среднюю энергии β -спектра принять равными 606 и 191 кэВ соответственно. Выход β -частиц 89,4 %.

№ 2.30 Оценить мощность дозы γ -излучения в ткани щитовидной железы ($\rho = 1 \text{ г}/\text{см}^3$) на расстоянии 1 мм от фолликулы, содержащей ^{131}I активностью 10^3 Бк. Оценку провести для γ -квантов с энергией 0,3645 МэВ (81,2 %). Сравнить с дозой β -излучения, рассчитанной в задаче № 2.23.

⁷ *Фолликула* – основная структурная и функциональная единица щитовидной железы, представляющая собой пузырек различной формы, чаще округлой, диаметром 25 – 500 мкм

3. ЭКВИДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ. НОРМИРОВАНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Эквидозиметрические величины в отличие от базовых, которые характеризуют передачу и поглощение энергии поля излучения в некоторой точке в заданном веществе, служат для оценки воздействия ионизирующего излучения на конкретный объект – человека.

По своему назначению и возможностям количественных оценок эквидозиметрические величины могут быть разделены на три группы:

- величины для оценки рисков возникновения и развития эффектов от излучения (поглощенная доза в органе или ткани, эквивалентная доза в органе или ткани и ОБЭ-взвешенная доза);
- величины для установления требований к состоянию радиационной безопасности в рамках модельных представлений о возможном или вероятном возникновении эффектов (к ним относится эффективная доза);
- величины для демонстрации соответствия требованиям к состоянию радиационной безопасности (эквивалент дозы, амбиентный и индивидуальный эквиваленты дозы и ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения).

Для определения эквидозиметрических величин используются коэффициенты, характеризующие качество излучения при оценке рисков, вероятность возникновения стохастических эффектов и качество излучения для оценки эквивалентов доз.

Эквидозиметрические величины базируются на концепции «стандартного человека» (70 кг, 170 см), которая заключается в том, что индивидуальная доза облучения принимается равной дозе облучения «стандартного работника», который находился бы в тех же производственных условиях и выполнял бы те же работы с источником, что и данный индивид. Значение индивидуальной дозы приписывается данному индивиду по результатам контроля операционных величин внешнего и внутреннего облучения.

3.1. Величины для оценки рисков развития эффектов излучения

1. Поглощенная доза излучения вида R в органе или ткани T

$$D_{T,R} = \frac{\epsilon_{T,R}}{m_T}, \quad (3.1)$$

где m_T – масса органа или ткани; $\epsilon_{T,R}$ – энергия излучения вида R , переданная веществу ткани T в данном объеме. Единица измерения $D_{T,R}$ – грей [Гр].

Из выражения (3.1) можно заключить, что значение $D_{T,R}$ не может быть измерено для конкретного человека, его можно только рассчитать. Для этого нужно описать поле излучения, форму и расположение в поле самого органа T и расположение окружающих предметов, органов и тканей.

Для проведения расчетов $D_{T,R}$ используют геометрию антропоморфного фантома в плоскопараллельных потоках излучения спереди, сзади, сбоку слева и справа при равномерном вращении фантома вокруг вертикальной оси, а также при изотропном падении излучения на фантом. Эти варианты моделируют практически все условия возможного облучения.

Для фотонов значения $D_{T,\gamma}$ вычисляются через воздушную керму, т.к. эта величина наиболее просто может быть определена в данной точке (например, через измерение экспозиционной дозы). Кроме того, мощность воздушной кермы \dot{K}_a однозначно связана с плотностью потока ϕ при фиксированной энергии:

$$\dot{K}_a = \phi \cdot \delta_K(\epsilon). \quad (3.2)$$

Коэффициенты $\delta_K(\epsilon)$, переводящие плотность потока в мощность кермы, можно назвать керма-коэффициентами, их численные значения представлены в табл. П.13.

Для нейтронов данной энергии проще измерить флюенс Φ в данной точке пространства, поэтому вычисление $D_{T,n}$ нейтронов производится через флюенс.

Следует еще раз подчеркнуть, что величина $D_{T,R}$ относится не к конкретному человеку, а к гипотетическому стандартному антропоморфному фантому.

2. Для учета отличий в поглощенных дозах различных видов излучения в одних и тех же органах, приводящих к одному и

тому же радиобиологическому эффекту, вводится понятие *относительной биологической эффективности излучения* – ОБЭ. Численным выражением ОБЭ является коэффициент ОБЭ ($RBE_{T,R}$), равный отношению поглощенной дозы $D_{T,X}$ образцового излучения, вызывающего рассматриваемый эффект в органе T, к поглощенной дозе $D_{T,R}$ излучения вида R, вызывающего такой же эффект:

$$RBE_{T,R} = \frac{D_{T,X}}{D_{T,R}} . \quad (3.3)$$

В качестве образцового излучения принимается излучение рентгеновской трубки с приложенным напряжением 200 кВ.

3. Непосредственное прямое использование коэффициента $RBE_{T,R}$ ограничено случаями оценки рисков возникновения специфических эффектов – *детерминированных эффектов излучения*⁸, поскольку в этом случае ОБЭ зависит и от рассматриваемого эффекта в конкретном органе, и от вида излучения, его энергии, ЛПЭ.

4. В случае развития *стохастических эффектов*⁹ (малые дозы облучения) ОБЭ излучения слабо зависит от свойств облучаемого органа, поэтому вместо $RBE_{T,R}$ для характеристики этих эффектов применяется соответствующий взвешивающий коэффициент излучения w_R , который используется для расчета эквивалентной дозы с учетом влияния качества излучения.

5. Сумма произведений поглощенных доз $D_{T,R}$ в органе или ткани T на соответствующий взвешивающий коэффициент w_R излучения вида R называется *эквивалентной дозой H_T в органе или ткани T*:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} . \quad (3.4)$$

⁸ *Детерминированные эффекты излучения* – клинически выявляемые вредные биологические эффекты, вызванные ионизирующим излучением, в отношении которых предполагается существование порога, ниже которого эффект отсутствует, а выше – тяжесть эффекта зависит от дозы.

⁹ *Стохастические эффекты излучения* – вредные биологические эффекты, вызванные ионизирующим излучением, не имеющие дозового порога возникновения, вероятность возникновения которых пропорциональна дозе и для которых тяжесть проявления не зависит от дозы.

Единица измерения эквивалентной дозы – Дж/кг, которая, в отличие от поглощенной дозы, называется зиверт [Зв].

Принятые в НРБ-99/2009 значения w_R для различных излучений R приведены в табл. П.11.

6. Для оценки риска развития детерминированных эффектов применяется характеристика облучения, которая получила название «ОБЭ-взвешенная доза в органе или ткани» AD_T :

$$AD_T = \sum_R RBE_{T,R} \cdot D_{T,R} . \quad (3.5)$$

Единица измерения ОБЭ-взвешенной дозы – Дж/кг, которая называется грей-эквивалент [Гр-экв]. ОБЭ-взвешенная доза является новой дозиметрической величиной, предназначенной для характеристики аварийного облучения.

3.2. Величины для определения требований к состоянию радиационной безопасности

Цель радиационной безопасности – обеспечение защиты отдельного человека, общества и окружающей среды от нанесения ущерба путем создания средств защиты от радиологических опасностей, связанных с источниками излучения.

Дозы облучения персонала и населения при нормальной эксплуатации источников лежат в области необнаруживаемых стохастических эффектов. Поэтому современные представления о критериях обеспечения радиационной безопасности человека могут основываться только на гипотезах, в частности на линейной беспороговой гипотезе «доза – эффект».

7. Для численного выражения критерия, определяющего безопасность обращения с источником, предлагается *эффективная доза* E , которая равна сумме произведений эквивалентных доз органов и тканей H_T на соответствующие взвешивающие коэффициенты w_T :

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T \sum_R w_T \cdot w_R \cdot D_{T,R} . \quad (3.6)$$

Единица эффективной дозы – зиверт [Зв].

Взвешивающий коэффициент w_T в формуле (3.6) – множитель эквивалентной дозы в органе или ткани стандартного человека, используемый в радиационной защите для учета различия в величине ущерба, связанного с развитием стохастических эф-

фактов в разных органах и тканях стандартного человека, причем

$$\sum_T w_T = 1. \quad (3.7)$$

Значения w_T приведены в табл. П.12.

3.3. Величины для демонстрации соответствия требованиям обеспечения радиационной безопасности

Для демонстрации соответствия условий эксплуатации источников излучения требованиям по обеспечению радиационной безопасности используется индивидуальная доза, накопленная в течение года человеком.

Для однозначного определения дозы внешнего облучения стандартизуются параметры моделей отдельных органов и тканей, по которым производится расчет доз внешнего облучения, а также условия облучения.

Для однозначного определения доз внутреннего облучения используются математические камерные фантомы с соответствующими обобщенными по многим данным биологических экспериментов коэффициентами переходов между камерами.

8. За значение *индивидуальной эффективной дозы внешнего облучения* при индивидуальном дозовом контроле принимается значение индивидуального эквивалента дозы $H_R(10)$, а при контроле радиационной обстановки – амбиентного эквивалента дозы $H^*(10)$.

Эквивалент дозы $H(d)$ равен поглощенной дозе в точке специального фантома на глубине d от поверхности, умноженной на средний коэффициент качества излучения для ткани в этой точке. Для $H_R(d)$ используется плоский фантом (пластина из тканеэквивалентного материала толщиной 15 см), а для $H^*(d)$ – шаровой фантом (шар диаметром 30 см из тканеэквивалентного материала).

Эквиваленты дозы $H_R(d)$ и $H^*(d)$ иногда именуют *операционными* величинами, т.е. величинами, однозначно определяемыми через физические характеристики поля излучения в точке, максимально возможно приближенные в стандартных условиях облучения к нормируемой величине и предназначенные для консервативной оценки этой величины при дозиметрическом кон-

троле. Параметр d определяет соотношение операционной и нормируемой величин:

– при $d = 10$ мм $H^*(10)$ и $H_p(10)$ соответствуют эффективной дозе внешнего облучения;

– при $d = 3$ мм $H^*(3)$ и $H_p(3)$ соответствуют эквивалентной дозе H_T для хрусталика глаза;

– при $d = 0,07$ мм $H^*(0,07)$ и $H_p(0,07)$ соответствуют H_T для внешнего облучения кожи.

9. *Ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения*, накопленная в организме за время τ с момента поступления

$$E(\tau) = \sum_G \left\{ I_{G,inh} \cdot e_{G,inh}(\tau) + I_{G,ing} \cdot e_{G,ing}(\tau) \right\}, \quad (3.8)$$

где $I_{G,inh}$, $I_{G,ing}$ – величины поступления радионуклида G при вдыхании и заглатывании в течение периода контроля, Бк;

$e_{G,inh}(\tau)$, $e_{G,ing}(\tau)$ – ожидаемые эффективные дозы внутреннего облучения «стандартного человека» при ингаляционном и пероральном поступлении 1 Бк радионуклида.

Для любого радионуклида и его химического соединения дозовые коэффициенты определяются как

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

где t_0 – момент поступления; $\dot{H}_T(t)$ – мощность эквивалентной дозы в органе или ткани T к моменту времени t после поступления 1 Бк радионуклида в организм человека.

Для целей радиационной безопасности регламентируется $\tau = 50$ лет для взрослых и $\tau = 70 - \tau_0$ (где τ_0 – возраст) для лиц моложе 20-ти лет. Единица ожидаемой эффективной дозы Дж/кг или зиверт [Зв].

Содержание радионуклидов в питьевой воде регламентируется уровнем вмешательства УВ (табл. П21), характеризующим предельное содержание радионуклида в воде. При совместном присутствии в воде нескольких радионуклидов должно выполняться условие:

$$\sum_i \frac{A_i}{УВ_i} \leq 1, \quad (3.10)$$

где A_i – удельная активность i -го радионуклида в воде,

$УВ_i$ – соответствующий уровень вмешательства.

10. *Годовая эффективная доза E* , приписываемая работнику, равна сумме индивидуальной дозы внешнего облучения за год $H_p(10)$ и ожидаемой эффективной дозы внутреннего облучения $E(\tau)$, обусловленной поступлением в организм радионуклидов за год:

$$E = H_p(10) + E(\tau). \quad (3.11)$$

Годовая эффективная доза сравнивается с нормативной величиной – пределом дозы и демонстрирует соответствие условий использования источников с требованиями обеспечения радиационной безопасности.

Как следует из определений (3.4) и (3.6), измерение эффективной дозы так же, как и эквивалентной дозы в органе невозможно. Если известен энергетический состав ионизирующего излучения, активность источника и условия облучения человека, может быть выполнен теоретический расчет эффективной дозы для «стандартного человека» (масса 70 кг, рост 170 см). Эти значения получаются расчетом переноса излучения в органы и ткани численным интегрированием поглощенной энергии по их объемам с последующим суммированием с соответствующими взвешивающими коэффициентами w_T . В таблицах П.13 и П.17 представлены дозовые коэффициенты δ_E , представляющие собой значения эффективной дозы для различных энергий ϵ фотонов (П.13) и нейтронов (П.17), рассчитанные для единичного флюенса ($\Phi = 1 \text{ част./см}^2$) и различных геометрий облучения. Тогда мощность эффективной дозы можно найти как

$$\dot{E} = \Phi \cdot \delta_E(\epsilon, \text{геометрия обл.}), \quad (3.12)$$

а эффективную дозу за время t как

$$E = \Phi \cdot \delta_E(\epsilon, \text{геометрия обл.}). \quad (3.13)$$

Геометрия облучения называется *изотропной* (ИЗО) в том случае, если человек облучается со всех сторон равномерно, и *передне-задней* (ПЗ) – в случае, когда облучение производится параллельным пучком и попадает на человека спереди.

В таблицах П.14 – П.16 представлены дозовые коэффициенты δ_H , представляющие собой эквивалентные дозы для различных энергий ϵ фотонов и электронов, рассчитанные для единичного флюенса Φ на кожу (γ -излучение) (П.14), хрусталик глаза

(γ -излучение) (П.15) и кожу (β -излучение) (П.16). Тогда эквивалентная доза в ткани Т находится по формуле

$$H_T = \Phi \cdot \delta_H(\epsilon). \quad (3.14)$$

Задачи

№ 3.1. Чему равна поглощенная доза в биологической ткани при соблюдении электронного равновесия, если экспозиционная доза составляет 1 Р?

№ 3.2. Поглощенная доза в ткани при облучении потоком тепловых нейтронов составляет 100 мкГр. Какими должны быть поглощенные дозы в ткани фотонного и α -излучений для получения эквивалентного биологического эффекта?

№ 3.3. Определить эффективную дозу, если эквивалентные дозы в органах пациента составляют (в мкЗв): легкие – 200, грудная железа – 30, поверхность костной ткани – 20. Облучением остальных органов пренебречь.

№ 3.4. Легкие человека облучают γ -квантами и тепловыми нейтронами. Поглощенная доза γ -квантов составила 3 мкГр, а нейтронов – 4 мкГр. Чему равна эквивалентная доза в легких?

№ 3.5. Плотность плоско-параллельного потока γ -квантов от источника ^{137}Cs равна 10^5 фотон/(см²·с). Чему будут равны мощность эффективной дозы и мощность эквивалентной дозы в коже рук?

№ 3.6. Оператор облучается изотропно фотонами, имеющими энергию 0,662 МэВ и плотность потока 10^3 фотон/(см²·с). Чему будет равна эффективная доза за шесть часов работы в данном поле излучения?

№ 3.7. Плотность плоско-параллельного потока γ -квантов на рабочем месте от источников ^{54}Mn и ^{60}Co , имеющих одинаковую активность, в сумме составляет 10^5 фотон/(см²·с). Чему равна эквивалентная доза в коже, полученная в течение одного часа работы?

№ 3.8. Плотность потока тепловых нейтронов на рабочем месте равна 10^2 нейтр./(см²·с). Считая геометрию облучения изотропной, рассчитать мощность эффективной дозы на рабочем месте.

№ 3.9. При работе с источником ^{32}P , который является чистым β -излучателем, плотность потока β -частиц составила

40 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Чему будет равна эквивалентная доза в коже?

№ 3.10. Оценить верхнюю границу эффективной дозы за год в помещении постоянного пребывания персонала гр. А, если мощность экспозиционной дозы в этом помещении постоянна и равна 0,15 мР/ч?

№ 3.11. В помещении постоянного пребывания персонала гр. А мощность экспозиционной дозы постоянна и составляет 0,15 мР/ч. Рассчитать эффективную дозу за год, обусловленную данным полем, если средняя энергия γ -квантов, составляющих радиационное поле, равна 0,3 МэВ, а излучение можно считать изотропным. Рассчитанное значение сравнить с результатом, полученным в предыдущей задаче.

№ 3.12. Определить мощность эффективной дозы, если в воздухе в условиях электронного равновесия заряженных частиц мощность поглощенной дозы изотропного фотонного излучения с энергией 1 МэВ равна 30 мкГр/ч.

№ 3.13. Определить мощность эффективной дозы в поле γ -квантов на расстоянии 4 м от точечного изотропного источника $^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$ активностью $4 \cdot 10^7$ Бк. Характеристическое излучение не учитывать.

№ 3.14. Мощность воздушной кермы, создаваемой источником γ -квантов со средней энергией 0,5 МэВ, составляет 10 мкГр/ч. Рассчитать эффективную дозу, полученную оператором за 36 часов работы, если облучение оператора происходит в передне-задней геометрии.

№ 3.15. Какова будет эффективная доза в однородном изотропном смешанном гамма-нейтронном поле излучения, если в любой точке поля экспозиционная доза γ -излучения (средняя энергия 0,3 МэВ) составит 100 мР, а флюенс тепловых нейтронов равен 10^6 нейтр./ см^2 ?

№ 3.16. Оператор работает в помещении с источником, испускающим γ -кванты с энергией 1,5 МэВ. После того, как была установлена защита, плотность потока γ -квантов уменьшилась в 10 раз. Рассчитать, во сколько раз уменьшится эффективная доза после установки защиты, если средняя энергия γ -квантов, попадающих на оператора, уменьшилась до 1,25 МэВ. Считать геометрию облучения передне-задней.

№ 3.17. Мощность экспозиционной дозы, создаваемая на рабочем месте источником со средней энергией γ -квантов 1 МэВ, составляет 1,5 мР/ч. Чему будет равна эффективная доза в данном радиационном поле за шесть часов работы, если считать геометрию облучения передне-задней?

№ 3.18. Оператор подвергается воздействию смешанного облучения: плотность потока тепловых нейтронов составляет 10^3 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), быстрых ($\bar{\epsilon}_n = 2,5$ МэВ) – 10^2 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), мощность экспозиционной дозы рассеянных γ -квантов со средней энергией 200 кэВ составляет 0,2 мР/ч. Считая облучение равномерным и изотропным, определить эффективную дозу за три часа работы.

№ 3.19. Необходимо провести спектрометрические измерения с точечным изотропным источником ^{51}Cr . Активность источника в начальный момент измерений составляет 10^{12} Бк. Какая эффективная доза может быть получена на расстоянии 2 м от этого источника за 3 часа работы, если облучение происходит в передне-задней геометрии? Какая будет эффективная доза, если аналогичные измерения с этим же источником повторить через неделю?

№ 3.20. Оператор подвергается изотропному смешанному гамма-нейтронному облучению: мощность экспозиционной дозы γ -квантов ($\bar{\epsilon}_\gamma = 1$ МэВ) составляет 1 мР/ч, а плотность потока тепловых нейтронов – 10^3 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Найти годовую эффективную дозу, обусловленную данным радиационным полем. Геометрию облучения считать изотропной.

№ 3.21. Чему равна мощность воздушной кермы на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника ^{60}Co активностью 10^5 Бк? Какова будет эффективная доза за год при 36-часовой рабочей неделе (облучение оператора происходит в передне-задней геометрии)?

№ 3.22. На расстоянии 1 м от рабочего места оператора находится точечный изотропный источник ^{203}Hg активностью $3 \cdot 10^8$ Бк. Чему равна эффективная доза за 6 часов работы, если дополнительный радиационный фон в помещении постоянного пребывания персонала составляет 0,1 мР/ч? Облучение считать изотропным, среднюю энергию рассеянных γ -квантов фона при-

нять равной 0,2 МэВ.

№ 3.23. Расстояние до рабочего места от точечного изотропного источника ^{137}Cs активностью 10^{10} Бк равно 2 м. Чему равна эффективная доза за неделю работы (36 ч) в помещении постоянного пребывания персонала, если повышенный радиационный фон γ -излучения (воздушная керма) составляет 10 мкГр/ч? Облучение в передне-задней геометрии, средняя энергия фотонов изотропного повышенного фона равна 0,1 МэВ.

№ 3.24. Точечный источник ^{54}Mn активностью 10^{10} Бк расположен на расстоянии 1 м от рабочего места оператора. Определить мощность кермы в воздухе и биологической ткани. Найти эффективную дозу за 3 часа работы, считая облучение изотропным.

№ 3.25. При расфасовке изделий с радионуклидом ^{90}Sr , находящемся в равновесии с ^{90}Y , плотность потока β -частиц на руки составила 200 β -част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Рассчитать эквивалентную дозу в коже, полученную за неделю работы (36 ч). Принять среднюю энергию β -частиц источника ^{90}Sr - ^{90}Y равной 0,624 МэВ.

№ 3.26 Активность точечного изотропного источника ^{65}Zn составляет 10^9 Бк. Оператор работает с этим источником по 4 часа в день в течение недели, находясь на расстоянии 1 м от источника? Определить эффективную дозу за неделю. Облучение считать передне-задним, изменением активности источника в течение недели можно пренебречь.

№ 3.27 Кассета со смесью продуктов деления, имеющая радиевый гамма-эквивалент 1 мг-экв. Ra, находится на расстоянии 3 м от рабочего места. Можно ли находиться в этом помещении персоналу (гр. А) по два часа в день в течение года? Принять среднюю энергию гамма-квантов, испускаемых продуктами деления 0,8 МэВ, облучение считать изотропным.

№ 3.28. Оператор работает на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника ^{60}Co активностью $4 \cdot 10^7$ Бк (облучение происходит в передне-задней геометрии). Можно ли работать в данном помещении персоналу гр. А 20 часов в неделю в течение года, если дополнительный фон в помещении составляет 8 мкГр/ч, а средняя энергия рассеянных фотонов, составляющих фон, равна 0,3 МэВ?

№ 3.29. При работе с радиоактивным препаратом ^{32}P плот-

ность потока β -частиц на руки оператора (персонал гр. А) составляет 400 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Будет ли превышен годовой предел дозы, если выполнение этой работы составляет 20 часов в неделю? Считать, что облучаются только кисти рук.

№ 3.30. Активность точечного изотропного источника ^{137}Cs составляет 10^7 Бк. Допустимо ли находиться персоналу гр.Б в данном помещении в течение года по 12 ч в неделю, если работы проводятся на расстоянии 1 м от источника? Облучение происходит в изотропной геометрии.

№ 3.31. Мощность воздушной кермы, измеренная на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника ^{137}Cs составляет 5 нГр/с. Определить расстояние от источника, на котором можно безопасно работать оператору в течение года (персонал гр. А, 36-часовая рабочая неделя). Принять, что облучение происходит в передне-задней геометрии, а доза равномерно распределена по году.

№ 3.32. При проведении градуировочных работ необходимо в течение недели использовать точечный изотропный источник ^{54}Mn активностью $5 \cdot 10^9$ Бк. Сколько минут в день при 6-дневной рабочей неделе (36 ч) можно работать персоналу гр. А без защиты, если расстояние от источника до рабочего места равно 1,2 м, а доза равномерно распределяется в течение недели? Считать, что за неделю эффективная доза не должна превысить значение 0,42мЗв. Облучение считать изотропным.

№ 3.33. Оператор работает с точечным изотропным источником ^{89}Sr активностью 10^8 Бк 12 часов в неделю. На каком расстоянии от этого источника будет достигнута допустимая плотность потока β -частиц для кожи? Поглощение излучения в воздухе и в источнике не учитывать.

№ 3.34. Мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м от пробы почвы, загрязненной ^{137}Cs составляет 80 мкР/с. Считая источник точечным, оценить удельную активность содержащегося в почве ^{137}Cs , если масса пробы 0,4 кг.

№ 3.35. Какую активность ^{137}Cs может содержать проба почвы, чтобы лаборант (персонал гр. А) мог работать на расстоянии 0,7 м от пробы по 10 часов в неделю в течение года. Облучение оператора считать средним между изотропным и передне-задним. Принять, что проба является точечным изотропным ис-

точником.

№ 3.36. Какая может быть концентрация ^{239}Pu (находящееся в медленнорастворимых соединениях) в воздухе рабочего помещения, чтобы персонал гр. А мог работать в этом помещении 1500 часов в год?

№ 3.37. Аэрозоли коррозионного происхождения ^{60}Co (70 %) и ^{58}Co (30 %) через органы дыхания поступили в организм работника за год в количестве 0,4 мкг. Чему равна ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения, если поступившие аэрозоли относятся к группе «М»?

№ 3.38. За год в организм работника поступило ингаляционно 10^6 Бк аэрозолей ^{58}Co (тип «М»). Рассчитать ожидаемую эффективную дозу облучения $E(\tau)$. Оценить ожидаемую эквивалентную дозу в легких $H_T(\tau)$.

№ 3.39. В рабочем помещении объемом 10^3 м^3 произошел непредвиденный выброс ^{131}I в количестве $2,5 \cdot 10^{11}$ Бк. Определить ожидаемую эффективную дозу внутреннего облучения, полученную за 5 мин эвакуации. В расчетах принять, что аэрозольную форму приобретает 40 % находящегося в помещении ^{131}I .

№ 3.40. В организм оператора (гр. А) ингаляционно поступило $5 \cdot 10^7$ Бк ^{131}I . Считая, что в щитовидной железе (вес 20 г) абсорбируется 25 % вдыхаемого ^{131}I , оценить эквивалентную дозу, полученную щитовидной железой. Принять, что поглощенная доза в щитовидной железе формируется β -излучением ^{131}I , средняя энергия β -излучения, выделяемая на распад, составляет 0,181 МэВ/расп.

№ 3.41. Оператор (гр. А) постоянно работает в помещении, в воздухе которого концентрация ^{54}Mn и ^{60}Co составляет 10 и 30 Бк/ м^3 соответственно. Какую ожидаемую эффективную дозу внутреннего облучения получит персонал при ингаляционном поступлении радионуклидов в организм в течение года, если соединения ^{54}Mn относятся к типу «П», а соединения ^{60}Co – к типу «М»?

№ 3.42. При работе на урановых рудниках в организм работника (персонал гр. А) поступил ингаляционно 1 мг урана естественного состава. Чему будет равна ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения от этого поступления? Аэрозоли, содержащие уран, считать малорастворимыми. Сравнить со

средним мировым значением дозы внутреннего облучения, получаемым населением за год – 1,6 мЗв.

№ 3.43. На радиохимическом предприятии через органы дыхания в организм работника из персонала гр. А в течение года поступали окислы ^{239}Pu (62,5 %), ^{240}Pu (20 %) и ^{242}Pu (17,5 %). Превысит ли ожидаемая эффективная доза годовой предел, если за год поступило $4 \cdot 10^3$ Бк окислов плутония?

№ 3.44. Загрязнение водоема радионуклидом ^{60}Co составляет 10^2 Бк/л. Может ли население употреблять эту воду?

№ 3.45. Загрязнение водоема ^{137}Cs (30 %) и ^{60}Co (70 %) составляет 30 Бк/л. Пригодна ли эта вода для употребления населением?

№ 3.46. (3.36). На радиохимическом предприятии в воздухе рабочих помещений концентрация окислов ^{239}Pu и ^{240}Pu (в соотношении активности 19:1) составляет 10 Бк/м³. Сколько часов в неделю персонал гр. А может работать в данном помещении?

II. ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

4. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОЧЕЧНОГО И ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ БЕЗ ЗАЩИТЫ (без учета самопоглощения и многократного рассеяния)

Геометрически источники бывают точечными и протяженными; протяженные источники – это линейные, поверхностные и объемные.

Точечным называется источник, размеры которого много меньше расстояния до детектора и плотность потока от которого убывает обратно пропорционально квадрату этого расстояния. Предполагается изотропный характер излучения и отсутствие самопоглощения в материале источника.

Формулы, описывающие поля излучения точечных и протяженных источников, являются исходными при расчетах защиты. Задача расчета поля излучения от протяженных источников в любой точке сводится к интегрированию по длине, поверхности или объему этих источников полей элементарных точечных источников, для которых заданы соответствующие плотности распределения.

В формулах табл. 4.1 приняты следующие обозначения: q (част./с), q_L (част./см·с), q_S (част./см²·с) и q_V (част./см³·с) – мощность излучения точечного источника и удельные мощности излучения, отнесенные к единице длины, площади и объема в зависимости от формы источника, представляющие собой полный, линейный, поверхностный и объемный выходы частиц из элемента источника в 1 с в телесный угол 4π соответственно.

Выход конкретных частиц (или квантов) из источника или его элемента однозначно связан с активностью через внешний выход η (формула (1.1)), поэтому можно ввести понятия полной, линейной, поверхностной и объемной активности источника и значения q , q_L , q_S и q_V получить через соответствующие значения активности A (Бк), A_L (Бк/см), A_S (Бк/см²), A_V (Бк/см³) и наоборот.

Дозиметрические характеристики источников со сложным спектральным составом, такие как керма-эквивалент или радиевый гамма-эквивалент, также однозначно связаны с активностью (формулы (2.37) и (2.39)), поэтому для них также можно ввести понятия линейных, поверхностных и объемных распределений и соответствующих величин для характеристик.

Для определения мощности воздушной кермы и мощности экспозиционной дозы в точке поля излучения через активность всего ограниченного источника или удельную распределенную активность бесконечного источника можно воспользоваться соответствующими определениями (формулы (2.24), (2.27), (2.32) и (2.33)).

Для этого в формулах табл. 4.1 вместо плотности потока излучения ϕ записывается мощность воздушной кермы \dot{K}_a (или мощность экспозиционной дозы \dot{X}), а вместо мощности излучения $q - 4\pi A \Gamma_k$ (или $4\pi A \Gamma_x$), т.е.

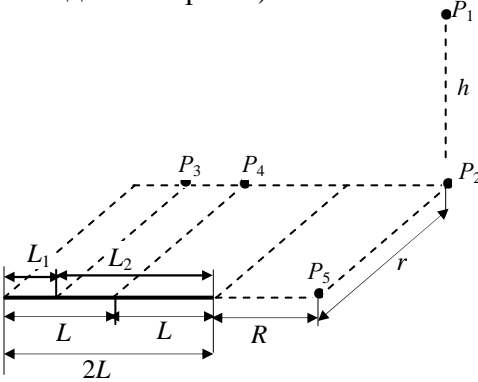
$$\dot{K}_a = 4\pi \Gamma_K \cdot \phi \quad (\text{заменив } q_{L,S,V} \text{ на } A_{L,S,V}), \quad (4.1)$$

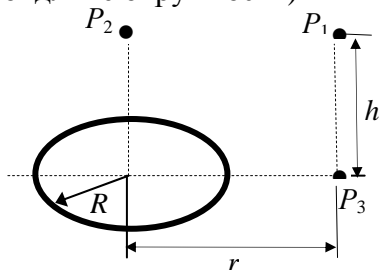
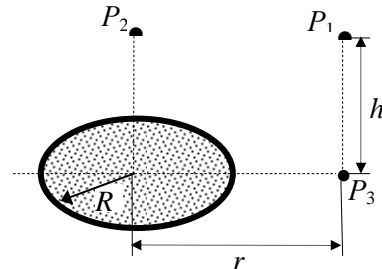
$$\dot{X} = 4\pi \Gamma_X \cdot \phi \quad (\text{заменив } q_{L,S,V} \text{ на } A_{L,S,V}). \quad (4.2)$$

Для оценок поля излучения с учетом многократно рассеянного в источнике излучения в формулах (4.22) и (4.23) табл. 4.1 нужно заменить коэффициент линейного ослабления μ на коэффициент поглощения энергии μ_{en} в материале источника (по-

добные оценки можно выполнять только в отсутствие защитных экранов между источником и детектором).

Таблица 4.1

Источник, геометрия задачи	Формулы для расчета плотности потока φ в точке детектирования P
<p style="text-align: center;">1</p> <p style="text-align: center;">Точечный</p> <p style="text-align: center;">* $\xrightarrow{r} P$</p> <p style="text-align: center;">Рис. 4.1</p>	<p style="text-align: center;">2</p> $\varphi = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (4.3)$
<p>Линейный (активность распределена по длине отрезка)</p>  <p style="text-align: center;">Рис. 4.2</p>	$\varphi_1 = \frac{q_L}{4\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{h^2 + r^2}} \left(\arctg \frac{2L+R}{\sqrt{h^2 + r^2}} - \arctg \frac{R}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right) \quad (4.4)$ <p style="text-align: center;">Частные случаи:</p> $\varphi_2 = \frac{q_L}{4\pi r} \left(\arctg \frac{2L+R}{r} - \arctg \frac{R}{r} \right) \quad (h = 0) \quad (4.5)$ $\varphi_3 = \frac{q_L}{4\pi r} \left(\arctg \frac{L_1}{r} + \arctg \frac{L_2}{r} \right) \quad (4.6)$ $\varphi_4 = \frac{q_L}{2\pi r} \cdot \arctg \frac{L}{r} \quad (4.7)$ $\varphi_5 = \frac{q_L \cdot L}{2\pi R(R + 2L)} \quad (h = 0, r = 0) \quad (4.8)$

1	2
<p>Кольцевой (активность распределена по длине окружности)</p>  <p>Рис. 4.3</p>	$\varphi_1 = \frac{q_L \cdot R}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(r^2 - R^2)^2 + 2h^2(R^2 + r^2) + h^4}} \quad (4.9)$ <p>Частные случаи:</p> $\varphi_2 = \frac{q_L \cdot R}{2(h^2 + R^2)} \quad (r = 0) \quad (4.10)$ $\varphi_3 = \frac{q_L \cdot R}{2(r^2 - R^2)} \quad (h = 0) \quad (4.11)$
<p>Дисковый (активность распределена по поверхности диска)</p>  <p>Рис. 4.4</p>	$\varphi_1 = \frac{q_s}{4} \cdot \ln \frac{h^2 + R^2 - r^2 + \sqrt{R^4 + 2R^2(h^2 - r^2) + (h^2 + r^2)^2}}{2h^2} \quad (4.12)$ <p>Частные случаи:</p> $\varphi_2 = \frac{q_s}{4} \cdot \ln \frac{h^2 + R^2}{h^2} \quad (r = 0) \quad (4.13)$ $\varphi_3 = \frac{q_s}{4} \cdot \ln \frac{r^2}{r^2 - R^2} \quad (h = 0) \quad (4.14)$

1

Цилиндрический полый источник, боковые стенки которого являются источниками (дно и крышка отсутствуют, а стенки источника прозрачны для излучения)

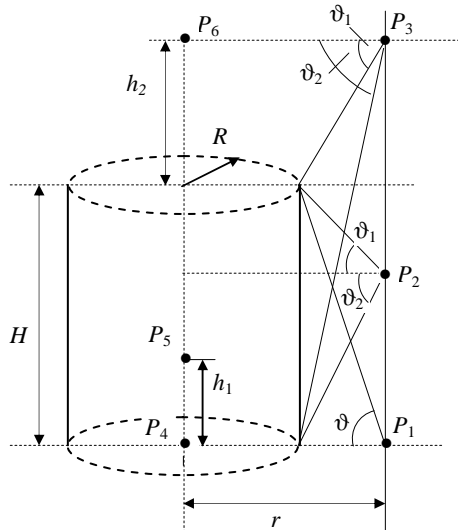


Рис. 4.5

2

$$\varphi_1 = \frac{q_s \cdot R}{2(r+R)} \cdot F(\vartheta, k), \quad (4.15)$$

где $F(\vartheta, k)$ – эллиптический интеграл первого рода (см. П.35), $\vartheta = \arctg \frac{H}{r-R}$, $k = \arcsin \frac{2\sqrt{rR}}{r+R}$;

Частные случаи:

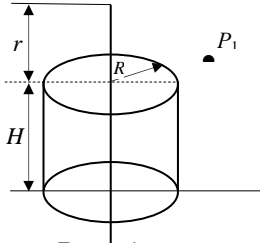
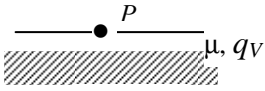
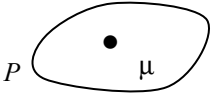
$$\varphi_2 = \frac{q_s \cdot R}{2(r+R)} \cdot [F(\vartheta_1, k) + F(\vartheta_2, k)] \quad (4.16)$$

$$\varphi_3 = \frac{q_s \cdot R}{2(r+R)} \cdot [F(\vartheta_2, k) - F(\vartheta_1, k)] \quad (4.17)$$

$$\varphi_4 = \frac{q_s}{2} \cdot \arctg \frac{H}{R} \quad (4.18)$$

$$\varphi_5 = \frac{q_s}{2} \cdot \left(\arctg \frac{h_1}{R} + \arctg \frac{H-h_1}{R} \right) \quad (4.19)$$

$$\varphi_6 = \frac{q_s}{2} \cdot \left(\arctg \frac{H+h_2}{R} - \arctg \frac{h_2}{R} \right) \quad (4.20)$$

1	2
<p>Цилиндрический объемный непоглощающий источник (активность распределена по длине цилиндра)</p>  <p>Рис. 4.6</p>	$\Phi_1 = \frac{q_v}{4} \left((H+r) \cdot \ln \left[1 + \frac{R^2}{(H+r)^2} \right] + 2R \cdot \operatorname{arctg} \frac{H+r}{R} - r \cdot \ln \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right) - 2R \operatorname{arctg} \frac{r}{R} \right) \quad (4.21)$
<p>Полубесконечное пространство с равномерно распределенной удельной мощностью q_v</p>  <p>Рис. 4.7</p>	$\Phi = \frac{q_v}{2\mu}, \quad (4.22)$ <p>μ – линейный коэффициент ослабления γ-излучения в источнике, см^{-1}</p>
<p>Бесконечное пространство с равномерно распределенной удельной мощностью q_v</p>  <p>Рис. 4.8</p>	$\Phi = \frac{q_v}{\mu}, \quad (4.23)$ <p>μ – линейный коэффициент ослабления γ-излучения в источнике, см^{-1}</p>

Задачи

№ 4.1 Вычислить плотность потока γ -излучения на оси излучающего диска радиусом R в точке, отстоящей от плоскости диска на расстоянии h . Поверхностная мощность γ -излучения – q_s . Поглощение γ -квантов отсутствует (вывести формулу (4.13)).

№ 4.2 В вакууме находится поглощающая сфера с радиусом R , равномерно покрытая тонким непоглощающим слоем радиоактивного нуклида. Чему равна плотность потока частиц на расстоянии $r > R$ от центра сферы, если поверхностная мощность радиоактивного слоя q_s ?

№ 4.3 Показать, что мощность воздушной кермы в центре сферического поверхностного источника, покрытого тонким слоем радиоактивного вещества с поверхностной мощностью q_s , прямо пропорциональна q_s и не зависит от радиуса сферы и полной активности источника. Ослаблением излучения в воздухе и стенках шара пренебречь.

№ 4.4 Найти плотности потока γ -квантов, испускаемых линейным источником (рис. 4.2), в точках, расположенных на различных расстояниях от него (вывести формулы (4.4) – (4.8)).

№ 4.5 Показать, что мощность воздушной кермы γ -квантов на расстоянии r от бесконечного линейного источника с равномерно распределенной активностью такая же, как в центре источника в виде полуокружности радиусом r с такой же линейной активностью.

№ 4.6 Объемная активность ^{60}Co в водяном паре, протекающем по трубопроводу диаметром 10 см, в момент остановки реактора составляет 10^3 Бк/л. Трубопровод расположен по окружности радиусом 3 м. Чему равна мощность воздушной кермы в центре круга?

№ 4.7 Найти мощность воздушной кермы на высоте 1 м над центром окружности трубопровода, описанного в предыдущей задаче.

№ 4.8 Мощность воздушной кермы на высоте 1 м над центром пятна, загрязненным ^{137}Cs , составила $0,13$ мГр/ч. Чему равна общая активность загрязненного участка, если пятно имеет форму круга с диаметром 4 м?

№ 4.9 Диаметр радиоактивного пятна при разливе радиоактив-

ного раствора ^{59}Fe составляет 7 м. Найти мощность экспозиционной дозы на высоте 1 м над центром пятна, если активность раствора составляет 10^7 Бк.

№ 4.10 Мощность воздушной кермы, измеренная над центром радиоактивного пятна радиусом 5 м на высоте 1 м от центра пятна составила 20 мкГр/ч. Чему равна удельная поверхностная активность, если пятно образовалось при разливе радиоактивного раствора ^{54}Mn ?

№ 4.11 Удельная активность радиоактивного пятна (радиус 1 м), образованного раствором радионуклида ^{137}Cs равна 10^5 Бк/см². Рассчитать эффективную дозу за 6 ч, если рабочее место находится на расстоянии 5 м от центра пятна (в плоскости пола). Считать облучение плоско-параллельным, расчет провести для высоты 0,6 м над уровнем пола.

№ 4.12 Труба, имеющая диаметр 3,6 см, проходит вдоль стены на протяжении 4 м. Определить мощность воздушной кермы на расстоянии 2 м от середины трубы перпендикулярно к стене, если по трубе протекает радиоактивный раствор ^{137}Cs с удельной активностью $5 \cdot 10^4$ Бк/л. Поглощение и рассеяние γ -квантов в растворе, стенах трубы и в воздухе не учитывать.

№ 4.13 Труба, имеющая диаметр 4 см, проходит вдоль стены по полу на протяжении 3 м в помещении постоянного пребывания персонала. Определить мощность воздушной кермы на расстоянии 1,5 м от середины трубы перпендикулярно трубе (в плоскости пола) и на высоте 1 м от пола. По трубе протекает радиоактивный раствор с удельным керма-эквивалентом $61,2$ (нГр·м²)/(с·л). Поглощение и рассеяние γ -квантов в растворе, стенах трубы и в воздухе не учитывать.

№ 4.14 Раствор радиоактивного вещества разлит тонким слоем на полу и имеет форму круга диаметром 0,6 м, причем поверхностный керма-эквивалент раствора равен 10^4 нГр/с. Определить мощность воздушной кермы фотонов в точке, находящейся на расстоянии 3 м от центра круга. Ослаблением излучения в источнике и воздухе пренебречь. Расчет провести для точки, находящейся на высоте 1 м от пола.

№ 4.15 Радиоактивный раствор ^{137}Cs (удельная активность 10^{12} Бк/л), содержащийся в сосуде объемом 8 л, разлит тонким слоем на полу и образует лужу в форме круга радиусом 2 м. Опре-

делить, сколько часов в день без ущерба для дальнейшей работы может находиться в этом помещении персонал гр. А в течение трех дней (до уничтожения пятна), если персонал работает на расстоянии трех метров от центра пятна (в плоскости пола). Считать облучение изотропным, расчет провести для точки, находящейся на высоте 1 м от пола.

№ 4.16 Определить плотность потока гамма-квантов в точке на оси вне и внутри цилиндрического непоглощающего источника, имеющего радиус R и высоту H , боковые стенки которого покрыты изнутри налетом излучающего вещества с поверхностной мощностью источника q_s (вывести формулы (4.18) – (4.20)).

№ 4.17 Определить плотность потока γ -квантов, создаваемую объемным цилиндрическим непоглощающим источником на его оси (рис. 4.6) (вывести формулу (4.21)). Объемная мощность источника q_V .

№ 4.18 Рассчитать плотность потока первичных γ -квантов над полубесконечным излучающим пространством (рис. 4.7) с объемной мощностью источника q_V (вывести формулу (4.22)).

№ 4.19 На внутреннюю поверхность полого цилиндра (диаметр 0,2 м, высота 0,2 м) тонким слоем нанесен радиоактивный источник с общим керма-эквивалентом $4 \cdot 10^6$ нГр·м²/с. Определить мощность воздушной кермы в середине этого цилиндра.

№ 4.20 Труба (диаметр 0,25 м, длина 6 м) использовалась ранее для нефтеперегонки. Мощность воздушной кермы, измеренная на расстоянии 1 м от торца трубы вдоль центральной оси, равна 10 мкГр/ч. Определить адсорбированную поверхностную активность и массу ²²⁶Ra, находящегося в равновесии с дочерними продуктами распада.

№ 4.21 Объемная активность ¹³⁷Cs, измеренная над океаном, составляет $9 \cdot 10^{-6}$ Бк/м³. Определить годовую эффективную дозу внешнего облучения человека, находящегося на поверхности океана (на корабле, катере, плоту и т.д.) от γ -излучения ¹³⁷Cs в воздухе а) без учета рассеянного в воздухе излучения; б) с учетом многократно рассеянного излучения.

№ 4.22 Пруд-охладитель при АЭС загрязнен продуктами деления, при этом объемная активность ¹³⁷Cs составляет 80 Бк/л. Рассчитать эффективную дозу за год, обусловленную γ -излучением ¹³⁷Cs, содержащегося в воде, если предполагается, что человек бу-

дет находиться на поверхности пруда в общей сложности 130 часов в течение года. Считать геометрию облучения изотропной, в расчетах учесть многократно рассеянное в воде γ -излучение.

№ 4.23 Обширный водоем равномерно загрязнен продуктами деления с удельным керма-эквивалентом 80 нГр/(с·м). Рассчитать мощность воздушной кермы на поверхности водоема, если средняя энергия фотонов продуктов деления равна 0,8 МэВ. Расчеты провести с учетом и без учета многократно рассеянного излучения в воде.

№ 4.24 Водный раствор ^{137}Cs находится в цилиндрическом открытом сосуде (бочке), имеющем радиус 1 м и высоту 1,7 м. После удаления раствора на боковых стенках и дне осталась равномерно распределенная по поверхности активность. Определить поверхностную адсорбированную активность, если измеренная мощность воздушной кермы в плоскости дна цилиндра на расстоянии 3 м от центра составляет 0,5 мкГр/с. Ослаблением излучения в воздухе и стенках сосуда пренебречь.

№ 4.25 В цилиндрическом сосуде (диаметр 10 см, высота 10 см) содержался раствор ^{152}Eu ($\Gamma_K = 41,2 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$, $T_{1/2} = 13,2$ года). После удаления из сосуда раствора, мощность воздушной кермы, измеренная на расстоянии 5 см от верхнего основания, составила 5 мкГр/с. Считая, что активность ^{152}Eu равномерно адсорбировалась на поверхности дна и стенок цилиндра, определить количество ^{152}Eu , осевшего на поверхности цилиндра.

№ 4.26 По трубам прокачивается газ ^{131}I , который адсорбируется в цилиндрической колонке (диаметр 1 м, высота 0,2 м) до удельной активности 80 Бк/л. Определить мощность воздушной кермы фотонов на оси колонки на расстоянии 1 м от ее поверхности, считая, что цилиндрическая колонка полностью и равномерно заполнена ^{131}I . Ослаблением излучения в воздухе, стенках труб и колонке пренебречь.

5. ЗАЩИТА ОТ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Под геометрией *узкого пучка* («хорошая» геометрия) подразумевается геометрия измерений, при которой регистрируется только нерассеянное излучение. Если диаметр поглотителя

очень мал, детектор будет регистрировать только те γ -кванты, которые не претерпели взаимодействий на пути к детектору (рис. 5.1).

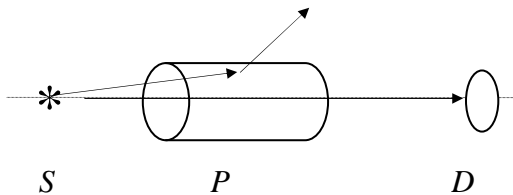


Рис. 5.1. Распространение γ -квантов в условиях «хорошей» геометрии: S – источник; D – детектор; P – поглотитель

2. Закон ослабления в геометрии узкого пучка γ -квантов с энергией ϵ при прохождении защиты толщиной d (в направлении от источника к детектору)

$$\dot{G} = \dot{G}_0 \cdot e^{-\mu(Z, \epsilon)d}, \quad (5.1)$$

где \dot{G} и \dot{G}_0 – мощности дозиметрической величины в точке детектирования за защитой и в отсутствие защиты соответственно; $\mu(Z, \epsilon)$ – линейный коэффициент ослабления γ -квантов в веществе с атомным номером Z .

3. Геометрия *широкого пучка* («плохая» геометрия) – такая геометрия измерений, при которой детектор регистрирует рассеянное и нерассеянное излучение.

4. Закон ослабления в геометрии широкого пучка γ -излучения с энергией ϵ при прохождении защиты толщиной d в бесконечной геометрии измерений

$$\dot{G} = \dot{G}_0 \cdot e^{-\mu(Z, \epsilon)d} \cdot B(\mu d, Z, \epsilon), \quad (5.2)$$

где $B(\mu d, Z, \epsilon)$ – фактор накопления дозиметрической величины \dot{G} для материала защиты, представляющий собой превышение характеристик поля нерассеянного и рассеянного излучения над характеристиками поля нерассеянного излучения, или иными словами, характеризующий отношение показания детектора при измерении в геометрии широкого пучка к показанию детектора при измерении в геометрии узкого пучка.

5. Различные виды геометрии защит представлены на рис. 5.2.

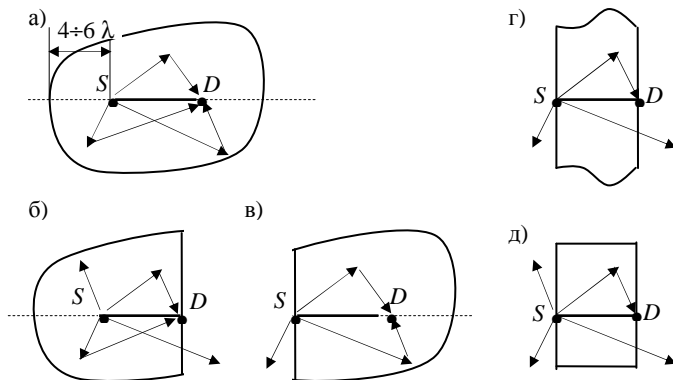


Рис. 5.2. Геометрия защит и различные траектории рассеянных в среде частиц: а) бесконечная защита; б) и в) полубесконечная защита; г) барьерная защита; д) ограниченная защита

Если источник и детектор находятся внутри какой-то среды и добавление дополнительных слоев материала в любом месте защиты не изменяет показаний детектора, то такая защита называется *бесконечной*. Как правило, это выполняется, когда расстояние между источником (или детектором) и границей среды по линии, их соединяющей, составляет не менее 4 – 6 длин свободного пробега (λ)¹⁰ и 2 – 3 длины свободного пробега перпендикулярно этой линии.

6. Фактор накопления в бесконечной среде (рис. 5.2 а) может быть представлен в аналитическом виде (формула Тэйлора):

$$B(\epsilon, \mu d, Z) = A_1 \cdot e^{-\alpha_1 \mu d} + (1 - A_1) \cdot e^{-\alpha_2 \mu d}, \quad (5.3)$$

где A_1 , α_1 и α_2 – табулированные коэффициенты, являющиеся функцией только энергии для данного защитного материала (табл. П.24).

7. Фактор накопления в барьерной геометрии (рис. 5.2 г)

¹⁰ Длина свободного пробега γ -квантов λ – величина, обратная линейному коэффициенту ослабления μ : $\lambda = 1/\mu$.

$$B_{\text{бар.}} = B(\epsilon, \mu d, Z) \cdot \delta(Z, \mu d), \quad (5.4)$$

где $B(\epsilon, \mu d, Z)$ – фактор накопления в бесконечной геометрии;
 $\delta(Z, \mu d)$ – поправка на барьерность (табл. П.23).

8. Фактор накопления для гетерогенной защиты из N слоев различных материалов (i – номер слоя; слой с номером N – самый удаленный от источника) рассчитывается по формуле Д.Л.Бродера с сотр.:

$$B_{\text{зет.}} \left(\sum_{i=1}^N \mu_i d_i \right) = \\ = B_N \left(\sum_{i=1}^N \mu_i d_i \right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left[B_n \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i \right) - B_{n+1} \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i \right) \right]. \quad (5.5)$$

Для двух слоев, например, Fe – Al, формула (5.5) имеет вид¹¹

$$B_{\text{Fe+Al}} = B_{\text{Al}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}} + \mu_{\text{Al}}d_{\text{Al}}) + B_{\text{Fe}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}}) - B_{\text{Al}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}}). \quad (5.6)$$

Для трехкомпонентной защиты, например, Fe+Pb+Al, формула (5.5) выглядит следующим образом:

$$B_{\text{Fe+Pb+Al}} = B_{\text{Fe}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}}) + B_{\text{Pb}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}} + \mu_{\text{Pb}}d_{\text{Pb}}) + \\ + B_{\text{Al}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}} + \mu_{\text{Pb}}d_{\text{Pb}} + \mu_{\text{Al}}d_{\text{Al}}) - B_{\text{Pb}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}}) - B_{\text{Al}}(\mu_{\text{Fe}}d_{\text{Fe}} + \mu_{\text{Pb}}d_{\text{Pb}}). \quad (5.7)$$

Формула (5.5) имеет наглядную графическую интерпретацию (рис. 5.3): для всей толщины гетерогенной защиты $\sum_i (\mu_i d_i)$

изображаются зависимости $B_i(\mu_i d_i)$ для всех i компонент защиты. На первом участке $\mu_1 d_1$ $B_{\text{гет.}}$ совпадает с B_1 , для второго слоя (на участке $\mu_2 d_2$) из полученной точки A проводится прямая линия, параллельная фактору накопления B_2 и т.д. В формуле (5.5) не учитываются переходные процессы вблизи границ раздела

¹¹ Если первый слой (от источника) – алюминий, второй – железо, в выражении (5.6) надо поменять местами индексы Fe ↔ Al.

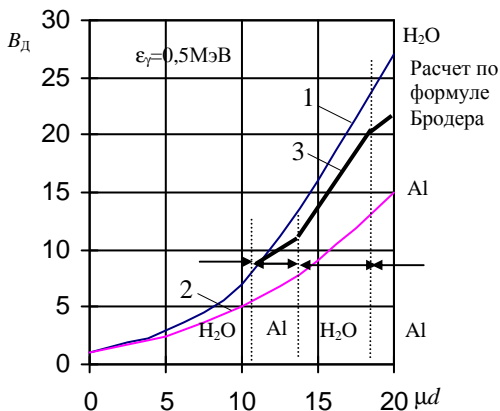


Рис. 5.3. Графическая иллюстрация вычисления фактора накопления по формуле Бродера: 1 – B_D для H_2O ; 2 – B_D для Al; 3 – B_D для гетерогенной защиты H_2O –Al– H_2O –Al

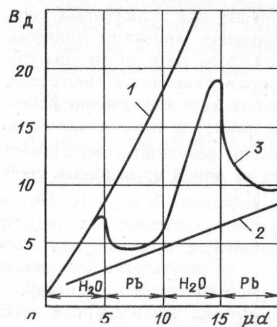


Рис. 5.4. Влияние граничных эффектов на поведение фактора накопления в воде и свинце: 1 – B_D для H_2O ; 2 – B_D для Pb; 3 – B_D для гетерогенной защиты H_2O –Pb

слоев. Влияние граничных эффектов на поведение фактора накопления показано на рис. 5.4, откуда видно, что формула (5.5) неприменима при переходе из легкого вещества в тяжелое. В этом случае вводятся поправки и

$$B_{\text{зет.}} \left(\sum_{i=1}^N \mu_i d_i \right) = B_N \left(\sum_{i=1}^N \mu_i d_i C_{i,N} \right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left[B_n \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i C_{i,n} \right) - B_{n+1} \left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i C_{i,n+1} \right) \right] \exp \left(- \sum_{v=n+1}^N \alpha_{v-1,v} \mu_v d_v \right), \quad (5.8)$$

где запись вида B означает, что фактор накопления берется из таблиц или графиков для гомогенной среды как функция от аргумента $\left(\sum_{i=1}^N \mu_i d_i C_i \right)$; $\alpha_{v-1,v}$, $C_{i,n}$ – релаксационные множители

(коэффициенты учета переходных эффектов вблизи границ раздела, зависящие от энергии фотона ϵ , материала слоев защиты и

их расположения).

Формула (5.8) называется уточненной (улучшенной) формулой Д.Л.Бродера с сотр. При $\alpha_{v-1,v} = 0$ и $C_{i,n} = 1$ формула (5.8) приобретает вид (5.5). Для близких по атомному номеру веществ, например, Fe – Al, переходные процессы незаметны, и формула (5.5) вполне применима.

Для двухслойной защиты формула (5.8) имеет вид

$$B_{\text{гет.}}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2) = \\ = B_2(\mu_1 d_1 C_{1,2} + \mu_2 d_2) + [B_1(\mu_1 d_1 - B_2(\mu_1 d_1 C_{1,2})) \cdot e^{-\alpha_{1,2} \mu_2 d_2}]. \quad (5.9)$$

9. Метод «конкурирующих» линий для расчета защиты немонэнергетических источников, испускающих n энергетических групп фотонов с энергией i -й группы ϵ_i и вкладом фотонов i -й

группы в дозу или керма-эквивалент $p_i \left(\sum_{i=1}^n p_i = 1 \right)$.

Порядок расчета:

1) определяется необходимая кратность ослабления излучения источника защитой k ;

2) рассчитывается парциальная кратность ослабления фотонов i -й энергетической группы $k_i = k \cdot p_i$;

3) для каждой энергии ϵ_i и k_i по универсальным таблицам (П.26 – П.29) определяется требуемая толщина защиты d_i ;

4) находится «главная» линия спектра, т.е. линия, для которой требуется наибольшая толщина защиты; следующая линия (по требуемой толщине) – «конкурирующая». Окончательную толщину защиты определяют равной

$$d = d_{\Gamma} + \Delta_{1/2}, \text{ если } d_{\Gamma} - d_{\kappa} = 0, \quad (5.10)$$

$$d = d_{\kappa} + \Delta_{1/2}, \text{ если } 0 < (d_{\Gamma} - d_{\kappa}) < \Delta_{1/2}, \quad (5.11)$$

$$d = d_{\Gamma}, \text{ если } d_{\Gamma} - d_{\kappa} > \Delta_{1/2}, \quad (5.12)$$

где $\Delta_{1/2}$ – наибольшее значение из слоев половинного ослабления для «главной» и «конкурирующей» линий; d_{Γ} , d_{κ} – толщины защит для «главной» и «конкурирующей» линий. Слой половинного ослабления для точечного монэнергетического источника в геометрии широкого пучка зависит от кратности ослабления излучения и толщины защиты.

10. Слой половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ – толщина защиты, ослабляющая заданную характеристику поля в два раза. Кратность ослабления можно записать в виде

$$k = 2^n, \quad (5.13)$$

тогда $n = \frac{d}{\Delta_{1/2}}$ – число слоев половинного ослабления, обеспе-

чивающее кратность ослабления k . Аналогично определяется слой десятичного ослабления $\Delta_{1/10}$, а также слои $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$. В этих случаях кратность ослабления представляется как $k = 10^n$, $k = 100^n$, $k = 1000^n$.

11. Если учесть зависимость значения толщины слоя ослабления от толщины защиты, то рассчитать защиту можно более точно. Так, если кратность ослабления $k = l \cdot 10^m$ ($1 \leq l \leq 10$, m – целое положительное число), толщина защиты равна

$$\text{при } m = 0 \quad d = \Delta_{1/2} \cdot \xi, \quad (5.14)$$

$$\text{при } m = 1 \quad d = \Delta_{1/10} + (\Delta_{1/100} - \Delta_{1/10}) \cdot \xi, \quad (5.15)$$

$$\text{при } m = 2 \quad d = \Delta_{1/100} + (\Delta_{1/1000} - \Delta_{1/100}) \cdot \xi, \quad (5.16)$$

$$\text{при } m \geq 3 \quad d = \Delta_{1/1000} + \Delta_{1/10}^{ac} (m - 3) + \Delta_{1/10}^{ac} \cdot \xi, \quad (5.17)$$

где ξ – коэффициент, связывающий слой $\Delta_{1/10}$ со слоем $\Delta_{1/l}$, ослабляющим излучение в l раз; $\Delta_{1/l} = \Delta_{1/10} \cdot \xi$, или $\xi = \ln l / 2,3$. Коэффициенты $\Delta_{1/2}$, $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/10}^{ac}$ представлены в табл. П.23.

12. *Универсальные таблицы Н.Г.Гусева* предназначены для расчета защиты от фотонного излучения точечных изотропных источников (табл. П.26 – П.29). В таблицах дается зависимость толщины защиты из различных материалов (вода, бетон, железо, свинец и т.д.) от энергии точечных изотропных моноэнергетических источников фотонов и кратности ослабления по дозе для бесконечной геометрии защиты. Для определения по универсальным таблицам толщины защиты в барьерной геометрии при $\mu d \geq 2$ нужно требуемую для барьерной геометрии кратность ослабления излучения $k_{\text{бар}}$ умножить на поправку δ_D (табл. П.23) и для полученной кратности ослабления $k = k_{\text{бар}} \cdot \delta_D$ определить толщину защиты по универсальным таблицам.

13. Кратность ослабления излучения за многослойной защитой

$$k = \frac{\dot{G}_{\text{без защиты}}}{\dot{G}_{\text{защит.}}} = \frac{\dot{G}_0}{\dot{G}_0 \cdot e^{-\sum_{i=1}^n \mu_i d_i} \cdot B\left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i\right)} = \frac{e^{\sum_{i=1}^n \mu_i d_i}}{B\left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i\right)}, \quad (5.18)$$

где $B\left(\sum_{i=1}^n \mu_i d_i\right)$ – фактор накопления для n слоев гетерогенной защиты; μ_i – линейный коэффициент ослабления для i -го компонента защиты, имеющего толщину d_i .

ЗАДАЧИ

№ 5.1 Найти линейный коэффициент ослабления моноэнергетических γ -квантов, проходящих через свинец, если известно, что 1 см свинца ослабляет узкий пучок γ -квантов в 5 раз. Какова энергия этих γ -квантов? Рассеяние в материале не учитывать.

№ 5.2 Плоско-параллельный пучок γ -квантов, создаваемых источником ^{60}Co , попадает на защиту из свинца толщиной 2 см. Во сколько раз уменьшится доля γ -квантов, прошедших данную защиту без взаимодействия, если источник ^{60}Co заменить на ^{137}Cs ,?

№ 5.3 Оценить толщину защиты из свинца, которая снижает мощность дозы от источника ^{137}Cs в 10^3 раз. Решить задачу с использованием слоев ослабления и с помощью универсальных таблиц.

№ 5.4 Рассчитать толщину защиты из обычного бетона в бесконечной геометрии, ослабляющую излучение точечного изотропного источника фотонов с энергией 1 МэВ в 2000 раз. Расчет провести с использованием слоев ослабления.

№ 5.5 Рассчитать толщину железного экрана при работе с источником ^{137}Cs , если необходимо снизить интенсивность γ -излучения в $1,25 \cdot 10^4$ раз. Решить задачу с использованием слоев ослабления.

№ 5.6 В лаборатории фон излучения от источника ^{60}Co равен 5 мкР/с. Для проведения эксперимента с заданной точностью требуется снизить фон до 0,1 мкР/с. Определить требуемую для

этого толщину защиты из железа. Решить задачу с использованием слоев ослабления и с помощью универсальных таблиц.

№ 5.7 Определить необходимую толщину бетонной защиты (используется серпентинитовый бетон), которая снижает мощность воздушной кермы ^{137}Cs с 10 до 0,005 мкГр/с, если слой десятичного ослабления серпентинитового бетона для γ -излучения ^{137}Cs в геометрии широкого пучка равен 20 см.

№ 5.8 Рассчитать толщину защиты из воды для точечного изотропного источника, испускающего несколько моноэнергетических γ -квантов, если ослабить мощность дозы излучения необходимо в 1000 раз. Энергии испускаемых фотонов [МэВ] и дифференциальные керма-постоянные нуклидов $\Gamma_{K,i}$ [аГр·м²/(с·Бк)] известны: $\epsilon_1 = 0,1$ ($\Gamma_{K,1} = 0,5$); $\epsilon_2 = 0,2$ ($\Gamma_{K,2} = 0,2$); $\epsilon_3 = 0,4$ ($\Gamma_{K,3} = 0,1$); $\epsilon_4 = 0,8$ ($\Gamma_{K,4} = 0,1$); $\epsilon_5 = 1,0$ ($\Gamma_{K,5} = 0,1$).

№ 5.9 Рассчитать толщину защиты из железа, ослабляющую по поглощенной дозе в воздухе в 25 раз γ -излучение находящихся в одной точке двух точечных изотропных источников с энергиями испускаемых фотонов 0,4 и 2 МэВ. При этом керма-эквивалент нуклида с энергией 0,4 МэВ в четыре раза превышает керма-эквивалент нуклида с энергией 2 МэВ. Для тех же условий найти толщину защиты для кратности ослабления 1000.

№ 5.10 За защитой из бетона в одной точке находятся три точечных изотропных источника: ^{137}Cs (активность 10^9 Бк), ^{60}Co (10^8 Бк), ^{54}Mn (10^9 Бк). Рассчитать толщину бетонной защиты, ослабляющей мощность воздушной кермы фотонов в 10^3 раз.

№ 5.11 За защитой из воды толщиной 30 см находится точечный изотропный источник ^{137}Cs активностью $5 \cdot 10^{10}$ Бк. Определить мощность воздушной кермы на расстоянии 1 м от источника.

№ 5.12 Точечный источник, испускающий γ -кванты с энергией 0,5 МэВ, расположен за защитой из воды, обеспечивающей кратность ослабления воздушной кермы в два раза. Определить фактор накопления, используя универсальные таблицы и аналитическую формулу Тэйлора.

№ 5.13 Оценить вклад рассеянного излучения в мощность дозы в геометрии широкого пучка, если на пути γ -квантов от точечного изотропного источника с энергией 2 МэВ поместить

защитный барьер из алюминия толщиной 8,6 см? Выполнить аналогичные расчеты для γ -квантов с энергией 0,55 МэВ. Объяснить разницу полученных результатов.

№ 5.14 В железном сейфе хранится точечный изотропный источник ^{137}Cs . Определить кратность ослабления воздушной кермы γ -квантов стенками сейфа, если их толщина равна 2,9 см. Источник и точка детектирования находятся на одной нормали к барьеру вблизи защиты с противоположных сторон. Решить задачу как с использованием универсальных таблиц, так и с помощью фактора накопления.

№ 5.15 Точечный изотропный источник ^{59}Fe активностью 7,4 Бк находится на расстоянии 80 см от детектора. Какой толщины нужно поставить свинцовый экран, чтобы мощность воздушной кермы была не более 0,01 мкГр/ч? Зависимость фактора накопления от взаимного расположения источника, защиты и детектора не учитывать.

№ 5.16 Защитный экран из железа, находящийся около точечного изотропного источника ^{137}Cs , должен снизить мощность воздушной кермы γ -квантов в 11,3 раза. Определить необходимую толщину железа, если источник и точка детектирования находятся на одной нормали к барьеру вплотную к защите с противоположных сторон.

№ 5.17 Защита из воды толщиной 29 см обеспечивает допустимые условия работы с точечным изотропным источником ^{60}Co . На сколько сантиметров надо увеличить водную защиту, если активность источника увеличится в 10 раз?

№ 5.18 Для работы с точечным изотропным источником ^{65}Zn используется защита из свинца толщиной 2,95 см, которая обеспечивает допустимые условия облучения персонала при работе 1 час в день. Какую толщину свинцовой защиты следует добавить, чтобы с источником можно было работать 6 часов в день? Аннигиляционное излучение ^{65}Zn не учитывать.

№ 5.19 Защита из свинца толщиной 3,6 см при работе с точечным изотропным источником ^{137}Cs в течение 6 часов в день обеспечивала на рабочем месте допустимые уровни облучения персонала. В связи с изменением условий проведения эксперимента уменьшилось в два раза расстояние до источника, причем активность источника возросла в три раза. Определить, требует-

ся ли увеличить толщину защиты, чтобы сохранить прежние уровни облучения персонала, если в новых условиях работать предполагается 1 час в день? Зависимостью фактора накопления от взаимного расположения источника, защиты и детектора пренебречь.

№ 5.20 Точечный изотропный источник ^{226}Ra находится за барьером из бетона толщиной 30 см, который обеспечивает допустимые уровни облучения персонала. Следует ли увеличивать толщину защиты, если активность источника, время работы и расстояние до источника увеличиваются в 2 раза?

№ 5.21 Для обеспечения допустимых условий облучения с точечным изотропным источником ^{137}Cs приходилось работать за защитным слоем бетона толщиной 31 см. После приобретения удлиненного механического манипулятора появилась возможность работать на расстоянии 3 м от источника. Нужно ли использовать защиту при работе с манипулятором, если первоначально источник находился на расстоянии 60 см от человека?

№ 5.22 С точечным изотропным источником, имеющим среднюю энергию γ -излучения 0,8 МэВ, работают на расстоянии 3 м за железной защитой толщиной 7,7 см, что обеспечивает допустимые уровни облучения персонала. На сколько сантиметров должна быть увеличена железная защита, если работать придется на расстоянии 50 см от источника?

№ 5.23 В свинцовом сейфе хранится точечный изотропный источник с общим керма-эквивалентом $2,1 \cdot 10^2$ нГр·м²/с и эффективной энергией испускаемых фотонов 0,8 МэВ. Какой толщины должна быть передняя стенка сейфа, чтобы на расстоянии 1 м мощность воздушной кермы была не более 7 нГр/с?

№ 5.24 Установка, предназначенная для облучения животных, содержит точечный изотропный источник ^{137}Cs с гамма-эквивалентом 3000 г-экв. Ра. Рассчитать толщину свинцового экрана, который необходимо установить, чтобы исследователь (персонал гр. А) мог находиться в помещении по 2 ч в день в течение года на расстоянии 1 м от источника. Зависимостью фактора накопления от взаимного положения источник – защита – детектор в расчетах не учитывать. Считать облучение передне-задним.

№ 5.25 Требуется заказать контейнер для хранения точечного

изотропного источника ^{60}Co активностью $5 \cdot 10^{10}$ Бк. Мощность воздушной кермы на поверхности контейнера не должна превышать 90 нГр/с. Рассчитать необходимую толщину защитной стенки контейнера, предполагая, что материал контейнера а) железный; б) свинцовый. Источник и детектор находятся на одной прямой, перпендикулярно поверхности стенки, на расстоянии 50 см друг от друга.

№ 5.26 Определить кратность ослабления γ -излучения со средней энергией γ -квантов 1 МэВ защитой из 2 см свинца и 5 см железа. Источник точечный, изотропный.

№ 5.27 Для точечного изотропного источника рассчитать дозовый фактор накопления γ -квантов с энергией 2 МэВ в гетерогенной защите, состоящей последовательно из 61 см воды и 3,95 см свинца. Источник и детектор помещены на одной нормали к барьеру вплотную к защите с противоположных сторон. Провести расчеты как по формуле Бродера (5.5), так и по уточненной формуле Бродера (5.8), принять параметр $C_{\text{H}_2\text{O}-\text{Pb}} = 1,3$ и релаксационный коэффициент $\alpha_{\text{H}_2\text{O}-\text{Pb}} = 2$.

№ 5.28 Рассчитать дозовый фактор накопления γ -квантов с энергией 2 МэВ в гетерогенной защите, состоящей последовательно из 3,95 см свинца и 61 см воды для точечного изотропного источника. Источник и детектор помещены на одной нормали к барьеру вплотную к защите с противоположных сторон. Провести расчеты как по формуле Бродера (5.5), так и по уточненной формуле Бродера (5.8), принять $C_{\text{Pb}-\text{H}_2\text{O}} = 0,78$ и $\alpha_{\text{Pb}-\text{H}_2\text{O}} = 0,45$. Результаты сравнить с данными, полученными в задаче № 5.27.

№ 5.29 Точечный изотропный источник, представляющий смесь продуктов деления с общим керма-эквивалентом $5 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ (эффективная энергия γ -квантов смеси 0,6 МэВ), хранится в свинцовом сейфе, стенки которого обиты с внешней стороны железом толщиной 5,05 см. Определить мощность воздушной кермы на расстоянии 1 м от источника. Толщина свинцовой стенки 3,75 см, источник находится в центре сейфа. Принять релаксационный коэффициент $\alpha_{\text{Pb}-\text{Fe}} = 0,08$ и параметр $C_{\text{Pb}-\text{Fe}} = 0,75$.

№ 5.30 Чему равна кратность ослабления мощности дозы от точечного изотропного источника с энергией γ -квантов 1 МэВ, находящегося за гетерогенной защитой, состоящей последовательно из 2,6 см свинца, 6,4 см железа и 6,1 см алюминия?

№ 5.31 Точечный изотропный источник ^{60}Co находится за гетерогенной защитой, состоящей из 63,5 см воды и 7,1 см железа. Изменится ли фактор накопления, если защитные слои поменять местами? Параметры $C_{\text{H}_2\text{O-Fe}} = C_{\text{Fe-H}_2\text{O}} = 1$; релаксационные коэффициенты $\alpha_{\text{H}_2\text{O-Fe}} = 2$, $\alpha_{\text{Fe-H}_2\text{O}} = 0,8$.

№ 5.32 Сколько часов в неделю можно работать с точечным изотропным источником $^{137}\text{Cs} + ^{137\text{m}}\text{Ba}$ активностью $2 \cdot 10^{10}$ Бк, находящимся за защитой из 1,7 см Рb и 17 см бетона, чтобы средняя годовая эффективная доза не превысила 20 мЗв/год? Персонал группы А находится на расстоянии 0,8 м от источника, геометрия облучения считается передне-задней.

№ 5.33 На расстоянии 2 м от точечного изотропного источника ^{60}Co мощность воздушной кермы равна 1 мкГр/с. Какой толщины должна быть защита из бетона, при которой персонал гр. А может работать 20 часов в неделю в течение года на расстоянии 2 м от источника? Слой половинного ослабления в геометрии широкого пучка для бетона принять равным 8 см.

№ 5.34 Точечный изотропный источник $^{137}\text{Cs} + ^{137\text{m}}\text{Ba}$ активностью $5 \cdot 10^{10}$ Бк находится за защитным слоем свинца толщиной 4,3 см. Допустимо ли работать персоналу гр. А 36 часов в неделю в течение года, находясь на расстоянии 1,5 м от источника? Считать геометрию облучения изотропной, доза распределяется равномерно в течение года.

№ 5.35 Точечный изотропный источник ^{60}Co активностью $8 \cdot 10^7$ Бк находится за защитой из железа толщиной 7,1 см. На каком минимальном расстоянии от источника должен работать персонал гр. А 30 часов в неделю, чтобы не превышались допустимые уровни облучения? Считать, что облучение происходит в геометрии ПЗ, доза равномерно распределяется по году.

6. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

1. В связи с отсутствием у нейтронов заряда, они проходят

без столкновений в конденсированных средах сравнительно большие для элементарных частиц расстояния, измеряемые сантиметрами.

Вероятность того или иного взаимодействия нейтрона с ядром (упругое и неупругое рассеяние, радиационный захват, захват с испусканием заряженных частиц, деление) определяется энергией нейтрона ϵ_n и сечением процесса Σ . Полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с ядром Σ_{tot} (иногда индекс опускают) определяется как сумма

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_f, \quad (6.1)$$

где Σ_s – сечение рассеяния, представляющее сумму упругого Σ_{el} (*elastic*) и неупругого (*inelastic*) сечений: $\Sigma_s = \Sigma_{el} + \Sigma_{in}$;

Σ_a – сечение поглощения (*absorption*), $\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_{n,p} + \Sigma_{n,\alpha} + \dots$, где Σ_c – сечение радиационного захвата (*capture*), иногда используют обозначение $\Sigma_{n,\gamma}$ или Σ_γ , остальные сечения относятся к различным ядерным реакциям;

Σ_f – сечение деления.

Полное сечение взаимодействия Σ характеризует ослабление потока нейтронов веществом. Сечения нейтронных реакций сложным образом зависят от энергии нейтронов и значительно различаются для разных элементов и даже изотопов одного элемента.

Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону

$$N_x = N_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot x}, \quad (6.2)$$

где N_0 – число нейтронов, падающих на 1 см^2 поверхности вещества перпендикулярно к поверхности;

N_x – число не испытавших взаимодействия нейтронов, проходящих через 1 см^2 поверхности, перпендикулярной исходному направлению, и достигших глубины x ;

Σ – макроскопическое сечение взаимодействия.

Для сложного состава защиты

$$\Sigma = \sigma_1 \cdot n_1 + \sigma_2 \cdot n_2 + \dots, \quad (6.3)$$

где $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ – полные микроскопические сечения отдельных химических элементов, входящих в состав сложного вещества, см^2 ;

n_1, n_2, \dots – концентрации ядер отдельных элементов, находящихся в 1 см^3 вещества.

Величина $l = 1/\Sigma$ называется *средней длиной свободного пробега* нейтронов в веществе, тогда формулу (6.2) можно записать в виде

$$N_x = N_0 \cdot e^{-x/l}. \quad (6.4)$$

2. Поскольку явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами вещества, существенно зависят от энергии нейтрона, оказалось целесообразным разделять нейтроны на группы по энергиям. Границы энергетических групп нейтронов весьма условны: тепловые ($\epsilon_n < 1$ эВ), медленные ($1 \text{ эВ} < \epsilon_n < 100 \text{ эВ}$), промежуточные ($100 \text{ эВ} < \epsilon_n < \epsilon_{\text{гран.}}$), быстрые ($\epsilon_n > \epsilon_{\text{гран.}}$). В зависимости от решаемых задач энергия границы $\epsilon_{\text{гран.}}$ между промежуточными и быстрыми нейтронами обычно выбирается в пределах $0,3 \div 2$ МэВ. От выбора значения $\epsilon_{\text{гран.}}$ зависит, какой вклад в полную мощность дозы дадут различные группы нейтронов.

3. При проектировании защиты от нейтронов существенны следующие положения.

а). Процесс поглощения эффективен только для медленных и резонансных нейтронов, поэтому быстрые нейтроны должны быть замедлены.

б). Средние потери энергии при упругом рассеянии максимальны при столкновениях нейтронов с ядрами водорода и минимальны при столкновениях с тяжелыми ядрами.

в). Нейтроны с энергией $\epsilon_n > 0,5$ МэВ могут испытывать неупругое рассеяние, т.е. такое, после которого рассеивающее ядро остается в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения выделяется в виде гамма-излучения.

г). Вероятность потери энергии в неупругом рассеянии возрастает с увеличением заряда ядра и энергии нейтрона.

д). В процессе замедления нейтроны приходят к тепловому равновесию с атомами замедляющего вещества. Тепловые нейтроны диффундируют до тех пор, пока не будут захвачены или через границы среды не выйдут наружу.

е). Сечения поглощения тепловых нейтронов для различных веществ изменяются в широких пределах (~ 10 порядков), по-

этому выбором соответствующих материалов можно обеспечить быстрое поглощение тепловых нейтронов в защите.

ж). Захват нейтронов сопровождается испусканием захватного гамма-излучения, которое необходимо учитывать при расчете защиты.

з). Под воздействием облучения нейтронами многие материалы становятся радиоактивными.

Таким образом, защита должна иметь в своем составе водород (вода, полиэтилен) или другое легкое вещество (графит) для замедления быстрых и промежуточных нейтронов посредством упругого рассеяния; тяжелые элементы (железо, свинец) для замедления быстрых нейтронов в процессе неупругого рассеяния и ослабления захватного гамма-излучения. В защиту могут быть введены элементы с высоким эффективным сечением поглощения тепловых нейтронов (кадмий, бор).

4. Для нейтронов, выходящих широким пучком из активной зоны реактора, работающего на тепловых нейтронах, в расчетах защиты часто используют метод длин релаксации. Этот метод можно эффективно применять и для оценки защиты от точечных лабораторных источников нейтронов с непрерывным спектром.

Для практических расчетов пространственное распределение плотности потока нейтронов в заданном энергетическом интервале можно приближенно представить экспоненциальной зависимостью:

$$\varphi(d) = \varphi_0(d) \cdot e^{-d/L}, \quad (6.5)$$

где L – параметр, называемый длиной релаксации нейтронов в среде, которая, в общем случае, зависит от энергетического спектра нейтронов источника, толщины материала d , компоновки и геометрии защиты, диапазона энергии детектируемых нейтронов и других условий задачи.

5. В большинстве случаев длина релаксации 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 (6.5) с постоянным значением L . В таких случаях плотность потока нейтронов $\varphi(d)$ моноэнергетического точечного изотропного источника

мощностью q за защитой толщиной d , когда источник и детектор находятся с разных сторон защиты вплотную к ней, может быть оценена из соотношения

$$\varphi(d) = \frac{q \cdot f}{4\pi d^2} \cdot e^{-\sum_{i=1}^m \frac{\Delta d_i}{L_i}}, \quad (6.6)$$

где f – коэффициент, характеризующий отклонение от экспоненциальной формы кривой ослабления нейтронов данного источника (Pu-Be, Pu-B, нейтроны 14 МэВ D-T-реакции) на начальных расстояниях ($2 \div 3$) L от источника (значения f приведены в табл. П.32). Для источников нейтронов деления $f \approx 1$;

L_i – длина релаксации нейтронов на участке Δd_i (табл. П.30, П.31);

Δd_i – толщина защиты i -го участка, для которого L принята равной L_i ;

m – число участков, на которые разделена защита по толщине.

На рис. 6.1 представлена зависимость $r^2\varphi(r)$ в произвольных единицах для плотностей потоков быстрых (более 0,1 МэВ) нейтронов в водороде (1) и воде (2) при одинаковой концентрации атомов водорода от расстояния r для точечного источника нейтронов деления. Из рисунка видно, что зависимости нелинейны. Для воды обычно выбирают интервалы 0 – 30 см, 30 – 60 см, 60 – 100 см, в пределах которых можно приближённо полагать зависимость линейной и проводить расчёты по формуле (6.6).

Для защит, представляющих собой гомогенную смесь тяжелых и легких веществ, длина релаксации L рассчитывается из соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{c_{\text{л}}}{L_{\text{л}}} + \frac{c_{\text{т}}}{L_{\text{т}}}, \quad (6.7)$$

где $L_{\text{л}}, L_{\text{т}}$ – длины релаксации легкого и тяжелого компонентов соответственно;

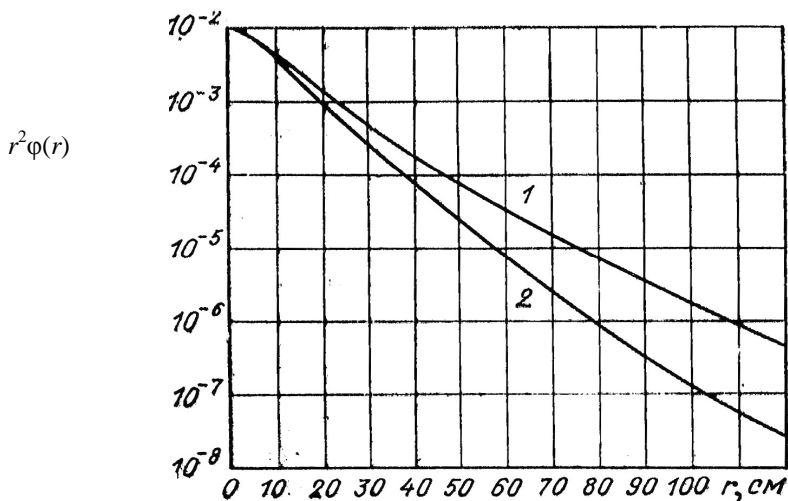


Рис. 6.1. Зависимость $r^2\varphi(r)$ для плотности потока быстрых нейтронов в водороде (1) и воде (2) от расстояния r для точечного источника

$c_{\text{л}}$, $c_{\text{т}}$ – относительные объемные концентрации легкого и тяжелого компонентов соответственно ($c_{\text{л}} + c_{\text{т}} = 1,0$). Под легкими веществами обычно подразумевают воду, парафин, другую органику, а под тяжелыми – железо, сталь, свинец.

б. Анализ функций ослабления плотностей потоков нейтронов в водородсодержащих средах в сравнении с ослаблением нейтронов в водороде при одинаковых концентрациях водорода (аналогично рис. 6.1) показывает, что тяжёлые элементы можно рассматривать как добавку к водороду, переводящую нейтроны из области быстрых нейтронов в область энергий $\varepsilon < \varepsilon_0$, где ε_0 – нижняя граница области быстрых нейтронов. Вероятность выхода нейтронов в область $\varepsilon < \varepsilon_0$ характеризуется параметром, называемым *сечением выведения для гомогенных сред* (микроскопическим $\sigma_{\text{выб}}$ или макроскопическим $\Sigma_{\text{выб}}$). Тогда функцию ослабления плотности потока быстрых нейтронов в таких средах можно записать в виде

$$\varphi(r) = \varphi_{\text{H}}(r, \varepsilon > \varepsilon_0) \cdot \exp\left(-\Sigma_{\text{выб}} \cdot r\right), \quad (6.8)$$

где $\varphi_{\text{H}}(r, \varepsilon > \varepsilon_0)$ – значение плотности потока быстрых нейтронов

в водороде при концентрации ядер водорода, равной концентрации в данном веществе;

$\Sigma_{\text{выв}}$ – макроскопическое сечение выведения для тяжелых атомов;

r – расстояние от источника.

Для любого водородсодержащего вещества использование эмпирического параметра – сечения выведения – обеспечивает удовлетворительное для практических целей описание функции ослабления плотности потока. Водород, по существу, выполняет роль «стандартного» вещества, относительно которого влияние других элементов учитывается введением экспоненциального множителя $\exp(-\Sigma_{\text{выв}} \cdot r)$. В таблице П35 представлены значения функции ослабления плотности потоков быстрых ($\epsilon_0 > 1$ МэВ) нейтронов источника спектра деления в водороде с разбросом данных различных авторов.

В таблице П.36 представлены значения микроскопических сечений выведения $\sigma_{\text{выв}}$ для гомогенных сред различных элементов для энергии $\epsilon_n > 1$ МэВ, если спектр нейтронов соответствует спектру деления.

Для нейтронов деления длина релаксации при $\epsilon_n > 3$ МэВ в чистой среде, не содержащей водорода, практически равна длине релаксации, рассчитанной на основе сечения выведения, т.е.

$$L = \frac{1}{\Sigma_{\text{выв}}}. \quad (6.9)$$

Преимущество использования сечения выведения для расчетов ослабления быстрых нейтронов в веществе по сравнению с длиной релаксации состоит в том, что значения длин релаксации должны определяться для каждого вещества в целом, для различных расстояний и различных энергетических диапазонов, а макроскопическое сечение выведения оценивается по значениям микроскопических сечений и объемных концентраций отдельных элементов простым суммированием.

7. В гетерогенных защитах с применением водородсодержащих сред при выполнении некоторых условий (тяжелый элемент располагается между источником и водородсодержащей защитой, толщина которой должна быть не менее $2 \div 3$ длин свобод-

ного пробега нейтронов) ослабление мощности дозы быстрых нейтронов вводимыми в защиту тяжелыми элементами можно учесть простым экспоненциальным множителем типа $e^{-\Sigma_{\text{выб}} \cdot t}$, где $\Sigma_{\text{выб}}$ – гетерогенное сечение выведения, t – толщина вводимого элемента.

Например, для нейтронов спектра деления мощность поглощенной дозы быстрых нейтронов за гетерогенной защитой, образуемой пластиной толщиной t , вводимой между источником и водородсодержащей защитой толщиной $(z - t)$ (рис. 6.2), можно записать в виде

$$\dot{D}(z, t) = \dot{D}_H(z - t) \cdot e^{-\Sigma_{\text{выб}} \cdot t}, \quad (6.10)$$

где $\dot{D}(z, t)$ – мощность дозы быстрых нейтронов за гетерогенной защитой на расстоянии z от источника;

$\dot{D}_H(z - t)$ – мощность дозы быстрых нейтронов в водородсодержащем материале толщиной $(z - t)$ без пластины;

$\Sigma_{\text{выб}}$ – сечение выведения для пластины, см^{-1} .

Используя формулу (6.10), можно определить численное значение сечения выведения в простом эксперименте:

$$\Sigma_{\text{выб}} = \frac{1}{t} \ln \frac{D_H(z - t)}{D(z, t)}, \quad (6.11)$$

т.е. при определении $\Sigma_{\text{выб}}$ гетерогенной среды необходимо измерить дозу быстрых нейтронов в чистой водородсодержащей среде, а потом повторить измерения, установив перед водородсодержащей защитой слой материала, для которого определяется $\Sigma_{\text{выб}}$.

Сечение выведения для гетерогенных сред обычно на 5 – 15 % превышают сечения выведения для однородных сред. Значения микроскопических сечений выведения для гетерогенных сред представлены в табл. П.34.

Для использования концепции сечения выведения в расчетах необходимо, чтобы толщина $(z - t)$ водородсодержащего материала была не менее некоторого минимального расстояния R_{min} , физический смысл которого заключается в следующем: это расстояние R_{min} соответствует толщине $(z - t)$, при которой $\Sigma_{\text{выб}}$ становится постоянным и не увеличивается с дальнейшим увеличением $(z - t)$, т.е. R_{min} характеризует то минимальное расстояние,

с которого детектор перестает чувствовать возбуждающее поток нейтронов действие пластины¹².

Под поглощенной дозой быстрых нейтронов подразумевается доза в точке, причем доза, обусловленная только нейтронами без учета захватного γ -излучения и γ -излучения неупругого рассеяния, поступающего в данный элемент объема.

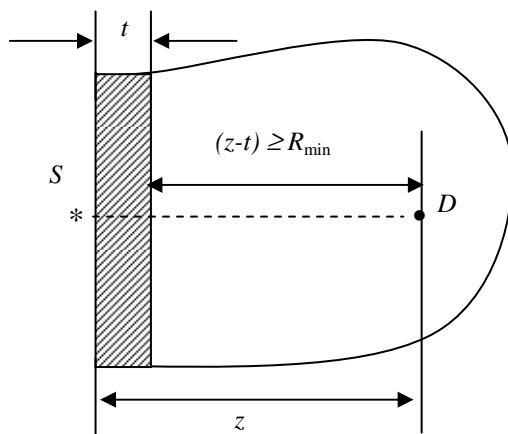


Рис. 6.2. Геометрия измерений по определению сечения выведения

Рисунок 6.3 иллюстрирует реальную картину изменения плотности потока быстрых нейтронов и картину, соответствующую концепции сечения выведения для гетерогенной геометрии.

¹² Величина R_{min} зависит от энергетического порога детектора нейтронов: чем он выше, тем меньше R_{min} . Так, например, R_{min} для камеры деления с ^{232}Th ($\epsilon_{пор} = 2$ МэВ) равно 20 см, а для порогового индикатора из ^{63}Cu (12,8 МэВ) $R_{min} = 5$ см. Если поток нейтронов измеряется с помощью $1/\nu$ -детектора, то $R_{min} = 60 \div 65$ см.

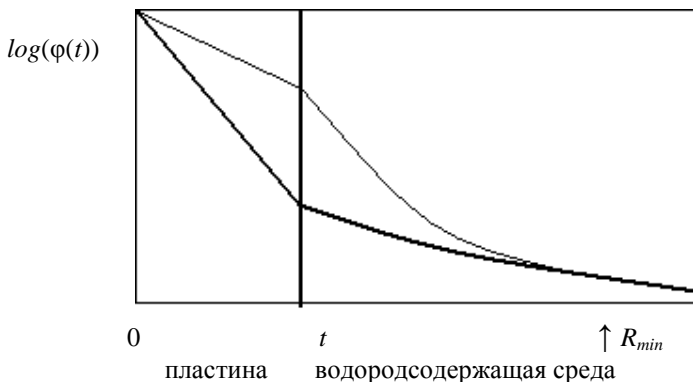


Рис.6.3. Изменение плотности потока быстрых нейтронов в гетерогенной защите. Тонкая линия – реальная картина, жирная линия – расчет с использованием концепции сечения выведения

Закон ослабления мощности поглощенной дозы нейтронов заданного первичного спектра набором пластин различных материалов можно представить в виде (свойство аддитивности сечений выведения):

$$\dot{D}\left(z, \sum_{i=1}^m t_i\right) = \dot{D}_H\left(z - \sum_{i=1}^m t_i\right) \cdot e^{-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{\text{выв } i} \cdot t_i)}, \quad (6.12)$$

где m – число пластин из различных материалов; $\Sigma_{\text{выв } i}$ и t_i – сечение выведения и толщина слоя вещества i -го компонента соответственно.

Сечение выведения ($\text{см}^2/\text{г}$) для сложных по химическому составу сред (например, бетонов) рассчитывается по формуле

$$\Sigma_{\text{выв}} = \frac{1}{100} \sum_{i=1}^n (\Sigma_{\text{выв } i} \cdot \eta_i), \quad (6.13)$$

где n – число различных химических элементов в среде; $\Sigma_{\text{выв } i}$ и η_i – сечение выведения ($\text{см}^2/\text{г}$) и массовое содержание (%) i -го элемента соответственно.

На достаточно больших расстояниях измерение доз или мощностей доз затруднено вследствие малой чувствительности дозиметров, хотя сечение выведения и предполагает, что измеряются именно дозы или мощности дозы быстрых нейтронов. В этом случае о величинах мощностей доз быстрых нейтронов су-

дят по измерениям плотностей потоков тепловых нейтронов, регистрируемых в этих же точках. Это обусловлено тем, что на достаточно больших расстояниях кривые ослабления мощности дозы быстрых нейтронов и плотности потока тепловых нейтронов практически эквидистантны (параллельны).

Метод сечений выведения может быть использован и для оценки мощности эффективной дозы от нейтронной компоненты облучения персонала при работе с лабораторными источниками, поскольку долевой вклад от нейтронов с энергией менее 0,3 МэВ не превышает нескольких процентов, и можно полагать, что все нейтроны быстрые. В этом случае вместо формулы (6.10) можно записать

$$\dot{E}_{\text{нейтр}}(z, t) \approx \dot{E}_{\text{нейтр}H}(z-t) \cdot e^{-\Sigma_{\text{выв}} \cdot t}, \quad (6.14)$$

а значение $\dot{E}_{\text{нейтр}H}(z-t)$ нужно оценить через дозовые коэффициенты, соответствующие геометрии облучения персонала и кратности ослабления защитой толщиной $(z-t)$.

Мощность эффективной дозы \dot{E} нейтронов с известным спектром в передней - задней и изотропной геометриях находится по значению плотности потока нейтронов данной энергии ϕ и дозовых коэффициентов δ_E , представленных в табл. П.17.

$$\dot{E} = \phi \cdot \delta_E. \quad (6.15)$$

8. Для расчёта дозы нейтронов от лабораторных источников, наиболее часто располагаемых в баках с водой, удобно воспользоваться номограммами, в которых отображаются зависимости кратности ослабления эффективной дозы от толщины слоя воды d . Расстояние от стенки бака до оператора должно быть не менее 30 ÷ 40 см. На рис. 6.4 представлена номограмма для самых распространённых источников.

9. При расчёте защиты лабораторных источников, расположенных в баках с водой без примеси дополнительных поглотителей тепловых нейтронов, необходимо учитывать дозу от гамма-излучения при захвате тепловых нейтронов водородом. На рис. 6.5 представлена зависимость отношения эффективной дозы захватного излучения к дозе нейтронов от размеров бака с водой. Из рисунка 6.5 видно, что, начиная с толщины слоя воды

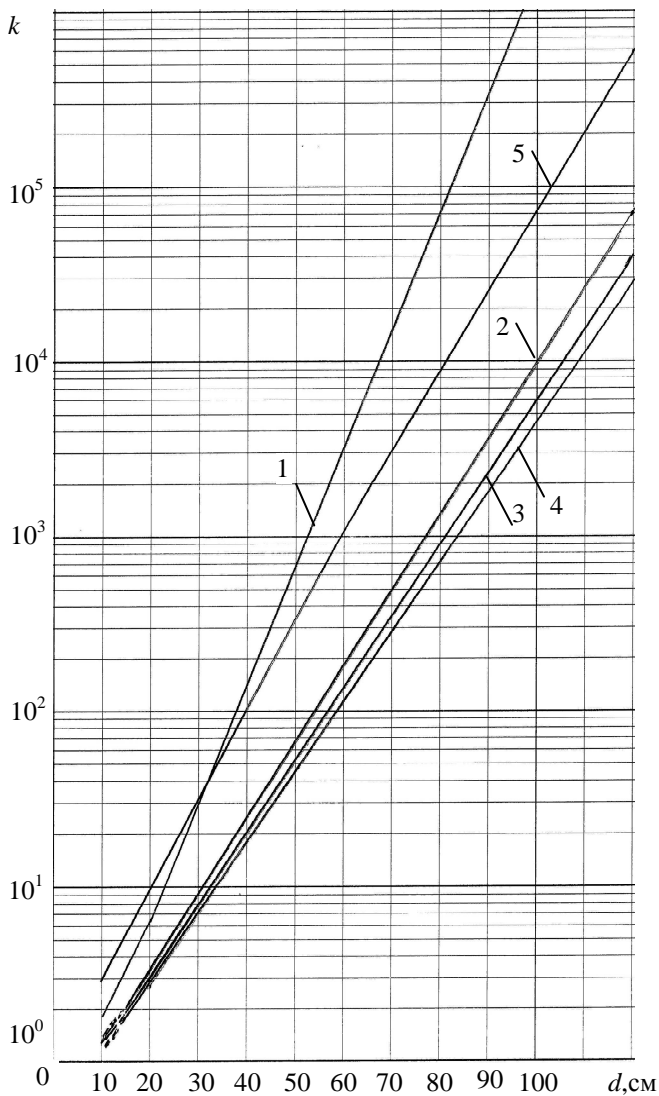


Рис. 6.4. Кратность ослабления эффективной дозы нейтронов водой для источников: 1 – Po- α -B; 2 – Ra- α -Be; 3 – Po- α -Be; 4 – Pu- α -Be; 5 – Cf-252

примерно 37 см доза вторичного γ -излучения начинает превышать дозу нейтронов, а при толщине воды около 90 см доза вторичного γ -излучения больше дозы нейтронного излучения источника уже в 100 раз.

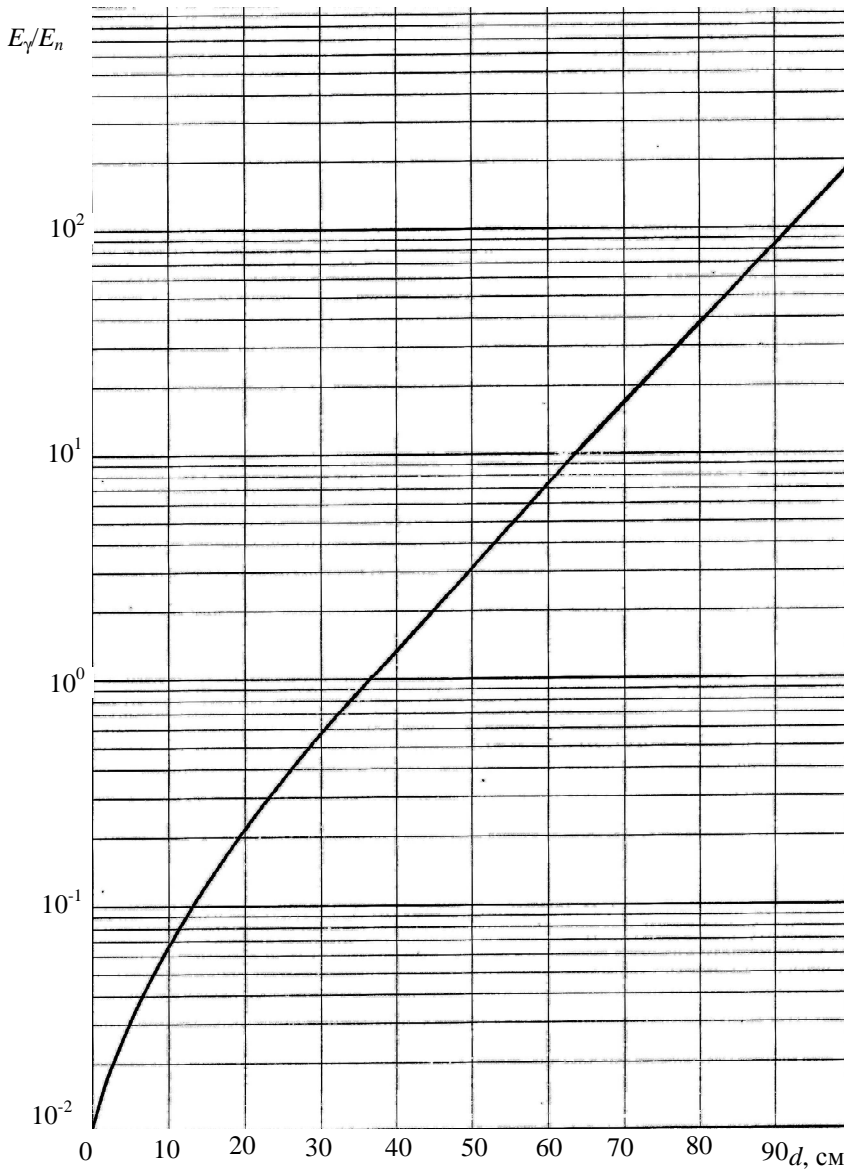


Рис. 6.5. Для источника нейтронов деления отношение эффективной дозы вторичного гамма-излучения к эффективной дозе нейтронов для водных барьеров толщиной d

№ 6.1. Точечный изотропный Pu- α -Be-источник ($\bar{\epsilon}_n \cong 4$ МэВ) имеет мощность $8 \cdot 10^6$ нейтр./с. Определить расстояние, на котором можно безопасно работать в течение 6 часов ежедневно на протяжении года (геометрию облучения считать ИЗО).

№ 6.2 Определить кратность ослабления плотности потока тепловых нейтронов, нормально падающих на лист кадмия толщиной 1 мм. Микроскопическое сечение радиационного захвата кадмия $\sigma = 2520$ б.

№ 6.3 Определить, какую толщину кадмия следует выбрать, чтобы уменьшить в 10^5 раз плотность потока тепловых нейтронов, падающих нормально на защиту из кадмия ($\sigma_{Cd} = 2520$ б.).

№ 6.4 Плотность потока тепловых нейтронов, создаваемая точечным изотропным источником на рабочем месте оператора (персонал гр. А) равна 10^9 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Определить толщину защиты из кадмия ($\sigma_{Cd} = 2520$ б), при которой будет обеспечена безопасная работа персонала в течение года в изотропной геометрии облучения.

№ 6.5 Вычислить макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ для полиэтилена ($(\text{C}_2\text{H}_4)_n$), если микроскопические сечения взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ для водорода и углерода составляют: $\sigma_H = 0,7$ б, $\sigma_C = 1,4$ б.

№ 6.6 Плотность потока узкого моноэнергетического пучка быстрых нейтронов с энергией 14 МэВ на рабочем месте составляет 10^8 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Какова должна быть толщина защитного экрана из воды, чтобы ослабить плотность потока до допустимого значения для персонала гр. А? Считать геометрию облучения передне-задней. Микроскопические сечения взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ для водорода и кислорода составляют: $\sigma_H = 0,7$ б, $\sigma_O = 1,6$ б.

№ 6.7 Плотность потока узкого пучка быстрых нейтронов с энергией 8 МэВ составляет на рабочем месте 10^7 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Какова должна быть толщина защитного экрана из полиэтилена ($(\text{C}_2\text{H}_4)_n$), чтобы ослабить плотность потока до допустимого значения для персонала гр. А? Геометрия облучения – передне-

задняя. Микроскопические сечения взаимодействия нейтронов с энергией 8 МэВ для водорода и углерода составляют: $\sigma_H = 1,2$ б, $\sigma_C = 1,7$ б.

№ 6.8 Определить кратность ослабления плотности потока нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2$ МэВ точечного изотропного источника нейтронов деления слоем воды толщиной 1 м. Слой воды находится между источником и детектором.

№ 6.9 В центре обширного бака из полиэтилена помещен точечный изотропный источник нейтронов с энергией 14,9 МэВ мощностью 10^8 нейтр./с. Определить плотность потока нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2$ МэВ на расстоянии 60 см от источника.

№ 6.10 Точечный изотропный Po- α -Be-источник помещен в бак с водой. Как изменится значение плотности потока детектируемых нейтронов, если не использовать поправку, вводимую на начальном участке кривой ослабления, характеризующую отклонение от экспоненциального закона ослабления излучения в защите?

№ 6.11 В центре сферы радиусом 1 м, заполненной железными опилками ($\rho = 7,2$ г/см³), помещен точечный изотропный источник нейтронов с энергией 14,9 МэВ мощностью 10^7 нейтр./с. Определить плотность потока нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ на расстоянии 40 см от источника.

№ 6.12 В центре прямоугольного куба (1×1×1 м), заполненного серпентинитовым бетоном, помещен изотропный источник нейтронов спектра деления мощностью $5 \cdot 10^7$ нейтр./с. Определить плотность потока нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ на расстоянии 30 см от источника. Принять, что длина релаксации нейтронов равна 24 г/см².

№ 6.13 Точечный источник нейтронов спектра деления находится за защитой из воды толщиной 90 см. Плотность потока нейтронов, попадающих на защиту, составляет $7 \cdot 10^6$ нейтр./(см²·с). Определить плотность потока за защитой для нейтронов с $\epsilon_n > 2$ МэВ. Воспользоваться данными табл. П.33, предполагая, что спектр нейтронов деления реактора подобен спектру нейтронов деления ²⁵²Cf.

№ 6.14 Защита из полиэтилена толщиной 50 см обеспечивает допустимую плотность потока нейтронов с $\epsilon_n > 2$ МэВ от

плоского изотропного источника нейтронов спектра деления. Определить, какую толщину защиты из полиэтилена надо добавить, чтобы сохранить прежнюю плотность потока за защитой, если мощность источника возросла в 50 раз.

№ 6.15 Определить кратность ослабления плотности потока нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ плоского изотропного источника нейтронов спектра деления в слое свинца толщиной 65 см.

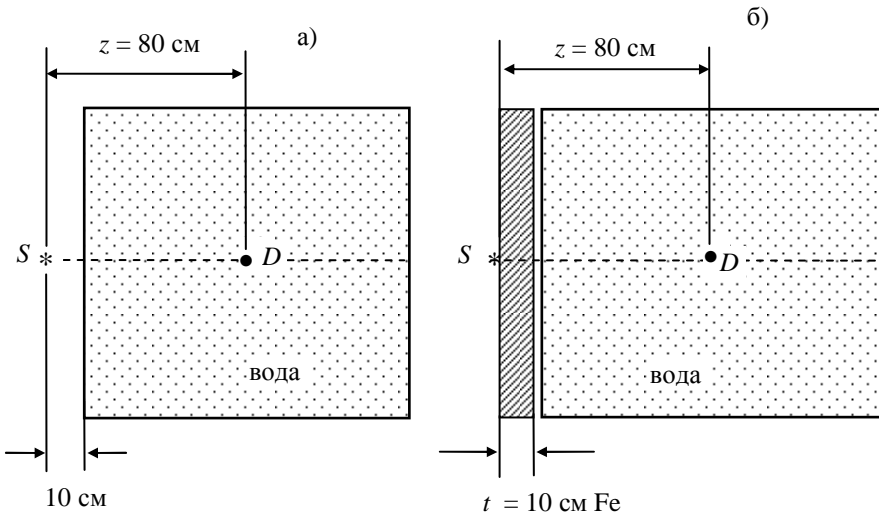


Рис. 6.6. Геометрия задачи 6.16 по определению сечения выведения для железа

№ 6.16 Для вычисления сечения выведения нейтронов спектра деления для железной пластины и точечного изотропного источника нейтронов деления измерялась плотность потока тепловых нейтронов: а) в воде, на расстоянии 80 см от источника: $\phi_0 = 100$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$); б) в воде, на том же расстоянии, при помещении в зазор между источником и баком с водой железной пластины толщиной 10 см: $\phi = 20$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Схема измерений изображена на рис. 6.6. Определить микроскопическое сечение выведения нейтронов спектра деления для железа.

№ 6.17 Точечный изотропный источник нейтронов спектра

деления находится в баке с водой. На расстоянии 1 м от источника плотность потока тепловых нейтронов составляет 66 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Если вблизи источника поместить пластину из свинца толщиной 10 см (пластина вытеснит слой воды той же толщины), то плотность потока тепловых нейтронов уменьшится до 56 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Определить сечение выведения нейтронов спектра деления для свинца. Принять длину релаксации быстрых нейтронов спектра деления в воде равной 10 см.

№ 6.18 Определить общую кратность ослабления нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ гетерогенной защитой реактора, состоящей из 15 см алюминия, 5 см свинца и 60 см воды. Сечение выведения для воды принять равным $0,1 \text{ см}^{-1}$.

№ 6.19 Рассчитать макроскопическое сечение выведения и длину релаксации нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ в двуокиси кремния SiO_2 ($\rho = 2,32 \text{ г/см}^3$) для источника нейтронов спектра деления.

№ 6.20 Определить кратность ослабления мощности поглощенной дозы от нейтронов с $\epsilon_n > 3$ МэВ от плоского мононаправленного источника спектра деления за защитой из железа, воды и полиэтилена толщиной 20, 65 и 80 см соответственно.

№ 6.21 Во сколько раз изменится плотность потока нейтронов с $\epsilon_n > 2$ МэВ в точке, находящейся на поверхности воды в бассейне глубиной 80 см, если вблизи источника нейтронов деления поместить пластину из свинца толщиной 10 см (пластина вытеснит слой воды той же толщины, а глубина бассейна при этом не изменится)?

№ 6.22 Определить толщину водной защиты, обеспечивающей безопасную работу персонала на расстоянии 1 м от Pu- α -Be-источника в передне-задней геометрии облучения. Мощность источника $2 \cdot 10^7$ нейтр./с, длину релаксации считать равной 10,5 см. Решить задачу также с использованием номограммы рис. 6.4. Средняя энергия нейтронов Pu- α -Be-источника составляет $\cong 4$ МэВ.

№ 6.23 Между оператором и источником ^{252}Cf находится защита из оргстекла толщиной 10 см. Плотность потока тепловых нейтронов на рабочем месте составляет 50 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), быстрых и промежуточных – 80 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Определить эффективную дозу на рабочем месте за 6 часов работы, считая, что

облучение оператора производится в передне-задней геометрии. Долевые вклады нейтронов различных групп в флюенс нейтронов спектра деления приведены в табл. П.33. Деформацией спектра после прохождения защиты пренебречь.

№ 6.24 Точечный изотропный Pu- α -Be-источник мощностью $5 \cdot 10^8$ нейтр./с помещен в центре прямоугольного бака с водой ($1 \times 1 \times 1$ м). Определить мощность эффективной дозы нейтронов в точке, находящейся на границе емкости. Считать геометрию облучения ПЗ, эффективную дозу рассчитать для нейтронов с энергией 4 МэВ.

№ 6.25 На каком расстоянии от точечного изотропного Pu- α -Be-источника мощностью $2 \cdot 10^7$ нейтр./с должен работать персонал гр. А, чтобы на рабочем месте плотность потока нейтронов при 36-часовой рабочей неделе не превышала половины предельно допустимой плотности потока. Между источником и детектором установлена защита из парафина толщиной 15 см. Принять, что длина релаксации нейтронов Pu- α -Be-источника в парафине составляет 9,05 см, а облучение персонала происходит в передне-задней геометрии.

№ 6.26 Точечный изотропный Pu- α -Be-источник находится на расстоянии 100 см от оператора (персонал гр. А) за защитой из парафина толщиной 20 см. Источник какой мощности допустимо использовать, чтобы персонал мог работать по 15 часов в неделю в течение года? Принять, что длина релаксации нейтронов Pu- α -Be-источника в парафине составляет 9,05 см, а геометрия облучения – передне-задняя.

№ 6.27 Определить толщину водной защиты от Po- α -Be-источника мощностью 10^9 нейтр./с, при которой на рабочем месте персонала (гр. А) при 36-часовой рабочей неделе будет обеспечена допустимая плотность потока нейтронов. Расстояние от источника до места работы 200 см. Геометрия облучения – ПЗ.

№ 6.28 Оператор из персонала гр. А находится на расстоянии 1 м от источника ^{252}Cf мощностью 10^8 нейтр./с. Оценить толщину водной защиты, при которой будет обеспечена безопасная работа персонала при 36-часовой рабочей неделе. Облучение происходит в передне-задней геометрии. Мгновенные и запаз-

дывающие γ -кванты ^{252}Cf и вторичное γ -излучение в защите не учитывать.

№ 6.29 Оператор из персонала гр. А находится на расстоянии 1 м от источника ^{252}Cf мощностью 10^8 нейтр./с за водной защитой толщиной 50 см. Достаточно ли толщина защиты для обеспечения безопасной работы персонала, если облучение происходит в передне-задней геометрии при 36-часовой рабочей неделе. Учесть вклад в дозу мгновенных и запаздывающих гамма-квантов ^{252}Cf и вторичного γ -излучения в защите. В источнике ^{252}Cf испускается 2,3 мгновенных γ -кванта на распад с энергией 0,885 МэВ и 2,18 запаздывающих γ -кванта с энергией 0,958 МэВ.

№ 6.30 Вычислить кратность ослабления нейтронов спектра деления в воде при толщине слоя 30, 60 и 100 см тремя способами:

- через длины релаксации;
- через сечение выведения гомогенной среды;
- по номограмме рис. 6.4.

Объяснить полученные результаты.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Физические постоянные

Постоянная Авогадро $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Элементарный заряд (заряд электрона) $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл = $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГС

Энергия покоя электрона $m_e c^2 = 0,511$ МэВ

Связь между единицами измерения некоторых величин

Время: 1 год = 365,26 сут = 8766 ч = $5,26 \cdot 10^5$ мин = $3,156 \cdot 10^7$ с;

1 с = $1,667 \cdot 10^{-2}$ мин = $2,778 \cdot 10^{-4}$ ч = $1,158 \cdot 10^{-5}$ сут = $3,169 \cdot 10^{-8}$ года.

Объем: $1 \text{ м}^3 = 10^6 \text{ см}^3 = 10^3 \text{ л}$. $1 \text{ л} = 10^3 \text{ см}^3$.

Энергия: 1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж; 1 МэВ = $1,602 \cdot 10^{-13}$ Дж;

1 Дж = $6,24 \cdot 10^{18}$ эВ = $6,24 \cdot 10^{13}$ МэВ

Заряд: 1 Кл = $3 \cdot 10^9$ ед.СГС

Таблица П.1

Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования

Множитель	Приставка	Обозначение	Множитель	Приставка	Обозначение
10^{18}	Экса	Э	10^{-18}	атто	а
10^{15}	Пета	П	10^{-15}	фемто	ф
10^{12}	Тера	Т	10^{-12}	пико	п
10^9	Гига	Г	10^{-9}	нано	н
10^6	Мега	М	10^{-6}	микро	мк
10^3	Кило	к	10^{-3}	милли	м
10^2	Гекто	г	10^{-2}	санти	с
10^1	Дека	да	10^{-1}	деци	д

Таблица П.2

Плотность чистых элементов

Элемент		Атомный номер	Атомная масса	Плотность ρ , г/см ³
Название	Обозначение			
1	2	3	4	5
Алюминий	Al	13	26,982	2,7
Вольфрам	W	74	183,85	19,1
Железо	Fe	26	55,847	7,87
Золото	Au	79	196,966	19,3
Иод	I	53	126,904	4,94
Кадмий	Cd	48	112,4	8,648

Продолжение табл. П.2

1	2	3	4	5
Калий	K	19	39,098	0,87
Кальций	Ca	20	40,08	1,55
Кобальт	Co	27	58,933	8,71
Кремний	Si	14	28,086	2,42
Магний	Mg	12	24,305	1,741
Марганец	Mn	25	54,938	7,42
Медь	Cu	29	63,546	8,93
Молибден	Mo	42	95,94	9,01
Натрий	Na	11	22,99	0,971
Никель	Ni	28	58,7	8,9
Олово	Sn	50	118,69	7,29
Свинец	Pb	82	207,2	11,34
Сера	S	16	32,06	2,07
Серебро	Ag	47	107,868	10,5
Торий	Th	90	232,038	11,3
Углерод	C	6	12,011	2,25*
Уран	U	92	238,029	18,7
Хром	Cr	24	51,996	7,1
Цинк	Zn	30	65,38	6,92
Цирконий	Zr	40	91,22	6,44
* Плотность графита в виде блоков 1,67 г/см ³				

Таблица П.3

Плотность некоторых веществ и газов

Название	Плотность ρ , г/см ³	Название	Плотность ρ , г/см ³
Бетон обычный	2,2 ÷ 2,35	Песчаник	2,14÷2,36
Бетон феррофосфатный	4,8	Известняк	2,68÷2,76
Иодистый натрий	3,667	Полиэтилен	0,92
Плексиглас	1,18	Графит (в виде блоков)	1,67
Воздух*	$1,2928 \cdot 10^{-3}$	Кислород*	$1,429 \cdot 10^{-3}$
** Плотность при температуре 0 ⁰ С и давлении 760 мм рт. ст.			

Таблица П.4

Свойства некоторых радионуклидов

Нуклид	Тип распада	Период полураспада	Продукт распада	Энергия, МэВ (выход, %)	
				Частиц	γ -квантов
$^{14}_6\text{C}$	β	5730 лет	$^{14}_7\text{N}$	0,156 (100) $\bar{\epsilon} = 0,04945$	–
$^{32}_{15}\text{P}$	β	14,29 сут	$^{32}_{16}\text{S}$	1,71 (100) $\bar{\epsilon} = 0,6947$	–
$^{24}_{11}\text{Na}$	β	15,0 ч	$^{24}_{12}\text{Mg}$	1,39 (100) $\bar{\epsilon} = 0,554$	2,754 (~100) 1,369 (100)
$^{40}_{19}\text{K}$	β	$1,28 \cdot 10^9$ лет	$^{40}_{18}\text{Ar}$	1311,6(89,3) $\bar{\epsilon} = 508$	1,46 (10,7)
$^{89}_{38}\text{Sr}$	β	50,5 сут	$^{89m}_{39}\text{Y} \rightarrow ^{89}_{39}\text{Y}$	1,492 (100) $\bar{\epsilon} = 0,5833$	0,909 ($9,3 \cdot 10^{-3}$)
$^{90}_{38}\text{Sr}$	β	29,12 года	$^{90}_{39}\text{Y}$	0,546 (100) $\bar{\epsilon} = 0,1957$	–
$^{90}_{39}\text{Y}$	β	64 ч	$^{90}_{40}\text{Zr}$	2,279 (100) $\bar{\epsilon} = 0,9348$	–
$^{134}_{55}\text{Cs}$	β	2,062 года	$^{134}_{54}\text{Xe}$	0,0886 (27,4) $\bar{\epsilon} = 0,0231$ 0,4152 (2,47) $\bar{\epsilon} = 0,1234$ 0,658 (70,1) $\bar{\epsilon} = 0,2101$	См. табл. П.1
$^{137}_{55}\text{Cs}$	β	30,0 лет	$^{137m}_{56}\text{Ba} \rightarrow$ $^{137}_{56}\text{Ba}$	1,1732 (5,4) $\bar{\epsilon} = 0,4246$ 0,5115 (94,6) $\bar{\epsilon} = 0,1734$	0,6616 (84,95) КХ 0,03219 (3,71) КХ 0,03182 (2,01)
$^{210}_{84}\text{Po}$	α	138,4 сут	$^{216}_{82}\text{Pb}$	5,305 (100)	–
$^{222}_{86}\text{Rn}$	α	3,8235 сут	$^{218}_{84}\text{Po}$	5,49 (100)	0,510 (0,078)
$^{226}_{88}\text{Ra}$	α	1600 лет	$^{222}_{86}\text{Rn}$	4,602 (5,55) 4,785 (94,4)	0,186 (3,28)
$^{238}_{92}\text{U}$	СД, α	$4,468 \cdot 10^9$ лет	$^{234}_{90}\text{Th}$	4,041 (0,229) 4,149 (22,9) 4,198 (76,8)	0,0495 (0,07)
$^{239}_{94}\text{Pu}$	α	24 065 лет	$^{235}_{92}\text{U}$	5,105 (10,7) 5,143 (15,2) 5,156 (73,8) 5,156 (0,121)	0,000073(100) 0,0387(0,006) 0,0516(0,021)
$^{240}_{94}\text{Pu}$	СД, α	6537 лет	$^{236}_{92}\text{U}$	5,124 (26,5) 5,168 (73,4)	0,0452 (0,045) 0,104 (0,007)

*– для β -частиц приводится максимальная энергия β -спектра (в скобках выход частиц) и средняя энергия β -спектра $\bar{\epsilon}$

Таблица П.5

Состав естественного урана

Нуклид	Содержание, масс. %	Период полураспада $T_{1/2}$, лет
^{238}U	99,275	$4,468 \cdot 10^9$
^{235}U	0,720	$7,038 \cdot 10^8$
^{234}U	0,005	$2,445 \cdot 10^5$

Таблица П.6

Соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами в области радиационной безопасности

Величина и ее символ	Единица СИ		Внесистемная единица		Соотношения между единицами
	Наименование	Обозначение	Наименование	Обозначение	
1	2	3	4	5	6
Активность A	беккерель	Бк	кюри	Ки	1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк
Поглощенная доза в точке D , в органе или ткани D_T	грей	Гр	рад	рад	1 рад = $1 \cdot 10^{-2}$ Гр
Керма K	грей	Гр	рад	рад	1 рад = $1 \cdot 10^{-2}$ Гр
Эквивалентная доза в органе или ткани H_T	зиверт	Зв			
Эффективная доза E	зиверт	Зв			
Эквивалент дозы	зиверт	Зв			
Экспозиционная доза X	кулон на килограмм	Кл/кг	рентген	Р	1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг
Сечение взаимодействия σ	квадратный метр	м^2	Барн, квадратный сантиметр	б, см^2	$1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2$ $1 \text{ см}^2 = 10^4 \text{ м}^2$
Энергия ионизирующей частицы ϵ_0	джоуль	Дж	электрон-вольт	эВ	1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж

Таблица П.7

Характеристики некоторых радионуклидов как γ -излучателей

ϵ_{0i} , МэВ – энергия фотонов и возможного КХ-излучения (знак « \pm » около энергии 0,511 МэВ означает, что эти фотоны возникли в процессе аннигиляции);

η_i – квантовый выход, фотон/распад;

$\epsilon_{0i}\eta_i$ – энергия γ -излучения, испускаемая на 1 распад ядра, МэВ/распад;

$T_{1/2}$ – период полураспада;

Γ_{Ki} – дифференциальная керма-постоянная, аГр·м²/(с·Бк).

Жирным шрифтом для каждого нуклида приведены полный квантовый выход фотонов всех энергий $\Sigma\eta_i$, полная энергия γ -излучения $\Sigma\epsilon_{0i}\eta_i$ и полные гамма-постоянные Γ_K .

ϵ_{0i} , МэВ	$\eta_i, \Sigma\eta_i$, фотон/расп.	$\epsilon_{0i}\eta_i, \Sigma\epsilon_{0i}\eta_i$, МэВ/расп.	$\Gamma_{Ki}, \Gamma_K = \Sigma\Gamma_{Ki}$, аГр·м ² /(с·Бк)
1	2	3	4
$^{22}_{11}\text{Na}$, $T_{1/2} = 2,6019$ года			
1,275	0,999	1,27	42,9
0,511 \pm	1,80	0,920	34,8
	2,80	2,19	77,7
$^{24}_{11}\text{Na}$, $T_{1/2} = 15,00$ ч			
2,754	0,999	2,75	74,2
1,369	1,0	1,37	45,3
	2,00	4,12	120
$^{40}_{19}\text{K}$, $T_{1/2} = 1,28 \cdot 10^9$ лет			
1,461	0,107	0,156	5,1
1	2	3	4
	0,107	0,156	5,1
$^{41}_{18}\text{Ag}$, $T_{1/2} = 1,822$ ч			
1,677	0,00052	0,000872	0,0274
1,294	0,992	1,28	43,0
	0,992	1,28	43,0
$^{42}_{19}\text{K}$, $T_{1/2} = 12,36$ ч			
1,525	0,179	0,273	8,8

Продолжение табл. П.7

0,3127	0,00319	0,000998	0,0367
	0,183	0,276	8,89
$^{41}_{18}\text{Ar}$, $T_{1/2} = 1,827$ ч			
1,677	0,000524	0,000872	0,0274
1,294	0,992	1,28	43
	0,992	1,28	43
$^{51}_{24}\text{Cr}$, $T_{1/2} = 27,704$ сут			
0,3201	0,0983	0,0315	1,16
	0,0983	0,0315	1,16
$^{54}_{25}\text{Mn}$, $T_{1/2} = 312,15$ сут			
0,8348	1,0	0,835	30,5
	1,0	0,835	30,5
$^{56}_{25}\text{Mn}$, $T_{1/2} = 2,5785$ ч			
3,370	0,00168	0,00566	0,143
2,960	0,00306	0,00906	0,239
2,657	0,00653	0,0174	0,474
2,523	0,00989	0,0250	0,692
2,113	0,143	0,302	8,86
1,811	0,272	0,493	15,1
0,8468	0,989	0,838	30,6
	1,42	1,69	56,1
$^{59}_{26}\text{Fe}$, $T_{1/2} = 44,529$ сут			
1,292	0,436	0,563	18,9
1,099	0,561	0,616	21,5
0,1923	0,030	0,00577	0,195
0,1426	0,010	0,00143	0,0449
	1,04	1,19	40,6
$^{58}_{27}\text{Co}$, $T_{1/2} = 70,8$ сут			
1,675	0,00517	0,00866	0,272
0,8639	0,00676	0,00584	0,213
0,8108	0,994	0,806	29,6
0,511±	0,30	0,153	5,79
	1,3	0,974	35,9
$^{60}_{27}\text{Co}$, $T_{1/2} = 5,271$ года			
1,332	1,0	1,33	44,4

Продолжение табл. П.7

1	2	3	4
1,173	0,999	1,17	40,2
	2,0	2,5	84,6
$^{65}_{30}\text{Zn}$, $T_{1/2}= 243,9$ сут			
1,116	0,507	0,566	19,6
0,511±	0,0292	0,0149	0,564
	0,536	0,581	20,2
$^{131}_{53}\text{I}$, $T_{1/2}= 8,0123$ сут			
0,7229	0,018	0,013	0,485
0,6427	0,0022	0,0014	0,0531
0,637	0,0727	0,0463	1,74
0,503	0,0036	0,0018	0,0686
0,3645	0,812	0,296	11
0,3258	0,0025	0,00082	0,0302
0,2843	0,0606	0,0172	0,626
0,1772	0,00265	0,00047	0,0155
0,08018	0,0262	0,0021	0,064
	1,0	0,379	14,1
$^{134}_{55}\text{Cs}$, $T_{1/2}= 2,062$ года			
1,365	0,0304	0,0415	1,37
1,168	0,018	0,021	0,722
1,039	0,01	0,0104	0,367
0,8019	0,0873	0,07	2,57
0,7958	0,854	0,680	25,0
0,6047	0,976	0,593	22,2
0,5693	0,154	0,0877	3,31
0,5632	0,0838	0,0472	1,78
0,4753	0,0146	0,00694	0,262
	2,23	1,56	57,6
$^{137}_{55}\text{Cs} + ^{137m}_{56}\text{Ba}$, $T_{1/2}= 30,0$ лет			
0,6616	0,85	0,562	21,1
<i>KX</i> 0,03219	0,0392	0,00119	0,188
<i>KX</i> 0,03182	0,0213	0,00064	0,104
	0,907	0,564	21,4
$^{203}_{80}\text{Hg}$, $T_{1/2}= 46,6$ сут			
0,2792	0,815	0,228	8,24

Продолжение табл. П.7

1	2	3	1
KX 0,08497	0,00648	0,000551	0,0166
KX 0,08257	0,0149	0,00123	0,0374
KX 0,08211	0,00777	0,000638	0,0194
KX 0,07287	0,0655	0,00477	0,154
KX 0,07083	0,0387	0,00274	0,0902
	0,948	0,238	8,55
$^{226}_{88}\text{Ra}$ в равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaD, $T_{1/2} = 1600$ лет			
	2,24	1,71	57,8

Таблица П.8

Линейный коэффициент ослабления γ -квантов μ для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения, см^{-1} (коэффициенты приводятся без учета когерентного рассеяния)

ϵ_0 , МэВ	Материал, плотность				
	Вода $\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$	Алюминий $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$	Бетон $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$	Железо $\rho = 7,86 \text{ г/см}^3$	Свинец $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$
0,01	4,99	69,9	60,3	1330	1390
0,05	0,207	0,861	0,784	14,2	82,1
0,1	0,165	0,424	0,382	2,6	60,3
0,2	0,136	0,321	0,285	1,06	10,7
0,3	0,118	0,278	0,246	0,833	4,25
0,4	0,106	0,248	0,219	0,717	2,44
0,5	0,0966	0,226	0,200	0,646	1,7
0,6	0,0894	0,209	0,185	0,595	1,33
0,662	0,0857	0,201	0,177	0,570	1,18
0,8	0,0786	0,184	0,163	0,520	0,952
1,0	0,0706	0,165	0,146	0,467	0,771
1,25	0,0631	0,148	0,131	0,422	0,658
1,5	0,0575	0,135	0,119	0,381	0,577
2,0	0,0494	0,116	0,103	0,333	0,508
2,75	0,0410	0,0994	0,0874	0,291	0,476
3,0	0,0397	0,0958	0,0837	0,284	0,468
4,0	0,0340	0,0837	0,0734	0,260	0,472
5,0	0,0303	0,0764	0,0665	0,248	0,481

Таблица П.9

Массовый $\mu_{en,m}$ и линейный μ_{en} коэффициенты поглощения энергии для воздуха и биологической ткани (воды) в зависимости от энергии фотонного излучения

ϵ_0 , МэВ	Биологическая ткань (вода), $\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$		Воздух, $\rho = 1,293 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$	
	$\mu_{en,m}$, $\text{см}^2/\text{г}$	μ_{en} , см^{-1}	$\mu_{en,m}$, $\text{см}^2/\text{г}$	μ_{en} , см^{-1} $\times 10^{-3}$
0,01	4,84	4,84	4,65	6,01
0,02	0,536	0,536	0,527	0,681
0,03	0,152	0,152	0,15	0,194
0,04	0,068	0,068	0,0671	0,0867
0,05	0,0415	0,0415	0,0404	0,0522
0,06	0,0315	0,0315	0,0301	0,0389
0,08	0,0258	0,0258	0,0239	0,0309
0,1	0,0254	0,0254	0,0232	0,030
0,15	0,0276	0,0276	0,0249	0,0322
0,2	0,0297	0,0297	0,0267	0,0345
0,279	0,0316	0,0316	0,0284	0,0367
0,3	0,0319	0,0319	0,0287	0,0371
0,4	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381
0,412	0,0329	0,0329	0,0295	0,0381
0,5	0,0330	0,0330	0,0297	0,0384
0,6	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381
0,662	0,0326	0,0326	0,0294	0,0380
0,8	0,0320	0,0320	0,0288	0,0372
1,0	0,0310	0,0310	0,0279	0,0361
1,25	0,0296	0,0296	0,0266	0,0344
1,5	0,0283	0,0283	0,0254	0,0328
2,0	0,0260	0,0260	0,0234	0,0302
2,75	0,0235	0,0235	0,0212	0,0274
3,0	0,0228	0,0228	0,0206	0,0266
4,0	0,0206	0,0206	0,0187	0,0242

Таблица П.10

Основные пределы доз

Нормируемые величины	Пределы доз	
	Персонал (группа А)*	Население
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год		
в хрусталике глаза	150 мЗв	15 мЗв
в коже	500 мЗв	50 мЗв
в кистях и стопах	500 мЗв	50 мЗв
* Основные пределы доз, как и все остальные допустимые уровни облучения персонала группы Б, равны ¼ значений для персонала группы А.		
Примечание: для сравнения, среднее значение годовой эффективной дозы от природных источников в районах с нормальным фоном составляет ~ 2,4 мЗв/год, вместе с рентгенодиагностическими процедурами ~ 3 мЗв/год.		
Мощность дозы внешнего облучения от естественных источников радиации в гг. Москва и Обнинск составляет примерно 0,11 мкГр/ч (12 мкР/ч)		

Таблица П.11

Взвешивающие коэффициенты излучения w_R

Излучение	w_R	Излучение	w_R
Фотоны, электроны и мюоны любых энергий*	1	Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ (кроме протонов отдачи)	5	От 10 кэВ до 100 кэВ	10
		От 100 кэВ до 2 МэВ	20
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20	От 2 МэВ до 20 МэВ	10
		Более 20 МэВ	5
* – за исключением электронов Оже, испущенных вследствие радиоактивного распада ядрами, связанными с ДНК			

Таблица П.12

Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов w_T

Орган или ткань	w_T
1	2
Гонады	0,20
Костный мозг (красный)	0,12

Продолжение табл. П.12

Толстый кишечник	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная железа	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Остальное*	0,05
* «Остальное» включает надпочечники, головной мозг, экстрагаторокальный отдел органов дыхания, тонкий кишечник, почки, мышечную ткань, поджелудочную железу, селезенку, вилочковую железу и матку.	

Таблица П.13

Значения эффективной дозы δ_E и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП_{перс} моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела

Энергия фотонов ϵ , МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс δ_E , 10^{-12} Зв·см ²		Среднегодовая допустимая плотность потока, ДПП _{перс} , см ² ·с ⁻¹		Керма в воздухе на единичный флюенс δ_K , 10^{-12} Гр·см ²
	ИЗО*	ПЗ*	ИЗО	ПЗ	
1	2	3	4	5	6
0,01	0,0201	0,0485	1,63+05	6,77+04	7,43
0,015	0,0384	0,125	8,73+04	2,62+04	3,12
0,02	0,0608	0,205	5,41+04	1,62+04	1,68
0,03	0,103	0,300	3,24+04	1,08+04	0,721
0,04	0,140	0,338	2,31+04	9,65+03	0,429
0,05	0,165	0,357	1,99+04	9,12+03	0,323
0,06	0,186	0,378	1,77+04	8,63+03	0,289
0,08	0,230	0,440	1,42+04	7,44+03	0,307
0,1	0,278	0,517	1,18+04	6,33+03	0,371
0,15	0,419	0,752	7,79+03	4,33+03	0,599
0,2	0,581	1,00	5,61+03	3,28+03	0,856
0,3	0,916	1,51	3,54+03	2,17+03	1,38
0,4	1,26	2,00	2,59+03	1,63+03	1,89
0,5	1,61	2,47	2,02+03	1,32+03	2,38
0,6	1,94	2,91	1,69+03	1,12+03	2,84
0,662	2,14	3,1642	1,56+03	1,04+03	3,10

Продолжение табл. П.13

1	2	3	4	5	6
0,8	2,59	3,73	1,26+03	8,73+02	3,69
1,0	3,21	4,48	1,01+03	7,33+02	4,47
1,25	3,87	5,23	898	659	5,24
2,0	5,84	7,49	563	438	7,55
4,0	9,97	12,0	328	273	12,1

* ИЗО – изотропное поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

Таблица П.14

Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока $ДПП_{перс}$ моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении кожи

Энергия фотонов ϵ , МэВ	Эквивалентная доза в коже на единичный флюенс δ_H , 10^{-12} Зв·см ²		Среднегодовая допусти- мая плотность потока, $ДПП_{перс}$, см ⁻² ·с ⁻¹	
	ИЗО*	ПЗ*	ИЗО	ПЗ
0,01	6,17	7,06	1,31+04	1,16+04
0,02	1,66	1,76	4,96+04	4,63+04
0,03	0,822	0,880	1,00+05	9,25+04
0,05	0,462	0,494	1,81+05	1,63+05
0,1	0,549	0,575	1,50+05	1,42+05
0,15	0,827	0,851	9,74+04	9,74+04
0,3	1,79	1,81	4,53+04	4,53+04
0,4	2,38	2,38	3,38+04	3,38+04
0,5	2,93	2,93	2,80+04	2,80+04
0,6	3,44	3,44	2,40+04	2,40+04
0,662	3,73	3,73	2,24+04	2,24+04
0,8	4,39	4,39	1,88+04	1,88+04
1,0	5,23	5,23	1,55+04	1,55+04
1,25	6,075	6,075	1,402+04	1,402+04
2,0	8,61	8,61	9,57+03	9,57+03
4,0	13,6	13,6	6,08+03	6,08+03

*ИЗО – изотропное поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

Таблица П.15

Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП_{перс} моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении хрусталиков глаз

Энергия фотонов ϵ , МэВ	Эквивалентная доза в хрусталике на единичный флюенс δ_H , 10^{-12} Зв·см ²		Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП _{перс} , см ⁻² ·с ⁻¹	
	ИЗО*	ПЗ*	ИЗО	ПЗ
0,01	0,669	2,23	3,66+04	1,08+04
0,02	0,622	1,53	3,97+04	1,60+04
0,03	0,375	0,865	6,55+04	2,85+04
0,04	0,275	0,571	9,07+04	4,27+04
0,05	0,239	0,459	1,03+05	5,33+04
0,06	0,234	0,431	1,06+05	5,67+04
0,08	0,264	0,476	9,05+04	5,16+04
0,1	0,326	0,568	7,26+04	4,34+04
0,15	0,545	0,857	4,59+04	2,88+04
0,2	0,762	1,16	3,31+04	2,11+04
0,3	1,20	1,77	2,09+04	1,39+04
0,4	1,59	2,33	1,54+04	1,06+04
0,5	2,00	2,86	1,24+04	8,64+03
0,6	2,39	3,32	1,04+04	7,32+03
0,662	2,61	3,596	8,675+03	6,32+03
0,8	3,10	4,21	7,90+03	5,87+03
1,0	3,76	4,96	6,53+03	4,91+03
1,25	4,48	5,70	5,82+03	4,45+03
2,0	6,64	7,93	3,68+03	3,09+03
4,0	11,1	12,1	2,20+03	2,00+03

*ИЗО – изотропное поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

Таблица П.16

Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП_{перс} бета-частиц для лиц из персонала при контактном облучении кожи

Средняя энергия бета-спектра $\bar{\epsilon}$, МэВ	Эквивалентная доза в коже на единичный флюенс δ_H , 10^{-10} Зв·см ²	Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП _{перс} , см ⁻² ·с ⁻¹
0,05	1,0	820
0,07	1,8	450
0,10	2,6	310
0,15	3,4	240
0,2	3,8	215
0,3	4,3	190
0,4	4,5	180
0,5	4,6	180
0,7	4,8	170
1,0	5,0	165
1,5	5,2	160
2,0	5,3	155

Таблица П.17

Значения эффективной дозы δ_E и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП_{перс} моноэнергетических нейтронов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела

Энергия нейтронов ϵ , МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс δ_E , 10^{-12} Зв·см ²			Среднегодовая допустимая плотность потока, ДПП _{перс} , см ⁻² ·с ⁻¹	
	ИЗО*	ПЗ*	ROT*	ИЗО	ПЗ
1	2	3	4	5	6
Тепловые нейтроны	3,30	7,60	4,4	990	430
0,01	7,70	18,3	10,6	424	179
0,05	17,3	38,5	22,7	189	84,9
0,1	27,2	59,8	34,8	120	54,6
0,2	42,4	99,0	54,8	77,1	33,0
0,5	75,0	188	99,4	43,6	17,4
1,0	116	282	154	28,2	11,6
1,2	130	310	173	25,1	10,5

Продолжение табл. П.17

1	2	3	4	5	6
2,0	178	383	234	18,4	8,53
3,0	220	432	283	14,9	7,56
4,0	250	458	315	13,1	7,13
5,0	272	474	335	12,0	6,89
6,0	282	483	348	11,6	6,76
7,0	290	490	358	11,3	6,67
8,0	297	494	366	11,0	6,61
10,0	309	499	378	10,6	6,55
14,0	333	496	390	9,81	6,59

*ИЗО – изотропное поле излучения; ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии; ROT – облучение при вращении вокруг вертикальной оси в плоско-параллельном поле.

Таблица П.18

Распределение соединений элементов по типам при ингаляции

Элемент	Символ	Тип	Химические соединения
1	2	3	4
Фтор	F	М	Соединения с лантаноидами
		Б	Соединения с H, Li, Na, K, Rb, Cs, Fr
		П	Иные соединения
Натрий	Na	Б	Все соединения
Фосфор	P	П	Фосфаты Zn, Sn, Mg, Fe, Bi и лантаноидов
		Б	Иные соединения
Калий	K	Б	Все соединения
Кальций	Ca	П	Все соединения
Хром	Cr	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Галогениды, нитраты
		Б	Иные соединения
Марганец	Mn	П	Оксиды, гидроксиды, галогениды, нитраты
		Б	Иные соединения
Железо	Fe	П	Оксиды, гидроксиды, галогениды
		Б	Иные соединения
Кобальт	Co	М	Оксиды, гидроксиды, галогениды, нитраты
		П	Иные соединения
Никель	Ni	П	Оксиды, гидроксиды, карбиды
		Б	Иные соединения
		Г	Ni(CO) ₄

Продолжение табл. П.18

1	2	3	4
Медь	Cu	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Сульфиды, галогениды, нитраты
		Б	Иные неорганические соединения
Цинк	Zn	М	Все соединения
Стронций	Sr	М	SrTiO ₃
		Б	Иные соединения
Цирконий	Zr	М	Карбид
		П	Оксиды, гидроксиды, галогениды, нитраты
		Б	Иные соединения
Ниобий	Nb	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Иные соединения
Молибден	Mo	М	Оксиды, гидроксиды, MoS ₂
		Б	Иные соединения
Серебро	Ag	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Нитраты, сульфиды
		Б	Иные соединения
Сурьма	Sb	П	Оксиды, гидроксиды, галогениды, нитраты, сульфиды, сульфаты
		Б	Иные соединения
Иод	I	Б	Все соединения
		Г(газ)	Элементарный иод, метилиод CH ₃ I
Цезий	Cs	Б	Все соединения
Церий	Ce	М	Оксиды, гидроксиды, фториды
		П	Иные соединения
Самарий	Sm	П	Все соединения
Рений	Re	П	Оксиды, гидроксиды, галогениды, нитраты
		Б	Иные соединения
Радий	Ra	П	Все соединения
Торий	Th	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Иные соединения
		Б	UF ₆ , UO ₂ F ₂ , UO ₂ (NO ₃) ₂
Уран	U	Б	UF ₆ , UO ₂ F ₂ , UO ₂ (NO ₃) ₂
		П	UO ₃ , UF ₄ , UCl ₄
		М	UO ₂ , U ₃ O ₈
Плутоний	Pu	М	Оксиды, гидроксиды
		П	Иные соединения, кроме хелатов
Америций	Am	П	Все соединения

Таблица П.19

Значения дозовых коэффициентов $e_{inh}^{перс}(\tau)$, пределов годового поступления с воздухом ППП^{возд}_{перс} и допустимой среднегодовой объемной активности в воздухе ДОА_{перс} отдельных радионуклидов для персонала

Радионуклид	Период полураспада	Тип соединения при ингаляции	$e_{inh}^{перс}(\tau)$, Зв/Бк	ППП ^{возд} _{перс} , Бк/год	ДОА _{перс} , Бк/м ³
1	2	3	4	5	6
Na-22	2,60 лет	Б	1,3–9	1,5+7	6,2+3
P-32	14,3 сут	Б	8,0–10	2,5+7	1,0+4
		П	3,2–9	6,3+6	2,5+3
Ti-44	47,3 лет	Б	6,1–8	3,3+5	130
		М	1,2–7	1,7+5	67
Mn-54	312 сут	Б	8,7–10	2,3+7	9,2+3
		П	1,5–9	1,3+7	5,3+3
Fe-59	44,5 сут	Б	2,2–9	9,1+6	3,6+3
		П	3,5–9	5,7+6	2,3+3
Co-58	70,8 сут	П	1,5–9	1,3+7	5,3+3
		М	2,0–9	1,0+7	4,0+3
Co-60	5,27 лет	П	9,6–9	2,1+6	830
		М	2,9–8	6,9+5	280
Zn-65	244 сут	М	2,9–9	6,9+6	2,8+3
Sr-89	50,5 сут	Б	1,0–9	2,0+7	8,0+3
		М	7,5–9	2,7+6	1,1+3
Sr-90	29,1 лет	Б	2,4–8	8,3+5	330
		М	1,5–7	1,3+5	53
Y-90	2,67 сут	П	1,4–9	1,4+7	5,7+3
		М	1,5–9	1,3+7	5,3+3
Zr-95	64,0 сут	Б	2,5–9	8,0+6	3,2+3
		М	5,5–9	3,6+6	1,5+3
Nb-95	35,1 сут	П	1,4–9	1,4+7	5,7+3
		М	1,6–9	1,3+7	5,0+3
Ru-106	1,01 лет	Б	8,0–9	2,5+6	1,0+3
		М	6,2–8	3,2+5	130
		Г	1,8–8	1,1+6	440
Ag-110m	250 сут	Б	5,5–9	3,6+6	1,5+3
		М	1,2–8	1,7+6	670
Sb-124	60,2 сут	Б	1,3–9	1,5+7	6,2+3
		П	6,1–9	3,3+6	1,3+3

Продолжение табл. П.19

1	2	3	4	5	6
I-129	1,57+7 лет	Б	3,7–8	5,4+5	220
		Г1	9,6–8	2,1+5	83
I-131	8,04 сут	Б	7,6–9	2,6+6	1,1+3
		Г1	2,0–8	1,0+6	400
Cs-134	2,06 лет	Б	6,8–9	2,9+6	1,2+3
Cs-137	30,0 лет	Б	4,8–9	4,2+6	1,7+3
Ce-144	284 сут	П	3,4–8	5,9+5	240
		М	4,9–8	4,1+5	160
Eu-152	13,3 лет	П	3,9–8	5,1+5	210
Eu-154	8,80 лет	П	5,0–8	4,0+5	160
Ra-226	1,60+3 лет	П	3,2–6	6,3+3	2,5
U-234	2,44+5 лет	Б	5,5–7	3,6+4	15
		М	8,5–6	2,4+3	0,94
U-235	7,04+8 лет	Б	5,1–7	2,7+4	11
		М	7,7–6	2,6+3	1,0
U-238	4,47+9 лет	Б	4,9–7	6,0+3	2,4
		М	7,3–6	2,7+3	1,1
Pu-238	87,7 лет	П	4,3–5	89	0,037
		М	1,5–5	1,3+3	0,53
Pu-239	2,41+4 лет	П	4,7–5	7,8+1	0,032
		М	1,5–5	1,3+3	0,53
Pu-240	6,54+3 лет	П	4,7–5	7,8+1	0,032
		М	1,5–5	1,3+3	0,53
Pu-241	14,4 лет	П	8,5–7	4,1+3	1,7
		М	1,6–7	1,3+5	50
Pu-242	3,76+5 лет	П	4,4–5	7,4+1	0,031
		М	1,4–5	1,4+3	0,57
Am-241	4,32+2 лет	П	3,9–5	5,1+2	0,21
Cm-242	163 сут	П	4,8–6	4,2+3	1,7
Cm-244	18,1 лет	П	2,5–5	8,0+2	0,32

Таблица П.20

Значения дозовых коэффициентов $e_{inh}^{нас}$, пределов годового поступления с воздухом ППП $_{нас}^{возд}$ и допустимой среднегодовой объемной активности в воздухе ДОА $_{нас}$ отдельных радионуклидов для населения

Радионуклид	Период полураспада $T_{1/2}$	$e_{inh}^{нас}$, Зв/Бк	ППП $_{нас}^{возд}$, Бк в год	ДОА $_{нас}$, Бк/м 3
1	2	3	4	5
Na-22	2,60 лет	7,3–9	1,4+5	72
K-40	1,28+9 лет	1,7–8	5,9+4	31
Cr-51	27,7 сут	2,1–10	4,8+6	2500
Mn-54	312 сут	1,9–9	5,3+5	72
Fe-59	44,5 сут	4,6–9	2,2+5	30,1
Co-58	70,8 сут	2,0–9	5,0+5	68
Co-60	5,27 лет	1,2–8	8,3+4	11
Zn-65	244 сут	1,9–9	5,3+5	72
Sr-89	50,5 сут	7,3–9	1,4+5	19
Sr-90	29,1 лет	5,0–8	2,0+4	2,7
Y-90	2,67 сут	8,8–9	1,1+5	60
Zr-95	64,0 сут	5,9–9	1,7+5	23
Nb-95	35,1 сут	1,9–9	5,3+5	72
Ru-106	1,01 лет	2,8–8	3,6+4	4,4
Ag-110m	250 сут	9,2–9	1,1+5	15
Sb-124	60,2 сут	7,7–9	1,3+5	18
I-129	1,57+7 лет	6,7–8	1,5+4	2,9
I-131	8,04 сут	7,2–8	1,4+4	7,3
Cs-134	2,06 лет	6,6–9	1,5+5	19
Cs-137	30,0 лет	4,6–9	2,2+5	27
Ce-144	284 сут	1,6–7	6,3+3	3,3
Eu-152	13,3 лет	4,2–8	2,4+4	2,9
Eu-154	8,80 лет	5,3–8	1,9+4	2,3
Ra-226	1,60+3 лет	4,5–6	220	0,03
Th-232	1,40+10 лет	2,5–5	40	4,9-3
U-234	2,44+5 лет	4,2–6	240	0,033
U-235	7,04+8 лет	3,7–6	270	0,037
U-238	4,47+9 лет	3,4–6	290	0,04
Pu-238	87,7 лет	4,6–5	22	2,7–3
Pu-239	2,41+4 лет	5,0–5	20	2,5–3

Продолжение табл. П.20

1	2	3	4	5
Pu-240	6,54+3 лет	5,0–5	20	2,5–3
Pu-241	14,4 лет	9,0–7	1,1+3	0,14
Pu-242	3,76+5 лет	4,8–5	21	2,6-3
Am-241	4,32+2 лет	4,2–5	24	2,9–3
Cm-242	163 сут	6,4–6	160	0,021
Cm-244	18,1 лет	2,7–5	37	4,6–3

Таблица П.21

Значения дозовых коэффициентов $e_{ing}^{нас}$, пределов годового поступления с пищей ПГП_{нас}^{пищ} и уровней вмешательства при поступлении с водой УВ^{вода} отдельных радионуклидов для населения

Радионуклид	Период полураспада $T_{1/2}$	$e_{ing}^{нас}$, Зв/Бк	ПГП _{нас} ^{пищ} , Бк в год	УВ ^{вода} , Бк/кг
1	2	3	4	5
Na-22	2,60 лет	1,5–8	6,7+4	43
P-32	14,3 сут	1,9–8	5,3+4	58
K-40	1,28+9 лет	1,7–8	5,9+4	31
Ti-44	47,3 лет	3,1–8	3,2+4	24
Cr-51	27,7 сут	2,3–10	4,3+6	3,7+3
Mn-54	312 сут	3,1–9	3,2+5	200
Fe-59	44,5 сут	1,3–8	7,7+4	77
Co-58	70,8 сут	4,4–9	2,3+5	190
Co-60	5,27 лет	2,7–8	3,7+4	41
Zn-65	244 сут	1,6–8	6,3+4	36
Sr-89	50,5 сут	1,8–8	5,6+4	53
Sr-90	29,1 лет	8,0–8	1,3+4	5,0
Y-90	2,67 сут	2,0–8	5,0+4	51
Zr-95	64,0 сут	5,6–9	1,8+5	150
Nb-95	35,1 сут	3,2–9	3,1+5	240
Ru-106	1,01 лет	4,9–8	2,0+4	20
Ag-110m	250 сут	1,4–8	7,1+4	50
Sb-124	60,2 сут	1,6–8	6,3+4	56
I-129	1,57+7 лет	1,9–7	5,3+3	1,3
I-131	8,04 сут	1,8–7	5,6+3	6,3
Cs-134	2,06 лет	1,9–8	5,3+4	7,3

Продолжение табл. П.21

1	2	3	4	5
Cs-137	30,0 лет	1,3–8	7,7+4	11
Ce-144	284 сут	3,9–8	2,6+4	27
Eu-152	13,3 лет	7,4–9	1,4+5	99
Eu-154	8,80 лет	1,2–8	8,3+4	69
Ra-226	1,60+3 лет	1,5–6	6,7+2	0,5
U-238	4,47+9 лет	1,2–7	8,4+3	3,1
Pu-238	87,7 лет	4,0–7	2,5+3	0,6
Pu-239	2,41+4 лет	4,2–7	2,4+3	0,56
Pu-240	6,54+3 лет	4,2–7	2,4+3	0,56
Pu-241	14,4 лет	4,8–9	2,1+5	29
Pu-242	3,76+5 лет	4,0–7	2,5+3	0,58
Am-241	4,32+2 лет	3,7–7	2,7+3	0,69
Cm-242	163 сут	7,6–8	1,3+4	12
Cm-244	18,1 лет	2,9–7	3,4+3	1,2

Таблица П.22

Значения стандартных параметров при определении допустимых уровней радиационного воздействия:

V – объем вдыхаемого воздуха, с которым радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года;

t – время облучения в течение календарного года;

M – масса питьевой воды, с которой радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года

	$V, \text{ м}^3/\text{год}, \times 10^3$		$t, \text{ ч/год}$	$M, \text{ кг/год}$
Персонал	2,4		1700	0
Население	До 1 года	1,0	8800	730
	7 – 12 лет	5,2		
	Взрослые, > 17 лет	8,1		

Таблица П.23

Значения $\Delta_{1/2}$, $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta_{1/10}^{ac}$, г/см² и поправки на барьерность δ_D для различных материалов для точечного изотропного источника фотонов при измерении дозы в бесконечной среде

ϵ_0 , МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta_{1/10}^{ac}$	δ_D
1	2	3	4	5	6	7
Вода						
0,05	18	29	43	56	12,8	
0,1	29	44	64	81	16,8	
0,3	28	51	78	103	23,0	
0,5	27	55	87	116	27,5	0,750
0,662	27	58	94	126	30,5	0,763
1,0	28	63	105	144	36,5	0,797
1,25	29	68	115	158	40,5	0,839
1,5	29	71	122	168	44,0	0,863
2,0	31	78	136	190	50,8	0,892
3,0	34	91	161	227	62,5	0,924
Бетон, $\rho = 2,3$ г/см ³						
0,05	3,9	9,7	17,2	24,4	7,1	
0,1	14,3	27,8	45,1	61,2	15,4	
0,3	22,8	46,9	75,7	102	24,9	
0,5	24,8	54,3	89,5	122	30,0	0,799
0,662	26,0	58,9	98,2	134	33,6	0,815
1,0	27,4	66,5	113	156	40,2	0,845
1,25	28,8	71,8	123	171	44,6	0,867
1,5	29,9	76,4	132	184	48,9	0,882
2,0	32,2	84,4	148	207	56,3	0,905
3,0	36,3	97,5	174	246	68,4	0,930
Алюминий, $\rho = 2,70$ г/см ³						
0,5						0,799
1,0						0,845
2,0						0,905
3,0						0,930
Железо, $\rho = 7,89$ г/см ³						
0,05	0,4	1,3	2,7	3,9	1,4	
0,1	3,2	8,7	16,6	23,7	7,1	
0,3	15,8	37,9	64,7	89,9	24,1	
0,5	20,5	50,5	86,8	119,9	31,6	0,869
0,662	22,9	56,8	97,8	135,7	35,5	0,883
1,0	26,0	67,1	116	162,5	43,2	0,903
1,25	27,6	72,6	127	177,5	47,5	0,911
1,5	30	78,1	138,1	193,3	52,5	0,919
2,0	32,3	86,8	154,6	217,8	59,8	0,929

Продолжение табл. П.23

1	2	3	4	5	6	7
3,0	35,5	97	175,2	249,3	69,8	0,943
Свинец, $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$						
0,1	0,3	0,9	1,9	3,2	1,2	
0,3	2,2	6,7	13,6	19,3	6,2	
0,5	5,9	18,1	34	49,9	15,9	0,983
0,662	8,5	26,1	49,9	73,7	23	0,984
1,0	13,6	43,1	80,5	117,9	35,4	0,986
1,25	17,0	51	95,2	139,5	42	0,986
1,5	19,3	59	110	159,9	48,2	0,987
2,0	22,7	68	128,1	186	55	0,989
3,0	24,9	73,7	139,5	203	61,2	0,990

Таблица П.24

Коэффициенты A_1 , α_1 и α_2 для аналитического представления дозовых факторов накопления точечных изотропных источников в бесконечных средах

$$B_d = A_1 \exp(-\alpha_1 \cdot \mu d) + (1 - A_1) \cdot \exp(-\alpha_2 \mu d)$$

ϵ_0 , МэВ	A_1	$-\alpha_1$	α_2
1	2	3	4
Вода			
0,05	1333	0,05758	-0,05432
0,3	2235	0,09476	-0,09335
0,5	2637	0,0665	-0,0657
1,0	597	0,03603	-0,03354
2,0	1225	0,01358	-0,01280
3,0	232,6	0,006401	-0,003204
Алюминий			
1,0	8,0	0,11	0,044
2,0	5,5	0,082	0,093
3,0	4,5	0,074	0,116
4,0	3,8	0,066	0,13
Железо			
0,5	10,0	0,0948	0,012
1,0	8,0	0,0895	0,04
2,0	5,5	0,0788	0,07
3,0	5,0	0,074	0,075

Продолжение табл. П.24

1	2	3	4
Свинец			
0,5	1,65	0,032	0,296
1,0	2,45	0,045	0,178
2,0	2,6	0,071	0,103
3,0	2,15	0,097	0,077
Бетон			
0,1	39,1549	0,04819	0,00151
1,0	101,4567	0,03845	-0,02457
2,0	39,3072	0,02468	-0,00162
3,0	13,7579	0,02849	0,02761

Таблица П.25

Дозовые факторы накопления $B(\epsilon_0, \mu d)$ для точечного изотропного источника в бесконечной среде

ϵ_0 , МэВ	μd								
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Вода									
0,05	2,52	4,42	9,25	15,3	22,6	31,0	40,5	51,3	63,2
0,1	2,37	4,55	11,8	23,8	41,3	65,2	96,7	137	187
0,3	1,75	2,85	6,30	11,7	19,3	29,4	42,1	57,8	76,8
0,4	1,66	2,61	5,44	9,66	15,3	22,5	31,4	41,9	54,3
0,5	1,60	2,44	4,88	8,35	12,8	18,4	25,0	32,7	41,5
0,6	1,56	2,33	4,49	7,44	11,2	15,6	20,8	26,7	33,5
0,662	1,54	2,28	4,33	7,07	10,5	14,5	19,25	24,56	30,6
0,8	1,50	2,17	3,96	6,26	9,00	12,2	15,8	19,8	24,2
1,0	1,47	2,08	3,62	5,50	7,68	10,1	12,8	15,8	19,0
1,5	1,41	1,92	3,10	4,43	5,88	7,44	9,11	10,9	12,7
2,0	1,38	1,83	2,81	3,87	4,98	6,15	7,38	8,65	9,97
3,0	1,34	1,71	2,46	3,23	4,00	4,80	5,61	6,43	7,27
Бетон									
0,05	1,42	1,74	2,26	2,63	2,95	3,25	3,53	3,79	4,04
0,1	1,89	2,78	4,63	6,63	8,80	11,1	13,6	16,3	19,2
0,3	1,68	2,52	4,66	7,42	10,8	15,0	19,9	25,6	32,2
0,4	1,61	2,37	4,31	6,80	9,85	13,5	17,8	22,8	28,5
0,5	1,57	2,27	4,03	6,26	8,97	12,2	15,9	20,2	25,0
0,6	1,53	2,18	3,80	5,82	8,25	11,1	14,3	18,0	22,2
0,662	1,51	2,14	3,7	5,62	7,92	10,6	13,6	17,0	20,9
0,8	1,48	2,06	3,47	5,18	7,18	9,47	12,0	14,9	18,1
1,0	1,45	1,98	3,24	4,72	6,42	8,33	10,4	12,7	15,2

Продолжение табл. П.25

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1,5	1,39	1,85	2,86	4,00	5,25	6,60	8,05	9,58	11,2
2,0	1,37	1,77	2,65	3,60	4,61	5,68	6,80	7,97	9,18
3,0	1,33	1,67	2,38	3,09	3,84	4,61	5,40	6,20	7,03
Алюминий									
0,05		1,7	3,6		6,2			10	
0,1		2,9	5,8		13			25	
0,2		2,9	5,5		12			27	
0,3		2,8	5,0		11			24	
0,4		2,5	4,5		9,9			22	
0,5		2,37	4,24		9,47			21,5	
0,662		2,18	3,85		8,16			17,3	
1,0		2,02	3,31		6,57	8,75	10,9	13,1	
1,25		1,92	3,06		5,90			11,3	
2,0		1,75	2,61		4,62			8,05	
3,0		1,64	2,32		3,78			6,14	
Железо									
0,05	1,07	1,10	1,14	1,16	1,18	1,20	1,22	1,23	1,24
0,1	1,26	1,40	1,61	1,78	1,94	2,07	2,20	2,31	2,41
0,3	1,51	1,99	3,00	4,12	5,34	6,66	8,08	9,59	11,2
0,4	1,50	2,01	3,12	4,40	5,86	7,48	9,27	11,2	13,3
0,5	1,48	1,99	3,12	4,40	5,96	7,68	9,58	11,7	14,0
0,6	1,46	1,96	3,07	4,39	5,90	7,61	9,51	11,6	13,9
0,662	1,45	1,94	3,03	4,33	5,81	7,49	9,34	11,4	13,6
0,8	1,43	1,90	2,96	4,20	5,62	7,21	8,96	10,9	13,0
1,0	1,41	1,85	2,85	4,00	5,30	6,74	8,31	10,0	11,8
1,5	1,37	1,76	2,62	3,59	4,65	5,79	7,01	8,30	9,65
2,0	1,35	1,71	2,49	3,34	4,25	5,22	6,25	7,33	8,45
3,0	1,32	1,64	2,28	2,96	3,68	4,45	5,25	6,09	6,96
Свинец									
0,1	1,64	2,04	3,55	5,72	9,33	15,6	26,6	46,3	81,8
0,3	1,10	1,13	1,21	1,26	1,30	1,34	1,37	1,40	1,42
0,4	1,11	1,17	1,29	1,38	1,45	1,51	1,57	1,62	1,67
0,5	1,14	1,22	1,38	1,50	1,61	1,71	1,80	1,89	1,96
0,6	1,12	1,22	1,41	1,57	1,69	1,80	1,90	2,00	2,10
0,662	1,126	1,24	1,45	1,62	1,76	1,89	2,0	2,12	2,24
0,8	1,14	1,28	1,53	1,74	1,91	2,08	2,24	2,39	2,54
1,0	1,16	1,31	1,61	1,87	2,10	2,32	2,52	2,75	2,96
2,0	1,21	1,39	1,76	2,12	2,47	2,83	3,20	3,58	3,97
3,0	1,23	1,39	1,73	2,09	2,46	2,86	3,29	3,76	4,25

Таблица П.26

Толщина d защиты из воды, см ($\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$)

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ								
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,662	0,8	1,0	1,25	3,0
2	29	29	28	27	27	27	28	29	34
5	38	41	42	43	46	47	49	52	68
8	42	46	48	50	54	56	59	63	84
10	44	49	51	53	58	60	63	68	91
20	50	57	60	62	69	72	76	83	113
40	56	64	68	71	80	84	89	97	134
50	58	66	71	74	83	87	93	101	140
60	60	68	73	77	86	90	96	105	146
80	62	71	76	80	90	95	102	110	154
100	64	73	78	83	94	98	105	115	161
200	69	80	86	91	104	109	117	128	181
500	76	88	96	102	117	123	133	145	207
1000	81	94	103	110	126	134	144	158	227
2000	87	101	110	118	136	144	156	170	246
5000	94	109	120	128	148	157	170	187	271
10^4	99	116	127	136	158	167	181	199	290
$2 \cdot 10^4$	104	122	134	144	167	178	193	212	309
$5 \cdot 10^4$	110	130	143	154	180	191	207	228	334
10^5	115	136	150	161	189	201	218	240	353
$2 \cdot 10^5$	120	142	157	169	198	211	229	252	372
$5 \cdot 10^5$	127	150	166	179	210	223	243	268	397

Таблица П.27

Толщина d защиты из бетона, см ($\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$)

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ						
	0,1	0,3	0,662	0,8	1,0	1,25	3,0
1	2	3	4	5	6	7	8
2	6,2	9,9	11,3	11,5	11,9	12,5	15,8
5	9,7	16,2	19,8	20,7	22,1	23,8	31,6
8	11,3	19	23,8	25	26,8	28,8	39
10	12,1	20,4	25,6	26,9	28,9	31,2	42,4
20	14,4	24,3	30,9	32,6	35,3	38,2	52,8
30	15,7	26,5	34,0	35,9	38,8	42,2	58,7
40	16,7	28,1	36,1	38,2	41,4	44,9	62,8

Продолжение табл. П.27

1	2	3	4	5	6	7	8
50	17,4	29,3	37,7	39,9	43,3	47,1	66
60	18	30,2	39	41,3	44,8	48,8	68,6
80	18,9	31,8	41,1	43,6	47,3	51,5	72,6
100	19,6	32,9	42,7	45,3	49,2	53,6	75,7
200	21,7	36,4	47,5	50,5	55	60	85,3
500	24,5	41,1	53,8	57,2	62,4	68,2	97,8
1000	26,6	44,4	58,5	62,3	68	74,4	107
2000	28,7	47,8	63	67,1	73,4	80,4	116
5000	31,4	52,2	69	73,6	80,5	88,2	128
10 ⁴	33,4	55,6	73,5	78,5	85,9	94,2	137
2·10 ⁴	35,5	58,9	78	83,3	91,3	100	146
5·10 ⁴	38,2	63,3	84	89,8	98,4	108	158
10 ⁵	40,2	66,5	88,4	94,5	104	114	167
2·10 ⁵	42,2	69,7	92,8	99,2	109	120	176
5·10 ⁵	44,8	73,9	98,5	105	116	127	188
10 ⁶	46,8	77,1	103	110	121	133	197
2·10 ⁶	48,8	80,4	107	115	126	139	206
5·10 ⁶	51,4	84,5	113	121	133	146	217

Таблица П.28

Толщина d защиты из железа, см ($\rho = 7,89$ г/см³)

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ							
	0,3	0,4	0,662	0,8	1,0	1,25	2,0	3,0
1	3		4	5	6	7	8	9
2	2	2,4	2,9	3,1	3,3	3,5	4,1	4,5
5	3,6	4,4	5,4	5,9	6,4	6,9	8,2	9,1
8	4,4	5,3	6,6	7,2	7,8	8,4	10,1	11,3
10	4,8	5,7	7,2	7,8	8,5	9,2	11	12,3
20	5,8	7,0	8,8	9,5	10,4	11,3	13,7	15,4
30	6,4	7,7	9,7	10,5	11,5	12,5	15,1	17,1
40	6,9	8,2	10,4	11,2	12,3	13,4	16,3	18,4
50	7,2	8,6	10,8	11,8	12,9	14,1	17,1	19,3
60	7,5	8,9	11,2	12,2	13,4	14,6	17,8	20,1
80	7,9	9,4	11,9	12,9	14,2	15,4	18,8	21,3
100	8,2	9,8	12,4	13,4	14,7	16,1	19,6	22,2
200	9,2	11,0	13,8	15,1	16,5	18	22	25,1
500	10,5	12,5	15,7	17,1	18,8	20,6	25,2	28,8

Продолжение табл. П.28

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1000	11,4	13,6	17,2	18,7	20,6	22,5	27,6	31,6
2000	12,4	14,7	18,6	20,2	22,3	24,4	30	34,3
5000	13,6	16,2	20,4	22,2	24,5	26,8	33	37,9
10^4	14,5	17,3	21,8	23,7	26,2	28,6	35,3	40,6
$2 \cdot 10^4$	15,5	18,4	23,2	25,3	27,8	30,5	37,6	43,3
$5 \cdot 10^4$	16,7	19,8	25	27,2	30	32,9	40,7	46,8
10^5	17,6	20,9	26,4	28,8	31,7	34,7	43	49,5
$2 \cdot 10^5$	18,5	22,0	27,7	30,2	33,3	36,5	45,2	52,2
$5 \cdot 10^5$	19,7	23,4	29,5	32,2	35,5	38,9	48,2	55,6
10^6	20,6	24,4	30,8	33,6	37,1	40,7	50,4	58,3
$2 \cdot 10^6$	21,5	25,5	32,2	35,1	38,7	42,5	52,7	60,9

Таблица П.29

Толщина d защиты из свинца, см ($\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$)

Кратность ослабления k	Энергия фотонов, МэВ						
	0,6	0,662	0,7	0,8	1,25	1,5	2,0
1	2	3	4	5	6	7	8
2		0,75		0,97	1,5	1,7	2
5		1,7		2,1	3,2	3,7	4,4
8		2,1		2,7	4,1	4,7	5,5
10		2,3		3,0	4,5	5,2	6
20	2,6	3		3,8	5,7	6,6	7,6
30		3,4		4,3	6,4	7,4	8,6
40	3,2	3,6		4,6	6,9	8	9,2
50		3,8		4,8	7,3	8,4	9,7
60		4		5,0	7,6	8,7	10,1
80		4,2		5,4	8,1	9,3	10,8
100		4,4		5,6	8,4	9,7	11,3
200	4,5	5,1		6,4	9,6	11,1	12,8
500	5,2	5,9	6,2	7,4	11,1	12,8	14,9
1000	5,7	6,5	6,9	8,2	12,3	14,1	16,4
2000		7,1	7,6	9,0	13,4	15,5	17,9
5000		8	8,4	10,0	14,9	17,2	19,8
10^4		8,6		10,8	16	18,5	21,3
$2 \cdot 10^4$		9,2	9,7	11,5	17,2	19,7	22,8
$5 \cdot 10^4$		10	10,6	12,5	18,6	21,4	24,7

Продолжение табл. П.29

1	2	3	4	5	6	7	8
10^5		10,6		13,3	19,7	22,7	26,2
$2 \cdot 10^5$		11,2		14,1	20,9	24	27,7
$5 \cdot 10^5$		12		15,1	22,3	25,7	29,6
10^6		12,6		15,8	23,4	27	31,1
$2 \cdot 10^6$		13,2		16,6	24,5	28,2	32,5

Таблица П.30

Длина релаксации L нейтронов реактора или нейтронов деления для различных материалов в бесконечной геометрии, г/см²

Среда	d , г/см ²	Длина релаксации для плотности потока нейтронов с энергией ϵ_n , МэВ	
		> 2 МэВ	> 3 МэВ
Бетон, $\rho = 2,3$ г/см ³	45 – 184	25,3*	
	> 184	35,8*	
Бетон серпентинитовый, $\rho = 2,2$ г/см ³	0 – 220		24
Вода, $\rho = 1$ г/см ³	0 – 30	8,1 (7,6*)	8,1 (8,1*)
	30 – 60	9,3 (9,1*)	9,5 (9,3*)
	60 – 100	10,7 (10,6*)	10,7 (10,6*)
Графит (в виде блоков), $\rho = 1,67$ г/см ³	0 – 50	11,3 (18,9*)	
	50 – 100	12 (20,0*)	24
	100 – 150	21,7 (23*)	26,6
	150 – 220	24,3 (26,4*)	26,3
	0 – 220	22*	
Железо, $\rho = 7,87$ г/см ³	0 – 510	59 (55,4*)	51 (50,7*)
	700	59,5	52,4
	79 – 390		47,9
Свинец, $\rho = 11,34$ г/см ³	0 – 840	(117*)	(107*)
* – данные для барьерной геометрии			

Таблица П.31

Длина релаксации L нейтронов точечных изотропных моноэнергетических источников и (α, n) -источников для различных материалов, г/см²

Среда	Энергия нейтронов ϵ_n , МэВ	d , г/см ²	Длина релаксации для плотности потока нейтронов с энергией ϵ_n , МэВ и для дозы нейтронов D (для дозы быстрых нейтронов с $\epsilon_n > 0,33$ МэВ)		
			> 2 МэВ	> 3 МэВ	D
Полиэтилен, $\rho = 0,92$ г/см ³	4 (Po- α -Be)	60	5,05		
	14,9	69	12,8		
Графит (в виде блоков), $\rho = 1,67$ г/см ³	4,0(Po- α -Be)	118	19		
	14,9	185	32,9		
Свинец, $\rho = 11,34$ г/см ³	4,0(Po- α -Be)	565	169		
	14,9	620	173		
Железо, $\rho = 7,87$ г/см ³	4,0 (Po- α -Be)	350	59,5		
	14,9	430	64,2		
Вода, $\rho = 1,0$ г/см ³	4,0	90			6,2
	2,0	60			4,5
	10,0	120			12,6
	14 - 15	125			14,5
	Po- α -Be	120			10,3
	Pu- α -Be	120			10,5

Таблица П.32

Значение коэффициентов f , характеризующих отклонение от экспоненциальной формы кривой ослабления на начальных расстояниях ($2 \div 3$) L от источника, для потоков нейтронов с энергией $\epsilon_n > 1,5$ МэВ

Среда	Энергия источника ϵ_n , МэВ					
	4	6	8	10	14	14,9
Алюминий	3,5					2,5
Вода	5,4	4,6	4,2	3,3	2,9	3,0
Графит	1,4					1,3
Железо	4,9					2,7
Полиэтилен	2,4					2,5
Свинец	4,0					2,9

* Для источников нейтронов деления $f \approx 1$.

**При расчете защиты из парафина принимать $f_{\text{парафин}} \approx f_{\text{полиэтилен}}$

Таблица П.33

Средние энергии $\bar{\epsilon}_{ni}$ и долевые вклады n_i в флюенс нейтронов спектра деления ^{252}Cf

Диапазон	$\bar{\epsilon}_{ni}$	n_i
Тепловые	0,025 эВ	1
1 – 10 кэВ	7 кэВ	~ 0
10 – 100 кэВ	50 кэВ	0,014
100 кэВ – 2 МэВ	1 МэВ	0,562
2 – 4 МэВ	3 МэВ	0,291
> 4 МэВ	5,1 МэВ	0,133

Таблица П.34

Микроскопические сечения выведения σ , 10^{-24} см²

Элемент	Атомная масса	Спектр нейтронов деления	Энергия нейтронов, МэВ				
			0,5	1	2,9	4	14,9
Водород	1	1					
Кислород	16,06	1	3,2	3,4	0,48*		0,7**
Кремий	28,09	1,4					
Алюминий	26,98	1,31			1,68		1,21**
Углерод	12,01	0,81	3,16	2,08	1,58	1,06	0,5
Железо	55,847	1,98	2,36	1,04	1,96	2,0	1,34
Кадмий	112,4	2,73					
Вольфрам	183,85	2,51			4,79*		3,63**
Свинец	207,2	3,53	1,22	2,87	3,72	3,43	2,94
Кальций	40,08	1,62					

* Данные рассчитаны для энергии $\epsilon_n = 3$ МэВ;
 ** данные рассчитаны для энергии $\epsilon_n = 15$ МэВ.

Таблица П.35

Коэффициент ослабления нейтронов водородом для различных толщин поглотителя

Толщина, г/см ²	Оценка коэффициента ослабления
1,0	$(4,6 - 4,7) \cdot 10^{-1}$
2,0	$(1,8 - 1,9) \cdot 10^{-1}$
3,0	$(7,5 - 8,0) \cdot 10^{-2}$
4,0	$(3,3 - 3,6) \cdot 10^{-2}$
5,0	$(1,4 - 1,6) \cdot 10^{-2}$
6,0	$(6,6 - 7,6) \cdot 10^{-3}$
7,0	$(3,2 - 3,9) \cdot 10^{-3}$
8,0	$(1,5 - 1,8) \cdot 10^{-3}$
9,0	$(7,3 - 9,2) \cdot 10^{-4}$
10,	$(3,8 - 4,7) \cdot 10^{-4}$
11,0	$(1,9 - 2,4) \cdot 10^{-4}$
12,0	$(9,4 - 9,9) \cdot 10^{-4}$
13,0	$(5,5 - 6,0) \cdot 10^{-5}$

14,0	$(2,7 - 2,9) \cdot 10^{-3}$
------	-----------------------------

Таблица П.36

Сечение выведения для однородных сред ($\epsilon_n > 1$ МэВ)

Материал	$\sigma_{\text{выв}}, 10^{-24} \text{ см}^2$	Материал	$\sigma_{\text{выв}}, 10^{-24} \text{ см}^2$
Be	0,9	Ti	$1,7 \pm 0,05$
C	$0,72 \pm 0,05$	Fe	$1,9 \pm 0,1$
H	$1,00 \pm 0,05$	Zr	$2,37 \pm 0,05$
Li	$0,9 \pm 0,05$	Pb	$3,60 \pm 0,20$
O	$0,87 \pm 0,05$		

Таблица П.37

Эллиптические интегралы 1-го рода $F(k, \vartheta)^{13}$, $k = \sin \alpha$

$\vartheta \backslash \alpha$	0^0	20^0	40^0	60^0	70^0
0^0	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
40^0	0,6981	0,7043	0,7213	0,7436	0,7535
60^0	1,0472	1,0660	1,1226	1,2126	1,2619
80^0	1,3963	1,4344	1,5597	1,8125	2,0119

ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ

1.1. Согласно формуле (1.13), активность 1 г ^{226}Ra $A = 3,66 \cdot 10^{10}$ Бк $\cong 1$ Ки¹⁴; активность 1 г ^{238}U $A \cong 3,36 \cdot 10^{-7}$ Ки $= 1,24 \cdot 10^4$ Бк. Таким образом, активность 1 г ^{226}Ra в $\sim 3 \cdot 10^6$ раз больше активности 1 г ^{238}U .

1.2. а) $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$; $T_{1/2} = 14,3$ сут. б) $\lambda = 1,16 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$; $T_{1/2} = 6930$ сут.

1.3. Масса образца, содержащего естественный уран, может быть записана через массы составляющих его изотопов урана

¹³ Эллиптические интегралы 1-го рода имеют вид

$$F(k, \varphi) = \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \text{ затабулированы.}$$

¹⁴ Единица измерения активности кюри исторически была принята именно как активность 1 г ^{226}Ra (первоначально определенный период полураспада ^{226}Ra составлял 1570 лет, тогда 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ расп./с).

$m_1(^{238}\text{U}), m_2(^{235}\text{U}), m_3(^{234}\text{U}): m = m_1 + m_2 + m_3$, причем

$$\frac{m_1}{m} = 0,99275; \quad \frac{m_2}{m} = 0,0072; \quad \frac{m_3}{m} = 5,0 \cdot 10^{-5}. \quad \text{Если активность}$$

выразить в Ки, то формула (1.13) приобретает вид $A = 1,13 \cdot 10^{13} \frac{m[\text{г}]}{M \cdot T_{1/2}}$. Учитывая, что активность 1 Ки обусловлена

всеми тремя радионуклидами урана, запишем $A = 1,13 \cdot 10^{13} \left[\frac{m_1}{(M \cdot T_{1/2})_1} + \frac{m_2}{(M \cdot T_{1/2})_2} + \frac{m_3}{(M \cdot T_{1/2})_3} \right]$, тогда $\frac{A}{m} =$

$6,63 \cdot 10^{-7}$ Ки/г, отсюда, если $A = 1$ Ки, то $m \cong 1,5 \cdot 10^6$ г.

1.4. а) $4,36 \cdot 10^9$ г; б) 161 г.

1.5. $5,45 \cdot 10^{-5}$ %.

1.6. Содержание К в КСl составляет $0,527 \left(\frac{39}{39+35} \right)$. В 1 г

КСl содержится $0,527$ г К или $6,22 \cdot 10^{-5}$ г ^{40}K ($0,527 \cdot 0,000118$). Из формулы (1.13) активность A одного грамма ^{40}K равна $1,6 \cdot 10^4$ Бк/кг.

1.7. $5,88 \cdot 10^8$ Бк.

1.8. 2,42 мг.

1.9. Из формул (1.5) и (1.6) получаем, что за время t ($4,5 \cdot 10^9$ лет) число распавшихся атомов урана составит

$$\Delta N_{\text{U}} = N_0 \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{1/2}}} \right), \quad \text{где } N_0 \text{ – начальное число ядер урана, } T_{1/2}$$

– период полураспада ^{238}U . Т.к. масса одного атома в граммах составляет $m_a = \frac{M}{N_A}$ (N_A – число Авогадро, M – атомная масса),

то в m кг ^{238}U число атомов ^{238}U составит $N_0 = \frac{m \cdot N_A}{M_U}$ (в

начальный момент времени, когда $m_U = 1$ кг). Поскольку в цепочке распада ядер ^{238}U все радионуклиды имеют период полураспада, значительно меньший, чем возраст Земли, то можно полагать, что за рассматриваемый период времени накопится

столько же ядер ^{206}Pb , сколько распалось ядер ^{238}U . Масса ядер свинца составит

$$m_{\text{Pb}} = \frac{N_{\text{Pb}} \cdot M_{\text{Pb}}}{N_{\text{A}}} = \frac{\Delta N_{\text{U}} \cdot M_{\text{Pb}}}{N_{\text{A}}} = m_{\text{U}} \cdot \frac{M_{\text{Pb}}}{M_{\text{U}}} \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot 4,5}{4,468} t} \right) = 0,435 \text{ кг}.$$

1.10. Содержание ^{14}C в живых деревьях примерно постоянно; оно начинает уменьшаться только с гибелью дерева за счет распада ^{14}C . За время t , прошедшее с момента гибели дерева, активность ^{14}C уменьшится в $e^{-\lambda t}$ раз и составит 0,9 от равновесной активности ^{14}C живого дерева A_0 : $0,9A_0 = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$. Время t , прошедшее с момента гибели дерева и есть возраст деревянного предмета $t \cong 870$ лет.

1.11. $5,83 \cdot 10^{20}$ атомов.

1.12. Активность радионуклида A связана с числом q испускаемых γ -квантов соотношением (1.1), в данном случае $q = A \cdot [\eta(1,116 \text{ МэВ}) + \eta(0,511 \text{ МэВ})] = A \cdot (0,507 + 2 \cdot 0,0146)$. Отсюда активность $A = 9,32 \cdot 10^7$ Бк.

$$\mathbf{1.13.} \quad \eta(0,5 \text{ МэВ}) = 0,23 \cdot \frac{18}{18 + 5 + 7} = 0,138;$$

$$\eta(2 \text{ МэВ}) = 0,23 \cdot \frac{5}{30} = 0,0383; \quad \eta(2,75 \text{ МэВ}) = 0,0537;$$

$$\eta(1,5 \text{ МэВ}) = 0,28 \cdot \frac{14}{19} + 0,138 \cdot \frac{14}{19} = 0,308; \quad \eta(2,25 \text{ МэВ}) = 0,11;$$

$$\eta(0,75 \text{ МэВ}) = 0,716;$$

$$\eta(0,6 \text{ МэВ}) = 0,12.$$

1.14. См. рис. О.1

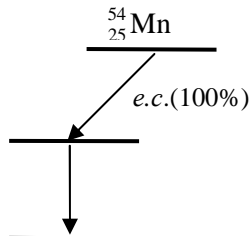


Рис. О.1

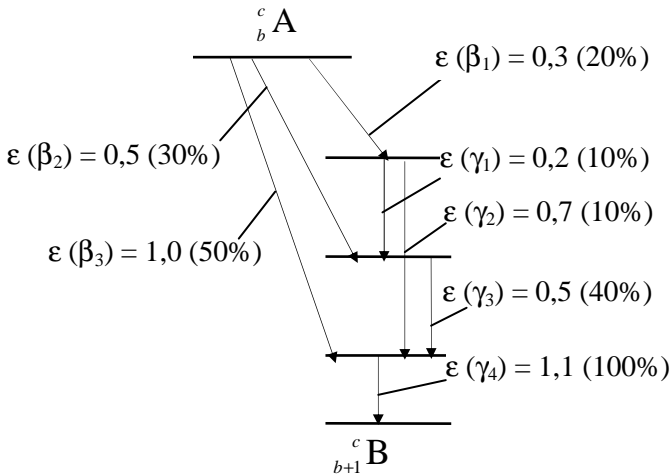


Рис. О.2

1.15. См. рис. О.2. $\epsilon_{\gamma_1} = \epsilon_{\beta_2} - \epsilon_{\beta_1} = 0,2$ МэВ;

$$\epsilon_{\gamma_2} = \epsilon_{\beta_3} - \epsilon_{\beta_1} = 0,7 \text{ МэВ};$$

$$\epsilon_{\gamma_3} = \epsilon_{\beta_3} - \epsilon_{\beta_2} = 0,5 \text{ МэВ}.$$

1.16. Аннигиляционные фотоны образуются после торможения позитрона в веществе источника, т.е. при β^+ -распаде. Если радионуклид ${}^c_b\text{A}$ – чистый излучатель аннигиляционных фотонов, значит все позитроны поглощаются в источнике. Когда происходит только β^+ -распад (100 %) (рис. О.3 а), при аннигиляции позитрона испускается два γ -кванта с энергиями по 0,511 МэВ, в этом случае внешний выход γ -квантов составляет 200 %. Если же выход аннигиляционных фотонов составляет 150 %, значит, вероятность β^+ -распада составляет 75 %, остальные 25 % ядерных превращений, которые не сопровождаются испусканием какого-либо излучения и также приводят к образованию ядра ${}^{c}_{b-1}\text{B}$, приходятся на электронный захват (рис. О.3 б).

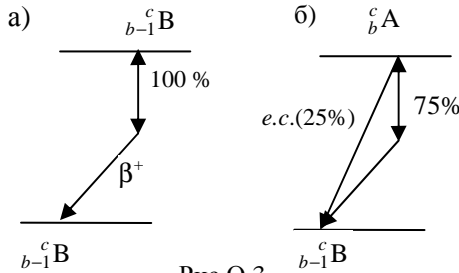


Рис.О.3

1.17. Через время t число ядер радионуклида A_1 будет равно $N_1 = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}$. Изменение числа ядер нуклида A_2 составит $\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2$. Получается дифференциальное линейное уравнение

$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 \cdot N_2 = \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}$, решение которого

можно найти в виде¹⁵
$$N_2(t) = \frac{1}{e^{\lambda_2 t}} \int_0^t \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot e^{\lambda_2 t} dt =$$

$$= \lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_2 t} \int_0^t e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt =$$

$$= \frac{\lambda_1 \cdot N_{10} \cdot e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1 \right] = \frac{\lambda_1 \cdot N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right].$$

1.18. Для двух радионуклидов закон изменения активности

¹⁵ Решение линейного дифференциального уравнения типа $y' + P(x) \cdot y = Q(x)$ имеет вид $y(x) = \frac{1}{\mu(x)} \left[\int Q(x) \mu(x) dx + C \right]$, где $\mu(x) = e^{\int P(x) dx}$. Если заменить неопределенный интеграл на определенный интеграл с пределами интегрирования x_0 и x , то получится $y(x_0) = C$.

дочерних радионуклидов выражается формулой (1.10). Продифференцировав $N_2(t)$ по dt и приравняв производную нулю,

$$\text{получим время } t = \frac{\ln \frac{T_1}{T_2}}{0,693 \cdot (T_1 - T_2)} \cdot T_1 \cdot T_2 = 17,5 \text{ ч.}$$

1.19. $A_{\text{Ra}}(0) \cong 3 \cdot 10^7 \text{ Бк.}$

1.20. За время облучения t_0 при изменяющейся со временем плотности потока $\varphi(t)$ флюенс, согласно формуле (1.18), состав

$$\text{ит } \Phi = \int_0^{t_0} \varphi(t) dt = \int_0^{t_0} \varphi_0 \cdot e^{-\lambda t} dt = \frac{\varphi_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}) = 4,67 \cdot 10^{12} \text{ 1/см}^2.$$

1.21. $6,3 \cdot 10^2 \text{ Бк/м}^3.$

1.22. $A_V \cong 9,7 \text{ Бк/м}^3.$

1.23. $\varphi \cong 1,6 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$ Здесь учтено, что в источнике ^{60}Co

испускается два γ -кванта на распад (1173 и 1333 кэВ), оба с вероятностью 100 %.

1.24. Активность A связана с числом радиоактивных ядер N формулой (1.3). Скорость счета $n_{\text{сч}}$ связана с активностью образца A соотношением $n_{\text{сч}} = A \cdot \xi \cdot \eta_{\beta} = N \cdot \lambda \cdot \xi \cdot \eta_{\beta}$, где λ – постоянная распада радионуклида; ξ – эффективность регистрации; η_{β} – выход β -частиц. Отсюда число радиоактивных ядер ^{90}Y

$$N = \frac{n_{\text{сч}}}{\lambda \cdot \xi \cdot \eta_{\beta}} \cong 6,93 \cdot 10^9 \text{ (}\eta_{\beta} \text{ и } T_{1/2} \text{ см. в табл. П.4).}$$

1.25. $\varepsilon_{e^+} \approx \varepsilon_{e^-} = 4,49 \text{ МэВ; } \Delta\varepsilon = 8,98 \text{ МэВ.}$

1.26. Число q γ -квантов, испускаемых изотропным источником активностью A в единицу времени определяется формулой (1.1). Число γ -квантов, падающих на поверхность, заключенную в телесный угол $\Delta\Omega$,

составит $\Delta q = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot q$, где $\Delta\Omega$ –

телесный угол, под которым детектор «видит» источник (рис. О.4). По определению телесного

угла¹⁶, $\Delta\Omega = \frac{2\pi \cdot h}{R}$,

где h – высота шарового сегмента (h

$= R - l$), R – радиус шара, где расположен шаровой сегмент. Радиус шара равен

$R = \sqrt{r^2 + l^2} \cong 30,15$ см, тогда

$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \cdot h}{R \cdot 4\pi} = \frac{h}{2R}$ и $\Delta q = \frac{h}{2R} \cdot q$. Активность источника A

$= \frac{q}{\eta} = \frac{2R \cdot \Delta q}{h \cdot \eta} = 4,73 \cdot 10^5$ Бк.

Задача решается проще, если предположить, что плотность потока в любой точке диска одинакова. Это предположение прак-

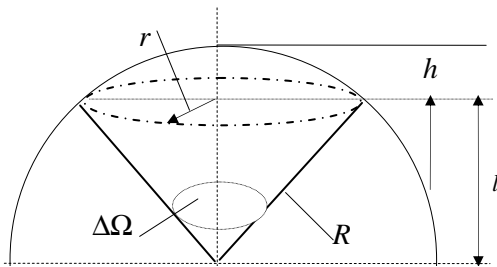


Рис. О.4. к задаче 1.26

¹⁶ Телесный угол – отношение площади, вырезаемой телесным углом на поверхности шара, к квадрату радиуса этого шара. Часть шара, отсекаемая от него какой-нибудь плоскостью, называется шаровым сегментом. Кривая поверхность шарового сегмента S равна произведению его высоты h на окружность большого круга шара: $S = 2\pi R \cdot h$ (рис. О.4).

тически верно, поскольку $r \ll l$. Тогда поток на поверхности $F \cong \phi \cdot S = \phi \cdot \pi r^2$, где ϕ – плотность потока в центре диска. Отсюда

$$\text{активность } A \cong \frac{4 \cdot F \cdot l^2}{\eta \cdot r^2} = 4,71 \cdot 10^5 \text{ Бк.}$$

1.27. $2,9 \cdot 10^8$ Бк (необходимо учесть радиоактивный распад атомов источника за время облучения).

$$\mathbf{1.28.} \quad 1,1 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{см}^2}.$$

№ 2.1. 1) По определению $1 \text{ Р} = 1 \text{ ед. СГС/см}^3$. Т.к. $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ ед. СГС}$ и масса 1 см^3 воздуха составляет $m = 1,293 \cdot 10^{-3} \text{ г}$

$$(m = V \cdot \rho = 1 \text{ см}^3 \cdot 1,293 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3), \text{ то } 1 \text{ Р} = \frac{0,333 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}}{1,293 \cdot 10^{-6} \text{ г}} =$$

$$2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг.}$$

2) Заряд образующихся в воздухе ионов равен заряду электрона $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. Доза 1 Р означает, что в 1 см^3 образуется заряд, равный $Q = 1 \text{ ед. СГС} = 0,333 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$. Число пар ионов $N_{\text{ион}}$, возникающих в 1 см^3 воздуха равно отношению общего заряда к заряду одного иона:

$$N_{\text{ион}} = \frac{0,333 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/см}^3}{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} = 2,08 \cdot 10^9 \text{ пар ионов/см}^3.$$

3). В 1 г воздуха образуется $N_{\text{ион}} = \frac{2,08 \cdot 10^9 \text{ пар ионов}}{1,293 \cdot 10^{-3} \text{ г}} = 1,61 \cdot 10^{12} \text{ пар ионов/г.}$

4). На создание одной пары ионов в воздухе требуется в среднем $33,85 \text{ эВ}$. При образовании $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 воздуха поглотится энергия $\epsilon = 2,08 \cdot 10^9 \frac{\text{пар ион.}}{\text{см}^3} \cdot 33,85 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ} =$

$$7,05 \cdot 10^4 \text{ МэВ/см}^3 = 5,45 \cdot 10^7 \text{ МэВ/г.}$$

5). Учитывая, что $1 \text{ МэВ} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$, получим $1 \text{ Р} = 8,73 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/кг (Гр)}$.

№ 2.2 Воздушная керма K_a определяется в соответствии с формулой (2.11). Учитывая, что на образование одной пары ионов в воздухе расходуется энергия $\approx 34 \text{ эВ}$, получим за год

$$K_a = \frac{5,5 \frac{\text{пар ионов}}{\text{с}} \cdot 34 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \cdot 3,156 \cdot 10^7 \text{ с}}{1 \text{ см}^3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{кг}}{\text{см}^3}} = 7,3 \cdot 10^{-4} \text{ Гр}.$$

№ 2.3 Из табл. П.7 следует, что характеристическое излучение KX $^{137}\text{Cs} + ^{140\text{m}}\text{Ba}$ имеет энергии $\epsilon_{\gamma 1} = 0,03219 \text{ МэВ}$ ($\eta = 0,0392$) и $\epsilon_{\gamma 2} = 0,03182 \text{ МэВ}$ ($\eta = 0,0213$). Интерполируя данные табл. П.9, находим массовые коэффициенты поглощения энергии для воздуха: $\mu_{en,m}^B(0,03219 \text{ МэВ}) = 0,01318 \text{ м}^2/\text{кг}$; $\mu_{en,m}^B(0,03182 \text{ МэВ}) = 0,01349 \text{ м}^2/\text{кг}$ (для нахождения воздушной кермы по формуле (2.27) требуется массовый коэффициент передачи энергии $\mu_{tr,m}^B$, но для радионуклидных источников, когда $\epsilon_{\gamma} \leq 3 \text{ МэВ}$, $\mu_{tr,m}^B \cong \mu_{en,m}^B$. Керма-постоянная равна мощности воздушной кермы на расстоянии 1 м от источника активностью 1 Бк и для источника со сложным энергетическим составом определяется по формуле (2.34):

$$\dot{K}_a = \frac{1 \text{ с}^{-1}}{4\pi \cdot 1 \text{ м}^2} (0,662 \text{ МэВ} \cdot 0,946 \cdot 0,898 \cdot 0,00294 \text{ см}^2/\text{кг} + \dots) = 21,4 \cdot 10^{-18} \text{ Гр/с}.$$

Согласно формуле (2.30), керма-постоянная $\Gamma_K = 21,4 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$.

№ 2.4 Квантовые выходы гамма-линий составляют: $\eta(2 \text{ МэВ}) = 0,98 \cdot 0,9 = 0,882$; $\eta(0,5 \text{ МэВ}) = \eta(1,5 \text{ МэВ}) = 0,98 \cdot 0,1 = 0,098$. Для расчета ионизационной гамма-постоянной Γ_X находим мощность экспозиционной дозы \dot{X} на расстоянии 1 см от источника активностью 1 мКи (формула (2.27))

$$\dot{X} = \frac{3,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}}{4\pi \cdot 1 \text{ см}^2} (0,5 \text{ МэВ} \cdot 0,098 \cdot 0,0297 \text{ см}^2/\text{г} + \dots) = 9,0 \text{ Р/ч}.$$

$$\Gamma_X = 9,0 \text{ Р} \cdot \text{см}^2/(\text{ч} \cdot \text{мКи}).$$

№ 2.5 $23,4 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$.

№ 2.6 $6,06 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$.

№ 2.7 $35,6 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$ (учтено образование двух аннигиляционных гамма-квантов с энергией по $0,511 \text{ МэВ}$).

№ 2.8 $\Gamma_K \cong 120 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$; $\Gamma_X \cong 18,2 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$.

№ 2.9 $5,1 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$.

№ 2.10 $0,775 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$.

№ 2.11 $\Gamma_K = 1,16 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$; $\Gamma_X = 0,176 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$.

№ 2.12 $31,9 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$.

№ 2.13 $87,9 \text{ мР/ч}$.

№ 2.14 $0,232 \text{ мГр/ч}$.

№ 2.15 Источник ^{51}Cr имеет $T_{1/2} = 27,7 \text{ сут}$ (табл. П7), поэтому в расчетах флюенса необходимо учитывать распад источника

за время наблюдения t_0 :
$$\Phi = \int_0^{t_0} \varphi(t) dt = \int_0^{t_0} \varphi_0 \cdot e^{-\lambda t} dt =$$

$\frac{\varphi_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0})$, где φ_0 – плотность потока в начальный момент времени, λ – постоянная распада. Тогда $K_a = 426 \text{ мкГр}$.

№ 2.16 Меньшую мощность воздушной кермы создает нуклид ^{137}Cs .

№ 2.17 $1,66 \text{ мкГр/ч}$.

№ 2.18 270 мкГр/ч .

№ 2.19 По формуле (2.23)

$$\dot{K}_a = 0,00279 \text{ м}^2 / \text{кг} \cdot 1 \text{ МэВ} \cdot \frac{4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot 0,5}{4\pi \cdot 4\text{м}^2} = 64 \text{ мкГр/ч}.$$

Задачу можно также решить по-другому: найти керма-постоянную, т.е. мощность воздушной кермы на расстоянии 1 м от источника активностью 1 Бк (формула 2.27): $\dot{K}_a = 1,78 \cdot 10^{-17} \text{ Гр/с}$, тогда $\Gamma_K = 17,8 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$. По формуле (2.32) $\dot{K}_a = 64 \text{ мкГр/ч}$.

№ 2.20 Учитывая, что период полураспада ^{51}Cr $T_{1/2} = 27,7 \text{ сут}$, воздушную керму фотонов за время t_0 можно определить по формуле

$$K_a = \int_0^{t_0} \dot{K}_a dt = \int_0^{t_0} \frac{A(t) \cdot \Gamma_K}{R^2} dt = \frac{A_0 \cdot \Gamma_K}{R^2 \lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}). \quad \text{Отсюда}$$

$R = 25,8$ см.

№ 2.21 $I = 4,06 \cdot 10^6$ МэВ/(см²·с); $\phi = 8,13 \cdot 10^7$ 1/(см²·с).

№ 2.22 4,63 Р/ч.

№ 2.23 Мощность экспозиционной дозы на расстоянии r определяется формулой (2.33). Поскольку по условию величины мощностей экспозиционных доз от источников ⁶⁰Со и ²²⁶Ра равны, можно записать $A_{\text{Co}} \cdot \Gamma_X(\text{Co}) = A_{\text{Ra}} \cdot \Gamma_X(\text{Ra})$. Отсюда

$$A_{\text{Co}} = A_{\text{Ra}} \cdot \frac{\Gamma_X(\text{Ra})}{\Gamma_X(\text{Co})}. \quad \text{Т.к. в табл. П.7 даны только керма-постоянные}$$

источников Γ_K , используя соотношение (2.36) находятся ионизационные постоянные Γ_X для источников ⁶⁰Со и ²²⁶Ра. Тогда $A_{\text{Co}} = 0,65$ мКи.

№ 2.24 Из формулы (2.37) $k_e = 5,22$ нГр·м²/с.

№ 2.25 $\dot{X} = 33,6$ Р/ч; $\dot{K}_a = 294$ мГр/ч.

№ 2.26 1,63 мкГр/с.

№ 2.27 $\dot{K}_a = 13,3$ нГр/с; $\dot{X} = 5,5$ мР/ч.

№ 2.28 $2 \cdot 10^3$ нГр·м²/с.

№ 2.29 Доза находится по формулам (2.42) – (2.46) при $z = 0,1$ г/см². Коэффициенты в формулах составляют: $c = 1,5$; $\alpha = 0,2985$; $\mu_m \cdot z = 3,9312$; $k = 4,434 \cdot 10^{-8}$ Гр/β-част. Тогда $D(z) = 2,67 \cdot 10^{-9}$ Радионуклид ¹³¹И испускает 0,894 β-частицы на один распад, т.е. 894 β-частицы в секунду (формула (1.1)). Мощность поглощенной дозы, обусловленная этими β-частицами, составит $\dot{D}(\beta) = 2,67 \cdot 10^{-9}$ Гр/β-част. · 894 β-част./с = 2,39 мкГр/с.

№ 2.30 Мощность поглощенной дозы γ-квантов можно найти по формуле (2.27); значение массового коэффициента поглощения для биологической ткани находится интерполяцией данных, представленных в табл. П9:

$$\dot{D}(\gamma) = \frac{A \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot \mu_{en,m}^T}{4\pi \cdot r^2} 1,32 \cdot 10^{-10} =$$

$12,2 \cdot 10^{-9}$ Гр/с. Соотношение дозы β- и γ-излучения составляет в

данном случае $\frac{D(\beta)}{D(\gamma)} = \frac{2,39 \cdot 10^{-6} \text{ Гр/с}}{1,41 \cdot 10^{-8} \text{ Гр/с}} = 169$ (ослабление потока

γ -квантов в ткани не учитывается).

№ 3.1 Соотношение между поглощенной и экспозиционной дозами в воздухе определяется формулой (2.26), т.е. при $X = 1 \text{ Р}$

$$D^B = 1 \text{ Р} \cdot \frac{33,85 \text{ эВ}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}} \cdot \frac{33,85 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} =$$

$8,73 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$ (здесь 33,85 эВ – средняя энергия ионообразования в воздухе). Тогда поглощенная доза в ткани D^T (формула (2.20)) будет равна $D^T = D^B \cdot 1,09 = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$.

Задача решается проще, если использовать энергетический эквивалент рентгена: $1 \text{ Р} \rightarrow 8,76 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$. Тогда можно сразу записать поглощенную дозу в воздухе $D^B = 8,76 \text{ мГр}$.

№ 3.2 Для тепловых нейтронов взвешивающий коэффициент излучения $w_R = 5 \text{ Зв/Гр}$ (табл. П.11), следовательно, эквивалентная доза, создаваемая тепловыми нейтронами в ткани, согласно формуле (3.4) $H_{\text{т.н.}} = 500 \text{ мкЗв}$. Одинаковые биологические эффекты соответствуют одинаковым эквивалентным дозам, поэтому для γ -квантов эквивалентная доза тоже равна 500 мкЗв. Так как для фотонов $w_\gamma = 1 \text{ Зв/Гр}$, то соответствующая по биологическому эффекту поглощенная доза в ткани фотонного излучения составит $D_\gamma = 500 \text{ мкГр}$. Для α -частиц $D_\alpha = 25 \text{ мкГр}$.

№ 3.3 25,7 мкЗв.

№ 3.4 23 мкЗв.

№ 3.5 $\dot{E} = 0,316 \text{ мкЗв/с}$; $\dot{H}_{\text{кож}} \cong 0,37 \text{ мкЗв/с}$. Для расчета используются формулы (3.12) и (3.14), дозовые коэффициенты представлены в табл. П.13 и П.14.

№ 3.6 46,2 мкЗв.

№ 3.7 $H_{\text{кож}} \cong 2 \text{ мЗв}$. В задаче учтено, что источник ^{60}Co испускает два γ -кванта на один распад со средней энергией $\bar{E}_\gamma = 1,25 \text{ МэВ}$ с вероятностью 100 % (каждый); ^{54}Mn испускает один γ -квант с энергией 0,835 МэВ на один распад.

№ 3.8 0,33 нЗв/с или 1,2 мкЗв/ч (табл. П.17).

№ 3.9 0,207 мЗв.

№ 3.10 Время работы персонала гр. А составляет 1700 часов в год (табл. П.22). За год экспозиционная доза составит $X = 0,15 \cdot 10^{-3} \text{ Р/ч} \cdot 1700 \text{ ч} = 0,255 \text{ Р}$. В условиях равновесия заряженных частиц, пренебрегая энергией электронов и позитронов, затрачиваемой на образование тормозного излучения в воздухе, можно считать, что энергетически поглощенная доза в воздухе эквивалентна экспозиционной дозе, т.е. можно использовать энергетический эквивалент рентгена ($1 \text{ Р} \rightarrow 8,73 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$) для определения поглощенной дозы в воздухе, тогда $D^B = 2,23 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$. Согласно формуле (2.20), поглощенная доза в биологической ткани (в точке) составит $D^T \cong 1,09 \cdot D^B = 2,43 \text{ мГр}$. Эквивалентная доза облучения фотонным излучением органа или ткани $H^T = D_\gamma^T \cdot w_\gamma = 2,45 \text{ мГр} \cdot 1 \text{ Зв/Гр} = 2,43 \text{ мЗв}$. Эффективная доза при равномерном облучении всех органов (формула (3.6)) $E = 2,43 \text{ мЗв}$.

№ 3.11 Используя энергетический эквивалент рентгена, можно найти мощность воздушной кермы $\dot{K} = 0,15 \cdot 10^{-3} \cdot 8,73 \cdot 10^3 \text{ Гр/ч} = 1,31 \cdot 10^{-6} \text{ Гр/ч}$ (при условии электронного равновесия). Из соотношения (3.2), используя значения керма-коэффициента δ_K (табл. П.13), находится плотность потока $\phi = \frac{\dot{K}}{\delta_K (0,3 \text{ МэВ})} = 0,95 \cdot 10^6 \text{ фотон/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Тогда эффективная доза (считаем облучение изотропным) за год будет равна $E = \phi \cdot t \cdot \delta_E (0,3 \text{ МэВ; ИЗО}) = 0,95 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{ч}} \cdot 1700 \text{ ч} \cdot 0,916 \cdot 10^{-12} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2 = 1,48 \text{ мЗв}$, т.е. значение, рассчитанное для конкретной ситуации (дана энергия фотонов), меньше, чем полученная в задаче 3.10 верхняя граница значения эффективной дозы.

№ 3.12 В условиях электронного равновесия заряженных частиц поглощенная доза практически совпадает с кермой. В табл. П.13 керма в воздухе на единичный флюенс $\delta_K (1 \text{ МэВ}) = 4,47 \cdot 10^{-12} \text{ Гр} \cdot \text{см}^2$, отсюда плотность потока $\phi = 1864 \text{ фотон/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Мощность эффективной дозы с учетом дозового коэффициента δ_E для энергии γ -квантов 1 МэВ и геометрии ИЗО (табл. П.13) составляет $\dot{E} = \delta_E (1 \text{ МэВ, ИЗО}) \cdot \phi = 21,5 \text{ мкЗв/ч}$.

№ 3.13 На расстоянии 4 м поток можно полагать близким к плоскопараллельному, поэтому нужно воспользоваться дозовыми коэффициентами табл. П.13 для геометрии облучения ПЗ; $\dot{E} = 0,18$ мкЗв/ч.

№ 3.14 Из формулы (2.23) можно найти плотность потока фотонов Φ ($\mu_{tr,m}^B$ в табл. П.9), из табл. П.13 – дозовый коэффициент $\delta_E(0,5$ МэВ, ПЗ). Эффективная доза за 36 часов: $E = \dot{E} \cdot t = \Phi \cdot t \cdot \delta_E(0,5$ МэВ, ПЗ) = 374 мкЗв.

Плотность потока фотонов Φ также может быть получена по формуле (3.2) через керма-коэффициент δ_K (табл. П.13).

№ 3.15 Флюенс Φ γ -квантов можно найти либо из формулы (2.16), либо, используя энергетический эквивалент рентгена, из формулы (3.2). Массовые коэффициенты передачи энергии – в табл. П.9, воздушная керма на единичный флюенс $\delta_K(0,3$ МэВ) – в табл. П.13. Для тепловых нейтронов дозовый коэффициент – в табл. П.17, следовательно, эффективная доза при флюенсе нейтронов 10^6 нейтр./см² составит $E_n = 3,3 \cdot 10^{-6}$ Зв. Тогда суммарная эффективная доза смешанного излучения $E = E_\gamma + E_n \cong 583$ мкЗв.

№ 3.16 11,4.

№ 3.17 78,7 мкЗв.

№ 3.18 254 мкЗв.

№ 3.19 Флюенс за 3 часа находится по формуле (1.18)

$$\Phi = \int_0^{t_0} \Phi_0 \cdot e^{-\lambda t} dt = \frac{\Phi_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}) = \frac{A \cdot \eta \cdot T_{1/2}}{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot 0,693} \left(1 - e^{-\frac{0,693 t_0}{T_{1/2}}} \right).$$

Тогда, используя данные табл. П.13, можно найти эффективную дозу: $E_1 = 3,39$ мЗв. Если аналогичные измерения проводятся через неделю, то, учитывая распад источника, эффективная доза $E_2 = 2,85$ мЗв.

№ 3.20 30,8 мЗв.

№ 3.21 $8,46 \cdot 10^{-12}$ Гр/с; 51,7 мкЗв.

№ 3.22 39 мкЗв (с учетом распада ^{203}Hg).

№ 3.23 7,2 мЗв (табл. П.7 и П.13).

№ 3.24 $\dot{K}_a \cong 1,1$ мГр/ч; $\dot{K}_T \cong 1,22$ мГр/ч; $E = 23,2$ нЗв.

№ 3.25 12,2 мЗв.

№ 3.26 Эффективная доза, учитывая два испускаемых гамма-

кванта, за время работы с источником будет равна $E = \Phi_1 \cdot \delta_E(1,116 \text{ МэВ; ПЗ}) + \Phi_2 \cdot \delta_E(0,511 \text{ МэВ; ПЗ})$, где Φ_1 и Φ_2 – флюенсы γ -квантов с энергиями 1,116 и 0,511 МэВ за 24 ч на рабочем месте. Флюенс находится по формуле (1.18), а плотность потока – по формуле (1.17). $E = 16,4 \text{ мЗв}$.

№ 3.27 При равномерном распределении дозы в течение года допустимая мощность эффективной дозы составляет 11,8

мкЗв/ч $\left(\frac{20 \text{ мЗв}}{1700 \text{ ч}} \right)$ для персонала гр. А. В данном случае по фор-

муле (2.40) можно найти мощность экспозиционной дозы \dot{X} , затем, используя энергетический эквивалент рентгена – \dot{K}_a .

Плотность потока ϕ вычисляется из формулы (3.2) и, мощность эффективной дозы \dot{E} определяется по формуле (3.12): $\dot{E} = 0,571 \text{ мкЗв/ч}$. Работать в таких условиях можно.

№ 3.28 Работать можно ($E \cong 16,3 \text{ мЗв/год}$).

№ 3.29 Допустимый дозовый предел будет превышен (для решения задачи используются данные табл. П.4 и П.16).

№ 3.30 Плотность потока на рабочем месте, согласно формуле (1.17), $\phi \cong 1690 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$. Допустимая плотность потока для персонала гр. А и 36-часовой рабочей недели $\text{ДПП}_{36}^{\text{перс}}$ (0,662 МэВ; ИЗО) = $1,56 \cdot 10^3 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$. Если персонал гр. А работает 12 часов в неделю, то допустимая плотность потока на рабочем месте может быть больше $\text{ДПП}_{36}^{\text{перс}}$ во столько раз, во сколько раз 36 часов больше числа часов реальной работы в неделю, т.е. $\text{ДПП}_{12}^{\text{перс}} = \text{ДПП}_{36}^{\text{перс}} \cdot \frac{36}{12} = 4,68 \cdot 10^3 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$. До-

пустимая плотность потока для персонала гр. Б в 4 раза меньше: $\text{ДПП}_{12}^{\text{персБ}} = 1,17 \cdot 10^3 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$. Т.к. плотность потока на рабочем месте $\phi \cong 1,69 \cdot 10^3 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$ больше $1,17 \cdot 10^3 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$, то можно сделать вывод, что работать в таких условиях нельзя.

№ 3.31 Активность источника можно найти из формулы (2.32). В табл. П.13 представлены среднегодовые допустимые плотности потоков γ -квантов на рабочем месте при работе персонала гр. А 36 час/нед. Для данной геометрии облучения ДПП-

$\text{перс}(0,662 \text{ МэВ, ПЗ}) = 1,04 \cdot 10^3 \text{ фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Эта плотность потока создается на расстоянии r от источника активностью A , отсюда, используя формулу (1.17) для точечного изотропного источника, $r = 123 \text{ см}$.

№ 3.32 $\cong 16 \text{ мин}$.

№ 3.33 123 см .

№ 3.34 $7,2 \cdot 10^{11} \text{ Бк/кг}$.

№ 3.35 $69,2 \cdot 10^7 \text{ Бк}$.

№ 3.36 По данным табл. П.19 для медленнорастворимых соединений ^{239}Pu ДОА(^{239}Pu , тип «М») = $0,53 \text{ Бк/м}^3$ (при работе 1700 ч/год). Тогда объемная активность в воздухе, при которой допустимо пребывание персонала в рабочих помещениях в течение 1500 ч/год, будет больше в 17/15 раз: ОА(^{239}Pu , тип «М») $\cong 0,6 \text{ Бк/м}^3$.

№ 3.37 В организм поступило за год $0,28 \text{ мкг } ^{60}\text{Co}$ и $0,12 \text{ мкг } ^{58}\text{Co}$. По формуле (1.13) можно найти величину поступившей активности. В табл. П.19 – значения дозовых коэффициентов $e_{inh}^{\text{перс.}}(\tau)$ для малорастворимых соединений ^{60}Co и ^{58}Co . По формуле (3.8) находится ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения как сумма поступления в организм активности I_{inh} малорастворимых соединений ^{60}Co и ^{58}Co : $E(\tau) \cong 0,3 \text{ Зв}$. Концепция эффективной дозы применяется только для значений эффективных доз $E \leq 0,1 - 0,2 \text{ Зв}$. Так как полученное значение эффективной дозы $E > 0,2 \text{ Зв}$, очевидно, что концепция эффективной дозы в данном случае неприемлема! Работник получил слишком большую дозу облучения (годовой предел дозы для персонала группы А составляет 50 мЗв), и дальнейшие действия в отношении данного работника определяются регламентом действий службы радиационной безопасности на данном предприятии.

№ 3.38 Ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения составит $E(\tau) = 2 \text{ мЗв}$. Поскольку соединения типа «М» имеют значительно большее время растворения в легких, чем период полураспада ^{58}Co ($70,8 \text{ сут}$), можно считать, что основную дозу облучения получили легкие, т.е. ожидаемая эквивалентная доза в легких $H_{\text{легк.}}(\tau) \cong E(\tau)/w_{\text{легк.}} = 16,7 \text{ мЗв}$ (w_T в табл. П.12).

№ 3.39 Объемная концентрация ^{131}I в помещении составляет

$2,5 \cdot 10^8$ Бк/м³, причем аэрозоли составляют 10^8 Бк/м³. Стандартная скорость дыхания (табл. П.22) составляет $0,0235$ м³/мин $\left(\frac{2,4 \cdot 10^3 \text{ м}^3}{1700 \text{ ч}} \right)$. Оператор за 5 минут вдохнет объем воздуха, равный $V = 0,1175$ м³, получив, таким образом, внутрь активность ^{131}I $I_{ing} = 1,2 \cdot 10^7$ Бк. Ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения при ингаляционном поступлении 1 Бк ^{131}I для соединений типа «Б» $e_{inh}^{перс} (^{131}\text{I}) = 7,6 \cdot 10^{-9}$ Зв/Бк (табл. П.19), тогда, согласно формуле (3.10) $E(\tau) \cong 0,09$ Зв.

№ 3.40 В щитовидную железу попала активность $A = 1,25 \cdot 10^7$ Бк. Число распавшихся атомов ^{131}I , согласно формуле (1.13), равно $N = 1,25 \cdot 10^{13}$. Энергия, выделившаяся при распаде N атомов составит: $\epsilon_{\beta} = 1,25 \cdot 10^{13} \cdot 0,181$ МэВ/расп. = $0,361$ Дж, тогда поглощенная доза в щитовидной железе (масса 20 г), в соответствии с формулой (2.17), будет равна $D_{щж} = \frac{0,361 \text{ Дж}}{20 \cdot 10^{-3} \text{ кг}}$

$18,1$ Гр. $H_{щж} = 18,1$ мЗв (табл. П.11)

№ 3.41 $1,4$ мЗв (см. табл. П.22 и П.19).

№ 3.42 Состав естественного урана приведен в табл. П.5. Активность изотопов урана находится по формуле (1.13), ожидаемая эффективная доза внутреннего облучения рассчитывается по формуле (3.8) с использованием данных табл. П.19 и составляет $0,19$ мЗв.

№ 3.43 Из табл. П.18 можно определить, что окислы плутония относятся к малорастворимым соединениям. Ожидаемая эффективная доза $E(\tau) = 59,3$ мЗв, что превышает годовой дозовый предел для персонала группы А.

№ 3.44 Содержание ^{60}Co в воде превышает допустимый уровень и употреблять населению эту воду нельзя (табл. П.21).

№ 3.45 Оценка допустимости использования воды для питья проводится в соответствии с формулой (3.10), где уровни вмешательства УВ^{вода} представлены табл. П.21. Ответ: вода данного водоема непригодна для употребления населением.

№ 3.46 Персонал гр. А может работать в данном помещении в течение года по два часа в неделю.

№ 4.1 Рассмотрим элемент поверхности диска в виде кругового кольца ds , находящийся на расстоянии r от центра диска (рис. О.5). Его площадь $ds = 2\pi \cdot r \cdot dr$ ¹⁷. Этот элемент поверхности испускает $q_s \cdot ds$ γ -квантов, обуславливая элемент плотности потока в точке P , равный $d\phi = \frac{q_s \cdot ds}{4\pi x^2}$, где x – расстояние от точки P до элемента поверхности ds , $x = \sqrt{h^2 + r^2}$. Плотность потока в точке P от всего диска равна¹⁸

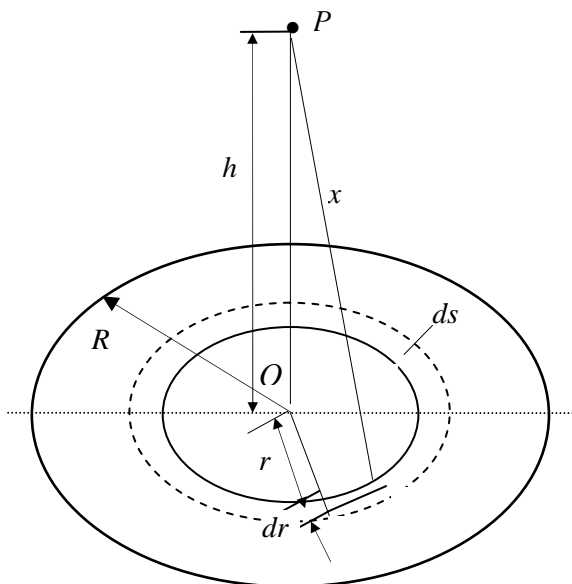


Рис. О.5

¹⁷ Площадь кругового кольца $S = 2\pi \bar{r} \cdot t$, где \bar{r} – средний радиус кольца, t – его ширина. В данном случае $t = dr$ и (учитывая малость dr по сравнению с r) $\bar{r} = \frac{r+r+dr}{2} \cong r$, т.е. $dS \cong 2\pi \cdot r \cdot dr$.

¹⁸ $\int \frac{xdx}{a^2 + x^2} = \frac{1}{2} \ln(a^2 + x^2)$.

$$\varphi = \int_0^R \frac{q_s \cdot 2\pi r dr}{4\pi(h^2 + r^2)} = \frac{q_s}{4} [\ln(R^2 + h^2) - \ln h^2] = \frac{q_s}{4} \ln\left(1 + \frac{R^2}{h^2}\right).$$

№ 4.2 В формировании дозы над поверхностью поглощающей сферы участвует только видимая из точки детектирования P часть ее поверхности (ограниченная касательными, проведенными из точки P) (рис. О.6). В качестве элемента поверхности ds удобно выбрать шаровой слой излучающей сферы. Тогда элемент плотности потока в точке P , находящейся на расстоянии $r - R$ от поверхности сферы, можно записать в виде $d\varphi = \frac{q_s \cdot ds}{4\pi x^2}$, где x – расстояние от точки P до шарового слоя ds (на рис. О.6 отрезок PN).

Кривая боковая поверхность шарового слоя ds равна произведению высоты слоя BD на длину окружности с радиусом, равным радиусу шара: $ds = 2\pi R \cdot BD$. Из рис. О.6: $OB = R \cos\vartheta$; $OD = R \cos(\vartheta + d\vartheta)$; $BD = OB - OD = R \cdot [\cos\vartheta - \cos(\vartheta + d\vartheta)] = 2R \sin\left(\vartheta + \frac{d\vartheta}{2}\right) \cdot \sin \frac{d\vartheta}{2} \approx 2R \sin \vartheta \cdot \frac{d\vartheta}{2} = R \sin \vartheta d\vartheta = -Rd(\cos\vartheta)$. Тогда $ds = -2\pi \cdot R^2 \cdot d(\cos\vartheta)$.

В $\triangle PNO$ по теореме косинусов $x^2 = r^2 + R^2 - 2Rr \cdot \cos\vartheta$, откуда $\cos\vartheta = \frac{r^2 + R^2 - x^2}{2R \cdot r}$, а его производная по x равна $\frac{d(\cos\vartheta)}{dx} = -\frac{x}{R \cdot r}$. Максимальное значение, которое может при-

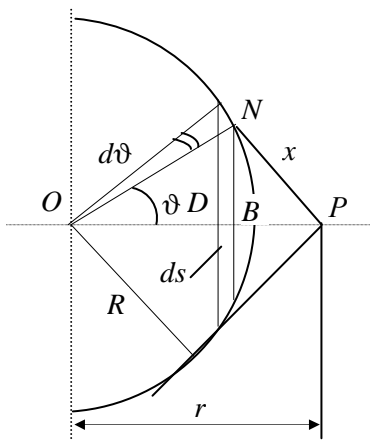


Рис. О.6

нимать x , равно $x_{max} = \sqrt{r^2 - R^2}$, а минимальное $x_{min} = r - R$. Таким образом, полная плотность потока φ в точке P будет равна

$$\varphi = \frac{q_s \cdot R}{2 \cdot r} \int_{r-R}^{\sqrt{r^2 - R^2}} \frac{dx}{x} = \frac{q_s R}{2r} \cdot \ln x \Big|_{r-R}^{\sqrt{r^2 - R^2}} = \frac{q_s R}{2r} \cdot \ln \sqrt{\frac{r+R}{r-R}}.$$

№ 4.3 Элемент излучающей поверхности ds сферического поверхностного источника (рис. О.6) можно записать в виде $ds = -2\pi \cdot R^2 \cdot d(\cos\vartheta)$ (см. решение задачи № 4.2). Тогда

$$d\varphi = \frac{q_s \cdot ds}{4\pi R^2} = -\frac{q_s}{2} d(\cos\vartheta). \text{ При изменении } \vartheta \text{ от } 0 \text{ до } \pi \cos\vartheta \text{ изменяется от } 1 \text{ до } -1, \text{ следовательно, плотность потока в центре}$$

сферы равна $\varphi = -\frac{q_s}{2} \int_1^{-1} d(\cos\vartheta) = q_s$. Чтобы найти мощность

воздушной кермы \dot{K}_a необходимо воспользоваться формулой (4.1), где в выражении для φ поверхностная мощность источника заменена на поверхностную активность A_s : $\dot{K}_a = 4\pi \cdot \Gamma_K \cdot \varphi (q_s \rightarrow A_s) = 4\pi \cdot \Gamma_K \cdot A_s$. Таким образом, видно, что, \dot{K}_a в центре сферы не зависит от радиуса сферы и полной активности источника.

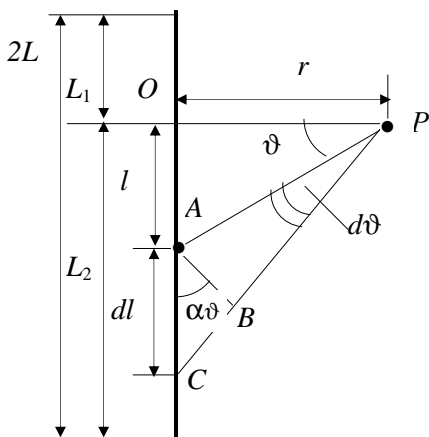


Рис. О.8

№ 4.4. а). Точка P расположена сбоку от источника (рис. О.8). Рассмотрим элемент dl линейного источника, находящегося на расстоянии l (отрезок OA) от точки O . Плотность потока γ -квантов $d\varphi$ в точке P , создаваемую элементом dl излучающей поверхности, можно записать как $d\varphi = \frac{q_L \cdot dl}{4\pi(l^2 + r^2)}$, а

плотность потока от всего линейного источника

$$\varphi = \frac{q_L}{4\pi} \int_0^{L_1} \frac{dl}{l^2 + r^2} + \frac{q_L}{4\pi} \int_0^{L_2} \frac{dl}{l^2 + r^2} =$$

$$\frac{q_L}{4\pi \cdot r} \left(\operatorname{arctg} \frac{L_1}{r} + \operatorname{arctg} \frac{L_2}{r} \right)^{19}.$$

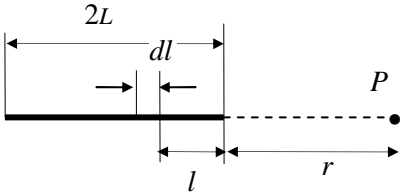


Рис. О.9

Если $L_1 = L_2$, то

$$\varphi = \frac{q_L}{2\pi \cdot r} \operatorname{arctg} \frac{L}{r}.$$

б). Точка P находится на оси источника (рис. О.9). Тогда

$$d\varphi = \frac{q_L \cdot dl}{4\pi(l+r)^2}, \text{ а полная}$$

плотность потока $\varphi = \frac{q_L}{4\pi} \int_0^{2L} \frac{dl}{(l+r)^2} = \frac{q_L \cdot L}{2\pi r(r+2L)}^{20}.$

в). Плотность потока в точке P (рис. 4.2), находящейся на высоте h над плоскостью, в которой расположен линейный источник выражается интегралом

$$\varphi = \frac{q_L}{4\pi} \int_0^{2L} \frac{dl}{r^2 + h^2 + (R+l)^2}.$$

Введем новую переменную $x = l + R$, получим

$$\varphi = \frac{q_L}{4\pi} \int_R^{2L+R} \frac{dx}{r^2 + h^2 + x^2}.$$

(4.4).

№ 4.5 Для бесконечно длинного источника с линейной мощно-

$$^{19} \int \frac{dx}{a^2 + x^2} = \frac{1}{a} \operatorname{arctg} \frac{x}{a}.$$

$$^{20} \int \frac{dx}{(a+x)^2} = -\frac{1}{a+x}.$$

$$^{21} \int \frac{dx}{a^2 + x^2} = \frac{1}{a} \operatorname{arctg} \frac{x}{a}$$

стью q_L плотность потока γ -квантов на расстоянии r от источника равна

$$\Phi = \frac{q_L}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dl}{l^2 + r^2} = \frac{q_L}{4\pi \cdot r} \operatorname{arctg} \frac{l}{r} \Big|_{-\infty}^{\infty} = \frac{q_L}{4\pi \cdot r} \left[\frac{\pi}{2} - \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right] = \frac{q_L}{4r}$$

(см. задачу 4.4). В центре полуокружности радиусом r (рис. О.7)

плотность потока γ -квантов $\Phi = \frac{q_L}{4\pi r} \int_0^{\pi} d\vartheta = \frac{q_L}{4\pi}$ (линейный элемент

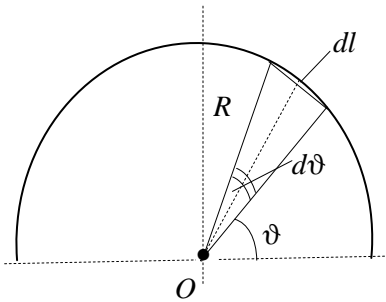


Рис. О.7

$dl \cong r \cdot d\vartheta$. Мощность воздушной кермы в обоих случаях будет одинакова

$$\dot{K}_a = 4\pi \Gamma_K \cdot \frac{A_L}{4r} = \frac{\pi \Gamma_K \cdot A_L}{r}.$$

№ 4.6 Учитывая небольшой диаметр трубы по сравнению с линейными размерами трубопровода, можно рассматривать трубу как тонкий (линейный) источник в виде кольца. Тогда линейная активность источника

A_L будет связана с объемной A_V соотношением: A_L

$$= \frac{A}{2\pi \cdot R} = \frac{A_V \cdot V}{2\pi \cdot R} = \pi r^2 \cdot A_V = 7,85 \cdot 10^3 \text{ Бк/м.}$$

Элемент окружности $dl = 2R \cdot \sin \frac{d\vartheta}{2} \approx R \cdot d\vartheta$ (при малых $d\vartheta$). Тогда в центре кольца

$$d\Phi = \frac{q_L \cdot dl}{4\pi R^2}, \text{ а полная плотность потока в точке } O \text{ (рис. О.7)}$$

$$\Phi = \frac{q_L}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi} R d\vartheta = \frac{q_L}{2R}.$$

Тогда мощность воздушной кермы в воздухе в центре кольца, согласно формуле (4.1) (при замене q_L на A_L),

$$\dot{K}_a = \frac{2\pi \cdot \Gamma_K \cdot A_L}{R} = 1,4 \text{ нГр/ч.}$$

№ 4.7 4,5 нГр/ч.

№ 4.8 $4,2 \cdot 10^9$ Бк.

№ 4.9 35,2 мкР/ч.

№ 4.10 $1,8 \cdot 10^7$ Бк/м².

№ 4.11 0,8 мЗв.

№ 4.12 3,1 нГр/ч.

№ 4.13 Линейный керма-эквивалент k_{eL} связан с удельной (линейной) активностью A_L и керма-постоянной Γ_K источника соотношением $k_{eL} = A_L \cdot \Gamma_K$. Плотность потока выражается формулой (4.12), а \dot{K}_a – формулой (4.4)

$$\dot{K}_a = 4\pi \cdot \Gamma_K \frac{A_L}{4\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{h^2 + r^2}} \operatorname{arctg} \frac{2L}{\sqrt{h^2 + r^2}} = k_{eL} \cdot \frac{\operatorname{arctg} \frac{2L}{\sqrt{h^2 + r^2}}}{\sqrt{h^2 + r^2}}$$

= 158 мкГр/ч.

№ 4.14 Поверхностный керма-эквивалент можно записать как $k_{es} = A_s \cdot \Gamma_K$ (формула (2.37)), где A_s – поверхностная активность источника, Γ_K – керма-постоянная источника. Плотность потока над центром диска выражается формулой (4.12), тогда (согласно формуле (4.1)), мощность воздушной кермы $\dot{K}_a = 1,02$ мГр/ч.

№ 4.15 1,4 часа в день.

№ 4.16 Плотность потока $d\varphi$ γ -квантов на оси источника от

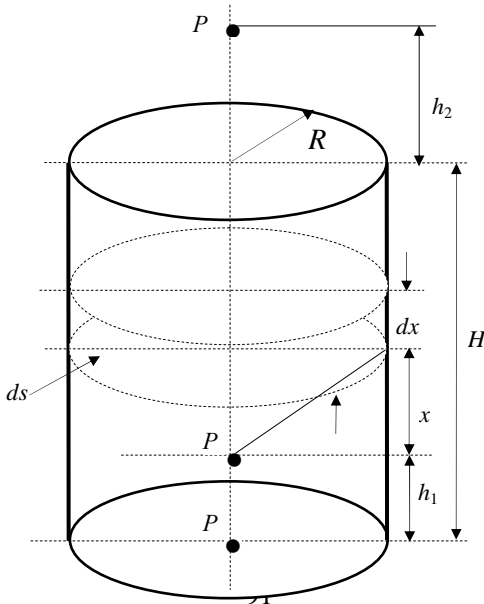


Рис. О.11

элемента ds излучающей поверхности $d\phi = \frac{q_s \cdot ds}{4\pi(x^2 + R^2)}$, где

ds – элемент боковой поверхности ds , x – расстояние от точек $P_{1,2,3}$ по оси цилиндра до элемента ds (рис. О.11) Элемент боковой поверхности $ds = 2\pi R \cdot dx$, тогда $d\phi = \frac{q_s \cdot R dx}{4(x^2 + R^2)}$.

а) Плотность потока γ -квантов в точке P_1 внутри цилиндра

$$\phi = \frac{q_s R}{2} \left(\int_0^{h_1} \frac{dx}{x^2 + R^2} + \int_0^{H-h_1} \frac{dx}{x^2 + R^2} \right) = \frac{q_s}{2} \left(\arctg \frac{h_1}{R} + \arctg \frac{H-h_1}{R} \right).$$

б) Плотность потока γ -квантов, создаваемая боковой излучающей поверхностью в точке P_2 , находящейся в центре основания цилиндра (рис. О.11), т.е. при $h_1 = 0$, $\phi = \frac{q_s}{2} \arctg \frac{H}{R}$.

в) Точка P_3 находится вне цилиндрического источника на высоте h_2 от его поверхности (рис. О.11), тогда

$$\phi = \frac{q_s \cdot R}{2} \int_{h_2}^{h_2+H} \frac{dx}{x^2 + R^2} = \frac{q_s}{2} \left(\arctg \frac{H+h_2}{R} - \arctg \frac{h_2}{R} \right).$$

№ 4.17 Рассмотрим кольцевой элемент объема dV цилиндрического источника (рис. О.12): $dV = ds \cdot dx$, где $ds \approx 2\pi r \cdot dr$ – площадь кругового кольца, тогда $dV = 2\pi r \cdot dr \cdot dx$. Этот элемент объема создает в точке P плотность потока γ -квантов

$$\begin{aligned} d\phi &= \frac{q_v \cdot dV}{4\pi \cdot \rho^2} = \\ &= \frac{q_v \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr}{4\pi \cdot \rho^2} dx = \\ &= \frac{q_v}{2} \cdot \frac{r \cdot dr \cdot dx}{r^2 + (x+a)^2}. \end{aligned}$$

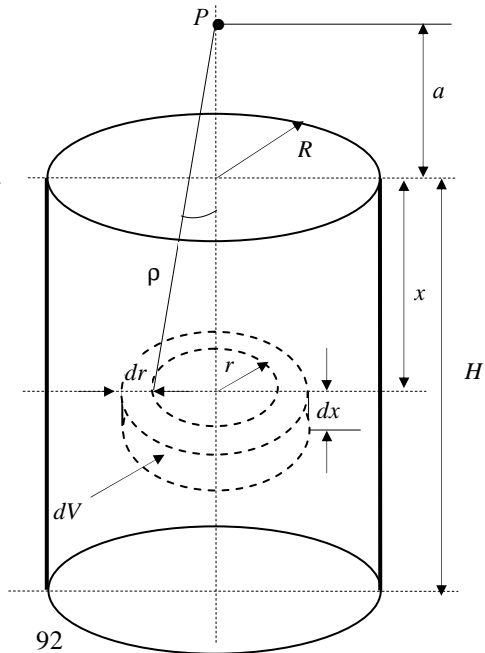


Рис. О.12

Отсюда плотность потока γ -квантов в точке P

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{q_V}{2} \int_0^H dx \int_0^R \frac{r dr}{r^2 + (x+a)^2} = \frac{q_V}{2} \int_0^H dx \left\{ \frac{1}{2} \ln [(x+a)^2 + r^2] \Big|_0^R \right\} = \\ &= \frac{q_V}{4} \int_0^H dx \left\{ \ln [(x+a)^2 + R^2] - \ln (x+a)^2 \right\}.\end{aligned}$$

Обозначим $x+a=y$, тогда

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{q_V}{4} \int_a^{H+a} \ln(y^2 + R^2) dy - \frac{q_V}{4} \int_a^{H+a} \ln y^2 dy = \\ &= \frac{q_V}{4} \left\{ \left[y \cdot \ln(y^2 + R^2) - 2y + 2R \cdot \arctg \frac{y}{R} \right]_a^{H+a} - \left[y \cdot \ln y^2 - 2y \right]_a^{H+a} \right\} = \\ &= \frac{q_V}{4} \left\{ (H+a) \cdot \ln \left[1 + \frac{R^2}{(H+a)^2} \right] + 2R \cdot \arctg \frac{H+a}{R} - 2R \cdot \arctg \frac{a}{R} - a \cdot \ln \frac{a^2 + R^2}{a^2} \right\}^{22}.\end{aligned}$$

№ 4.18 Элемент объема dV запишем в виде $dV = 2\pi r \cdot dr \cdot dx$ (рис. О.13). Плотность потока первичных гамма-квантов в точке P , обусловленная элементом излучающего объема dV , с учетом поглощения в источнике

$$d\varphi = \frac{q_V \cdot dV \cdot e^{-\mu \cdot \frac{x}{\cos \vartheta}}}{4\pi [r^2 + (a+x)^2]} = \frac{q_V}{2} \cdot \left[\frac{r \cdot dr \cdot dx}{r^2 + (a+x)^2} \right] \cdot e^{-\frac{\mu x}{\cos \vartheta}},$$

здесь μ – линейный коэффициент ослабления γ -квантов в среде,

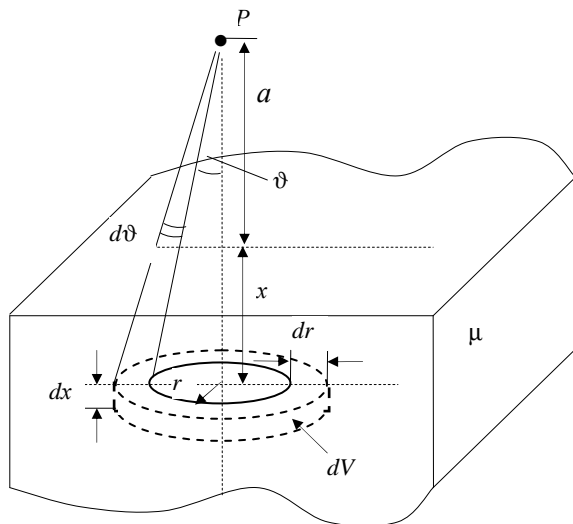
ϑ – угол видимости элемента ds из точки P , $\cos \vartheta = \frac{a+x}{\sqrt{(a+x)^2 + r^2}}$.

Полная плотность потока в точке P $\varphi = \frac{q_V}{2} \int_0^\infty dx \int_0^\infty \frac{r \cdot e^{-\frac{\mu x}{a+x} \cdot \sqrt{(a+x)^2 + r^2}}}{r^2 + (a+x)^2} dr$.

$${}^{22} \int \ln(x^2 + a^2) dx = x \cdot \ln(x^2 + a^2) - 2x + 2a \cdot \arctg \frac{x}{a}$$

$$\int \ln x^2 \cdot dx = x \cdot \ln x^2 - 2x.$$

Сде-
за-
пере-
мен-



лаем
мену
ре-
ной:

Рис. О.13

$t = \mu x \cdot \frac{\sqrt{r^2 + (a+x)^2}}{a+x}$, тогда пределы интегрирования будут:

при $r = 0$ $t = \mu x$; при $r = \infty$ $t = \infty$. Запишем

$$\frac{dt}{dr} = \frac{\mu x}{a+x} \cdot \frac{r}{\sqrt{r^2 + (a+x)^2}}, \text{ отсюда}$$

$$r \cdot dr = \frac{a+x}{\mu x} \cdot \sqrt{r^2 + (a+x)^2} \cdot dt.$$

$$\text{Тогда } \varphi = \frac{q_V}{2} \int_0^\infty dx \int e^{-t} \cdot \frac{a+x}{\mu x} \sqrt{r^2 + (a+x)^2} \cdot \frac{1}{r^2 + (a+x)^2} \cdot dt =$$

$$= \frac{q_V}{2} \int_0^\infty dx \int_{\mu x}^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt. \text{ Второй интеграл – интегральная показа-}$$

тельная функция $E_1(\mu x)^{23}$. Тогда

$$\Phi = \frac{qV}{2} \int_0^{\infty} E_1(\mu x) dx = \frac{qV}{2\mu} \cdot E_2(0) = \frac{qV}{2\mu}.$$

№ 4.19 Поверхностный керма-эквивалент $k_{es} = \frac{k_e}{S_{\text{бок.}}}$, где k_e

– общий керма-эквивалент, $S_{\text{бок.}}$ – площадь боковой поверхности цилиндра, $S_{\text{бок.}} = 2\pi R \cdot H$. Тогда $\dot{K}_a = 4\pi \cdot \Gamma_K \cdot \Phi(q_s \rightarrow A_s) =$

$$4\pi \cdot \Gamma_K \cdot A_s \cdot \text{arctg} 1 = 4\pi \cdot k_{es} \cdot \frac{\pi}{4} = \frac{\pi \cdot k_e}{2 \cdot R \cdot H} = 0,314 \text{ Гр/с.}$$

№ 4.20 $A_s = 7,15 \cdot 10^7 \text{ Бк/м}^2$; $m = 23 \text{ мг}$.

№ 4.21 а) $2,6 \cdot 10^{-12} \text{ Зв}$; б) $6,8 \cdot 10^{-12} \text{ Зв}$ (бесконечное полупространство – воздух, плотность потока Φ находится по формуле (4.22), линейный коэффициент ослабления μ для воздуха в табл. П.8, линейный коэффициент поглощения μ_{en} для воздуха – в табл. П.9).

№ 4.22 1 мкЗв .

№ 4.23 а) $0,23 \text{ мГр/ч}$; б) $0,56 \text{ мГр/ч}$.

№ 4.24 Излучение боковой поверхности цилиндра может быть найдено по формуле (4.15). Эллиптический интеграл

$F(\vartheta, k)$ находится из табл. П.34 для углов: $\vartheta = \text{arctg} \frac{H}{r-R} \cong 40^\circ$;

$k = \arcsin \frac{2\sqrt{r \cdot R}}{r+R} = 60^\circ$. Тогда $F(k = 60^\circ; \vartheta = 40^\circ) = 0,7436$. Мощ-

ность воздушной кермы, обусловленная излучением боковой

поверхности цилиндра, $\dot{K}_{a,\text{бок.}} = 4\pi \Gamma_K \frac{A_s \cdot R}{2(r+R)} \cdot 0,7436$, где A_s –

²³ $E_n(x) = \int_x^{\infty} E_{n-1}(y') dy'$ – интегральные показательные функции, $E_1(x)$

$= \int_x^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy$. Значения $E_2(0) = \int_0^{\infty} E_1(y) dy = 1$; $E_2(\infty) = 0$. Функции $E_1(x)$,

$E_2(x)$ являются табулированными.

поверхностная активность. Мощность воздушной кермы, обусловленная излучением дна цилиндра, вычисляется по формуле (4.14). Поверхностная активность A_s , обусловленная излучением дна и стенок, составляет $A_s \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ Бк/м².

№ 4.25. 0,22 мг.

№ 4.26. 0,47 нГр/ч.

№ 5.1 $\mu = \ln 5/d \cong 1,6 \text{ см}^{-1}$; $\epsilon_\gamma \cong 0,53 \text{ МэВ}$ (табл. П.8).

№ 5.2 2,84.

№ 5.3 Представим кратность ослабления в виде $k = l \cdot 10^m$, где $l = 1$, $m = 3$. Тогда, согласно формуле (5.17), толщина защиты $d = \Delta_{1000}(\text{Pb}, \epsilon_\gamma = 0,662 \text{ МэВ}) \cong 73,7 \text{ г/см}^2$ (табл. П.23), что с учетом плотности свинца составляет 6,5 см. Чтобы решить задачу по универсальным таблицам, необходимо учесть поправку на барьерность δ_D (табл. П.23), т.е. кратность ослабления $k_{\text{бар}} = 1000$, которая задана для барьерной геометрии, нужно преобразовать в k для бесконечной геометрии $k = 10^3 \cdot 0,984 = 984$. Для этого значения k из табл. П.29 находим $d = 6,5 \text{ см}$.

№ 5.4 73 см.

№ 5.5 22,2 см.

№ 5.6 а) 14,1 см по слоям ослабления; б) 13,8 см по универсальным таблицам.

№ 5.7 Кратность ослабления $k = 2000$. Если известна величина слоя десятичного ослабления $\Delta_{1/10}$, то кратность ослабления можно рассчитать из соотношения $k = 10^n$, где n – число слоев десятичного ослабления: $2000 = 10^n$, откуда $n = \lg 2000$. Таким образом, толщина защиты $d = \Delta_{1/10} \cdot n = 66 \text{ см}$.

№ 5.8 Представим исходные данные в виде табл. О.1. В соответствии с определением керма-эквивалента (формула (2.37)), вклад p_i каждой γ -линии в керма-эквивалент составит $p_i =$

$$\frac{\Gamma_{K,i}}{\sum_{i=1}^5 \Gamma_{K,i}} = \frac{\Gamma_{K,i}}{1}.$$

Парциальная кратность ослабления γ -излучения

i -й энергетической группы равна $k_i = k \cdot n_i$; $k_1 = 0,5 \cdot 10^3 = 500$; $k_2 = 200$; $k_3 = 100$; $k_4 = 100$; $k_5 = 100$.

Таблица О.1

ε_{γ_i} , МэВ	$\Gamma_{K,i}$ аГр·М ² /(с·Бк)	$p_i =$ $\frac{\Gamma_{K,i}}{\sum_{i=1}^5 \Gamma_{K,i}}$	$k_i = k \cdot p_i$	d_i , см	$\Delta_{1/2}$, см
0,1	0,5	0,5	500	76	
0,2	0,2	0,2	200	80	
0,4	0,1	0,1	100	83	
0,8	0,1	0,1	100	98	11
1,0	0,1	0,1	100	10	12

По универсальным таблицам (табл. П.26) и полученным парциальным кратностям ослабления находим необходимые толщины защиты для каждой линии d_i . Из полученных данных видно, что главная линия – это линия с энергией $\varepsilon_{\gamma_5} = 1$ МэВ, конкурирующая с энергией $\varepsilon_{\gamma_4} = 0,8$ МэВ. Разность между толщиной защиты для главной и конкурирующей линий составит $\delta = d_{гл} - d_k = 105 - 98 = 7$ [см].

По таблице П.26 определяются слои половинного ослабления главной и конкурирующей линий. Слой $\Delta_{1/2}$ для толщины $d_1 = 98$ см, ослабляющей излучение в 100 раз, находится следующим образом: сначала определяется, какая толщина защиты требуется для ослабления излучения в 100×2 раз – по табл. П.26 d_2 ($k = 200$) = 109 см; далее из толщины d_2 , ослабляющей излучение в 200 раз, вычитается толщина защиты d_1 , ослабляющая излучение в 100 раз, – это и будет слой половинного ослабления $\Delta_{1/2}$, ослабляющий излучение в два раза именно на этой толщине ($d = 98$ см). Таким образом, слой половинного ослабления конкурирующей линии $\Delta_{1/2k} = d_2 - d_1 = 109 - 98 = 11$ см. Аналогично находится $\Delta_{1/2}$ для главной линии с $\varepsilon_{\gamma} = 1$ МэВ: $\Delta_{1/2r} = 117 - 105 = 12$ [см].

Окончательная толщина защиты определяется по формуле (5.11); т.к. значение $\Delta_{1/2max}$ (12 см) больше разности δ между толщинами защиты для главной и конкурирующей линиям (7 см). Таким образом, искомая толщина защиты $d = 110$ см.

№ 5.9 Для $k = 25$ $d = 9,8$ см; для $k = 10^3$ $d = 22$ см.

№ 5.10 Главная линия – с энергией 0,835 МэВ, конкурирующая – 1,25 МэВ. При решении необходимо использовать линейную интерполяцию для нахождения толщины защиты по табл. П.27. $d = 62,2$ см.

№ 5.11 Мощность воздушной кермы за защитой определяется по формуле (5.2), где G_0 – мощность воздушной кермы без защиты (формула (2.32)). Используя данные табл. П8 и П.25, получим $\dot{K}_a = 0,48$ мкГр/с (для нахождения фактора накопления для $\mu d = 2,57$ данные табл. П.25 необходимо интерполировать).

№ 5.12 Из формулы (5.2) следует, что $B = \frac{e^{\mu d}}{k}$. Толщина d находится из универсальных табл. П.26. Тогда $B = 6,8$, с учетом барьерности $B_{\text{бар.}} = 5,1$. Фактор накопления, рассчитанный по формуле (5.3) (коэффициенты A , α_1 , α_2 в табл. П.24) $B(\mu d) = 7,72$; $B_{\text{бар.}} = 5,8$ (поправка на барьерность в табл. П.23). Отличие полученных результатов составляет $\sim 12\%$, что приемлемо при проведении расчетов по формуле (5.3).

№ 5.13 $k \cong 1,6$ для γ -квантов с энергией 2 МэВ; $k \cong 3,3$ для энергии 0,5 МэВ (с учетом поправки на барьерность, табл. П.23). Начиная с энергии γ -квантов $\varepsilon_\gamma \cong 0,06$ МэВ в алюминии преобладает процесс когерентного рассеяния, т.е. процессы поглощения γ -квантов практически отсутствуют, фотоэффект уже закончился, а процесс образования пар еще не начинается. Поэтому в этой области энергий фактор накопления имеет такую же зависимость от энергии, как и сечение комптоновского рассеяния (уменьшается с ростом энергии γ -кванта).

№ 5.14 а) по универсальным таблицам (П.28) $k = 2$, $k_{\text{бар.}} = 2,26$; б) по формуле (5.18) с использованием табл. П.8, П.25 и П.23 $k = 2,23$.

№ 5.15 Мощность воздушной кермы без защиты вычисляется по формуле (2.32), где $\Gamma_{K,i}$, Γ_K – в табл. П.7. Поскольку нуклид ^{59}Fe имеет несколько γ -линий, задача решается методом конкурирующих линий. Толщины d_i , необходимые для ослабления каждой i -ой линии, находятся по табл. П.29; для линий, имеющих небольшой вклад в дозу, толщина определяется приблизительно, т.к. слабые линии (по вкладу) обычно не участвуют в

определении толщины защиты. $d \cong 23$ см.

№ 5.16 7,2 см.

№ 5.17 54 см.

№ 5.18 2,95 см.

№ 5.19 По универсальным таблицам (табл. П.29) для защиты из свинца толщиной 3,6 см и энергии γ -квантов 0,662 МэВ находится кратность ослабления, обеспечивающая допустимые уровни облучения персонала: $k = 40$. В новых условиях кратность ослабления составит 80. По табл. П.29 новая толщина $d_2 = 4,2$ см, таким образом, защиту нужно увеличить на $\Delta d = 0,6$ см.

№ 5.20 Толщину защиты изменять не нужно.

№ 5.21 Рассмотрим первоначальную работу оператора: источник находится от оператора на расстоянии 0,6 м, причем 0,31 м этого расстояния – в бетоне. Пусть \dot{K}_a – мощность воздушной кермы без защиты, равная $\dot{K}_a = \frac{A \cdot \Gamma_K}{R^2}$.

По универсальной табл. П.27 видно, что слой бетона 31 см ослабляет излучение с энергией 0,662 МэВ примерно в двадцать раз (с учетом барьерности кратность ослабления 24,5), т.е. в первом случае мощность воздушной кермы составит $\dot{K}_{a1} = \frac{A \cdot \Gamma_K}{(0,6)^2} \cdot \frac{1}{24,5}$, что

соответствует безопасной работе оператора. Если нет никакой защиты, а оператор находится на расстоянии от источника $R_2 = 3$ м, то $\dot{K}_{a2} = \frac{A \cdot \Gamma_K}{3^2}$. Видно, что $\dot{K}_{a1} > \dot{K}_{a2}$, т.е. длинный манипулятор без всякой защиты обеспечивает безопасные условия работы.

№ 5.22 8,4 см.

№ 5.23 4,3 см.

№ 5.24 12,2 см.

№ 5.25 а) 17,5 см; б) 9,4 см.

№ 5.26 11,4.

№ 5.27 а) 4,6 по формуле (5.5); б) 3,2 по формуле (5.8).

№ 5.28 а) 5,1 по формуле (5.5); б) 5,47 по формуле (5.8).

№ 5.29 Мощность воздушной кермы \dot{K}_a в соответствии с формулой (2.38) с учетом ослабления излучения в защите и фак-

тора накопления $\dot{K}_a = \frac{k_e}{r^2} \cdot e^{-\sum \mu_r d_i} \cdot B_{\text{гер}}(\mu d, \varepsilon_\gamma) \cong 0,05 \text{ мкГр/ч.}$

№ 5.30 7,65.

№ 5.31 а) для защиты вода-железо $B = 8,34$; б) для защиты железо-вода $B = 11,2$ (учтены поправки на барьерность защиты).

№ 5.32 $\cong 3,6$ ч/нед.

№ 5.33 55 см.

№ 5.34 Допустимые условия работы не выполняются.

№ 5.35 52,7 см.

№ 6.1 $\cong 220$ см.

№ 6.2 Прохождение нейтронов через слой вещества толщиной x описывается формулой (6.1), откуда кратность ослабления $k = e^{\Sigma \cdot x}$. Макроскопическое сечение взаимодействия Σ кадмия находится по формуле (2.8); физические характеристики Cd (плотность, атомная масса) приведены в табл. П.2, тогда $\Sigma_{\text{Cd}} = \frac{2520 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 8,648 \text{ г/см}^3}{112,4 \text{ г}} = 116,8 \text{ см}^{-1}$ и $k = 1,18 \cdot 10^5$.

В задаче учтено, что основным процессом взаимодействия тепловых нейтронов с кадмием является радиационный захват.

№ 6.3 0,98 мм.

№ 6.4 Допустимая плотность потока ДПП_{перс}(тепл., ИЗО) = 990 нейтр/(см²·с) (табл. П.17). Необходимая кратность ослабления $k = e^{\Sigma \cdot x} = 10^9/990$, откуда $d = 0,118$ см.

№ 6.5 Чтобы определить макроскопическое сечение Σ по формуле (6.2), нужно определить концентрацию ядер углерода и водорода в 1 см³ полиэтилена. В 16 г полиэтилена содержится $6,023 \cdot 10^{23}$ молекул полиэтилена, тогда в m г полиэтилена, соответствующих 1 см³ ($m = \rho \cdot 1 \text{ см}^3$, $\rho = 0,92 \text{ г/см}^3$ см. в табл. П.3)

будет x молекул: $x = \frac{\rho \cdot N_A}{M} = \frac{0,92 \text{ г/см}^3 \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{14 \text{ г}} =$

$3,96 \cdot 10^{22} \text{ мол/см}^3$. Число молекул углерода в 1 см³ совпадает с числом молекул CH₂ в 1 см³, а число молекул водорода будет в 2

раза больше, отсюда макроскопическое сечение $\Sigma = \sigma_c \cdot x + \sigma_n \cdot 2x = (1,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 3,96 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} + 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 3,96 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}) = 0,11 \text{ см}^{-1}$.

№ 6.6 Макроскопическое сечение Σ для воды вычисляется по формуле (6.2). Тогда толщина водной защиты $d = \frac{1}{\Sigma} \cdot \ln \frac{\text{ДПП}}{\phi}$

$\cong 165 \text{ см}$.

№ 6.7 87,8 см.

№ 6.8 Длина релаксации нейтронов спектра деления для слоя воды толщиной 100 см находится из табл. П.30 (длина релаксации берется для барьерной геометрии). С учетом зависимости длины релаксации от толщины защиты кратность ослабления $k = e^{\sum_i \frac{d_i}{L_i}} = e^{\frac{30}{7,6} + \frac{30}{9,1} + \frac{40}{10,6}} = 6,1 \cdot 10^4$.

№ 6.9 В табл. П.31 дана длина релаксации в полиэтилене, имеющем толщину $d \leq 69 \text{ г/см}^2$, или, разделив на плотность, $d \leq 75 \text{ см}$. Поскольку рассматривается плотность потока на расстоянии, меньшем, чем 75 см, то можно использовать значение длины релаксации, представленное в таблице: $L = 12,8 \text{ г/см}^2$. Коэффициент f , характеризующий отклонение от экспоненциальной формы кривой ослабления плотности потока нейтронов на начальных расстояниях от источника, находится из табл. П.32. Тогда, в соответствии с формулой (6.5), $\phi = 74,0 \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

№ 6.10 Плотность потока нейтронов с $\epsilon_n > 1,5 \text{ МэВ}$ без учета коэффициента f занижается в 5,4 раза (табл. П.32).

№ 6.11 $13,6 \text{ 1/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

№ 6.12 $580 \text{ 1/}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

№ 6.13 Из табл. П.33 видно, что в спектре нейтронов деления (спектр спонтанного деления ^{252}Cf практически совпадает со спектром деления ^{235}U тепловыми нейтронами) вклад нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2 \text{ МэВ}$ составляет $\sim 42 \%$. Таким образом, на защиту падает поток нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2 \text{ МэВ}$, равный $\phi_0 = 7 \cdot 10^6 \cdot 0,42 \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Плотность потока нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2 \text{ МэВ}$ за защитой составит $\phi = \phi_0 \cdot e^{-\sum_i \frac{d_i}{L_i}} =$

124 нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (длина релаксации – в табл. П.30 для барьерной геометрии).

№ 6.14 28,4 см.

№ 6.15 981.

№ 6.16 В водородсодержащей среде на глубине 20 см и более устанавливается практически равновесное энергетическое распределение нейтронов, поэтому плотность потока тепловых нейтронов будет пропорциональна мощности поглощенной дозы быстрых нейтронов. С учетом этого и в соответствии с формулой (6.8) можно записать

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\Sigma_{\text{выб}} \cdot t}. \text{ Отсюда } \Sigma_{\text{выб}} = \frac{1}{t} \ln \frac{\Phi_0}{\Phi} =$$

$0,161 \text{ см}^{-1}$. Микроскопическое сечение выведения можно найти из формулы (6.2), используя данные табл. П.2: $\sigma = 1,9 \text{ б}$.

№ 6.17 а). Плотность потока быстрых нейтронов точечного источника в воде на расстоянии r от источника описывается

формулой (6.5): $\phi_1 = \phi_0 \cdot e^{-\frac{r}{L}}$, где ϕ_0 – плотность потока без защиты на расстоянии 1 м от источника; L – длина релаксации нейтронов спектра деления в воде.

Поскольку длина диффузии тепловых нейтронов в воде ($\sim 2,5 \text{ см}$) значительно меньше длины релаксации быстрых нейтронов, можно полагать, что на больших расстояниях от источника плотность потока тепловых нейтронов убывает пропорционально (линейно) плотности потока быстрых нейтронов. Практически это означает, что мы можем на больших расстояниях от источника вместо функции убывания для быстрых нейтронов использовать функцию убывания тепловых нейтронов, т.е. $\Phi_{\text{б.н.}} \cong \text{const} \cdot \Phi_{\text{т.н.}}$.

б). Если вблизи точечного источника находится воздушный зазор толщиной t , то плотность потока быстрых нейтронов в воде на расстоянии r от источника равна $\phi'_1 = \phi_0 \cdot e^{-\frac{(r-t)}{L}}$ (обозначения те же).

в). Если вблизи источника находится железная пластина толщиной t , плотность потока быстрых нейтронов в воде на расстоянии r от источника находится по формуле (6.8)

$$\Phi_2 = \Phi_1' \cdot e^{-\Sigma_{\text{выв}} \cdot t}.$$

Концепция сечения выведения может быть применена в случае, когда толщина водородсодержащей защиты достаточно велика ($2 \div 3 L$); в данном случае толщина воды после введения пластины составляет 95 см, что значительно больше 30 см ($3L$).

Запишем соотношение
$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{\Phi_0 \cdot e^{-\frac{r}{L}}}{\Phi_0 \cdot e^{-\frac{r-t}{L}} \cdot e^{-\Sigma_{\text{выв}} \cdot t}} = e^{\Sigma_{\text{выв}} \cdot t - \frac{t}{L}},$$
 отку-

да находится макроскопическое сечение выведения $\Sigma_{\text{выв}}^{\text{Pb}} =$

$$\frac{\ln \frac{\Phi_0}{\Phi} + \frac{d}{L}}{d} = 0,116 \text{ см}^{-1}.$$

№ 6.18 Если рассматривать источник нейтронов деления и защиту, состоящую из чистых веществ, то для нейтронов с энергией $\epsilon_n > 3$ МэВ величина, обратная сечению выведения, совпадает с длиной релаксации (в пределах погрешности измерений $\sim 10\%$), т.е. $1/L \cong \Sigma_{\text{выв}}$. Вычислив макроскопическое сечение выведения по формуле (2.18), можно определить соответствующие им длины релаксации данных веществ. Мощность дозы за не-

сколькими слоями защиты будет равна $\dot{D}_{\text{смеси}} = \dot{D}_0 \cdot e^{-\sum_{i=1}^4 (\Sigma_i \cdot d_i)}$,

где \dot{D}_0 – мощность дозы в точке детектирования без защиты; Σ_i – макроскопическое сечение для материала i -го слоя; d_i – толщина i -го слоя. Кратность ослабления потока нейтронов всеми слоями

$$k = \frac{\dot{D}_0}{\dot{D}_{\text{смеси}}} = e^{\Sigma_{\text{выв}}^{\text{H}_2\text{O}} \cdot d_{\text{H}_2\text{O}} + \Sigma_{\text{выв}}^{\text{Al}} \cdot d_{\text{Al}} + \Sigma_{\text{выв}}^{\text{Pb}} \cdot d_{\text{Pb}}} \cong 1,17 \cdot 10^4.$$

№ 6.19 $\Sigma_{\text{выв}} \cong 0,08 \text{ см}^{-1}$; $L \cong \frac{1}{\Sigma_{\text{выв}}} = 12,6 \text{ см}$ (используется

формула (6.9) и табл. П.34).

№ 6.20 Используя формулу (6.9), получается кратность

ослабления $k = \frac{\Phi_0}{\Phi} = e^{\frac{t_{\text{Fe}}}{L_{\text{Fe}}} + \frac{t_{\text{H}_2\text{O}}}{L_{\text{H}_2\text{O}}} + \frac{t_{\text{полиэт}}}{L_{\text{полиэт}}}}$. Для толщины железа $d_{\text{Fe}} =$

$$\frac{510 \frac{\text{г}}{\text{см}^2}}{7,87 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}} \cong 65 \text{ см, приведенной в табл. П.30, длина релаксации}$$

для барьерной геометрии $L_{\text{Fe}}(\epsilon_n > 3 \text{ МэВ}) = 50,7 \text{ г/см}^2 = 6,44 \text{ см}$.

Для воды: $L_{\text{H}_2\text{O}}(> 3 \text{ МэВ, бар.}) = 8,1 \text{ см при } d_{\text{H}_2\text{O}} = 0 \div 30 \text{ см};$

$L_{\text{H}_2\text{O}}(> 3 \text{ МэВ, бар.}) = 9,3 \text{ см при } d_{\text{H}_2\text{O}} = 30 \div 60 \text{ см};$

$L_{\text{H}_2\text{O}}(> 3 \text{ МэВ, бар.}) = 10,6 \text{ см при } d_{\text{H}_2\text{O}} = 60 \div 100 \text{ см}.$

Аналогично выбирается (табл. П.30) длина релаксации для полиэтилена. Тогда $k = 1,76 \cdot 10^9$.

№ 6.21 1,24 (L из табл. П.30 для барьерной геометрии).

№ 6.22 Плотность потока нейтронов за защитой можно определить по формуле (6.5), откуда толщина защиты $d = L \cdot \ln \frac{q \cdot f}{4\pi R^2 \cdot \text{ДПП}_{\text{перс}}} = 50,3 \text{ см}$. Решение с использованием номо-

граммы рис. 6.4: плотность потока без защиты на расстоянии 1 м $\phi = \frac{q}{4\pi R^2} = 159 \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, тогда кратность ослабления

равна $k = 22,3$. По рис. 6.4 $d \cong 44 \text{ см}$.

№ 6.23 Значения эффективной дозы, рассчитанные на единственный флюенс, приведены в табл. П.17. Мощность эффективной дозы, создаваемая тепловыми нейтронами рассчитывается по формуле (6.15). Мощность эффективной дозы, создаваемая быстрыми и промежуточными нейтронами, рав-

на $\dot{E}_{\text{б+пром}} = \phi_{\text{б+пром}} \cdot \left(\sum_{i=1}^5 n_i \cdot \delta_i \right)$, где i – число участков, на кото-

рые разбит спектр ^{252}Cf ; $\phi_{\text{б+пром}}$ – плотность потока быстрых и промежуточных нейтронов, нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$); n_i – долевого вклад нейтронов i -группы в спектр нейтронов деления ^{252}Cf , отн. ед.; δ_i – коэффициент перевода плотности потока нейтронов со средней энергией $\bar{\epsilon}_i$ в эффективную дозу, Зв·см². Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления источника ^{252}Cf близок к спектру нейтронов деления. Поэтому для расчета мощ-

ности эффективной дозы, создаваемой быстрыми и промежуточными нейтронами воспользуемся данными табл. П.33 для долевых вкладов нейтронов различных групп в общий спектр. Тогда $\dot{E}_{\text{б+пром}} =$

$$= 80 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} (0,014 \cdot 38,5 + \dots + 0,133 \cdot 474) \cdot 10^{-12} \text{Зв} \cdot \text{см}^2. \text{ Суммарная эффективная доза за 6 часов работы составит } E \cong 609 \text{ мкЗв.}$$

№ 6.24 Из рис. 6.4. находится кратность ослабления для Pu- α -Be-источника слоем воды толщиной 50 см: $k \cong 45$. Эффективная доза без защиты на расстоянии 50 см от источника составит $E_0 =$

$$E_0 = \frac{q}{4\pi \cdot R^2} \cdot \delta_E(4 \text{ МэВ, ПЗ}) = \frac{5 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{с}} \cdot 458 \cdot 10^{-12} \text{Зв} \cdot \text{см}^2}{4\pi \cdot (50)^2 \text{см}^2} =$$

$7,3 \cdot 10^{-6} \text{Зв/с}$. Тогда эффективная доза за защитой будет равна $E = E_0/k = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{Зв/с}$.

№ 6.25 4,52 м.

№ 6.26 $8,17 \cdot 10^6$ нейтр./с.

№ 6.27 $d \cong 58$ см (использовать номограмму рис. 6.4).

№ 6.28 Мощность эффективной дозы нейтронов источника ^{252}Cf без защиты на расстоянии 1 м определяется как сумма мощностей эффективных доз, рассчитанных для нескольких энергетических интервалов (табл. П.33) с соответствующими дозовыми коэффициентами δ_i (табл. П.17):

$$\begin{aligned} \dot{E}_0 &= \sum_i \varphi_i \cdot \delta_i = \varphi \sum_{i=1}^6 \eta_i \cdot \delta_i = \frac{q}{4\pi R^2} \sum_{i=1}^6 \eta_i \cdot \delta_i = \\ &= \frac{10^8 \frac{1}{\text{с}}}{4\pi \cdot 10^4 \text{см}^2} (1 \cdot 7,6 \cdot 10^{-12} + 0,014 \cdot 38,5 \cdot 10^{-12} + \dots) \text{Зв} \cdot \text{см}^2. \end{aligned}$$

Кратность ослабления должна быть равна отношению мощности эффективной дозы без защиты \dot{E}_0 к мощности эффективной дозы $\dot{E}_{\text{доп}}$, обеспечивающей безопасные условия работы персонала,

$$\text{ла, } \dot{E}_{\text{доп}} (36 \text{ ч/нед., персонал гр.А}) = \frac{20 \cdot 10^{-3} \text{Зв}}{1700 \cdot 3600 \text{с}} = 3,27 \cdot 10^{-9} \text{Зв/с,}$$

тогда $k = 847$. Из номограммы рис. 6.4 толщина воды должна

быть равной $d \approx 55$ см.

№ 6.29 а) Мощность эффективной дозы нейтронов без защиты $\dot{E}_{\text{нейтр.}} = 2,83 \cdot 10^{-7}$ Зв/с (см. решение задачи № 6.27). Защита из воды толщиной 50 см ослабляет мощность дозы нейтронов примерно в 400 раз (рис. 6.4), откуда мощность эффективной дозы на поверхности бака, обусловленная нейтронами, составляет $\dot{E}_{\text{нейтр.}} = 7,07 \cdot 10^{-10}$ Зв/с.

б) Вторичное γ -излучение в защите можно оценить из рис. 6.5: отношение эффективной дозы вторичного γ -излучения к эффективной дозе нейтронов составляет $\frac{\dot{E}_{\gamma}}{\dot{E}_n}(d_{\text{H}_2\text{O}} = 50 \text{ см}) \cong 3,5$.

Откуда $\dot{E}_{\gamma, \text{вторичное}} \cong 2,47 \cdot 10^{-9}$ Зв/с.

в) Мгновенные и запаздывающие γ -кванты: примем, что на распад испускается 4,5 γ -квантов с энергией 0,9 МэВ. Плотность потока на расстоянии 1 м от источника без защиты будет равна $0,358 \cdot 10^4$ 1/(см²·с), а мощность эффективной дозы для $\epsilon_{\gamma} = 0,9$ МэВ и геометрии облучения ПЗ (по формуле (3.12)) – $1,47 \cdot 10^{-8}$ Зв/с. По универсальной табл. П.26 можно определить, во сколько раз ослабляет дозу γ -излучения слой воды толщиной 50 см: для $\epsilon_{\gamma} = 0,9$ МэВ $k \cong 5$. Отсюда определяется мощность эффективной дозы на поверхности бака: $\dot{E}_{\text{мгнов+запазд.}} = 0,294 \cdot 10^{-8}$ Зв/с. Суммарная мощность эффективной дозы на поверхности бака составляет $\dot{E} = \dot{E}_{\text{нейтр.}} + \dot{E}_{\gamma, \text{вторичное}} + \dot{E}_{\text{мгнов+запазд.}} = (0,071 + 0,247 + 0,294) \cdot 10^{-8}$ Зв/с $\cong 0,61 \cdot 10^{-8}$ Зв/с.

Чтобы были обеспечены безопасные условия работы, мощность эффективной дозы на рабочем месте при 36-часовой рабочей неделе должна быть не более $0,33 \cdot 10^{-8}$ Зв/с. Таким образом, толщина воды в данном случае не обеспечивает безопасных условий работы.

№ 6.30 1-й способ: вычисление кратности ослабления через длину релаксации. Длина релаксации для нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2$ МэВ и барьерной геометрии составляет: $L_{0-30} = 7,6$ см; $L_{30-60} = 9,1$ см; $L_{60-100} = 10,6$ см. Тогда кратность ослабления по слоям: $k_1 = e^{30/7,6} = 51,8$; $k_2 = e^{30/9,1} = 27,0$; $k_3 = e^{40/10,6} = 42,0$.

Таким образом, кратности ослабления по толщине воды: $k_{0-30} = 51,8$; $k_{0-60} = 51,8 \cdot 27,0 = 1,4 \cdot 10^3$; $k_{0-100} = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 = 6,09 \cdot 10^4$.

2-й способ: вычисление кратности ослабления через сечение выведения гомогенной среды. Кратность ослабления для гомогенной среды (смесь водорода с тяжелым материалом X) может быть записана в виде $k = k_H \cdot k_X = e^{\sigma_H \cdot n_H + \sigma_X \cdot n_X}$, где k_H , k_X – кратность ослабления за счет водорода и тяжелого вещества, соответственно; n_H , n_X – количество атомов водорода и тяжелого вещества в 1 см^3 смеси, соответственно; σ_H , σ_X – микроскопические сечения выведения для водорода и тяжелого компонента. Если гомогенная среда – вода, то в качестве тяжелого вещества рассматривается кислород. Парциальная плотность водорода в воде составляет $2/18$, или $0,111 \text{ г/см}^3$, т.е. слой воды толщиной 1 см соответствует толщине водорода $0,111 \text{ г/см}^2$. Отсюда толщина водорода для 30 см воды составит $3,33 \text{ г/см}^2$; для 60 см воды – $6,66 \text{ г/см}^2$; для 100 см воды – $11,1 \text{ г/см}^2$. Интерполируя в логарифмическом масштабе данные табл. 6.1, получаем коэффициенты ослабления плотности потока нейтронов в чистом водороде: $K_{30}^H = 5,93 \cdot 10^{-2}$; $K_{60}^H = 4,47 \cdot 10^{-3}$; $K_{100}^H = 1,99 \cdot 10^{-4}$. $P_{30}^H = 5,93 \cdot 10^{-2}$;

Для кислорода сечение выведения для гомогенных сред $\sigma = 0,87 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (табл. 6.2), тогда концентрация атомов кислорода в 1 см^3 $n = \frac{N_A}{18} = 2,96 \cdot 10^{22}$, а макроскопическое сечение вы-

ведения кислорода $\Sigma_O = n \cdot \sigma = 0,029 \text{ см}^{-1}$ (парциальная плотность кислорода в воде составляет $16/18 \text{ г/см}^3$). Коэффициент ослабления нейтронов кислородом толщиной d составит: $K_d^O = e^{-\Sigma \cdot x}$.

Конкретно: $K_{30}^O = 0,461$; $K_{60}^O = 0,213$; $K_{100}^O = 0,0759$. Тогда общая кратность ослабления гомогенной средой (вода) $k_{30} = \frac{1}{K_{30}^H \cdot K_{30}^O} = 36,6$; $k_{60} = 1,05 \cdot 10^3$; $k_{100} = 6,62 \cdot 10^4$.

3-й способ: по номограмме рис. 6.4 имеем кратность ослабления эффективной дозы: $k_{30} \cong 40$, $k_{60} \cong 1,2 \cdot 10^3$, $k_{100} \cong 7,5 \cdot 10^4$.

Кратность ослабления k , определенная тремя способами:

1 – с использованием длин релаксации;

2 – с использованием сечения выведения для гомогенной среды;

3 – по номограмме рис. 6.4

Толщина воды, см	Способ получения		
	1	2	3
30	52	37	40
60	$1,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$
100	$6,1 \cdot 10^4$	$6,6 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^4$

Видно, что кратность ослабления на больших толщинах, рассчитанная по сечению выведения гомогенной среды (способ 2) больше, чем кратность ослабления при расчёте через длину релаксации (способ 1). Расчёты по номограмме дают ещё большую кратность ослабления.

Объяснение следующее. Длина релаксации задана для нейтронов с энергией $\epsilon_n > 2$ МэВ, сечения выведения для нейтронов с энергией $\epsilon_n > 1$ МэВ. Поэтому при расчёте с использованием сечений выведения более сильно ослабляющаяся доля нейтронов от 1 до 2 МэВ «выедается» и даёт увеличение кратности ослабления по сравнению с расчётами с использованием длин релаксации. Номограмма (рис. 6.4.) построена для эффективной дозы. Поскольку тканевые взвешивающие коэффициенты для энергетических интервалов 0,1 – 2 МэВ и 2 – 20 МэВ равны 20 и 10 соответственно, сильное убывание плотности потока в первом интервале, имеющем значительно больший взвешивающий коэффициент, приводит к еще большему увеличению кратности ослабления эффективной дозы на больших расстояниях.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Иванов, В.П. Машкович. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1980. – 248 с.
2. В.И. Иванов. Курс дозиметрии. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 400 с.
3. И.Е. Иродов. Атомная и ядерная физика. Сборник задач: Учебное пособие. 8-е изд., испр. – Сиб: Издательство «Лань», 2002. – 288 с.
4. В.П. Машкович, А.М. Панченко. Основы радиационной безопасности. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 176 с.
5. В.П.Машкович, А.В. Кудрявцева. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1995.– 494 с.
6. Н.Г. Гусев, В.П. Машкович, А.П.Суворов. Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты от излучений. – М.: Атомиздат, 1980. – 462 с.
7. В.А. Кутьков, В.В. Ткаченко, В.П. Романцов. Радиационная безопасность персонала атомных станций. – Москва – Обнинск, 2003. – 344 с.
8. В.А. Кутьков, В.В. Ткаченко, В.П. Романцов. Обеспечение радиационной безопасности персонала при эксплуатации АЭС. – Обнинск, 2007. – 253 с.
9. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): Гигиенические нормативы СП-2.6.1.758-99. – М.:Минздрав России. 1999
10. Новый справочник химика и технолога. Вредные химические вещества. Радиоактивные вещества. /Под ред. А.В.Москвина, В.В.Семеновой, В.Ф.Теплых. – СПб.: Профессинал, 2005. – 1142 с.
11. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. – М.: Энергоатомиздат, 1999. – 514 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	5
I. ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	7
1. РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ	8
1.1. Характеристики источников ионизирующего излучения	8
1.2. Характеристики поля излучения	12
Задачи	14
2. БАЗОВЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ.....	17
2.1. Характеристики взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Передача энергии и поглощение энергии ионизирующего излучения веществом	18
2.2. Дозовые характеристики излучения	21
2.3. Фотонное излучение источников со сложным.... спектральным составом и источников с материнскими и.....	26
дочерними радионуклидами	26
2.4. Бета-излучение изотропных источников	30
Задачи	31
3. ЭКВИДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ.	37
НОРМИРОВАНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ	37
3.1. Величины для оценки рисков развития эффектов излучения	38
3.2. Величины для определения требований к состоянию радиационной безопасности.....	40
3.3. Величины для демонстрации соответствия требованиям обеспечения радиационной безопасности.....	41
Для демонстрации соответствия условий эксплуатации источников излучения требованиям по обеспечению радиационной безопасности	

используется индивидуальная доза, накопленная в течение года человеком.....	41
Задачи	44
II. ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.....	50
4. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОЧЕЧНОГО И ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ БЕЗ ЗАЩИТЫ (без учета самопоглощения и многократного рассеяния)	50
5. ЗАЩИТА ОТ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ.....	6
6. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ.....	18
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	38
Таблица П.1	38
Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования.....	38
Таблица П.2	38
Плотность чистых элементов.....	38
Таблица П.3	39
Плотность некоторых веществ и газов	39
Таблица П.4	40
Свойства некоторых радионуклидов	40
Таблица П.5	41
Состав естественного урана.....	41
Таблица П.6	41
Соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами в области радиационной безопасности ...	41
Таблица П.7	42
Характеристики некоторых радионуклидов как γ -излучателей.....	42
Таблица П.8	45
Линейный коэффициент ослабления γ -квантов μ для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения, см ⁻¹ (коэффициенты приводятся без учета когерентного рассеяния).....	45
Таблица П.9	46
Массовый $\mu_{en,m}$ и линейный μ_{en} коэффициенты поглощения энергии для воздуха и биологической	

ткани (воды) в зависимости от энергии фотонного излучения	46
Таблица П.10	47
Основные пределы доз	47
Таблица П.11	47
Взвешивающие коэффициенты излучения w_R	47
Таблица П.12	47
Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов w_T	47
Таблица П.13	48
Значения эффективной дозы δ_E и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП _{перс} моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела	48
Таблица П.14	49
Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП _{перс} моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении кожи	49
Таблица П.15	50
Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП _{перс} моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении хрусталиков глаз	50
Таблица П.16	51
Значения эквивалентной дозы δ_H и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП _{перс} бета-частиц для лиц из персонала при контактном облучении кожи	51
Таблица П.17	51
Значения эффективной дозы δ_E и среднегодовые допустимые плотности потока ДПП _{перс} моноэнергетических нейтронов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела	51
Таблица П.18	52

Распределение соединений элементов по типам при ингаляции.....	52
Таблица П.19	54
Значения дозовых коэффициентов $e_{inh}^{перс}$ (τ), пределов годового поступления с воздухом ПГП _{перс} ^{возд} и допустимой среднегодовой объемной активности в воздухе ДОА _{перс} отдельных радионуклидов для персонала	54
Таблица П.20	56
Значения дозовых коэффициентов $e_{inh}^{нас}$, пределов годового поступления с воздухом ПГП _{нас} ^{возд} и допустимой среднегодовой объемной активности в воздухе ДОА _{нас} отдельных радионуклидов для населения	56
Таблица П.21	57
Значения дозовых коэффициентов $e_{ing}^{нас}$, пределов годового поступления с пищей ПГП _{нас} ^{пищ} и уровней вмешательства при поступлении с водой УВ ^{вода} отдельных радионуклидов для населения.....	57
Таблица П.22	58
Значения стандартных параметров при определении допустимых уровней радиационного воздействия: ...	58
Таблица П.23	59
Значения $\Delta_{1/2}$, $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$, $\Delta_{1/10}^{ac}$, Г/см ² и поправки на барьерность δ_D для различных материалов для точечного изотропного источника фотонов при измерении дозы в бесконечной среде ..	59
Таблица П.24	60
Коэффициенты A_1 , α_1 и α_2 для аналитического представления дозовых факторов накопления точечных изотропных источников в бесконечных средах	60
$V_D = A_1 \exp(-\alpha_1 \cdot \mu d) + (1 - A_1) \cdot \exp(-\alpha_2 \mu d)$	60

Таблица П.25	61
Дозовые факторы накопления $B(\epsilon_0, \mu d)$ для точечного изотропного источника в бесконечной среде.....	61
Таблица П.26	63
Толщина d защиты из воды, см ($\rho = 1,0$ г/см ³).....	63
Таблица П.27	63
Толщина d защиты из бетона, см ($\rho = 2,3$ г/см ³).....	63
Таблица П.28	64
Толщина d защиты из железа, см ($\rho = 7,89$ г/см ³).....	64
Таблица П.29	65
Толщина d защиты из свинца, см ($\rho = 11,34$ г/см ³)....	65
Таблица П.30	66
Длина релаксации L нейтронов реактора или нейтронов деления для различных материалов в бесконечной геометрии, г/см ²	66
Таблица П.31	67
Длина релаксации L нейтронов точечных изотропных моноэнергетических источников и (α, n) -источников для различных материалов, г/см ²	67
Таблица П.32	67
Значение коэффициентов f , характеризующих отклонение от экспоненциальной формы кривой ослабления на начальных расстояниях $(2 + 3) L$ от источника, для потоков нейтронов с.....	67
энергией $\epsilon_n > 1,5$ МэВ.....	67
Таблица П.33	68
Средние энергии $\bar{\epsilon}_{ni}$ и долевые вклады n_i в флюенс нейтронов спектра деления ²⁵² Cf.....	68
Таблица П.34	68
Микроскопические сечения выведения σ , 10 ⁻²⁴ см ² ..	68
Таблица П.35	68
Таблица П.36	69
Таблица П.37	69
Эллиптические интегралы 1-го рода $F(k, \vartheta)$, $k = \sin\alpha$	69

ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ.....	69
ЛИТЕРАТУРА.....	109
СОДЕРЖАНИЕ	111

В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко

**СБОРНИК ЗАДАЧ ПО ДОЗИМЕТРИИ И ЗАЩИТЕ ОТ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Редактор З.И. Сныкова

ЛР №020713 от 27.03.1998

Подписано в печать .2012 г. Формат бум. 60×84/16

Печать ризограф. Бумага KYMLUX

Заказ № Усл. печ. л. 8.75 л. Тираж 250 экз.