

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

---

**Сборник задач по теории переноса,  
дозиметрии и защите от ионизирующих  
излучений**

Под редакцией В.А. Климанова

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебного пособия для студентов высших  
учебных заведений*

Москва 2011

УДК 539.1.07(076)

ББК 31.42я7

С23

**Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: Учебное пособие /** А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов, Н.Н. Могиленец, М.П. Панин, В.В. Смирнов; под ред. В.А. Климанова. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. 196 с.

В книге представлены задачи по четырем дисциплинам, изучаемым студентами НИЯУ МИФИ по специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды»: «Введение в теорию переноса ионизирующих излучений», «Численные методы теории переноса ионизирующих излучений», «Дозиметрия ионизирующих излучений» и «Защита от ионизирующих излучений». Задачи распределены по трем главам, каждая глава разделяется на тематические разделы. В начале каждого раздела дается краткое изложение теории и основные формулы, необходимые для решения задач. В конце книги приводятся ответы к задачам и в приложении содержатся дополнительные справочные материалы.

Книга написана преподавателями кафедры «Радиационная физика и безопасность атомных технологий» НИЯУ МИФИ, имеющими большой опыт в преподавании этих четырех курсов. Книга предназначена для студентов, преподавателей и аспирантов инженерно-физических и физико-технических вузов, специализирующихся в области радиационной физики и радиационной безопасности, а также для слушателей курсов повышения квалификации.

Пособие подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. В.Т. Самосадный

ISBN 978-5-7262-1487-0

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2011

## Оглавление

<b>Предисловие.....</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Теория переноса ионизирующих излучений.....</b>	<b>7</b>
1. Характеристики поля излучений. Взаимодействие излучения с веществом.....	7
2. Уравнения переноса для нейтронов и фотонов Аналитические методы решения.....	19
3. Численные детерминистские методы.....	34
4. Метод Монте-Карло.....	38
<b>Глава 2. Дозиметрия ионизирующих излучений.....</b>	<b>54</b>
5. Основные дозиметрические величины.....	54
6. Ионизационный метод дозиметрии.....	59
7. Дозиметрия фотонов и $\beta$ -частиц.....	65
8. Энергетическая зависимость чувствительности (ЭЗЧ) дозиметров в полях фотонного излучения.....	70
9. Сцинтилляторы в дозиметрии ионизирующих излучений.....	73
10. Интегрирующие дозиметры.....	76
11. Дозиметрия излучений инкорпорированных нуклидов.....	82
12. Оценка погрешностей дозиметрических величин.....	87
13. Некоторые полезные соотношения.....	89
14. Задачи для решения в вычислительной системе Mathcad.....	92
<b>Глава 3. Защита от ионизирующих излучений</b>	<b>99</b>
15. Радиационные характеристики источников излучения.....	99
16. Радиационная безопасность.....	105
17. Методы расчета защиты от гамма-излучения	113
18. Защита от нейтронов.....	118
19. Альбеда излучений.....	126
20. Защита от $\alpha$ и $\beta$ -излучения.....	133

<b>Приложение (Справочный материал).....</b>	<b>136</b>
<b>Ответы и указания</b>	<b>169</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>187</b>

## Предисловие

Почти двадцать лет прошло после последнего (четвертого) издания книги «Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений» (авторами 4-го издания были В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович). Задачник за эти годы стал основным учебным пособием для семинарских и практических занятий у студентов в России, обучающихся по специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды». Однако с течением времени вследствие физического износа и других естественных причин книга стала практически библиографической редкостью. Вместе с тем простое переиздание задачника было бы нецелесообразным, так как за эти годы нормирование радиационной безопасности в России претерпело существенное изменение, была разработана и реализована на практике новая концепция эффективной дозы, появилось много новых рекомендаций международных и национальной организаций, связанных с регулированием и обеспечением радиационной безопасности. Важно также, что в настоящее время происходит переход обучения на двухуровневую систему бакалавр-магистр и на образовательные стандарты третьего поколения, что также требует создания новой учебной литературы.

Данные причины обусловили издание новой книги, предназначенной для семинарских и практических занятий по нескольким дисциплинам, входящим в Государственный образовательный стандарт специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды». К этим дисциплинам относятся: «Введение в теорию переноса ионизирующих излучений», «Численные методы теории переноса», «Дозиметрия ионизирующих излучений» и «Защита от ионизирующих излучений».

К нашему глубокому сожалению, заведующий кафедрой «Радиационная физика, биофизика и экология» МИФИ (теперь кафедра «Радиационная физика и безопасность атомных технологий» НИЯУ МИФИ) профессор В.И. Иванов и профессор В.П. Машкович преждевременно ушли из жизни. Авторы настоящего пособия - преподаватели той же кафедры, они многие годы работали под руководством и совместно с В.И. Ивановым и В.П. Машковичем, некоторые из них являются их учениками, и все имеют большой опыт преподавания указанных выше дисциплин. Поэтому в книге сохранены методические принципы, структура и стиль изложения материала. Задачник по-прежнему состоит из трех глав, каждая из которых содержит несколько тематических разделов. В начале всех раз-

делов даются краткое изложение теории и основные формулы, необходимые для решения задач. Вместе с тем изменено название задачника, что более точно отвечает содержанию книги. В первой главе появилось значительное количество новых задач, тексты оставшихся же, учитывая опыт преподавания, пересмотрены. В остальных главах учебного пособия все задачи являются новыми.

В первую главу, авторами которой являются профессор В.А. Климанов и доцент М.П. Панин, вошли задачи по теории переноса ионизирующих излучений. В ней приведены задачи по определению основных характеристик поля излучения, по расчету сечений взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, по получению различных форм и аналитических решений уравнения переноса в приближениях элементарной теории диффузии, элементарной теории замедления, теории возраста, по методу последовательных столкновений и получению численных решений уравнения переноса детерминистскими методами и методом Монте-Карло.

Вторая глава - доцент В.В. Смирнов и ст. преподаватель Н.Н. Могиленец - посвящена дозиметрии ионизирующих излучений. Она содержит задачи по расчетам и оценкам основных физических процессов взаимодействия излучений с веществом, обуславливающих передачу и поглощение энергии в различных средах, по методикам установления связей измеренных различными детекторами величин с соответствующими дозиметрическими величинами, по расчетным методам определения параметров дозных полей для частиц различного вида, по оценкам погрешностей дозиметрических величин. Представлен ряд задач дозиметрии, решаемых в рамках вычислительной системы *Mathcad*.

Третья глава - доцент А.И.Ксенофонтов и ст. преподаватель А.А. Званцев - посвящена защите от ионизирующих излучений. В эту главу включены следующие разделы: расчет защиты от фотонов, нейтронов, заряженных частиц и от смешанного излучения, радиационная безопасность и альbedo излучений.

*Авторы*

## 1. Характеристики поля излучения. Взаимодействие излучения с веществом

Наиболее полная информация о стационарном поле ионизирующего излучения задается пространственной энергетически-угловой плотностью потока частиц  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ . Эта величина представляет собой отнесенное к единичному энергетическому интервалу число частиц с энергией  $E$ , движущихся в направлении единичного вектора  $\vec{\Omega}$  в единичном телесном угле и пересекающих за единицу времени помещенную в точке  $\vec{r}$  пространства единичную площадку, нормаль к которой по направлению совпадает с вектором  $\vec{\Omega}$ .

1. Пространственная энергетически-угловая плотность тока частиц  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  совпадает по модулю с  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ , но в отличие от  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  является вектором, совпадающим по направлению с вектором  $\vec{\Omega}$ :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \vec{\Omega} \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (1.1)$$

2. На практике часто интересуются переносом частиц не через поверхность, положение которой строго определенным образом фиксируется вектором  $\vec{\Omega}$ , а через поверхность, произвольным образом ориентированную в пространстве. Такая задача эквивалентна определению скалярной величины  $J_{\vec{k}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  – проекции тока излучения на направление, задаваемое вектором  $\vec{k}$ , – скалярного тока.

Пространственная энергетически-угловая плотность скалярного тока частиц  $J_k(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  через произвольным образом ориентированную единичную площадку  $S_k$  ( $\vec{k}$  – нормаль к площадке  $S_k$ ) является проекцией  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  на направление, задаваемое вектором  $\vec{k}$ :

$$\begin{aligned} J_k(r, E, \Omega) &= (\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \vec{k}) = (\vec{\Omega}, \vec{k}) \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \\ &= \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot \cos(\vec{\Omega}, \vec{k}). \end{aligned} \quad (1.2)$$

3. Интегрированием функции  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  по энергетической или угловой переменной получают пространственно-угловую  $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})$

или пространственно-энергетическую  $\varphi(\vec{r}, E)$  плотность потока частиц. Пространственное распределение плотности потока частиц (или интегральная плотность потока частиц)  $\varphi(\mathbf{r})$  представляет собой интеграл от  $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})$  или  $\varphi(\vec{r}, E)$  по угловой или энергетической переменной. Аналогичное интегрирование можно выполнить с функциями  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  и  $J_{\vec{k}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ . При этом интегральная плотность скалярного тока частиц

$$J_{\vec{k}}(\vec{r}) = (\vec{J}(\vec{r}), \vec{k}) = \int J_{\vec{k}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \cdot d\vec{\Omega}. \quad (1.3)$$

представляет собой число частиц, пересекающих в единицу времени произвольным образом ориентированную единичную площадку  $S_k$ .

Нередко используемые на практике парциальные плотности потока и тока  $\varphi^+$ ,  $\varphi^-$ ,  $J_k^+$ ,  $J_k^-$  определяются интегрированием соответствующих дифференциальных характеристик по положительной или отрицательной полусфере направлений.

4. Микроскопическое интегральное сечение взаимодействия на один атом определяется как отношение

$$\sigma = \nu / (\varphi \cdot \Delta n_a), \quad (1.4)$$

где  $\nu$  – число ионизирующих частиц, испытавших взаимодействие в единицу времени с  $\Delta n_a$  атомами, находящимися в поле излучения с плотностью потока  $\varphi$ .

Дифференциальное энергетически-угловое (или дважды дифференциальное) микроскопическое сечение рассеяния  $\sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$  численно равно вероятности ионизирующей частице рассеяться на единице пути в веществе, имеющем один атом в единице объема, так, что при этом энергия частицы изменится с  $E'$  на  $E$  и направление движения – с  $\vec{\Omega}'$  на  $\vec{\Omega}$  в единичных интервалах вокруг  $E$  и  $\vec{\Omega}$ . Для азимутально-симметричного рассеяния  $\sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}) = \sigma_s(E' \rightarrow E, (\vec{\Omega}', \vec{\Omega})) = \sigma_s(E' \rightarrow E, \cos \theta_s)$ . (1.5)

Макроскопические сечения равняются соответствующим микроскопическим сечениям, умноженным на число атомов  $n_a$  в единице объема.

5. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния фотона на свободном электроны равно:



$$\sigma_k(\alpha, \mu_s) = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \mu_s)]^2} \left[ 1 + \mu_s^2 + \frac{\alpha^2(1 - \mu_s)^2}{1 + \alpha(1 - \mu_s)} \right], \quad (1.6)$$

где  $\alpha = E/0,511$ ;  $r_0$  – классический радиус электрона;  $\mu_s$  – косинус угла рассеяния  $\theta_s$ ;  $r_0^2/2 = 3,92 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ .

Энергия фотона после комптоновского рассеяния определяется по формуле

$$E' = \frac{E}{1 + E(1 - \mu_s)/0,511}. \quad (1.7)$$

Энергия нейтрона после рассеяния на угол  $\theta_c$  в системе центра инерции

$$E' = 0,5E \left[ (1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta_c \cdot \sqrt{1 + b} \right] + \frac{A}{A + 1} Q, \quad (1.8)$$

где  $\alpha = (A - 1)^2 / (A + 1)^2$ ;  $b = Q(A + 1) / (AE)$ ;  $Q$  – энергия, идущая на возбуждение ядра.

Связь между косинусами углов рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат  $\mu_s$  и в системе центра инерции  $\mu_c$  определяется следующей формулой:

$$\mu_s = \frac{\gamma + \mu_c}{\sqrt{1 + 2\gamma\mu_c + \gamma^2}}, \quad (1.9)$$

где  $\gamma = 1 / \sqrt{A^2 + \frac{A(A + 1)Q}{E}}$ .

## Задачи

**1.1.** Определить телесный угол  $\Delta\Omega$ , под которым виден диск радиусом  $R$  из точки  $D$ , расположенной на оси диска на расстоянии  $h$  от него (рис. 1.1). К какой величине стремится  $\Delta\Omega$  при  $h \rightarrow 0$  или при  $R \rightarrow \infty$ ?

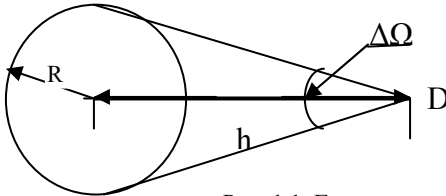


Рис. 1.1. Геометрия задачи 1.1

**1.2.** Определить телесный угол  $\Delta\Omega$ , под которым видна прямоугольная площадка  $W \times L$  из точки  $D$ , расположенной на перпендикуляре, восстановленном из геометрического центра площадки, на расстоянии  $h$  от площадки (рис. 1.2).

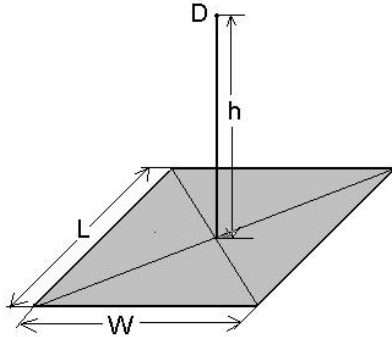


Рис. 1.2. Геометрия задачи 1.2

**1.3.** Направляющий вектор  $\vec{\Omega}$  обычно выражают в сферической системе координат. Считая эти координаты заданными, выразить  $\vec{\Omega}$  в декартовой системе и цилиндрической системах координат.

**1.4.** Показать, что  $\varphi(\vec{r})$  численно равна длине пути, проходимой в единицу времени частицами в элементарном объеме, находящемся вблизи точки  $\vec{r}$ , деленной на величину элементарного объема.

**1.5.** Докажите эквивалентность трех следующих определений флюенса частиц в точке  $\vec{r}$ :

а)  $\Phi = \lim(\Delta N / \Delta A)$  при  $\Delta V \rightarrow 0$ ,

где  $\Delta N$  – число частиц, проникающих в объем элементарной сферы с площадью поперечного сечения  $\Delta A$ , расположенной вокруг точки  $\vec{r}$ ;

б)  $\Phi = \lim(\sum_i d_i / \Delta V)$  при  $\Delta V \rightarrow 0$ ,

где  $d_i$  – сегмент трека  $i$ -частицы, укладываемый внутри объема  $\Delta V$ ;

в)  $\Phi = \int_0^\infty dt \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\Omega \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ .

**1.6.** Пусть в заданной точке пространства  $\vec{r}$  угловая плотность потока частиц изотропна, т.е. описывается выражением

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = F(\vec{r}) / 4\pi.$$

Определить: а) плотность потока в положительную полусферу направлений (вперед); б) проекцию угловой плотности тока на направление, задаваемое единичным вектором  $\vec{k}$ ; в) интегральную плотность тока.

**1.7.** Пусть в заданной точке пространства  $\vec{r}$  угловая плотность тока частиц изотропна, т.е. описывается выражением

$$|\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega})| = C(\vec{r}) / 4\pi.$$

Определить: а) парциальные плотности интегрального тока в положительную и отрицательную полусферы направлений  $J_k^+(\vec{r})$  и  $j_k^-(\vec{r})$ ; б) интегральную плотность тока частиц; в) угловую плотность потока частиц.

**1.8.** В геометрии, показанной на рис. 1.3, плоскость  $P$  параллельна изотропному дисковому источнику  $S_1$ , испускающему  $\nu$  частиц в секунду с квадратного сантиметра;  $S_2$  и  $S_3$  – точечные изотропные источники, испускающие по  $N$  частиц в секунду каждый. Определить в точке детектирования  $D$  следующие величины: а) интегральную плотность потока частиц; б) проекцию интегральной плотности тока на нормаль к плоскости  $P$ ; в) парциальные плотности интегрального тока в положительную и отрицательную полусферы направлений  $J_k^+(\vec{r})$  и  $j_k^-(\vec{r})$ .

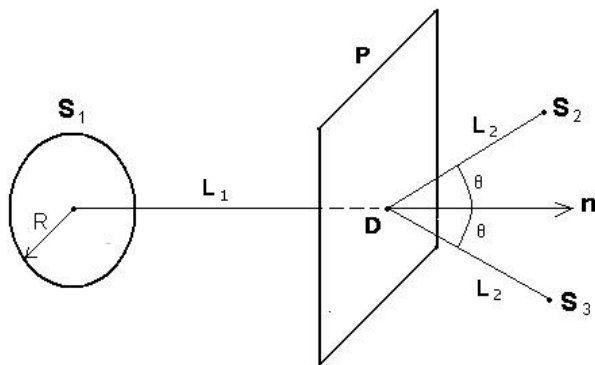


Рис. 1.3. Геометрия задачи 1.8

1.9. Определить  $\vec{J}(\vec{r})$ , если

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \begin{cases} F(\vec{r}) \cdot \cos \theta / \pi, & \text{для } \cos \theta \geq 0 \\ 0, & \text{для } \cos \theta < 0, \end{cases}$$

где угол  $\theta$  измеряется между направлением движения частиц и вектором  $\vec{r}$ .

1.10. Найти угловую плотность потока частиц в произвольной точке над плоским изотропным источником, испускающим  $\nu$  част./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

1.11. Источник представляет собой диск радиуса  $R$ , равномерно покрытый радионуклидами с поверхностной активностью  $\nu$ . Считая, что на 1 распад вылетает  $n$  фотонов, определить интегральную плотность потока и плотность тока фотонов в вакууме на расстоянии  $h$  на оси источника (см. рис. 1.1).

1.12. Равномерный радиоактивный источник представляет собой полукольцо радиуса  $R$ , имеющее линейную активность  $\nu$ . Считая выход фотонов на распад  $\eta$  известным, определить ток и поток частиц в центре полукольца.

1.13. Изотропный поверхностный источник, испускающий  $\nu$  част./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), равномерно покрывает поверхность сферы радиусом  $R$ . Предполагая отсутствие поглощения внутри сферы, найти плотности потока и тока частиц в центре сферы.

1.14. Изотропный поверхностный источник, испускающий  $\nu$  част./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), равномерно покрывает поверхность полусферы радиусом  $R$ . Предполагая отсутствие поглощения внутри сферы, найти плотности потока и тока частиц в центре сферы.

1.15. Пусть проекция на нормаль к поверхности угловой плотности тока частиц,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ , выходящих через поверхность вблизи точки  $\vec{r}$  выражается формулой

$$J_k(\mu) = 10^{13} \mu^2,$$

где  $\mu$  – косинус угла между направлением вылета частиц и нормалью к поверхности.

Определить: а) парциальную плотность тока частиц  $J_k^+$ ; б) угловую плотность потока частиц  $\varphi(\vec{\Omega})$ ; в) парциальную интегральную плотность потока частиц  $\varphi^+$ .

1.16. Источник излучения распределен внутри плоского непоглощающего и нерассеивающего слоя с постоянной удельной плотностью  $\nu$  част./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ ) (рис. 1.4). Получить выражения для: а) углового распределения эквивалентного плоского источника  $q(\vec{\Omega})$ ;

б) угловой плотности потока частиц  $\varphi(\vec{\Omega})$  в точке детектирования  $D$ , расположенной на поверхности слоя; в) интегральной плотности тока частиц в точке детектирования  $D$ .

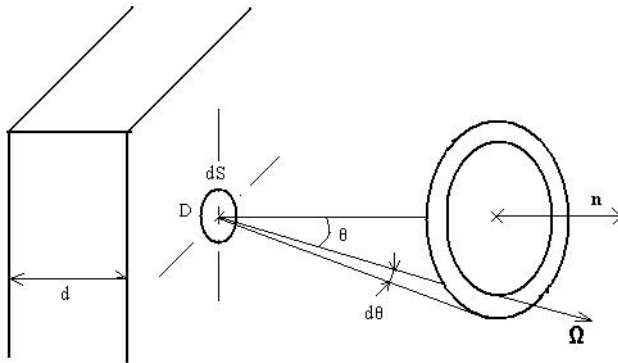


Рис. 1.4. Геометрия задачи 1.16

**1.17.** Определить плотность потока частиц на высоте  $H$  над геометрическим центром плоского прямоугольного косинусоидального источника размером  $W \times L$  единичной поверхностной мощностью  $J_k^+ = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

**1.18.** При анализе диффузии тепловых нейтронов в полубесконечной непоглощающей и изотропно рассеивающей среде для угловой плотности тока нейтронов через граничную поверхность часто применяется аппроксимация Ферми:

$$J_k(\mu) = c \cdot (\mu + \sqrt{3}\mu^2).$$

Определить величину  $c$ , если выполняется одно из следующих условий: а)  $J_k^+ = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ; б)  $\varphi^+ = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

**1.19.** Энергетическое распределение нейтронов спектра деления  $^{238}\text{U}$  часто аппроксимируется выражением  $\varphi(E) = 0,77 \cdot \exp(-0,776 \cdot E)$ , где  $E$  выражено в МэВ. Определить наиболее вероятную  $\hat{E}$  и среднюю  $\bar{E}$  энергию нейтронов деления.

**1.20.** Показать, что средний пробег фотона между взаимодействиями равен  $1/\mu$ .

**1.21.** Небольшой гомогенный образец массой  $m$  и атомным весом  $A$  находится в стационарном однородном поле излучения с плотностью потока  $\varphi$ . Определить долю атомов образца  $\alpha$ , которые

испытывают взаимодействие в течение времени  $t$ , если микроскопическое интегральное сечение равно  $\sigma$ .

**1.22.** Тонкий алюминиевый диск толщиной  $0,04 \text{ г/см}^2$  и радиусом  $2 \text{ см}$  облучается пучком фотонов с плотностью потока  $10^{10} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  нормально к поверхности диска (рис. 1.5). Энергия фотонов  $E_0 = 0,1 \text{ МэВ}$ , сечения взаимодействия ( $\text{см}^2$ ) на один атом следующие:  $\sigma_{coh} = 0,38 \cdot 10^{-24}$ ;  $\sigma_k = 6,41 \cdot 10^{-24}$ ;  $\sigma_\phi = 0,78 \cdot 10^{-24}$ .

Определить: а) полное число взаимодействий в диске за  $1 \text{ ч}$ ; число поглощаемых в диске фотонов за  $1 \text{ ч}$ ; плотность потока фотонов, выходящих из диска с энергией  $0,1 \text{ МэВ}$ .

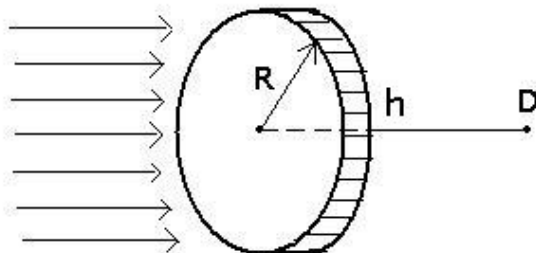


Рис. 1.5. Геометрия задачи 1.22

**1.23.** Тонкий алюминиевый диск толщиной  $0,04 \text{ г/см}^2$  и радиусом  $2 \text{ см}$  облучается пучком фотонов с энергией  $E_0 = 0,1 \text{ МэВ}$  и плотностью потока  $10^{10} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  нормально к поверхности диска (рис. 1.5). Определить число фотонов, выходящих из диска в секунду с энергией в интервале  $0,09 \leq E < 0,1 \text{ МэВ}$ .

**1.24.** Точечный изотропный источник  $\gamma$ -излучения, испускающий  $3,7 \cdot 10^{10}$  частиц/с, находится в непоглощающей и нерассеивающей среде на расстоянии  $100 \text{ см}$  от облучаемого образца из алюминия объемом  $0,1 \text{ см}^3$ . Определить сечение некогерентного рассеяния фотонов на электронах, если в единицу времени в образце рассеивается  $1,5 \cdot 10^4$  фотонов.

**1.25.** Дифференциальное сечение томпсоновского рассеивания описывается выражением

$$\sigma_T(\mu_s) = \frac{e^4}{2m_0^2 c^4} (1 + \mu_s^2).$$

Определить интегральное сечение томпсоновского рассеивания.

**1.26.** Используя законы сохранения энергии и момента количества движения, показать, что при комптоновском рассеянии

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0(1 - \cos \theta_S)}; \quad \text{ctg } \eta = -(1 - \alpha_0) \cdot \text{tg}(\theta_S / 2),$$

где  $\eta$  – угол между направлением движения электрона отдачи и первоначальным направлением движения фотона;  $\alpha_0$ ,  $\alpha$  – энергия фотона в единицах  $m_e c^2$  соответственно до и после рассеяния.

**1.27.** Определить максимально возможную энергию фотонов после комптоновского рассеяния на угол  $\theta_S = 180^\circ$ .

**1.28.** Определить максимальное изменение длины волны фотона в результате комптоновского рассеяния.

**1.29.** Рассчитать полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-излучения для бронзы (медь 90% по массе, олово 10%) для энергии 0,8 МэВ.

**1.30.** Рассчитать полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-излучения для этилового спирта  $C_2H_5OH$ , имеющего плотность  $0,79 \text{ г/см}^3$ , для энергии 0,08 МэВ.

**1.31.** Вычислить линейный коэффициент взаимодействия фотонов в воздухе при  $20^\circ \text{C}$  и атмосферном давлении 1013 ГПа для энергии 1,0 МэВ. Принять следующий объемный состав воздуха, %:  $^{14}\text{N} - 78$ ,  $^{16}\text{O} - 21$ ,  $^{40}\text{Ar} - 1,0$ . Интегральные микроскопические сечения взаимодействия фотонов приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

**Микроскопические сечения взаимодействия фотонов с атомами некоторых элементов  $\sigma$ ,  $10^{-24} \text{ см}^2$**

Элемент	$E$ , МэВ		
	0,04	1,0	5,0
$^{14}\text{N}$	4,7	1,48	0,637
$^{16}\text{O}$	5,97	1,69	0,739
$^{27}\text{Al}$	22,1	2,74	1,27
$^{28}\text{Si}$	28,5	2,95	1,38
$^{40}\text{Ca}$	111	4,23	2,26
$^{56}\text{Fe}$	316	5,51	2,92

**1.32.** Используя данные табл. 1.1, рассчитать массовый коэффициент ослабления фотонов в обычном бетоне для энергий фотонов 0,04, 1,0 и 5,0 МэВ.

**1.33.** При расчетах поля  $\gamma$ -излучения в обычном бетоне часто используют массовые коэффициенты ослабления для алюминия. Используя табл. 1.1 определить отношение  $\mu/\rho$  для алюминия и бетона при энергиях 0,04; 1,0 и 5,0 МэВ. Объяснить наблюдаемое разли-

чие. Массовый состав обычного бетона, %, принять следующим: Н – 0,56; О – 49,56; Si – 31,35; Al – 4,56; Ca – 12,25; Fe – 1,22.

**1.34.** Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на единицу телесного угла в томпсоновских единицах  $\left(\frac{8\pi e^4}{3m_e c^4}\right) =$   
 $= 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  имеет следующий вид:

$$\sigma_k(\mu_s) = \frac{3}{16\pi} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \left[ \frac{\lambda}{\lambda_0} + \frac{\lambda_0}{\lambda} + 2(\lambda_0 - \lambda) + (\lambda_0 - \lambda)^2 \right],$$

где  $\lambda_0, \lambda$  – длина волны фотона до и после рассеяния соответственно.

Получить выражение для дифференциальных сечений комптоновского рассеяния: а) на единичный интервал длины волны рассеянного фотона; б) на единичный энергетический интервал.

**1.35.** Определить энергетическое распределение  $f(T)$ , МэВ<sup>-1</sup>, электронов, образующихся при комптоновском рассеянии фотонов.

**1.36.** Вычислить степень анизотропии углового распределения фотонов при комптоновском рассеянии для начальных энергий, равных 0,01; 0,1 и 10,0 МэВ, понимая под этим отношение вероятностей рассеяния на углы  $\theta_s$ , равные 0 и 180°.

**1.37.** Тонкий образец из углерода в виде диска массой 1,0 г помещается в моноэнергетический ( $E_0 = 1,0$  МэВ) пучок фотонов с плотностью потока частиц  $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (рис. 1.5). Определить число электронов, образующихся в образце в секунду с энергиями от 0,35 до 0,45 МэВ

**1.38.** Диск из алюминия толщиной 0,04 г/см<sup>2</sup> и радиусом 2 см облучается пучком фотонов с энергией 1,25 МэВ и плотностью потока  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (рис. 1.5).

Определить плотность потока однократно рассеянных фотонов в точке  $D$ , расположенной на расстоянии 2 см от центра диска. При расчетах принять следующую формулу для дифференциального сечения комптоновского рассеяния  $\sigma_k(\mu_s)$ , см<sup>2</sup>/эл·ср, для  $E_0 = 1,25$  МэВ и  $\theta_s \leq \pi/4$ :

$$\sigma_k(\mu_s) = (29,5 - 78,3\mu_s + 56,6\mu_s^2) \cdot 10^{-26}.$$

**1.39.** Точечный изотропный источник фотонов, испускающий  $10^8$  частиц в секунду с энергией 0,511 МэВ, находится в геометрическом центре сферической оболочки из алюминия радиусом  $R = 50$  см и толщиной  $t = 0,01$  см. Найти плотность потока энергии из-



лучения, испытавшего однократное рассеяние в веществе оболочки, в точке расположения источника.

**1.40.** Показать, что при упругом рассеянии нейтронов с энергией  $E_0$  на покоящемся ядре массой  $A$  энергию нейтрона после рассеяния  $E$  и угол рассеяния в лабораторной системе координат  $\theta_S$  можно определить из соотношений:

$$E = E_0 \frac{A^2 + 2A \cos \theta_c + 1}{(A+1)^2}; \quad \cos \theta_S = \frac{A \cos \theta_c + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta_c + 1}},$$

где  $\theta_c$  – угол рассеяния в системе центра инерции.

**1.41.** Найти связь между углами упругого рассеяния нейтронов на ядре водорода в лабораторной системе координат  $\theta_S$  и в системе центра инерции  $\theta_c$ .

**1.42.** Выразить косинус угла рассеяния  $\theta_S$  через энергию нейтрона до  $E_0$  и после рассеяния  $E$ .

**1.43.** Найти средний косинус угла упругого рассеяния нейтронов в лабораторной системе координат, если в системе центра инерции угловое распределение рассеянных нейтронов является изотропным.

**1.44.** Нейтрон испытывает неупругое рассеяние на ядре массой  $A$ , при котором кинетическая энергия ( $-Q$ ) поглощается ядром (энергия возбуждения ядра). Используя законы сохранения энергии и импульса, доказать справедливость следующих соотношений:

$$\mu_S(E_0, E) = \frac{1}{2} \left[ (A+1)\sqrt{E/E_0} - (A-1)\sqrt{E/E_0} - \frac{QA}{\sqrt{EE_0}} \right];$$

$$E(\mu_S, E_0) = \frac{1}{(A+1)^2} \left[ \mu_S \sqrt{E_0} \pm \sqrt{E_0(\mu_S^2 + A^2 - 1) + A(A+1)Q} \right]$$

**1.45.** Определить минимальную кинетическую энергию нейтрона, необходимую для неупругого рассеяния, в результате которого ядро поглотит энергию ( $-Q$ ). Рассеянию на какой угол соответствует этот случай?

**1.46.** Пусть известно дифференциальное сечение рассеяния нейтрона в системе центра инерции  $\sigma_S(E, \mu_c)$ . Получить выражение для дифференциального сечения в лабораторной системе координат  $\sigma_S(E, \mu_S)$ .

**1.47.** Пусть известно дифференциальное сечение рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат  $\sigma_S(E, \mu_S)$ . Получить выражение для дифференциального сечения в системе центра инерции  $\sigma_S(E, \mu_c)$ .

**1.48.** Получить выражение для дифференциального сечения рассеяния нейтрона  $\sigma_S(E' \rightarrow E)$ , считая заданным дифференциальное сечение рассеяния нейтрона в системе центра инерции и используя связь между энергией нейтрона после рассеяния и углом рассеяния в этой системе.

**1.49.** Пусть сечение рассеяния нейтрона  $\sigma_S(E, \mu_S)$  при  $E = \text{МэВ}$  на ядре массой  $A = 4$  изотропно в системе центра инерции. Рассчитать и нарисовать график зависимости дифференциального сечения рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат  $\sigma_S(E, \mu_S)$  от  $\mu_S$  для упругого и неупругого рассеяния ( $Q = -1,0 \text{ МэВ}$ ), если интегральные сечения равны  $\sigma_{el} = 1,0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  и  $\sigma_{in} = 2,0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ .

**1.50.** Получить соотношение между углами рассеяния в системе центра инерции и в лабораторной системе координат при неупругом рассеянии.

**1.51.** Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтрона,  $10^{-27} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$ , для энергии  $0,2 \text{ МэВ}$  на  ${}^6\text{Li}$  в системе центра инерции можно аппроксимировать выражением

$$\sigma_S(\mu_c) = 1,6 - 0,744 + 1,56\mu_c^2.$$

Определить: а) интегральное сечение упругого рассеяния; б) средние косинусы углов рассеяния  $\bar{\mu}_c$  и  $\bar{\mu}_S$ ; в) коэффициенты разложения  $\sigma_{S,l}$  этого сечения в ряд по полиномам Лежандра; г) дважды дифференциальное сечение  $\sigma_S(E' \rightarrow E, \mu_c)$ .

**1.52.** Пусть нейтрон испытывает неупругое рассеяние на первом уровне возбуждения  ${}^{56}\text{Fe}$  ( $Q = -0,845 \text{ МэВ}$ ).

Определить: а) при какой минимальной начальной энергии возможно это рассеяние; б) при какой минимальной начальной энергии возможно рассеяние на углы  $\theta_S$ , равные  $45^\circ$  и  $90^\circ$ .

**1.53.** Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтрона,  $10^{-27} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$ , аппроксимируется разложением в ряд по полиномам Лежандра

$$\sigma_S(E, \mu_S) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^L \sigma_{S,l}(E) P_l(\mu_S).$$

Для  ${}^{56}\text{Fe}$  при  $E = 1,0 \text{ МэВ}$  получено  $L = 3$ ,  $\sigma_{S,0} = 1,918 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{S,1} = 1,612 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{S,2} = 1,68 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{S,3} = 3,99 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ .

Определить: а) интегральное сечение упругого рассеяния; б) средний косинус угла рассеяния  $\mu_S$ ; вероятность, что нейтрон после рассеяния будет иметь энергию между  $0,98$  и  $1,0 \text{ МэВ}$ .

**1.54.** Покажите, что средние потери энергии при изотропном упругом рассеянии на ядре массой  $A$  равны

$$\Delta \bar{E} = 2E_0 A / (A + 1)^2.$$

**1.55.** Плотность распределения тепловых нейтронов по скоростям описывается выражением

$$f(v) = Av^2 \exp(-mv^2 / 2kT),$$

где  $A$  – нормирующий множитель;  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана.

Показать, что в материале, сечение взаимодействия которого изменяется как  $1/v$  ( $\sigma = c/v$ ), среднее сечение взаимодействия тепловых нейтронов равняется  $\bar{\sigma} = c\sqrt{\pi m / 8kT}$ , а энергия нейтрона, при которой  $\sigma(E) = \bar{\sigma}$ , равна  $E = 4kT/\pi$ .

**1.56.** Пусть упругое рассеяние электрона в кулоновском поле ядра описывается формулой Резерфорда. Определить отношение вероятностей рассеяния на углы  $\theta_s$ , равные  $1$  и  $120^\circ$ , а также на углы, большие чем  $1$  и  $120^\circ$ .

**1.57.** Электрон движется в среде с начальной энергией  $10$  МэВ. Каково отношение энергетических потерь через испускание тормозного излучения к потерям через ионизацию и возбуждение для воздуха и свинца?

## 2. Уравнение переноса нейтронов и фотонов. Аналитические методы решения

1. Интегро-дифференциальная форма уравнения переноса для нейтронов или фотонов для пространственно-временной энергетически-угловой плотности потока частиц (без разложения) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \Sigma(\vec{r}, E) \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \\ = \int dE' \int d\Omega' \cdot \Sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s) \cdot \varphi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) + q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t). \end{aligned} \quad (1.10)$$

Интегральная форма уравнения в стационарном случае имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty dR \cdot \exp \left[ - \int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) \cdot dR' \right] \times \\ \times \left\{ q(\vec{r} - R\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \int dE' \int d\Omega' \cdot \Sigma_s(\vec{r} - R\vec{\Omega}, E' \rightarrow E, \mu_s) \varphi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \right\}. \end{aligned}$$

(1.11)

2. Уравнение элементарной теории диффузии:

$$\Delta\varphi(\vec{r}) - \frac{1}{L^2}\varphi(\vec{r}) + \frac{q(\vec{r})}{D} = 0, \quad (1.12)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $L$  – длина диффузии  $L = \sqrt{D/\Sigma_a}$ .

Граничное условие на границе с вакуумом:

$$\varphi(\vec{r}_G + d \cdot \vec{k}) = 0, \quad (1.13)$$

где  $\vec{r}_G$  – радиус-вектор граничной поверхности;  $\vec{k}$  – нормаль к поверхности;  $d = 0,7104/\Sigma_{tr}$ .

Числовое альbedo в приближении элементарной теории диффузии в плоской геометрии

$$a = \frac{J^-(z)}{J^+(z)} \Big|_{z=0}, \quad (1.14)$$

где

$$J^+(z) = \frac{\varphi(z)}{4} - \frac{1}{6\Sigma_{tr}} \frac{d\varphi(z)}{dz};$$

$$J^-(z) = \frac{\varphi(z)}{4} + \frac{1}{6\Sigma_{tr}} \frac{d\varphi(z)}{dz}.$$

3. Уравнения элементарной теории замедления нейтронов имеют вид

$$\begin{aligned} \psi(E) &= \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma(E')} \psi(E') \frac{dE'}{(1-\alpha)} + Q(E); \\ q(E) &= \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma(E')} \cdot q(E') \frac{(E - \alpha E')}{(1-\alpha)E'} dE'; \\ \frac{dq(E)}{dE} &= \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma(E)} \psi(E) - Q(E), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где  $\psi(E)$  – плотность столкновений;  $q(E)$  – плотность замедления.

Вероятность избежать резонансного захвата в приближении Вигнера

$$p(E) = \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi\Sigma} \frac{dE'}{E'}\right); \quad (1.16)$$

в приближении Герцеля-Грейлинга

$$p(E) = \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi\Sigma_s + \gamma\Sigma_a} \frac{dE'}{E'}\right), \quad (1.17)$$

где

$$\gamma = 1 - \frac{\alpha \cdot \ln^2(1/\alpha)}{2(1-\alpha)\xi}.$$

4. В приближении непрерывного замедления параметры нейтрона зависят от длины пути  $l$ :

$$\begin{aligned} dE &= -\delta(E) \cdot E \cdot \Sigma(E) \cdot dl; \\ dt &= dl / v(E), \end{aligned} \quad (1.18)$$

где  $\delta(E)$  – средняя относительная потеря энергии нейтроном при столкновении.

5. Основное уравнение теории возраста для плотности замедления нейтронов в непоглощающей среде для моноэнергетического источника имеет вид

$$\frac{\partial q(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} = \Delta q(\vec{r}, \tau), \quad \tau > 0, \quad (1.19)$$

где

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{D(E')}{\xi \Sigma_s(E')} \frac{dE'}{E'}.$$

Поглощение учитывается умножением  $q(\vec{r}, \tau)$  на вероятность избежать резонансного захвата (1.17).

Решение уравнения возраста (1.19) для моноэнергетического плоского источника единичной мощности равно:

$$q(z, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\tau}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\tau}\right). \quad (1.20)$$

6. Сущность метода последовательных столкновений определяется следующим равенством:

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \sum_{n=0}^N \varphi^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (1.21)$$

где  $\varphi^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  – дифференциальная плотность потока частиц, испытавших  $n$  рассеяний.

Функции  $\varphi^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  с любым индексом  $n$  можно найти точно, если искать их последовательно, переходя от  $\varphi^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  к  $\varphi^{(n+1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

Для случая падения плоского мононаправленного моноэнергетического пучка фотонов нормально на барьер толщиной  $d$  дифференциальная плотность потока энергии однократно рассеянных фотонов на глубине  $z$  равна

$$I^{(1)}(z, \cos \theta, E) = \begin{cases} SE \exp(-\mu z) n_e \sigma_k(E_0 \rightarrow E, \cos \theta) \times \\ \quad \times \frac{1 - \exp\left\{-[\mu(E) - \mu_o \cos \theta] \frac{z}{\cos \theta}\right\}}{\mu(E) - \mu_o \cos \theta}, \\ \quad \text{для } \cos \theta > 0 \\ SE \exp(-\mu z) n_e \sigma_k(E_0 \rightarrow E, \cos \theta) \times \\ \quad \times \frac{1 - \exp\left\{-[\mu(E) - \mu_o \cos \theta] \frac{d - z}{\cos \theta}\right\}}{\mu(E) - \mu_o \cos \theta}, \\ \quad \text{для } \cos \theta < 0 \end{cases} \quad (1.22)$$

где  $S$  – число фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени.

Определение  $I^{(2)}$ ,  $I^{(3)}$  и т.п. связано со значительными вычислительными трудностями. Задача облегчается при принятии упрощающих допущений относительно модели рассеяния.

Одна из наиболее простых моделей предложена Фаустом и Джонсоном. В ней предполагается: а) потери энергии фотоном при рассеянии равны средним потерям при данной энергии фотонов; б) при рассеянии направление движения фотонов либо меняется на обратное, либо не изменяется вообще. При этих допущениях для той же геометрии мононаправленного моноэнергетического источника отдельные члены ряда (1.21) определяются из следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi_+^{(n)}(z) &= \exp(-\mu_{(n)} z) \cdot \int_0^z \exp(\mu_{(n)} z) \times \\ &\times [\mu_{(n-1)}^+ \varphi_+^{(n-1)}(z) + \mu_{(n-1)}^- \varphi_-^{(n-1)}(z)] \cdot dz; \\ \varphi_-^{(n)}(z) &= \exp(\mu_{(n)} z) \cdot \int_z^d \exp(-\mu_{(n)} z) \times \\ &\times [\mu_{(n-1)}^+ \varphi_-^{(n-1)}(z) + \mu_{(n-1)}^- \varphi_+^{(n-1)}(z)] \cdot dz, \end{aligned} \quad (1.23)$$

где (+, –) – означают направление движения фотонов вдоль оси  $z$  и в обратном направлении соответственно.

В упрощенной модели многократного рассеяния, предложенной Хиршфельдером, фотоны рассеиваются всегда на средний косинус угла рассеяния, соответствующий данной энергии. В этом случае для той же задачи справедливы следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
 I^{(1)}(z) &= \frac{SE_0\mu_0}{\left[1 + \frac{E_0}{0,511}(1 - \bar{\omega}_1)\right] \cdot \left[\mu_0 - \frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1}\right]} \times \\
 &\times \exp\left(-\frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1}z\right) \cdot \left(1 - \exp\left[-\left(\mu_0 - \frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1}\right)z\right]\right), \\
 \frac{dI^{(n)}(z)}{dz} + \frac{\mu_{(n)}I^{(n)}}{\bar{\omega}_1 \dots \bar{\omega}_{(n)}} &= \frac{\mu_{(n-1)}I^{(n-1)}}{\bar{\omega}_1 \dots \bar{\omega}_{(n-1)} \left[1 + \frac{E_{n-1}}{0,511}(1 - \bar{\omega}_n)\right]}, \quad (1.24)
 \end{aligned}$$

где  $\bar{\omega}_i$  – средний косинус  $i$ -рассеяния фотона.

## Задачи

**2.1.** Применяя правила векторного анализа, получить градиентный член уравнения переноса в прямоугольной системе координат, если для задания единичного вектора  $\vec{\Omega}$  используется сферическая система координат, а дифференциальная плотность потока зависит от следующих переменных: а)  $\varphi(z, \mu)$ ; б)  $\varphi(x, y, \mu, \psi)$ ; в)  $\varphi(x, y, z, \mu, \psi)$ .

**2.2.** Решить задачу (2.1) в цилиндрической системе координат, если дифференциальная плотность потока зависит от следующих переменных: а)  $\varphi(r, \mu, \psi)$ ; б)  $\varphi(r, z, \mu, \psi)$ .

**2.3.** Решить задачу (2.1) в сферической системе координат, если дифференциальная плотность потока зависит от следующих переменных: а)  $\varphi(r, \mu)$ ; б)  $\varphi(r, \mu, \psi)$ .

**2.4.** Получить интегрально-дифференциальную форму стационарного уравнения переноса для дважды дифференциальной плотности потока энергии для случая плоской симметрии.

**2.5.** Упростить градиентный член уравнения переноса в приближении малых углов (с точностью до членов второго порядка по переменной  $\theta$ ) для следующих геометрий: а) декартова система координат; б) сферическая геометрия.

**2.6.** Упростить интегрально-дифференциальную форму стационарного уравнения переноса для случая бесконечной однородной среды с равномерно распределенными источниками.

**2.7.** Упростить интеграл рассеяния однопроводного уравнения переноса для случая изотропного рассеяния в задачах с плоской симметрией.

**2.8.** Преобразовать стационарное уравнение переноса нейтронов из интегро-дифференциальной формы в интегральную форму.

**2.9.** Показать, что в случае одномерной плоской геометрии решение уравнения переноса для плотности потока нейтронов или фотонов не зависит от характера пространственного изменения сечения взаимодействия, а зависит только от оптического расстояния (в длинах пробега) от источника до точки, где ищется решение.

**2.10.** Найти решение уравнения переноса в чисто поглощающей среде с точечным мононаправленным моноэнергетическим источником нейтронов единичной мощности для  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  и  $\varphi(\vec{r}, E)$ .

**2.11.** Найти решение уравнения переноса в чисто поглощающей среде с точечным изотропным моноэнергетическим источником единичной мощности для  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  и  $\varphi(\vec{r}, E)$ .

**2.12.** Найти решение уравнения переноса в чисто поглощающей среде для плоского мононаправленного моноэнергетического источника единичной мощности для  $\varphi(\vec{r}, E, \mu)$ .

**2.13.** Найти решение уравнения переноса в чисто поглощающей среде для плоского изотропного моноэнергетического источника единичной мощности для  $\varphi(z, E, \mu)$ .

**2.14.** Источник нейтронов распределен внутри чисто поглощающего слоя толщиной  $d$  по закону  $q(z, E, \mu)$ . Определить  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

**2.15.** Найти решение уравнения переноса фотонов для  $\varphi(z, E, \vec{\Omega})$  в чисто поглощающей среде, сечение взаимодействия в которой меняется по закону  $\Sigma(z) = a + bz$ , для плоского мононаправленного моноэнергетического источника, падающего на среду под углом  $\theta_0$  к нормали.

**2.16.** Пусть  $p_a(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  – вклад в показания детектора от поглощения частицы с энергией  $E$  и направлением движения  $\vec{\Omega}$  вблизи точки  $\vec{r}$  в момент времени  $t$ , а  $p_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}', E \rightarrow E', t)$  – вклад от рассеяния с изменением параметров  $\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}'$  и  $E \rightarrow E'$ . Считая, что пространственная энергетически-угловая плотность потока час-



тиц известна, записать выражение для функции чувствительности детектора  $p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ .

**2.17.** Используя обозначения задачи (2.16), записать выражение для среднего вклада в показания детектора от одного взаимодействия.

**2.18.** Используя обозначения задачи (2.16), записать функцию чувствительности детектора, измеряющего: а) плотность потока в точке  $\vec{r}_0$  в момент времени  $t_0$ ; б) интенсивность излучения в точке  $\vec{r}_0$  в момент времени  $t_0$ ; в) средние потери энергии частицы на единице пути.

**2.19.** Написать выражение для функции чувствительности токового детектора, подсчитывающего алгебраическое количество частиц в диапазоне энергий от  $E_1$  до  $E_2$ , проходящих в единицу времени через площадку площадью  $\Delta S$  с центром в точке  $\vec{r}_0$ . Нормаль площадки задана единичным вектором  $\vec{n}$ , а размеры пренебрежимо малы.

**2.20.** Написать выражение для функции чувствительности детектора, измеряющего количество столкновений в единицу времени в заданной области  $V$ .

**2.21.** Написать выражение для функции чувствительности детектора, измеряющего мощность дозы гамма-излучения в заданной точке  $\vec{r}$ .

**2.22.** Написать выражение для функции чувствительности детектора, измеряющего среднюю в заданной области  $V$  плотность энергосвечения при взаимодействии гамма-излучения с веществом.

**2.23.** Записать интегро-дифференциальную форму сопряженного уравнения переноса нейтронов так, чтобы его решение  $\varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  представляло собой мощность тканевой дозы нейтронов, которая создается вблизи точки  $\vec{r}_0$  нейтронами, рождающимися в единице фазового объема вокруг точки  $x = (\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

**2.24.** Записать интегро-дифференциальную форму сопряженного уравнения переноса нейтронов так, чтобы его решение  $\varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  представляло собой энергосвечение, которое создается в единице объема вблизи точки  $\vec{r}_0$  фотонами, рождающимися в единице фазового объема вокруг точки  $x = (\vec{r}, E, \vec{\Omega})$

**2.25.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии в бесконечной однородной среде, в единице объема которой образуется  $q$  частиц.

**2.26.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии в бесконечной однородной среде для точечного и плоского изотропных источников единичной мощности.

**2.27.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии в бесконечной однородной среде для линейного бесконечного источника, испускающего  $q$  нейтронов с единицы длины в единицу времени.

**2.28.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии в бесконечной однородной среде для тонкого сферического слоя радиусом  $R$ , испускающего  $q$  нейтронов со всей поверхности в единицу времени.

**2.29.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии для точечного изотропного источника, расположенного в центре однородного шара радиусом  $R_0$ , испускающего  $q$  нейтронов в единицу времени.

**2.30.** Найти связь между решениями уравнений элементарной теории диффузии для точечного изотропного источника и плоского изотропного источника (выразить решение уравнения для точечного изотропного источника через решение для плоского изотропного источника).

**2.31.** Получить решение уравнения элементарной теории диффузии для плоского изотропного источника, расположенного на границе однородного плоского слоя толщиной  $d$ , если с единицы поверхности источника испускается  $q$  частиц в единицу времени.

**2.32.** На каком расстоянии  $z$  от плоского источника тепловых нейтронов, расположенного в бесконечной среде из свинца, плотность тока нейтронов в положительном направлении оси уменьшается в 200 раз? При расчетах принять  $\sigma_a=2\cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> и  $\sigma_s=8,3\cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

**2.33.** Пусть имеется плоский слой графита и плоский источник тепловых нейтронов на внешней поверхности слоя. Определить при какой толщине слоя плотность потока нейтронов в его центре будет отличаться от плотности потока в бесконечной среде на таком же расстоянии от источника меньше чем на 5%. Справочные данные по диффузионным параметрам приводятся в табл. 1.2.

## Диффузионные характеристики тепловых нейтронов для некоторых сред

Вещество	$D$ , см	$L$ , см	$\Sigma_{a_2}$ , см <sup>-1</sup>	$\Sigma_{lr_2}$ , см <sup>-1</sup>
Вода	0,114	2,76	$1,89 \cdot 10^{-2}$	2,32
Тяжелая вода	0,815	161	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$4,12 \cdot 10^{-1}$
Графит	0,852	52,5	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$3,63 \cdot 10^{-1}$
Бериллий	0,495	21,2	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6,76 \cdot 10^{-1}$

**2.34.** Образец  $^{197}\text{Au}$  массой 1 мг помещен в бесконечную водную среду на расстоянии 10 см от плоского источника тепловых нейтронов, испускающего с единицы поверхности  $q = 10^{10}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Определить отношение радиоактивных ядер  $^{198}\text{Au}$ , образующихся в образце в течение 1 ч, к числу стабильных ядер  $^{197}\text{Au}$ . Возмущением, вносимым образцами в поле тепловых нейтронов, и распадом радиоактивных ядер  $^{198}\text{Au}$  можно пренебречь. Сечение активации принять равным  $9,6 \cdot 10^{-23}$  см<sup>2</sup>.

**2.35.** Какой массы надо взять тонкую пластинку из  $^{197}\text{Au}$ , чтобы при облучении ее в течение 1 ч потоком тепловых нейтронов в воде на расстоянии 10 см от плоского источника тепловых нейтронов, испускающего с единицы поверхности  $10^{10}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), получить радиоактивный источник  $^{198}\text{Au}$  активностью 50 МБк.

**2.36.** Записать уравнения для определения постоянных, входящих в решение уравнения диффузии для плотности потока тепловых нейтронов от плоского изотропного источника единичной поверхностной мощности в гетерогенной среде, состоящей из двух однородных плоских слоев с различными физическими свойствами толщиной  $d_1$  и  $d_2$  (рис.1.6).

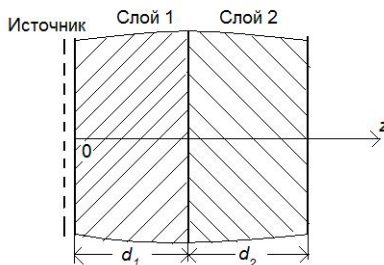


Рис. 1.6. Геометрия задачи 2.36

**2.37.** Определить среднее смещение нейтрона от точки рождения до точки поглощения в воде, тяжелой воде, графите и бериллии.

**2.38.** Плоский источник тепловых нейтронов находится в гипотетической среде на расстоянии  $d = 30$  см от границы среды с вакуумом. Определить отношение плотности потока нейтронов, рассчитанной в приближении элементарной теории диффузии, к точному значению плотности потока внутри среды вблизи границы и на расстоянии 10 см от границы. При расчетах принять  $\Sigma_a = 0$ ;  $\Sigma_S = 0,36 \text{ см}^{-1}$ ;  $\bar{\mu}_S = 0$ .

**2.39.** В приближении элементарной теории диффузии найти критический размер шара из  $^{235}\text{U}$ . Считать, что нейтроны, рождающиеся при делении, имеют одну энергию, которая не изменяется в процессе диффузии. При расчетах принять  $\Sigma_a = 0,357 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_S = 0,393 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_f = 0,193 \text{ см}^{-1}$ ;  $\nu = 2,46$ .

**2.40.** Точечный источник тепловых нейтронов расположен в центре однородного шара радиусом  $R_0$ . Какова вероятность ухода нейтронов из шара в следующих случаях: а)  $\Sigma_S = 0$ ,  $\Sigma_a > 0$ ; б)  $\Sigma_S > 0$ ,  $\Sigma_a > 0$ ; в)  $\Sigma_a = 0$ ,  $\Sigma_S > 0$ .

**2.41.** Определить токовое числовое интегральное альbedo  $a_c$  тепловых нейтронов для полубесконечной однородной среды и плоского источника.

**2.42.** Вычислить токовые числовые альbedo  $a_c$  тепловых нейтронов для плоского источника и полубесконечных сред из воды, тяжелой воды и графита.

**2.43.** Определить токовое числовое интегральное альbedo  $a_c$  тепловых нейтронов для плоского однородного слоя толщиной  $d$  и плоского источника.

**2.44.** Используя концепцию альbedo в приближении элементарной теории диффузии, определить среднее число пересечений тепловым нейтроном плоской границы раздела между двумя полубесконечными средами  $A$  и  $B$  (рис. 1.7) при переходе из среды  $A$  в среду  $B$ .

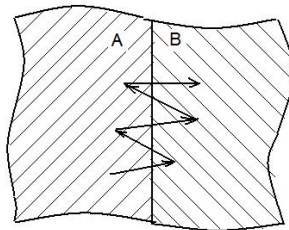


Рис. 1.7. Геометрия задачи 2.44

**2.45.** Вычислить среднее число пересечений тепловым нейтроном в процессе диффузии условной плоскости, находящейся внутри бесконечных однородных сред из воды, тяжелой воды и бериллия.

**2.46.** Рассчитать и нарисовать график зависимости альbedo тепловых нейтронов от толщины плоских барьеров из воды, бериллия и графита для плоского источника.

**2.47.** Определить толщину плоских слоев из воды и бериллия, числовое токовое интегральное альbedo тепловых нейтронов которых отличается не более чем на 5% от альbedo полубесконечных сред из этих материалов.

**2.48.** Рассчитать (численно) зависимость числового токового интегрального альbedo тепловых нейтронов от толщины плоского слоя из тяжелой воды.

**2.49.** Бесконечная однородная среда с атомным весом  $A > 1$  равномерно заполнена моноэнергетическими источниками нейтронов единичной удельной мощности с энергией  $E_0$ . Предполагая отсутствие поглощения и изотропность рассеяния, определить энергетическое распределение плотности столкновений в интервале  $\alpha E_0 < E < E_0$ , где  $\alpha = ((A-1)/(A+1))^2$ .

**2.50.** Определить энергетическую зависимость плотности потока нейтронов в бесконечной однородной среде с атомным весом  $A > 1$ , равномерно заполненной моноэнергетическими источниками нейтронов единичной удельной мощности с энергией  $E_0$ . При расчетах принять рассеяние изотропным,  $\Sigma_a = 0$ ;  $E_0 = 1,0$  МэВ;  $\alpha = 0,8$ ;  $\Sigma_S = 0,1/E$ , см<sup>-1</sup>,  $E$  выражено в МэВ.

**2.51.** Бесконечная однородная среда с атомным весом  $A > 1$  равномерно заполнена моноэнергетическими источниками нейтронов с энергией  $E_0$ . Определить вероятность того, как нейтрону избежать резонансный захват, если  $\Sigma_a = 0$  всюду, за исключением узкого резонанса при энергии  $E_1$  шириной  $\Delta E$ , где  $\Sigma_a = \Sigma_{a,1}$ .

**2.52.** Определить вероятность для нейтрона избежать резонансный захват при замедлении в среде, состоящей из смеси водорода с тяжелым замедлителем, при замедлении от энергии  $E_0 = 1,0$  МэВ до  $E = 1$  эВ. При расчетах принять  $\Sigma_a(E)/\Sigma_S(E) = 10^{-2}$ .

**2.53.** Определить энергетическую плотность потока при  $E = 1$  эВ в среде, состоящей из смеси водорода с тяжелым замедлителем, если в 1 см<sup>3</sup> среды рождается один нейтрон с энергией  $E_0 = 1,0$  МэВ в секунду. При расчетах принять  $\Sigma_a(E) = 1/\sqrt{E}$ ,  $\Sigma_a(E)/\Sigma_S(E) = 10^{-2}$ .

**2.54.** Получить выражение для вероятности нейтрону избежать резонансный захват в приближении Герцеля-Грейлинга при условии, что сечение захвата изменяется по закону  $1/\sqrt{E}$ , сечение рассеяния постоянно, а начальная энергия  $E_0 \rightarrow \infty$ .

**2.55.** Определить время замедления нейтронов от энергии  $E_0$  до энергии  $E_1$ , используя модель непрерывного замедления и предполагая, что  $\xi$  и  $\Sigma_S$  не зависят от энергии.

**2.56.** Вычислить время замедления нейтронов (при сохранении условий задачи (2.55)) от энергии  $E_0 = 1,0$  МэВ до энергии тепловых нейтронов  $E = 0,025$  эВ и время диффузии тепловых нейтронов в воде, тяжелой воде, бериллии и графите и сравнить их между собой. При расчетах значения коэффициентов взять из табл. 1.3.

Таблица 1.3

**Макроскопические характеристики нейтронов для некоторых сред**

Вещество	$\xi\Sigma_S, \text{см}^{-1}$	$\Sigma_a, \text{см}^{-1}$
Вода	1,35	$2,12 \cdot 10^{-2}$
Тяжелая вода	0,370	$3,08 \cdot 10^{-3}$
Бериллий	0,176	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Графит	0,064	$3,78 \cdot 10^{-4}$

**2.57.** Определить плотность замедления в среде с атомным весом  $A$ , если отношение сечения рассеяния к полному сечению не зависит от энергии и равно  $\beta$ , а плотность столкновений имеет вид  $\psi(E) = a + b/E$ . Рассеяние в среде считать только упругим и изотропным в системе центра инерции.

**2.58.** В приближении непрерывного замедления, считая, что при каждом рассеянии относительная потеря энергии равна  $\delta(E)$ , определить вероятность нейтрону избежать резонансный захват при замедлении от энергии  $E_0$  до  $E$ .

**2.59.** Получить решение уравнения возраста для плоского моноэнергетического источника единичной поверхностной мощности в бесконечной однородной среде.

**2.60.** Получить решение уравнения возраста для точечного моноэнергетического источника единичной мощности, используя решение уравнения для плоского источника.

**2.61.** Определить распределение тепловых нейтронов в бесконечной однородной среде от плоского моноэнергетического источника быстрых нейтронов единичной поверхностной мощности, используя теорию возраста и элементарную теорию диффузии.

**2.62.** Получить решение уравнения возраста для точечного источника единичной мощности, энергетическое распределение которого задается функцией  $S(\tau)$ .

**2.63.** Вычислить среднее смещение нейтрона при замедлении в результате упругого рассеяния от энергии 2,5 МэВ до тепловых энергий в среде, для которой средняя логарифмическая потеря энергии и сечение рассеяния не зависят от энергии и равны:  $\xi = 0,158$ ;  $\Sigma_a = 0,38 \text{ см}^{-1}$ , поглощение при этом отсутствует, а рассеяние изотропно в системе центра инерции.

**2.64.** Рассчитать и нарисовать на графике пространственные распределения нейтронов с энергиями  $E = 1 \text{ МэВ}$ ,  $1 \text{ кэВ}$  и  $1 \text{ эВ}$  для плоского изотропного моноэнергетического ( $E_0 = 2 \text{ МэВ}$ ) источника в бесконечной среде. При расчетах принять:  $\xi\Sigma_s / \Sigma_a = 150$ ,  $\xi = 0,159$ ;

$$\Sigma_s = \begin{cases} 3,8E^{-1/2}, \text{ см}^{-1}, & \text{при } E > 1 \text{ МэВ}; \\ 3,8, \text{ см}^{-1}, & \text{при } E \leq 1 \text{ МэВ}; \end{cases} \quad \Sigma_a = \begin{cases} 0, & E > 10 \text{ эВ}; \\ 3,8 \cdot 10^{-4} E^{-1/2}, & \\ \text{см}^{-1}, & E < 10 \text{ эВ}. \end{cases}$$

**2.65.** Получить выражение для пространственно-энергетической плотности потока нейтронов в бесконечной непоглощающей среде в возрастном приближении с учетом первого пролета (в качестве источника берется плотность первых столкновений) для точечного моноэнергетического изотропного источника.

**2.66.** Определить интенсивность однократно рассеянных фотонов на расстоянии  $z$  от границы полубесконечной среды, на поверхность которой нормально к ней падает излучение плоского источника единичной поверхностной мощности с энергией  $E_0$ .

**2.67.** Определить интенсивность однократно рассеянных фотонов точечного мононаправленного моноэнергетического источника единичной мощности, нормально падающего на полубесконечную однородную среду, в точке детектирования  $D$  с координатами  $R, \theta_0$  (рис. 1.8,а).

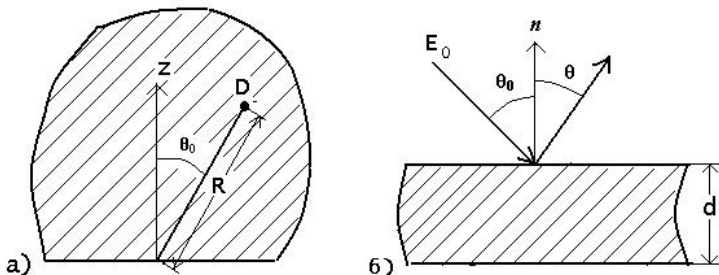


Рис. 1.8. Геометрия задач 2.67 (а) и 2.69 (б)

**2.68.** Точечный изотропный моноэнергетический ( $E_0 = 1,0$  МэВ) источник, испускающий  $10^8$  фотон./с находится в центре сферической вакуумной полости в бесконечной среде из алюминия. В приближении однократного рассеяния определить плотность потока энергии рассеянного излучения в месте расположения источника, если радиус полости  $R_0 = 1,0$  м.

**2.69.** В приближении однократного рассеяния получить выражение для дважды дифференциального спектрального альбедо и для токового дифференциального энергетического альбедо точечного моноэнергетического источника фотонов, излучение которого падает под углом  $\theta_0$  на полубесконечную среду для углов отражения  $\theta$  и  $\psi = 0$  (рис. 1.8,б). В качестве процессов взаимодействия рассматривать только фотоэлектрическое поглощение и комптоновское рассеяние.

**2.70.** Получить аналитическую зависимость интегрального числового альбедо фотонов от угла падения излучения на полубесконечный отражатель. Считать, что отражение образуется за счет однократного взаимодействия фотонов в веществе, рассеяние изотропно, а энергия частиц при рассеянии не меняется.

**2.71.** В приближении однократного рассеяния определить токовое дифференциальное энергетическое альбедо точечного моноэнергетического источника фотонов, излучение которого падает под углом  $\theta_0$  на плоский барьер толщиной  $d$  (см. рис. 1.8,б) для углов отражения  $\theta$  и  $\psi = 0$ . Аннигиляционное излучение не учитывать.

**2.72.** В приближении однократного рассеяния рассчитать зависимость от угла отражения  $\theta$  токового дифференциального энергетического альбедо точечного моноэнергетического ( $E_0 = 1$  МэВ) источника фотонов, излучение которого падает нормально на полубесконечную среду из алюминия.



**2.73.** В приближении однократного рассеяния численно рассчитать зависимость токового дифференциального энергетического альbedo точечного моноэнергетического ( $E_0 = 1$  МэВ) источника фотонов, излучение которого падает нормально на плоский барьер из алюминия, от толщины барьера (см. рис. 1.8,б) для угла отражения  $\theta = 0$ .

**2.74.** В приближении однократного рассеяния определить вклад, в токовое дифференциальное энергетическое альbedo точечного моноэнергетического источника фотонов, создаваемый аннигиляционным излучением. Фотоны источника падают на полубесконечную среду под углом  $\theta_0$ .

**2.75.** В приближении однократного рассеяния рассчитать и построить график зависимости токового дифференциального энергетического альbedo точечного мононаправленного источника фотонов от начальной энергии в диапазоне 0,08 – 3,0 МэВ для полубесконечной среды из алюминия при  $\theta_0 = \theta = 0$ .

**2.76.** В приближении однократного рассеяния рассчитать и построить график зависимости от начальной энергии фотонов отношения вкладов в токовое дифференциальное альbedo, обусловленных образованием пар и комптоновским рассеянием, для полубесконечной среды из железа при  $\theta_0 = \theta = 0$ .

**2.77.** Коллимированный пучок фотонов нормально падает на полубесконечную среду, в которой излучение испытывает изотропное рассеяние без изменения энергии. В приближении однократного рассеяния определить зависимость обратного выхода излучения от расстояния  $r$  до точки падения излучения на среду при условии, что  $r \gg 1/\mu$ .

**2.78.** Точечный изотропный моноэнергетический ( $E_0$ ) источник гамма-излучения мощностью  $Q$  находится в глубине Г-образного лабиринта. Лабиринт имеет квадратное поперечное сечение размерами  $a \times a$  и длины коридоров  $L_1$  и  $L$ . В конце второго коридора находится детектор, регистрирующий интегральную плотность потока частиц. Для размеров лабиринта справедливо:  $a \ll L_1, L_2$ . Абсолютные размеры лабиринта таковы, что поглощение излучения в воздухе лабиринта ничтожно. Считая, что отражение излучения от стен мало, однако все характеристики числового альbedo известны, оценить показания детектора.

**2.79.** Точечный изотропный моноэнергетический ( $E_0$ ) источник гамма-излучения мощностью  $Q$  находится в глубине П-образного лабиринта. Лабиринт имеет квадратное поперечное сечение размерами  $a \times a$  и длины коридоров  $L_1, L_2$  и  $L_3$ . В конце третьего коридора

находится детектор, регистрирующий интегральную плотность потока частиц. Для размеров лабиринта справедливо:  $a \ll L_1, L_2, L_3$ . Абсолютные размеры лабиринта таковы, что поглощение излучения в воздухе лабиринта ничтожно. Считая, что отражение излучения от стен отсутствует, оценить показания детектора.

**2.80.** Используя приближенную модель многократного рассеяния Фауста-Джонсона, получить интенсивность однократно рассеянного гамма-излучения на расстоянии  $z$  от границы барьера толщиной  $d$ , на который нормально к нему падает излучение плоского мононаправленного моноэнергетического источника фотонов единичной мощности.

**2.81.** Используя приближенную модель многократного рассеяния Фауста-Джонсона, получить плотность потока двукратно рассеянных фотонов на расстоянии  $z$  от границы плоского барьера толщиной  $d$ , на который нормально к нему падает излучение плоского мононаправленного моноэнергетического источника фотонов единичной мощности.

**2.82.** Вычислить отношение интенсивности однократно и двукратно рассеянного гамма-излучения к интенсивности нерассеянного излучения в геометрии задачи (2.80), если среда – алюминий,  $E_0 = 1,0$  МэВ;  $z = 1/\mu_0$  и  $2/\mu_0$ ;  $\mu_1^- / \mu_1^+ = 0,5$  и  $0,7$ ;  $d = 20$  см.

**2.83.** Сравнить плотности потока энергии однократно рассеянного гамма-излучения, рассчитанные для приближенных моделей Фауста-Джонсона и Хиршфельдера на глубинах  $z = 1/\mu_0$  и  $2/\mu_0$  для плоского мононаправленного источника с энергией  $E_0 = 1,0$  МэВ, падающего нормально на плоский барьер из алюминия толщиной 20 см.

**2.84.** В приближении модели многократного рассеяния Фауста-Джонсона рассчитать энергетический фактор накопления защиты из алюминия для плоского мононаправленного источника фотонов с энергией  $E_0 = 1,0$  МэВ для толщин  $z = 1/\mu_0$  и  $2/\mu_0$ . Сравнить полученные результаты с данными, полученными методом моментов.

**2.85.** В приближении модели многократного рассеяния Хиршфельдера определить интенсивность двукратно рассеянного гамма-излучения для геометрии задачи (2.78).

### 3. Численные детерминистские методы

1. Система одногрупповых уравнений метода сферических гармоник в плоской геометрии в  $P_N$  – приближении имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{l+1}{2l+1} \frac{d\varphi_{l+1}(z)}{dz} + \frac{l}{2l+1} \frac{d\varphi_{l-1}(z)}{dz} + \Sigma_{tr,l}(z)\varphi_l(z) = q_l(z), \\ l = 0, 1, \dots, N; \\ \varphi(z, \bar{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^N (2l+1)\varphi_l(z)P_l(\mu), \end{array} \right. \quad (1.25)$$

где  $\varphi_l(z) = 2\pi \int_{-1}^1 \varphi(z, \bar{\Omega}) P_l(\mu) \cdot d\mu$ ;  $P_l(\mu)$  – полином Лежандра  $l$ -порядка;

$$\Sigma_{tr,l} = \Sigma - 2\pi \int_{-1}^1 \Sigma_S(\mu_S) P_l(\mu_S) \cdot d\mu_S.$$

Система уравнений этой же задачи в  $2P_N$ -приближении записывается следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \left[ \frac{l+1}{2l+1} \frac{d\varphi_{l+1}^{\pm}}{dz} + \frac{l}{2l+1} \frac{d\varphi_{l-1}^{\pm}}{dz} \pm \frac{d\varphi_l^{\pm}}{dz} \right] + \\ + \Sigma(z)\varphi_l^{\pm}(z) = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^M (2m+1)\alpha_{lm}^{\pm} \times \\ \times \Sigma_{Sm} \sum_{\nu=0}^N (2\nu+1)\alpha_{\nu m}^{\pm} \left[ \varphi_{\nu}^{+}(z) + (-1)^{\nu+m} \varphi_{\nu}^{-}(z) \right] + q_l^{\pm}(z), \quad l = 0, 1, \dots, N; \\ \varphi^{\pm}(z, \mu) = \sum_{l=0}^N (2l+1)\varphi_l^{\pm}(z)P_l^{\pm}(\mu), \end{array} \right. \quad (1.26)$$

где  $\varphi_l^{\pm}(z) = \pm \int_0^{\pm 1} \varphi^{\pm}(z, \bar{\Omega}) P_l^{\pm}(\mu) \cdot d\mu$ ;  $P_l^{\pm}$  – полуинтервальные полиномы;  $\alpha_{lm}^{\pm} = \pm \int_0^{\pm 1} P_l^{\pm}(\mu) P_m(\mu) \cdot d\mu$ .

2. Система одногрупповых уравнений метода моментов в плоской одномерной геометрии имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{l+1}{2l+1} \Sigma b_{m-1,l+1} - \frac{l}{2l+1} \Sigma b_{m-1,l-1} + \Sigma_{tr,l} b_{m,l} = q_{m,l}, \\ 0 \leq l+m \leq M, \end{array} \right. \quad (1.27)$$

где  $b_{m,l} = \frac{\Sigma^{m+1}}{m!} \int_{-\infty}^{\infty} z^m \varphi_l(z) \cdot dz$ ;  $M$  – число моментов, необходимое для восстановления  $\varphi_0(z)$  с заданной погрешностью.

3. В методе дискретных ординат система одногрупповых уравнений в плоской геометрии записывается в следующем виде:

$$\mu_i \frac{\partial \varphi(z, \mu_i)}{\partial z} + \Sigma(z) \varphi(z, \mu_i) = Q_i(z), \quad i = 1, 2, \dots, N;$$

$$Q_i(z) = 2\pi \sum_{j=1}^N W_j \Sigma_S(z, \mu_j \rightarrow \mu_i) \varphi(z, \mu_j), \quad (1.28)$$

где  $\mu_i$  – узлы угловой переменной; весовые множители квадратурной формулы.

Конечно-разностное представление этой системы с алмазной схемой аппроксимации значений потоков в средних точках пространственных ячеек приводит к уравнениям:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi(z_{k+1}, \mu_i) = \frac{1 - \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i}{1 + \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i} \varphi(z_k, \mu_i) + \\ + \frac{\Delta z_k}{\mu_i (1 + \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i)} Q(z_{k+1/2}), \\ \varphi(z_k, \mu_i) = \frac{1 + \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i}{1 - \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i} \varphi(z_{k+1}, \mu_i) + \\ + \frac{\Delta z_k}{\mu_i (1 - \Sigma \Delta z_k / 2\mu_i)} Q(z_{k+1/2}). \end{array} \right. \quad (1.29)$$

## Задачи

**3.1.** Выразить коэффициенты разложения  $i$ -гармоники плотности потока энергии для плоского мононаправленного источника в ряд по полиномам Лагерра через пространственные моменты этой гармоники.

**3.2.** Определить первые четыре пространственных момента пространственного распределения плотности потока энергии в железе для фотонов с энергией  $E_0 = 1$  МэВ, приведенного ниже.

$\mu_0 d$	0	1,0	2,0	4,0	7,0	10,0	15,0
$I_0(\mu_0 d)$	1,0	6,95-1	3,63-1	8,15-2	6,90-3	5,08-4	5,57-6

**3.3.** Получить решение одногрупповой системы уравнений метода сферических гармоник в  $P_1$ -приближении для плоского изотропного источника  $q_0(z) = Q_0\delta(z)$  в бесконечной однородной среде.

**3.4.** Получить решение одногрупповой системы уравнений метода сферических гармоник в  $2P_0$ -приближении для плоского изотропного источника  $q_0(z) = Q_0\delta(z)$  в бесконечной однородной среде.

**3.5.** Рассчитать и нарисовать графики решения двухгрупповой системы уравнений метода сферических гармоник для  $\varphi_0^1(z)$ ,  $\varphi_0^2(z)$ ,  $\varphi_1^1(z)$ ,  $\varphi_1^2(z)$  в  $P_1$ -приближении для плоского изотропного источника  $q_0^i(z) = Q_0^i\delta(z)$  в бесконечной однородной среде до расстояний  $z = 50$  см. При расчетах принять следующие значения групповых констант (размерность констант,  $\text{см}^{-1}$ ) и характеристик источника:  $\Sigma_0^1 = 0,1$ ;  $\Sigma_{S,0}^{1 \rightarrow 1} = 0,04$ ;  $\Sigma_{S,0}^{1 \rightarrow 2} = 0,05$ ;  $\Sigma_0^2 = 0,15$ ;  $\Sigma_{S,0}^{2 \rightarrow 2} = 0,06$ ;  $\Sigma_1^1 = 0,1$ ;  $\Sigma_{S,1}^{1 \rightarrow 1} = 0,05$ ;  $\Sigma_{S,1}^{1 \rightarrow 2} = 0,015$ ;  $\Sigma_{S,1}^{2 \rightarrow 2} = 0,03$ ;  $\Sigma_{S,1}^2 = 0,15$ ;  $Q_0^1 = 1$ ;  $Q_0^2 = 0$ .

**3.6.** Получить систему одногрупповых уравнений метода сферических гармоник в сферической геометрии.

**3.7.** Получить решение для  $\varphi_0(z)$  в бесконечной однородной среде с изотропным рассеянием в  $2P_0$ -приближении для плоского изотропного источника.

**3.8.** Получить решение одногрупповой системы уравнений метода дискретных ординат при двух угловых узлах в задаче с плоской симметрией в изотропно рассеивающей среде при  $\Sigma_S/\Sigma = 0,9$ ,  $\Sigma = 0,1 \text{ см}^{-1}$  для нулевых внутренних источников.

**3.9.** Выбрать максимальный пространственный шаг разностной сетки для конечно-разностной системы одногрупповых уравнений метода дискретных ординат в плоской геометрии при четырех, восьми и двенадцати точечных гауссовских угловых квадратурах. При расчетах принять  $\Sigma = 0,1 \text{ см}^{-1}$ .

**3.10.** Получить систему дифференциальных одногрупповых уравнений  $S_N$ -метода в изотропно рассеивающей среде с нулевыми внутренними источниками для  $\varphi(r, \mu_j)$ .

**3.11.** Свести систему одногрупповых уравнений  $S_2$ -приближения в изотропно рассеивающей среде для задачи с плоской симметрией к уравнению диффузионного типа для  $\varphi_0(z)$ .

**3.12.** Решить систему уравнений полуэмпирического метода сечения выведения для проникающей и замедляющейся компонент в случае плоского мононаправленного и моноэнергетического источника в бесконечной однородной среде. Считать, что нейтроны выбывают из проникающей компоненты при значении летаргии  $u_1$ , а для замедляющейся компоненты использовать возрастное приближение.

**3.13.** Рассчитать плотность потока проникающей компоненты и пространственно-энергетическую плотность потока замедляющихся нейтронов при  $E = 0,01$  МэВ на расстояниях  $z$ , равных 10, 20 и 50 см, от плоского мононаправленного моноэнергетического источника ( $E_0 = 2$  МэВ) единичной поверхностной мощности. При расчетах принять  $\Sigma_B(u_0) = 0,1$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_S(u_0) = 0,15$  см<sup>-1</sup>;  $\Sigma_S/\Sigma_a = 20$ ;  $\xi = 0,15$ ;  $u_1 = 8,69$  ( $E = 0,01$  МэВ).

#### 4. Метод Монте-Карло

1. Свойства функции распределения  $F(x)$  случайной величины  $\xi$ :

а)  $F(x)$  – монотонно неубывающая функция;

б)  $F(-\infty) = 0$ ,  $F(\infty) = 1$ ;

в)  $F(b) - F(a) = P(a < \xi \leq b)$ ,  $a < b$ ;

г) если  $F(x)$  имеет производную в точке  $x$ , которую называют плотностью распределения и обозначают  $f(x)$ , то

$$\lim P(t - \Delta/2 < \xi \leq t + \Delta/2) = f(t) \cdot \Delta,$$

$$\Delta \rightarrow 0$$

где  $P$  – вероятность.

2. Математическое ожидание случайной величины  $\xi$  определяется по формуле:

$$M[\xi] = m = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot dF(x), \quad (1.30)$$

а дисперсия  $\xi$  равна

$$D[\xi] = \sigma^2 = M[(\xi - m)^2]. \quad (1.31)$$

Коэффициент корреляции двух случайных величин  $\xi$  и  $\eta$  определяются из выражения

$$r_{\xi\eta} = \frac{M[\xi \times \eta] - M[\xi]M[\eta]}{\sigma_{\xi} \sigma_{\eta}}. \quad (1.32)$$

Если случайная величина  $\eta$  связана со случайной величиной  $\xi$  соотношением  $\eta = \varphi(\xi)$ , то

$$F_{\eta}(x) = P(\varphi(\xi) < x) = P(\xi \in \varphi^{-1}(-\infty, x)). \quad (1.33)$$

3. Интегральное уравнение для плотности столкновений имеет вид

$$\begin{aligned} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) = & \int d^3r' \Sigma(\bar{r}, E) \exp\left[-\int_{\bar{r}' \rightarrow \bar{r}} \Sigma(\bar{r}''(t, E) \cdot dt)\right] \times \\ & \times \frac{\delta\left[\bar{\Omega} - \frac{\bar{r} - \bar{r}'}{(\bar{r} - \bar{r}')^2}\right]}{(\bar{r} - \bar{r}')^2} [q(\bar{r}', E, \bar{\Omega}) + \\ & + \int dE' \int d\Omega' \frac{\Sigma_s(\bar{r}', E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega})}{\Sigma(\bar{r}', E)} \psi(\bar{r}', E', \bar{\Omega}')]. \end{aligned} \quad (1.34)$$

4. Пусть случайная величина  $\xi$ , заданная на отрезке  $[a, b]$ , имеет функцию распределения  $F(x)$ . Случайный розыгрыш значений этой величины (или получение последовательности чисел  $t_1, t_2, \dots, t_n$  с заданным законом распределения) может быть выполнен следующими методами.

а) Метод обратных функций. Если  $\xi$  непрерывная случайная величина, то

$$F(t) = \int_a^t f(x) \cdot dx = \gamma, \quad (1.35)$$

где  $\gamma$  – равномерно распределена на отрезке  $[0, 1]$ . Если  $\xi$  – дискретная случайная величина, то решается неравенство

$$\sum_{i=0}^j P_i < \gamma \leq \sum_{i=0}^{j+1} P_i, P_0 = 0 \text{ и } t = x_{j+1}. \quad (1.36)$$

б) Метод исключения:

$$t = a + \gamma_1(b - a), \text{ если } f[a + \gamma_1(b - a)] > \gamma_2. \quad (1.37)$$

Иначе выбирается новая пара значений случайной величины  $\gamma$ .

в) Метод суперпозиции. Пусть справедливо разложение

$$F(x) = \sum_{k=1}^m C_k F_k(x), \quad (1.38)$$

где  $F_k(x)$  – тоже функция распределения. Вводится дополнительная дискретная случайная величина  $\eta$ , принимающая значения  $1, \dots, n$  с вероятностями  $C_1, \dots, C_n$ . Выбирается пара случайных чисел  $\gamma_1, \gamma_2$ . Используя  $\gamma_1$ , разыгрываются значения  $\eta$ . Если  $\eta = k$ , то решается уравнение  $F_k(x) = \gamma_2$ .

г) Метод равновероятных интервалов (табличный метод). Метод основан на замене моделируемой непрерывной случайной величины  $\xi$  дискретной случайной величиной  $\xi_1$ , принимающей с равной

вероятностью значения  $x_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ). Значения  $x_i$  определяются из уравнения

$$F(x_i) = \int_a^{x_i} f(x) \cdot dx = \frac{2i-1}{2n}, i = 1, \dots, n. \quad (1.39)$$

5. Моделирование траекторий. Длина свободного пробега  $L$  от точки  $\vec{r}'$  до следующего взаимодействия в точке  $\vec{r}$  вдоль направления  $\vec{\Omega}$  определяется из уравнения

$$F_L(t) = 1 - \exp[-\tau(t)] = \gamma, \quad (1.40)$$

где  $\tau(t) = \int_0^t \Sigma(\vec{r}(t')) \cdot dt'$ ;  $\vec{r}(t) = \vec{r}' + t\vec{\Omega}$ .

Косинус угла рассеяния при рассеянии частицы с энергией  $E$  в точке  $\vec{r}$  определяется из решения уравнения

$$F(\mu_s) = \frac{2\pi}{\sigma_s(E)} \int_{-1}^{\mu_s} \sigma_s(E, \mu'_s) \cdot d\mu'_s = \gamma. \quad (1.41)$$

Если при розыгрыше какого-либо параметра вместо истинной плотности распределения  $f(x)$  используется смещенная функция  $\tilde{f}(x)$ , то новый вес частицы находится из выражения

$$W' = W \cdot f(x) / \tilde{f}(x). \quad (1.42)$$

Пусть частица, двигавшаяся до рассеяния в направлении  $\Omega'$ , рассеялась на косинус полярного угла  $\mu_s$  и азимутальный угол  $\psi_s$ . Новое направление движения  $\Omega$  находится в сферических координатах из уравнений

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_s \mu' - \cos \psi_s \cdot \sqrt{[1 - (\mu')^2] \cdot (1 - \mu_s^2)}; \\ \sin \psi &= \frac{S \cdot \sin \psi' + t \cdot \cos \psi'}{\sqrt{1 - \mu^2}}; \\ \cos \psi &= \frac{S \cdot \cos \psi' - t \cdot \sin \psi'}{\sqrt{1 - \mu^2}}, \end{aligned} \quad (1.43)$$

где  $t = \sin \psi_s \sqrt{1 - \mu_s^2}$ ;  $S = \sqrt{(1 - \mu_s^2)[1 - (\mu')^2]} + \mu' \cos \psi_s \sqrt{1 - \mu_s^2}$ .

В декартовых координатах новые направляющие косинусы находятся из уравнений



$$\begin{aligned}
\omega_3 &= \omega'_3 \mu_s - k[1 - (\omega'_3)^2] \cos \psi; \\
\omega_2 &= \omega'_2 \mu_s + k(\omega'_2 \omega'_3 \cdot \cos \psi + \omega'_1 \cdot \sin \psi); \\
\omega_1 &= \omega'_1 \mu_s + k(\omega'_1 \omega'_3 \cdot \cos \psi + \omega'_2 \cdot \sin \psi),
\end{aligned}
\tag{1.44}$$

где  $k = \sqrt{(1 - \mu_s^2) / [1 - (\omega'_3)^2]}$ .

В случаях, когда  $|\omega'_3| \approx 1$ , для определения направляющих косинусов рекомендуется использовать следующие выражения:

$$\omega_3 = \omega'_3 \mu_s; \quad \omega_2 = \sin \psi \cdot \sqrt{1 - \mu_s^2}; \quad \omega_1 = \cos \psi \cdot \sqrt{1 - \mu_s^2}.
\tag{1.45}$$

б. Основные оценки функционалов в методе Монте-Карло.

Пусть  $\alpha = (x_1, \dots, x_k)$  – случайная траектория, начинающаяся в точке  $x_1$  и заканчивающаяся в точке  $x_k$ , тогда для расчета функционалов поля излучения применяются следующие формулы:

а) оценка по поглощениям:

$$\xi(\alpha) = \frac{q_1(x_1)}{P_1(x_1)} W(x_1, x_2) \dots W(x_{k-1}, x_k) \frac{g(x_k)}{P(x_k)},
\tag{1.46}$$

где

$$W = \begin{cases} K(x, y) / P(x, y), & \text{если } P(x, y) > 0; \\ 0, & \text{если } P(x, y) = 0; \end{cases}$$

$q_1(x)$ ,  $K(x, y)$  – плотность первых столкновений и ядро переноса частиц в исследуемой среде;  $P_1(x)$ ,  $P(x, y)$ ,  $P(x)$  – вероятности первых столкновений, перехода от столкновения в точке  $x$  к столкновению в точке  $y$  и поглощения в точке  $x$  соответственно;  $g(x)$  – функция отклика детектора для рассматриваемого функционала от плотности столкновений частиц;

б) оценка по столкновениям:

$$\eta(\alpha) = \sum_{m=1}^k W_m(\alpha) g(x_m),
\tag{1.47}$$

где  $W_m = \frac{q_1(x_1)}{P_1(x_1)} W(x_1, x_2) \dots W(x_{m-1}, x_m)$ ;

в) оценка по пробегу:

$$\beta(\alpha) = \sum_{m=1}^k W_m d_m g_{1m};
\tag{1.48}$$

где  $d_m$  – длина  $m$ -пробега частицы в области  $V$ ;  $g_{1m}$  – функция отклика детектора для плотности потока на  $m$ -пробеге в области  $V$ ;

г) локальная оценка (в точке  $x^*$ )

$$\eta_1(\alpha) = \sum_{m=1}^k \frac{W_m(\alpha)}{\sum_s (x^*)} K(x_m, x^*) \quad (1.49)$$

### Задачи

**4.1.** Случайная величина  $\xi$  имеет плотность распределения

$$f(x) = \begin{cases} a / \sqrt{a^2 - x^2}, & \text{если } |x| < a; \\ 0, & \text{если } |x| \geq a. \end{cases}$$

Определить коэффициент  $a$ , вероятность попадания  $\xi$  в интервал  $[a/2, a]$  и построить функцию распределения  $\xi$ .

**4.2.** Показать, что функция  $f(x) = 1/(x^2 + \pi^2)$  является плотностью распределения случайной величины  $\xi$ , и вычислить вероятность попадания случайной величины  $\xi$  в интервал  $(\pi, \infty)$ .

**4.3.** Случайная величина характеризуется рядом распределения

$x_i$	0	1	2	3	4
$P_i$	0,2	0,4	0,3	0,08	0,02

Определить математическое ожидание и дисперсию.

**4.4.** Вычислить дисперсию и среднеквадратическое отклонение для случайной величины  $\xi$  с равномерным распределением на отрезке  $[a, b]$ .

**4.5.** Показать, что вероятность попадания на интервал  $[a, b]$  нормально распределенной случайной величины с математическим ожиданием  $m$  и среднеквадратическим отклонением  $\sigma$  не изменится, если каждое из чисел  $a, b, m$  и  $\sigma$  увеличить в  $\lambda$  раз.

**4.6.** Двухмерная случайная величина  $Q = \{\xi, \eta\}$  имеет плотность распределения

$$f_Q(x, y) = \begin{cases} a \sin(x + y), & \text{в области } 0 \leq x \leq \frac{\pi}{2}; 0 \leq y \leq \frac{\pi}{2}; \\ 0, & \text{вне области.} \end{cases}$$

Определить константу  $a$ ; математические ожидания  $m_\xi, m_\eta$ ; среднеквадратические отклонения  $\sigma_\xi, \sigma_\eta$  и коэффициенты корреляции  $r_{\xi, \eta}$ .

**4.7.** В результате испытаний случайная величина  $\xi$  приняла следующие значения:

$$\begin{array}{cccccc} x_1 = 2 & x_2 = 5 & x_3 = 7 & x_4 = 1 & x_5 = 10 & \\ x_6 = 5 & x_7 = 9 & x_8 = 6 & x_9 = 8 & x_{10} = 6 & \end{array}$$

$$\begin{aligned}
 x_{11} = 2 \quad x_{12} = 3 \quad x_{13} = 7 \quad x_{14} = 6 \quad x_{15} = 8 \\
 x_{16} = 3 \quad x_{17} = 8 \quad x_{18} = 10 \quad x_{19} = 6 \quad x_{20} = 7 \\
 x_{21} = 3 \quad x_{22} = 9 \quad x_{23} = 4 \quad x_{24} = 5 \quad x_{25} = 6
 \end{aligned}$$

Получить и построить график функции распределения  $F(x)$ .

**4.8.** В результате испытаний значения равномерно распределенной на отрезке  $[a, b]$  случайной величины  $\xi$  попали в заданные интервалы ( $\Delta$ ) следующее число раз ( $n$ ):

$\Delta$	0 – 10	10 – 20	20 – 30	30 – 40	40 – 50	50 – 60
$n$	11	14	15	10	14	16

Определить значения  $a, b$  и плотность распределения  $f(x)$ .

**4.9.** Случайная величина  $\xi$  имеет нормальное распределение  $(0, 1)$ . Найти плотность распределения случайной величины  $\eta$ , если:

а)  $\eta = \xi^2$ ; б)  $\eta = \exp(\xi)$ .

**4.10.** Случайная величина  $\xi$  имеет показательное распределение. Найти плотность распределения  $\eta = 1/(1 - \xi)$ .

**4.11.** Получить интегральное уравнение переноса для плотности столкновений  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ , где значения переменных фиксируются перед столкновением, исходя из интегрального уравнения для дифференциальной плотности потока нейтронов (или фотонов)  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

**4.12.** Выразить плотность столкновений  $\chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ , где значения переменных фиксируются после столкновения, через функцию источника  $q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  и дифференциальную плотность потока  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

**4.13.** Получить интегральное уравнение переноса для плотности столкновений  $\chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  исходя из интегрального уравнения для дифференциальной плотности потока нейтронов (или фотонов)  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

**4.14.** Написать выражение для плотности первых выходящих столкновений для точечного изотропного моноэнергетического источника, считая, что на границе внешний поток отсутствует.

**4.15.** Найти первый компонент разложения в ряд Неймана плотности входящих столкновений  $\psi_1^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  для детектора, регистрирующего в точке  $\vec{r}_0$  интегральную плотность потока частиц, счи-

тая, что имеет место комптоновское рассеяние и эффект образования пар.

**4.16.** Преобразовать полученные в задачах (4.11) и (4.13) интегральные уравнения для плотности столкновений  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  и  $\chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ , выделив в явном виде ядро переноса

$$T(\vec{r}', \vec{r}; E, \vec{\Omega}) = \Sigma(\vec{r}, E) \cdot \exp\left[-\int_{\vec{r}' \rightarrow \vec{r}} \Sigma(\vec{r}'', E) \cdot ds\right] \cdot \frac{\delta\left(\vec{\Omega} - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right)}{(\vec{r} - \vec{r}')^2}$$

и ядро столкновений

$$C(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}, \vec{r}) = \frac{\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{\Sigma(\vec{r}, E')}.$$

**4.17.** Частицы падают на плоский однородный слой вещества толщиной  $H$ . Движение частиц в веществе начинается из точки  $x = 0$  и происходит вдоль оси  $x$  с постоянным сечением взаимодействия. При столкновениях частицы с вероятностью  $1 - p_s$  поглощаются, а с вероятностью  $p_s$  — рассеиваются, но при этом не меняют направление движения вдоль оси  $x$  (односкоростная модель с дельта-рассеянием).

Записать интегральное уравнение для плотности столкновений  $\psi(x)$  таких частиц и получить его решение.

**4.18.** Для условий задачи (4.17) записать сопряженное уравнение так, чтобы его решение  $\psi^*(x)$  представляло вероятность того, что частица вылетела из слоя, испытав хотя бы одно столкновение. Получить решение этого уравнения.

**4.19.** Вывести явную формулу для определения значения, принимаемого случайной величиной  $\xi$  с плотностью распределения

$$f(x) = a \cdot \exp[-a(x - x_0)] \text{ для } x_0 < x < \infty.$$

**4.20.** Доказать, что случайную величину  $\xi$ , определенную в интервале  $0 < x < l$  с плотностью

$$f(x) = a \cdot \exp(-ax) / [1 - \exp(-al)],$$

можно моделировать с помощью любой из трех формул:

$$\xi = -\frac{1}{a} \ln \{1 - \gamma[1 - \exp(-al)]\};$$

$$\xi = -\frac{1}{a} \ln[\gamma + (1 - \gamma) \exp(-al)];$$

$$\xi = -\frac{1}{a} \ln \gamma, \text{ если } \xi < l.$$

**4.21.** Вывести явную формулу для расчета значений, принимаемых случайной величиной  $\xi$  с функцией распределения

$$F(x) = 1 - \frac{1}{3} \exp(-x) + \exp(-5x)], \quad 0 < x < l.$$

**4.22.** Вывести явную формулу для определения значений, принимаемых случайной величиной  $\xi$  с плотностью распределения

$$f(y) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - y^2}, \quad -1 \leq y \leq 1.$$

**4.23.** Написать явные формулы для определения значений, принимаемых случайной величиной  $\xi$  со следующей плотностью распределения:

а)  $f(x) \sim \exp(-\Sigma x), 0 \leq x \leq a, \Sigma > 0;$

б)  $f(x) \sim (x + 1)^2, 0 \leq x \leq 1;$

в)  $f(x) \sim |\sin x|, -\pi/2 \leq x \leq \pi/2.$

**4.24.** Написать алгоритм метода исключения для розыгрыша функции:

$$f(x) \sim (3 - (2x)^{1/3}), 0 \leq x \leq 1.$$

**4.25.** Написать алгоритм метода исключения для розыгрыша функции:

$$f(x) \sim x^{5/3} (1 - x)^{3/2}, 0 \leq x \leq 1.$$

**4.26.** Написать алгоритм метода исключения для получения значений случайной величины  $\xi$  со следующей плотностью распределения:

а)  $f(x) \sim (3 - \sqrt[3]{2x}), 0 \leq x \leq 1;$

б)  $f(x) \sim x^{5/3} (1 - x)^{3/2}.$

**4.27.** Разыграйте функцию

$$f(x) \sim (1 + x)^2, 0 \leq x \leq 1.$$

**4.28.** Сравните розыгрыш функции

$$f(x) = \frac{4}{\pi(1 + x^2)} \text{ при } 0 < x \leq 1$$

методом обратной функции и методом исключения.

**4.29.** Сравните розыгрыш функции

$$f(x) = \frac{2}{\pi\sqrt{1-x^2}} \text{ при } 0 < x \leq 1$$

методом обратной функции и методом исключения.

**4.30.** Вывести явные формулы для определения координат случайной точки  $Q = (\xi, \zeta)$ , равномерно распределенной в плоском кольце:

$$R_1^2 < x^2 + y^2 < R_2^2.$$

**4.31.** Вывести явные формулы для определения координат случайной точки  $Q = (\xi, \zeta)$ , определенной с плотностью  $f_Q(x, y) = 3y$  в треугольнике, ограниченном прямыми  $x = 0$ ,  $y = x$  и  $y = 1$ .

**4.32.** Вывести явную формулу для определения значения, принимаемого случайной величиной  $\xi$  с плотностью распределения

$$f(x) = \cos^2 2\pi mx \text{ для } 0 < x < 2, \text{ где } m - \text{целое число.}$$

**4.33.** Случайная величина  $\xi$  имеет плотность распределения  $f(x) = 2x$ ,  $x \in (0, 1)$ . Рассчитать таблицу из четырех равновероятных интервалов.

**4.34.** Плотность распределения случайной величины  $\xi$  имеет вид, показанный на рис. 1.9. Предложите алгоритм розыгрыша значений случайной величины, используя метод суперпозиции и метод обратных функций.

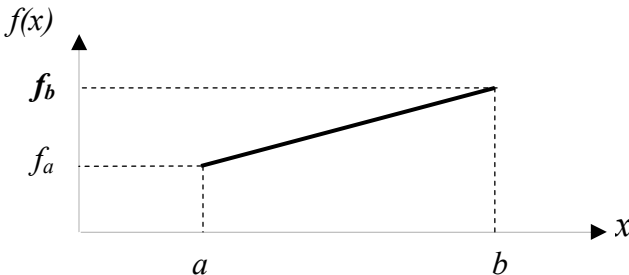


Рис. 1.9. График плотности распределения случайной величины  $\xi$

**4.35.** Предложите алгоритм вычисления интеграла

$$I = \int_0^1 \exp(-x^2) dx$$

методом Монте-Карло с использованием выделения главной части.

**4.36.** Предложите алгоритм вычисления интеграла

$$I = \int_0^1 \exp(-x^2) dx$$

методом Монте-Карло, используя метод существенной выборки.

**4.37.** Предложите алгоритм вычисления интеграла

$$I = \int_1^2 \ln(x) dx$$

методом Монте-Карло и рассчитайте его дисперсию.

**4.38.** Источник излучения равномерно распределен по диску радиусом  $R$ . Вывести явные формулы для розыгрыша координат вылета частиц из диска  $(r, \psi)$ .

**4.39.** Источник представляет собой сферу радиусом  $R$  с центром в точке  $\vec{r}_0$ , заполненную радиоактивной водой. Напишите алгоритм розыгрыша декартовых координат точки рождения частицы.

**4.40.** Источник представляет собой цилиндр высотой  $H$ , радиусом основания  $R$  и осью, направленной вдоль оси  $z$ . Центр нижнего основания находится в точке  $\vec{r}_0$ . Цилиндр равномерно заполнен радионуклидным источником за исключением сферической полости радиуса  $\rho$  с центром в точке  $\vec{r}_1$  находящейся внутри цилиндра. Напишите алгоритм розыгрыша декартовых координат точки рождения частицы.

**4.41.** Источник представляет собой усеченный конус с радиусами основания  $R_1$  и  $R_2$  и высотой  $H$ . Центр нижнего основания находится в точке  $\vec{r}_0$ . Он равномерно заполнен радиоактивной жидкостью. Напишите алгоритм розыгрыша декартовых координат точки рождения частицы.

**4.42.** Источник представляет два куба размерами  $a$  и  $b$ , соединенные между собой трубой длиной  $L$  и радиусом  $R$ . Источник равномерно и полностью заполнен раствором радиоактивного нуклида. Считая, что все геометрические параметры, определяющие взаимную конфигурацию емкостей заданы, предложите алгоритм розыгрыша точки рождения частицы.

**4.43.** Источник гамма-излучения представляет собой радионуклид  $^{56}\text{Mn}$ . Разыграйте случайное значение энергии вылетающей частицы, считая, что генератор случайных чисел выдал число 0,377.

**4.44.** Источник излучения представляет собой сферическую ячейку, ограниченную радиусами  $R_1$  и  $R_2$ . Удельная мощность ис-

точника изменяется по закону  $S(r) = kr$ . Вывести явные формулы для розыгрыша координат вылета частицы в такой ячейке  $(r, \theta, \psi)$ .

**4.45.** Источник излучения представляет собой плоскость, излучающую в полупространство по закону: а)  $f(\theta) \sim \cos\theta$ ; б)  $f(\theta) \sim \cos^2\theta$ . Вывести явные формулы для розыгрыша координат вылета частицы из источника  $(\theta, \psi)$ .

**4.46.** Источник излучения представляет собой плоскость, излучающую в полупространство. Угловое распределение изотропно по азимутальному углу  $\psi$  и представляет собой суперпозицию изотропного,  $\cos\theta$ ,  $\cos^2\theta$  – распределений относительно полярного угла  $\theta$ , измеряемого от нормали к плоскости источника. Относительный вклад каждого из распределений в суммарную мощность источника –  $p_1, p_2, p_3$  соответственно;  $p_1 + p_2 + p_3 = 1$ . Вывести явные формулы для определения координат вылета частицы из источника  $(\theta, \psi)$ .

**4.47.** Для гамма-кванта с энергией 2 МэВ, вылетающего из столкновения в воде, определите случайный линейный (в см) пробег и вещество, в котором произойдет очередное столкновение. Луч из точки столкновения, направленный вдоль движения частицы, будет последовательно пересекать границы с железом через 12 см, с воздухом – еще через 0,5 см, с бетоном – еще через 200 см, а затем еще через 97 см – с бесконечной воздушной средой (рис. 1.10). Принять, что число, полученное от генератора случайных чисел, равно 0,423.

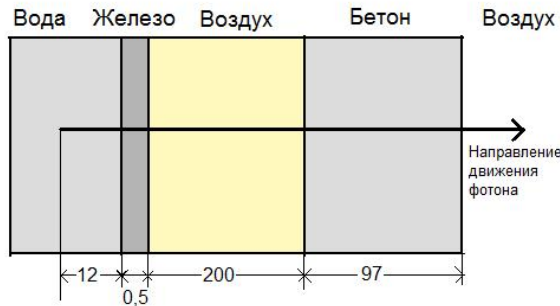


Рис. 1.10. Геометрия задачи 4.47 (размеры указаны в см)

**4.48.** Дифференциальное сечение рассеяния представлено в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \frac{\sigma_1}{4\pi} + \sigma_2 \cdot \delta(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega}).$$

Напишите алгоритм розыгрыша вылета частицы после рассеяния.



**4.49.** Предложите алгоритм розыгрыша угла отклонения фотона от первоначального направления движения при томсоновском рассеянии.

**4.50.** Рассчитать таблицу равновероятных интегралов для розыгрыша косинуса полярного угла комптоновского рассеяния ( $\mu_s$ ) фотона с энергией  $E = 1$  МэВ, взяв число равновероятных интервалов равным  $n = 10$ .

**4.51.** Предложите алгоритм непосредственного моделирования косинуса и синуса азимутального угла при комптоновском рассеянии фотонов.

**4.52.** Фотон с энергией  $\alpha = E/0,511$  испытывает комптоновское рассеяние. Показать, что, во-первых, энергия фотона после рассеяния представляет собой случайную величину  $\xi$  с плотностью распределения  $f(x)$ , пропорциональную функции

$$P(\alpha, x) = \frac{x}{\alpha} + \frac{\alpha}{x} + \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{x} \right) \left( 2 + \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{x} \right),$$

где  $x$  – энергия фотона после рассеяния в единицах  $m_e c^2$ ; во-вторых, значение энергии рассеянного фотона можно определить по следующему алгоритму:

$$\xi = \xi', \text{ если } \gamma_2 \left( 1 + 2\alpha + \frac{1}{1 + 2\alpha} \right) < P(\alpha, \xi'),$$

$$\text{где } \xi' = \frac{\alpha(1 + 2\alpha\gamma_1)}{1 + 2\alpha}.$$

В случае невыполнения условия выбирается новая пара случайных чисел

**4.53.** Показать, что для определения энергии фотона после комптоновского рассеяния при начальной энергии  $E_0 > 1,396$  МэВ можно применить метод обратных функций в сочетании с методом суперпозиции.

**4.54.** Разыграть тип атома, на котором происходит взаимодействие, при столкновении фотона с энергией 0,2 МэВ с молекулой глюкозы  $C_6H_{12}O_6$ . Принять, что число, полученное от генератора случайных чисел, равно 0,719.

**4.55.** Разыграть вид взаимодействия на железе для фотона с энергией 0,15 МэВ. Принять, что случайное число, полученное от генератора, равно 0,261.

**4.57.** Определить новое направление движения фотона в сферических координатах, если перед рассеянием  $\cos \theta = 0,5$ ;  $\cos \psi = \sin \psi = 0,707$ , а рассеяние произошло на  $\mu_s = 0,259$  и  $\cos \psi = \sin \psi = 0,707$ .

**4.58.** Найти «вес» фотона после  $m$  рассеяний, если при моделировании его траектории вместо истинного углового распределения использовалось изотропное.

**4.59.** Полное сечение взаимодействия в среде равно

$$\Sigma(\vec{r}, E) = \Sigma_s(\vec{r}, E) + \Sigma_a^{(1)}(\vec{r}, E) + \Sigma_a^{(2)}(\vec{r}, E),$$

а при моделировании длины пробега частиц учитываются только сечения  $\Sigma_s(\vec{r}, E)$  и  $\Sigma_a^{(1)}(\vec{r}, E)$ . Показать, что в этом случае каждой частице следует после прохождения пути между столкновениями ( $L$ ) присписать дополнительный «вес»

$$W(L) = \exp\left[-\int_{(L)} \Sigma_a^{(2)}(\vec{r}, E) \cdot dl\right],$$

**4.60.** Получить явные формулы для розыгрыша энергии и направления движения нейтрона после рассеяния на водороде, считая его изотропным в системе центра инерции.

**4.61.** Фотоны с энергией  $E_0 = 1,0$  МэВ падают под углом  $\theta_0 = 60^\circ$  к нормали на плоскую гетерогенную защитную сборку (рис. 1.11). Пользуясь таблицей случайных чисел, определить с помощью аналогового моделирования следующие характеристики траекторий первых двух фотонов: а) координату  $z$  первого и второго взаимодействия; б) энергию рассеянных фотонов после первого и второго взаимодействий. Случайные числа, равномерно распределенные на отрезке  $[0, 1]$ , приведены в табл. 1.4.

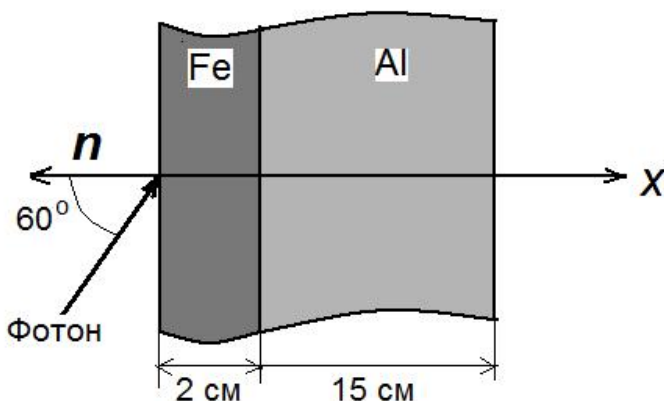


Рис. 1.11. Геометрия задачи 4.61

Значения случайной величины, равномерно распределенной в интервале [0, 1]

0,12332	0,91682	0,42499	0,76154	0,73189
0,53758	0,87653	0,97526	0,32764	0,28709
0,72664	0,79429	0,82134	0,58846	0,17932
0,09082	0,85444	0,84778	0,35801	0,94590
0,99528	0,85739	0,57616	0,54313	0,08749
0,90416	0,84637	0,51435	0,66155	0,29142
0,37525	0,59575	0,61870	0,42502	0,75162
0,75601	0,81305	0,14783	0,81581	0,59157
0,04925	0,29835	0,05312	0,88059	0,67981
0,49286	0,32795	0,56774	0,89688	0,91641
0,76795	0,90795	0,12904	0,33346	0,14150
0,035569	0,03393	0,98088	0,27256	0,91090
0,16325	0,42163	0,66186	0,80317	0,69558
0,31466	0,47171	0,39453	0,45863	0,23472
0,45420	0,93000	0,44326	0,38132	0,39072

**4.62.** Пучок мононаправленных частиц падает нормально на полубесконечный барьер из вещества, в котором  $\Sigma = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_s = 0,09 \text{ см}^{-1}$ , а рассеяние изотропное. Пользуясь таблицей случайных чисел (табл. 1.4), с помощью моделирования траекторий без поглощения по первым двум историям определить в приближении однократного рассеяния токовое интегральное числовое альbedo среды. Сравнить с точным значением.

**4.63.** Пучок мононаправленных частиц падает нормально на полубесконечный барьер из вещества, в котором  $\Sigma = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_s = 0,09 \text{ см}^{-1}$ , а рассеяние изотропное. Пользуясь таблицей случайных чисел (табл. 1.4) и применяя метод математического ожидания, с помощью аналогового моделирования траекторий по первым десяти историям определить в приближении однократного рассеяния токовое интегральное числовое альbedo среды. Сравнить с точным значением.

**4.64.** Фотоны с энергией  $E_0 = 0,1 \text{ МэВ}$  падают нормально на плоский барьер из алюминия толщиной  $d = 0,3 \text{ см}$ . Пользуясь таблицей случайных чисел (табл. 1.4), с помощью аналогового моделирования определить, сколько фотонов из первых 10; 30 пройдут через слой, не испытав ни одного рассеяния. Сравнить с точным значением.

**4.65.** Пучок мононаправленных частиц падает нормально на полубесконечный барьер из вещества, в котором  $\Sigma = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ;

$\Sigma_s = 0,09 \text{ см}^{-1}$ , а рассеяние изотропное. С помощью метода математического ожидания и моделирования траекторий без поглощения в приближении однократного рассеяния определить токовое дифференциальное числовое альbedo среды для угла отражения  $\theta = 0$  по первым 20 историям. Сравнить с точным значением.

**4.66.** Получить дисперсию оценки по столкновениям для процесса случайных блужданий, описанного в задаче (4.18), при вычислении вероятности вылета частицы из слоя, испытав при этом хотя бы одно столкновение.

**4.67.** Получить дисперсию оценки по поглощениям для условий задачи (4.66).

**4.68.** Для условий задачи (4.66) получить дисперсию двоичной оценки  $\zeta$ , которая принимается равной единице, если частица вылетела из слоя, и нулю в противном случае.

**4.69.** Сравнить дисперсию двоичной оценки и дисперсию оценки по столкновениям при расчете вероятности вылета частицы из слоя в случае испытания хотя бы одного столкновения в условиях задачи (4.18): при  $H\Sigma \gg 1$  и вероятности рассеяния: а)  $p_s = 0,1$ ; б)  $p_s = 0,9$ .

**4.70.** Доказать, что при случайных блужданиях, соответствующих односкоростной модели с дельта-рассеянием (см. задачу (4.18)), математические ожидания оценок по поглощениям, столкновениям и длинам пробега для средней плотности потока частиц в интервале  $[x_1, x_2]$  равны

$$\frac{1}{\Sigma(1-p_s)} \{ \exp[-(1-p_s)\Sigma x_1] - \exp[-(1-p_s)\Sigma x_2] \}.$$

**4.71.** Записать вид двух фундаментальных оценок при расчете аналоговым методом Монте-Карло следующих функционалов в ограниченной области  $V_a$ :

- а) энерговыделение от источника фотонов с энергией  $E_0 < 1 \text{ МэВ}$ ;
- б) число делений от источника нейтронов;
- в) средняя плотность потока энергии фотонов от источника фотонов;
- г) число фотопоглощений от источника фотонов;
- д) энерговыделение при упругом рассеянии нейтронов, если оно изотропно в системе центра инерции;
- е) средняя тканевая доза нейтронов от источника нейтронов.

**4.72.** Решить задачу (4.71), если при моделировании траекторий поглощение частиц не допускается.

**4.73.** Вывести выражение для модифицированной оценки по пробегу числа реакций в области  $V_a$  для последнего участка траектории нейтрона, кончающейся в области  $V_a$ .

**4.74.** Пусть в гомогенной ограниченной области  $V_a$  в точке  $\vec{r}$  появился нейтрон (или фотон) с энергией  $E$ , движущийся в направлении  $\vec{\Omega}$ . Этот нейтрон либо родился в области  $V_a$ , либо испытал в ней столкновение, в результате которого получил параметры  $E, \vec{\Omega}$ . Пусть  $D$  – расстояние от точки  $\vec{r}$  до границы области  $V_a$  вдоль  $\vec{\Omega}$ , т.е.  $D$  равняется максимальному пробегу, который может иметь нейтрон (или фотон) в области  $V_a$  до следующего столкновения или вылета.

Вывести выражение для модифицированной оценки по пробегу числа реакций в области  $V_a$  для событий, при которых происходит или вылет частицы из области без взаимодействия, или поглощение.

**4.75.** Решить задачу (4.74) для событий, при которых происходит или вылет частицы из области без взаимодействия, или рассеяние.

**4.76.** Решить задачу (4.74) для событий, при которых происходит или вылет частицы из области без взаимодействия, или поглощение, или рассеяние.

**4.77.** Решить задачу (4.74) для событий, при которых происходит вылет частицы из области без взаимодействия.

**4.78.** Решить задачу (4.77), если условие задачи (4.74) изменится так, что точка  $\vec{r}$  будет теперь вне области  $V_a$ , но луч  $\vec{r} + k\vec{\Omega}$  будет пересекать область  $V_a$ . Расстояние до границы области в длинах свободного пробега принять равным  $\tau_0$ .

**4.79.** Пусть траектория частицы, испускаемой источником из начала координат, проходит в среде через точки рассеяния  $\vec{r}_1 = \{0;10;0\}$ ,  $\vec{r}_2 = \{2;15;2\}$  и  $\vec{r}_3 = \{3;17;10\}$ . Вес частицы перед рассеянием в этих точках равен  $W = 1,0; 0,9; 0,81$ . Используя локальную оценку потока в одnogрупповом приближении, определить вклад во флюенс в точке  $\vec{r}_d = \{0;0;0\}$ , создаваемый от этих столкновений, если  $\Sigma = 0,2 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_a = 0,02 \text{ см}^{-1}$ , рассеяние изотропно.

**4.80.** Пусть траектория частицы, испускаемой источником из начала координат с энергией 1 МэВ, проходит в воде через точки рассеяния  $\vec{r}_1 = \{0;10;0\}$ ,  $\vec{r}_2 = \{0;10;10\}$  и  $\vec{r}_3 = \{0;0;10\}$ . Используя локаль-

ную оценку потока определить вклад во флюенс в точке  $\vec{r}_d = \{0;0;0\}$ , создаваемый от этих столкновений.

**4.81.** Решить задачу (4.80) для вкладов в поглощенную дозу в точке  $\vec{r}_d = \{0;0;0\}$ , считая, что в среде существует электронное равновесие.

**4.82.** Записать выражение для случайной величины, используемой в качестве оценки кермы  $\gamma$ -излучения в точке  $\vec{r}$ , если расчет производится с помощью локальной оценкой потока, а при моделировании траекторий фотонов поглощение не допускается.

**4.83.** Записать выражение для случайной величины, используемой в качестве оценки значения токового дифференциального альбедо полубесконечной среды в направлении  $\vec{\Omega}'(\theta', \psi')$  для точечного мононаправленного источника  $\gamma$ -излучения с энергией  $E_0$ , если расчет производится с помощью локальной оценки потока, а при моделировании траекторий фотонов поглощение не допускается.

## ГЛАВА 2. Дозиметрия ионизирующих излучений

### 5. Основные дозиметрические величины

1. Энергия  $\varepsilon$ , переданная ионизирующим излучением некоторому объёму вещества:

$$\varepsilon = \Delta E_{\text{ВХ}} - \Delta E_{\text{ВЫХ}} + \sum Q \quad (2.1)$$

где  $\Delta E_{\text{ВХ}}$  и  $\Delta E_{\text{ВЫХ}}$  есть сумма энергий всех заряженных и незаряженных частиц соответственно входящих в объём вещества и выходящих из него;  $\sum Q$  – сумма всех изменений масс покоя ядер и элементарных частиц в любых взаимодействиях.

**Поглощенная доза**  $D$  определяется как

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm}, \quad (2.2)$$

где  $d\varepsilon$  – средняя энергия, поглощенная в массе вещества  $dm$ ; в системе СИ единица поглощенной дозы есть грей (Гр):  $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ .

Экспозиционная доза  $X, P$  (рентген) определяется отношением

$$X = dQ/dm,$$

где  $dQ$  – абсолютная величина полного заряда ионов в воздухе, образованного фотонным излучением ( $E_\gamma < 3 \text{ МэВ}$ ) в массе  $dm$  при полном поглощении вторичных заряженных ионизирующих частиц. Рентген в системе СИ:  $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ ; данная единица выведена из практического использования, но встречается в литературе.

2. *Потоковые величины:*

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \text{ [част./м}^2\text{]} - \text{флюенс;}$$

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} \text{ [част./м}^2\text{·с]} - \text{плотность потока частиц;}$$

$$I = \phi \cdot E \text{ [Дж/м}^2\text{·с]} - \text{плотность потока энергии (интенсивность);}$$

$$D = \frac{dE_{\text{погл.}}}{dm} \text{ [Дж/кг]} - \text{поглощенная доза;}$$

$$K = \frac{dE_{\text{пер.}}}{dm} \text{ [Дж/кг]} - \text{керма}$$

3. Средняя энергия  $\bar{E}_k$  комптоновских электронов для фотонов с энергией  $E_\gamma$ :

$$\bar{E}_k = \frac{\sigma_{ken}}{\sigma_{ke}} \cdot E_\gamma, \quad (2.3)$$

где  $\sigma_{ke}$  – полное сечение комптон-эффекта (на электрон);

$\sigma_{ken}$  – сечение передачи энергии при комптон-эффекте (на электрон).

4. Соотношение для определения *эффективного атомного номера*  $Z_{\text{эфф}}$  сложного вещества по фотоэффекту:

$$Z_{\text{эфф.}} = \sqrt[3]{\sum_i \alpha_i \cdot Z_i^3} \quad (2.4)$$

где  $\alpha_1 \dots \alpha_n$  – доля каждого элемента от полного число электронов сложного вещества в единице массы.

5. Соотношение для определения *эффективного атомного номера*  $Z_{\text{эфф}}$  сложного вещества по эффекту образования пар:

$$Z_{\text{эфф.}} = \sum_i \alpha_i \cdot Z_i, \quad (2.5)$$

$$\alpha_i = \frac{a_i Z_i}{\sum_i a_i Z_i},$$

где  $a_i$  – относительное число атомов  $i$ -го элемента.

*Средний атомный номер*  $Z_{\text{ср}}$  сложного вещества

$$Z_{\text{ср}} = \frac{\sum_i p_i \cdot Z_i}{\sum_i p_i}; \quad (2.6)$$

$p_i$  – массовая доля  $i$ -го вещества,  $Z_i$  - атомный номер  $i$ -го вещества.

На рис. 2.1 представлены типичные энергетические зависимости сечений взаимодействия фотонов с веществом (вода) – сечение для фотоэффекта, комптон-эффекта, эффекта образования пар, а также полное сечение и сечение поглощения энергии.



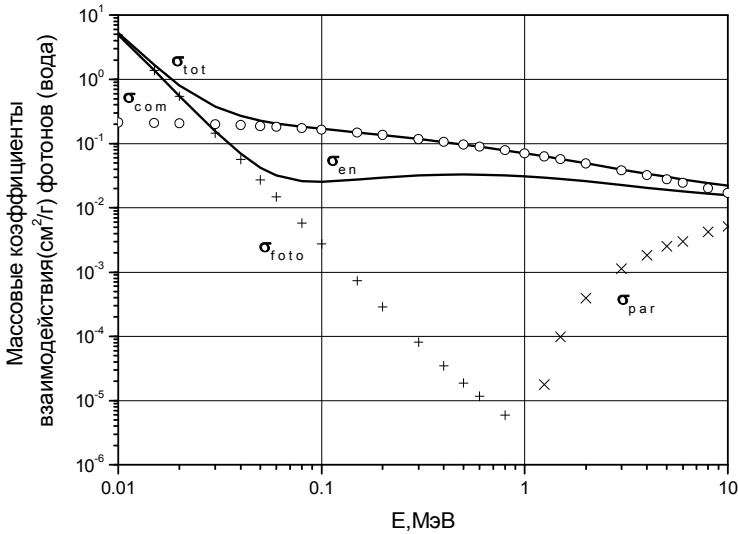


Рис. 2.1. Энергетическая зависимость массовых коэффициентов взаимодействия фотонов (вода,  $\sigma_{tot}$  — полное сечение,  $\sigma_{com}$  — комптон-эффект,  $\sigma_{foto}$  — фотоэффект,  $\sigma_{par}$  — параобразование,  $\sigma_{en}$  — сечение поглощения энергии)

6. Связь поглощенной энергии в среде (доза  $D_m$ ) и в веществе детектора  $D_d$

$$D_m = D_d S_d^m, \quad (2.7)$$

где  $S_d^m$  — среднее отношение удельных тормозных способностей вещества среды и детектора.

7. Поглощенная доза фотонов  $D_\gamma$  и заряженных частиц  $D_e$ :

$$D_\gamma = \Phi_\gamma \cdot E_\gamma \cdot \mu_k(E_\gamma); \quad (2.8)$$

$$D_e = \Phi_e \cdot \frac{dE}{dx}_{\text{ион}}(E_e), \quad (2.9)$$

где  $\Phi_\gamma$  и  $\Phi_e$  — флюенс частиц с энергиями  $E_\gamma$  и  $E_e$ ;

$\mu_k(E_\gamma)$  — коэффициент передачи энергии фотонов,

$\frac{dE}{dx}_{\text{ион}}(E_e)$  — удельные ионизационные потери энергии заряженных частиц

## Задачи

**5.1.** Рассчитать эффективный (в энергетических диапазонах преобладания фотоэффекта и эффекта образования пар) и средний атомный номер воды ( $\text{H}_2\text{O}$ ), воздуха (весовой состав воздуха, %,  $\text{N} - 75,5$ ,  $\text{O} - 23,2$ ,  $\text{Ar} - 1,3$ ) и мягкой биологической ткани ( $(\text{C}_5\text{H}_{40}\text{O}_{18}\text{N})_x$ ).

**5.2.** Плоскопараллельный пучок частиц с плотностью потока  $\phi_0$  падает нормально на тонкую пластинку с площадью  $s = 1 \text{ см}^2$ ; условно предполагается, что все частицы рассеиваются на угол  $30^\circ$ . Чему равна плотность потока частиц  $\phi$  за пластинкой и ток частиц в первоначальном направлении?

**5.3.** Точечный изотропный источник в вакууме излучает фотоны ( $\phi = 10^7 \text{ 1/с}$ ) с равномерным энергетическим распределением  $n(E)$  в диапазоне  $0,1 \div 1 \text{ МэВ}$  (спектр нормирован на 1). Рассчитать интенсивность излучения на расстоянии  $1 \text{ м}$ .

**5.4.** Рассчитать среднюю энергию  $\bar{E}$  комптоновских электронов в алюминии при однократном взаимодействии (малый объём вещества) для фотонов с энергией  $E = 1 \text{ МэВ}$ .

**5.5.** Сравнить значения ЛПЭ (кэВ/мкм) для действующего в воде равномерного энергетического распределения электронов в диапазоне  $E = 0,1 \div 0,5 \text{ МэВ}$ ;

$$(L_{\infty} = \frac{dE}{dx}_{\text{ион.}}(E) = C \cdot E^{-0,5}, \frac{dE}{dx}_{\text{ион.}}(0,1) = 4,115 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2)$$

и ЛПЭ, рассчитанного для средней энергии этого спектра.

**5.6.** Тонкий пучок фотонов с энергией  $E = 5 \text{ МэВ}$ , нормально падает на алюминиевую пластину толщиной  $d = 2 \text{ см}$ ; флюенс фотонов  $\phi = 10^6 \text{ 1/см}^2$ . В приближении однократного взаимодействия рассчитать величины энергий, переданных веществу при фотоэффекте, комптоновском рассеянии и эффекте образования пар.

**5.7.** Определить керму (в Гр) фотонов с различными энергиями  $E_\gamma$  в воздухе в точке  $A$  за 1 час, создаваемую двумя точечными изотропными источниками  $S1$  и  $S2$ . Число частиц, проходящих через площадку  $s$ , составляет величину  $5 \cdot 10^5 \text{ 1/(см}^2 \text{ с)}$  ( $E_\gamma = 1 \text{ МэВ}$ ) от источника  $S1$  и  $2 \cdot 10^6 \text{ 1/(см}^2 \text{ с)}$  ( $E_\gamma = 5 \text{ МэВ}$ ) от источника  $S2$ . Детектор – площадка  $s = 1 \text{ см}^2$ . Условия облучения показаны на рис. 2.2.

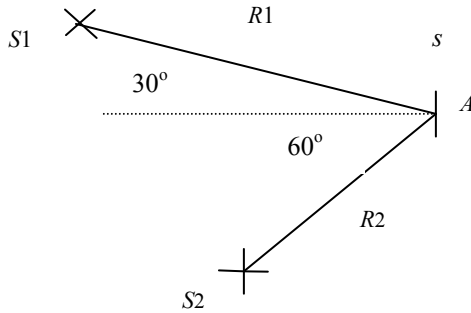


Рис. 2.2. Геометрия задачи 5.7

**5.8.** Рассчитать среднюю энергию, передаваемую нейтронами ядрам отдачи при упругом рассеянии. Расчёты провести для энергии нейтронов 100 кэВ, 2 МэВ, 10 МэВ и ядер H, N, O, Al, Pb.

**5.9.** Рассчитать среднюю энергию нейтрона после упругого рассеяния на ядрах среды. Расчёты провести для энергии нейтрона 100кэВ, 2 МэВ, 10 МэВ и ядер H, N, O, Al, Pb.

**5.10.** Рассчитать долю энергии, которую в среднем теряет нейтрон при упругом рассеянии на ядрах среды. Расчёты провести для ядер H, N, O, Al, Pb.

**5.11.** На каком элементе биологической ткани рассеяние нейтронов даёт максимальный вклад в поглощённую дозу (показать долю потерь для каждого элемента ткани). Состав мягкой биологической ткани  $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$ . Считать основным взаимодействием упругое рассеяние. Энергия нейтронов 100 кэВ, 1 МэВ, 10 МэВ и значения соответствующих сечений упругого рассеяния (в барнах):

$$\sigma_C = 4,40; 2,40; 0,65,$$

$$\sigma_H = 12,8; 4,10; 0,92,$$

$$\sigma_O = 3,70; 8,15; 0,75,$$

$$\sigma_N = 4,44; 2,31; 0,90.$$

**5.12.** Рассчитать эффективную дозу от нейтронов в диапазоне энергий 0,025 эВ ÷ 10 МэВ в изотропном поле. В расчётах использовать энергетическое разбиение (НРБ-99/2009). Считать, что флюенс нейтронов всех энергий 1 нейтрон/см<sup>2</sup>. Представить результаты в графическом виде. Провести сравнение с облучением параллельным пучком нейтронов в т.н. «передне-задней» геометрии.

**5.13.** Оценить различия величин мощности поглощенной дозы фотонов (в условиях электронного равновесия) и электронного из-

лучения (малый объём вещества) при идентичных ) условиях облучения воды и биологической ткани;  $\varphi_\gamma = \varphi_e = 1$  част/(м<sup>2</sup> с); значения энергий частиц 100 кэВ и 10 МэВ.

## 6. Ионизационный метод дозиметрии

*Основные соотношения для процессов ионизации в газах*

1.  $dn(t)/dt = q - \alpha \cdot n^2$  – дифференциальное уравнение процесса ионизации газа ( $n$  – число пар ионов в единице объёма) для источника постоянной интенсивности  $q$  [пар ионов/(см<sup>3</sup>·с)] с учетом эффекта рекомбинации;  $\alpha = 2,0 \cdot 10^{-6}$  [см<sup>3</sup>/с];

$n(t) = n_0 / (1 + n_0 \cdot \alpha \cdot t)$  – зависимость от времени  $t$  концентрации пар ионов в условиях рекомбинации;  $n_0$  – начальная концентрация ионов при  $t = 0$ .

2. Соотношение Боуга для оценки эффективности собирания ионов  $fb$  в плоскопараллельной ионизационной камере при известной удельной интенсивности образования пар ионов  $q$  (пар-ион/см<sup>3</sup>·с):

$$fb = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \xi^2}}, \quad \xi^2 = \frac{\alpha \cdot h^4 \cdot q}{k^+ \cdot k^- \cdot U^2}, \quad (2.10)$$

где  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации;  $h$  – расстояние между электродами камеры, см,  $k^+$ ,  $k^-$  – подвижность положительных и отрицательных ионов, см<sup>2</sup>/(с·В);  $U$  – приложенное к камере напряжение, В.

Модификация формулы Боуга:

$$fm = \frac{1}{1 + \frac{1}{6} \xi^2}. \quad (2.11)$$

Сравнение результатов расчета по соотношениям (2.10) и (2.11) приведено на рис. 2.3 для следующих параметров:

$$\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^3/\text{с},$$

$$k^+ = 1,38 \text{ см}^2/(\text{с} \cdot \text{В}),$$

$$k^- = 1,87 \text{ см}^2/(\text{с} \cdot \text{В}),$$

$$U_{\text{макс.}} = 100 \text{ В}, h = 10 \text{ см},$$

$$q = 300 \text{ пар ионов}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

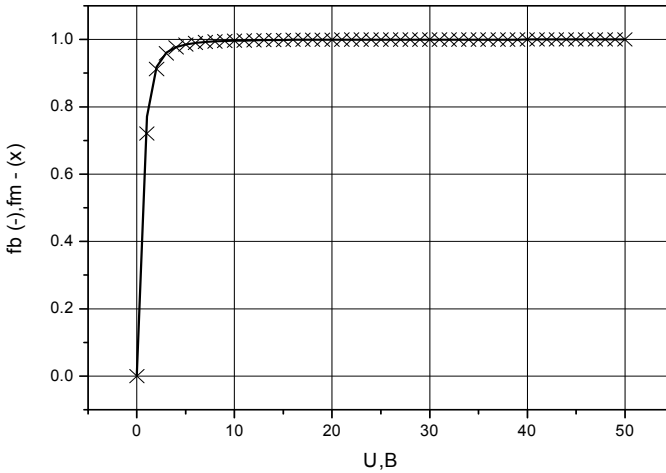


Рис.2.3. Зависимость эффективности собирания ионов  $fb$  и  $fm$  от величины напряжения на ионизационной камере для соотношений (2.10) и (2.11)

3. Формула Брэгга-Грея для установления связи величины ионизации  $q$  в полости и поглощенной энергией  $\Delta E$  в веществе стенки:

$$\Delta E = q \cdot W \cdot \frac{\overline{S_{CT}}}{S_{\Gamma}}, \quad (2.12)$$

где  $W$  – средняя энергия образования пары ионов;  $\frac{\overline{S_{CT}}}{S_{\Gamma}}$  – отношение

средних массовых удельных потерь энергии заряженных частиц в веществе стенки и газа;  $e$  – заряд электрона,  $q$  – число пар ионов, образованных в единице объема газа.

4. Соотношение Бурлина (*Burlin T.E.*, теория полости – учет вклада электронов и фотонов)

$$\frac{\overline{D}_{\Gamma}}{D_Z} = d \cdot \overline{S}_Z^{\Gamma} + (1-d) \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_Z^{\Gamma}, \quad (2.13)$$

где  $\overline{D}_{\Gamma}$  – средняя поглощенная доза в газовой полости;  $D_Z$  – поглощенная доза в среде с атомным номером  $Z$  в условиях электронного равновесия;  $\overline{S}_Z^{\Gamma}$  – среднее отношение массовых удельных по-

ть энергии электронов в газе и в среде стенки;  $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_z^{\Gamma}$  – среднее отношение массовых коэффициентов поглощения энергии фотонов в газе и в среде стенки;  $d$  – параметр, зависящий от размера газовой полости и энергии вторичных электронов:

$$d = \frac{1 - e^{-\beta \cdot L}}{\beta \cdot L}; \beta = \frac{16 \cdot \rho}{(T_{\max} - 0,036)^{1,4}}, \quad (2.14)$$

$L$  – средний путь вторичных электронов,  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ , пересекающих полость;  $T_{\max}$  – максимальная энергия вторичных электронов, МэВ;  $\rho$  – плотность газа,  $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$ .

5. Дозовая чувствительность газоразрядного счетчика:

$$\frac{n_c}{P_0} = \frac{\varepsilon}{\mu_{en} \cdot E_{\gamma}}, \quad (2.15)$$

где  $n_c$  – скорость счета;  $P_0$  – мощность дозы в среде;  $\varepsilon$  – эффективность регистрации счетчика;  $\mu_{en}$  – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в среде.

6. Скорость дрейфа положительных  $v^+$  и отрицательных  $v^-$  ионов в газах при напряженности электрического поля  $E$  (В/см) и подвижностях  $k^+$  и  $k^-$ :

$$v^+ = k^+ \cdot E, \quad v^- = k^- \cdot E; \quad (2.16)$$

(значения подвижностей  $k^+$  и  $k^-$  для ряда газов приведены в табл. 2.1):

Таблица 2.1

**Подвижность положительных  $k^+$  и отрицательных ионов  $k^-$  в газах,  $\text{см}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$ , при нормальном давлении и температуре  $18 \div 20$  °С**

	воздух	водород	углекислый газ
$k^+$	1,38	6,70	0,84
$k^-$	1,87	7,95	1,05

7. Экстраполированный пробег  $R_{ex}$  моноэнергетических электронов ( $\text{г}/\text{см}^2$ ) в диапазоне энергий  $E = 30 \text{ кэВ} \div 3,0 \text{ МэВ}$  для

веществ с атомными номерами  $Z = 6 \div 74$  определяется соотношением ( $E$ , МэВ):

$$R_{ex} = \frac{0,161}{Z^{0,2}} \cdot (\sqrt{1 + 25 \cdot E^2} - 0,986). \quad (2.17)$$

8. Дозовая чувствительность полостной ионизационной камеры в условиях электронного равновесия

$$\frac{i_0}{P_B} = \frac{e \cdot V}{a \cdot W} \cdot \frac{\mu_{keZ} \cdot S_{eB}}{\mu_{keB} \cdot S_{eZ}}, \quad (2.18)$$

где  $i_0$  – ток камеры;

$P_B$  – мощность дозы в образцовом веществе;

$W$  – средняя энергия образования пары ионов ( $W \approx 34$  эВ для воздуха):

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;

$V$  – объём газа в камере;

$\mu_{keZ}$  – коэффициент передачи энергии фотонов в веществе стенки камеры;

$\mu_{keB}$  – коэффициент передачи энергии фотонов в газе;

$\frac{S_{eB}}{S_{eZ}}$  – отношение массовых тормозных способностей электронов в

газе и в веществе стенки;

$a$  – размерная константа.

9. Эффективность собирания ионов  $f$  в плоскопараллельной ионизационной камере при импульсном облучении:

$$f = \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1 + \eta); \quad \eta = \frac{\alpha \cdot h^2 \cdot q}{(k^+ + k^-) \cdot U}, \quad (2.19)$$

(обозначения соответствуют п.2)

## Задачи

**6.1.** Определить концентрацию ионов в воздухе при скорости их образования  $q = 30$  пар ионов/(см<sup>3</sup>·с) через 10 с после прекращения облучения.

**6.2.** Рассчитать мощность дозы  $P$  (Гр/с) в объёме  $V = 10 \text{ см}^3$  бесстеночной ионизационной камеры (газ – воздух) при токе насыщения  $i_0 = 1 \text{ мкА}$ .

**6.3.** Величина измеренного тока плоскопараллельной воздушнонаполненной ионизационной камеры в стационарном режиме облучения фотонами равнялась  $i = 0,5 \text{ мкА}$ ; толщина медной стенки камеры, на которую нормально падают фотоны, имеет толщину, равную максимальному пробегу наиболее высокоэнергетичных вторичных электронов; объём камеры  $V = 12 \text{ см}^3$ ; среднее отношение массовых тормозных способностей  $S_z/S_\Gamma = 0,76$ . Рассчитать мощность дозы в стенке камеры.

**6.4.** Рассчитать мощность дозы в алюминиевой стенке ионизационной экстраполяционной воздушнонаполненной камеры, облучаемой пучком электронов; площадь переднего электрода камеры  $s = 12 \text{ см}^2$ ,  $S_{\text{эф}}/S_\Gamma = 0,9$ . Измеренная зависимость величины экстраполяционного тока камеры  $i_3$  от толщины стенки  $d$  соответствует соотношению:

$$i_3 = 1,5 \cdot [1 - \exp(-\frac{d}{c})], \text{ мкА/см}^2, \quad c = 2,0 \text{ см}.$$

**6.5.** В ионизационной камере скорость образования ионов в единице объёма составляла величину  $q = 3,0 \cdot 10^3 \text{ 1/(см}^3 \cdot \text{с)}$ ; рассчитать время снижения концентрации ионов до уровня 0,01 от стационарной величины за счет эффекта рекомбинации после выключения напряжения; сравнить полученное значение со временем переноса ионов в электрическом поле при  $U = 100 \text{ В}$  и межэлектродном расстоянии  $h = 10 \text{ см}$ ; (камера воздушнонаполненная).

**6.6.** Рассчитать электрическую ёмкость плоскопараллельной воздушной камеры с межэлектродным расстоянием  $h = 2 \text{ см}$  при приложенном напряжении  $U = 300 \text{ В}$ , если измеренный заряд на электродах составлял величину  $Q = 5,2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ ; диэлектрическая постоянная  $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}$ . Определить рабочий объём камеры.

**6.7.** В сфере из воды радиусом  $R = 200 \text{ см}$  равномерно распределен изотоп  $^{32}\text{P}$ ; в центре расположена сферическая воздушнонаполненная ионизационная камера с внешним радиусом  $r_2 = 2 \text{ см}$  и внутренним радиусом  $r_1 = 0,5 \text{ см}$ ; измеренный ток  $i = 10^{-12} \text{ А}$ . Определить объёмную концентрацию активности изотопа, считая величину эффективности собирания ионов  $f = 1$ .

**6.8.** Плоскопараллельная ионизационная камера (межэлектродное расстояние  $h = 1 \text{ см}$ ) функционирует в омическом режиме:



плотность тока  $j(\text{A}/\text{см}^2) = 2,25 \cdot 10^{-11} \cdot U$  ( $U \sim \text{В}$ ); напряжение на электродах камеры  $U = 50 \text{ В}$ . Определить величину эффективности собирания ионов  $f$ .

**6.9.** Плоскопараллельная воздушнонаполненная ионизационная камера с межэлектродным расстоянием  $h = 5 \text{ см}$  при напряжении  $U = 100 \text{ В}$  находится в поле ионизирующего излучения. Определить величину объёмной скорости ионизации  $q$  [ $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$ ], при которой характерное время рекомбинации  $\tau_\alpha$  равно времени уноса ионов в электрическом поле  $\tau_E$  (коэффициенты подвижности положительных и отрицательных ионов  $k^+ = k^- = k = 1,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ). Оценить величину эффективности собирания ионов  $f$ .

**6.10.** При облучении ионизационной камеры со стенками из полиэтилена ( $\rho_c = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ ), наполненной этиленом ( $\rho_r = 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^3$ ), мощность дозы составляла величину  $10^{-2} \text{ Гр}/\text{с}$ ; объём камеры  $6 \text{ см}^3$ . Определить величину тока насыщения.

**6.11.** При облучении плоской ионизационной воздушнонаполненной камеры образуется  $q = 10^8$  пар ион./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ ); напряженность электрического поля  $\varepsilon = 1 \text{ В}/\text{см}$ ; подвижности ионов предполагаются равными:  $k^+ = k^- = k = 1,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Рассчитать плотность ионизационного тока.

**6.12.** Воздухоэквивалентная конденсаторная камера заряжена до напряжения  $245 \text{ В}$ ; после облучения напряжение снизилось до величины  $156 \text{ В}$ ; объём камеры  $V = 10 \text{ см}^3$ , электрическая ёмкость камеры  $C = 230 \text{ пф}$ ,  $\rho_{\text{ст}} = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ . Определить дозу облучения в воздухе в греях ( $\text{Гр}$ ); (эффективность собирания ионов  $f \approx 1$ ).

**6.13.** Какие условия нужно реализовать при использовании экстраполяционной камеры для обеспечения постоянной величины эффективности собирания ионов  $f$ .

**6.14.** Плоскопараллельная ионизационная камера с расстоянием между электродами камеры  $h = 5 \text{ см}$  и при импульсной ионизации с интенсивностью  $q = 10^5$  пар ион./( $\text{см}^3$ ); (подвижности ионов  $k^+ \approx k^-$ ); рассчитать величину  $f$  при напряжении  $U = 10 \text{ В}$ . При какой частоте импульсов  $\nu$ , Гц, применимо соотношение для оценки эффективности собирания ионов  $f$ .

**6.15.** Плоскопараллельная конструкция, состоящая из двух пластин плексигласа, между которыми находится слой воды толщиной  $d = 2 \text{ мм}$ , облучается изотропно фотонами с энергией  $2 \text{ МэВ}$ . Величина кермы в пластинах в условиях электронного равновесия со-

ставляет величину 20 Гр. На основании результатов теории Бурлина определить среднюю поглощенную дозу в воде (массовый коэффициент поглощения энергии в плексигласе  $\mu_{en} = 0,0301 \text{ см}^2/\text{г}$ , удельные ионизационные потери электронов в плексигласе, соответствующие максимальной энергии  $T_{\text{max}}$  комптоновских электронов,  $S_{\text{плекс.}} = 1,87 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ .

**6.16.** Газоразрядный счетчик облучается пучком фотонов с энергией  $E_\gamma = 1 \text{ МэВ}$ , создающими мощность дозы в воздухе  $X = 1 \text{ мкР/с}$ ; эффективность регистрации счетчика  $\varepsilon = 2\%$ , площадь облучаемой поверхности счетчика  $S = 10 \text{ см}^2$ . Рассчитать скорость счета детектора.

**6.17.** Конденсаторная воздушнонаполненная ( $\rho_r = 1,23 \text{ кг/м}^3$ ) камера с тонкими стенками находится в поле фотонного излучения в точке, где мощность дозы составляет величину  $X = 0,1 \text{ Р/с}$ ; камера облучается 10 с, электрическая ёмкость камеры  $C = 100 \text{ пФ}$ , объём камеры  $V = 10 \text{ см}^3$ . Оценить величину уменьшения напряжения  $\Delta V$  после облучения (эффективность собирания ионов  $f \approx 1$ ).

**6.18.** В поле фотонного излучения в воздухе при выполнении условия электронного равновесия мощность дозы  $X = 10 \text{ Р/с}$ . Мощность дозы измеряется плоскопараллельной ионизационной камерой; межэлектродное расстояние  $h = 2 \text{ см}$ , площадь каждого электрода камеры  $S = 10 \text{ см}^2$ , приложенное напряжение  $U = 100 \text{ В}$ . Оценить ток насыщения и измеряемый ток.

**6.19.** Мощность дозы фотонного излучения в воздухе составляет величину  $X = 100 \text{ Р/с}$ . Чему равна величина кермы (Гр) и при каких условиях это значение соответствует поглощенной дозе в воздухе?

**6.20.** Определить численный коэффициент, связывающий величину экспозиционной дозы  $X$ , Р, с величиной поглощенной дозы в греях (Гр).

**6.21.** Интенсивность моноэнергетического фотонного излучения с энергией  $E_\gamma = 1,25 \text{ МэВ}$  в воздухе  $I_\gamma = 20,75 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ; в условиях электронного равновесия определить величины мощности кермы и мощности экспозиционной дозы.

**6.22.** Конденсаторная камера заряжена до напряжения  $U_1 = 500 \text{ В}$ ; соответствующий измеренный заряд  $Q_1 = 5,4 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$ . После облучения камеры в поле фотонов, где экспозиционная доза составляла величину  $X = 20 \text{ Р}$ , измеренный заряд  $Q_2 = 5,0 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$ . Определить напряжение на камере  $U_2$  и относительное изменение эффективности собирания ионов в процессе облучения.

## 7. Дозиметрия электронов и $\beta$ -частиц

$$1. \frac{dE}{dx \text{ ион}} = f(E, Z, A, \rho) \quad (2.20)$$

$Z, A$  – атомный номер и атомный вес среды,  $\rho$  – плотность среды.

$$\frac{dE}{dx \text{ рад}} \approx \frac{Z}{A} \cdot Z \cdot k \cdot (E + 0,511), \quad (2.21)$$

$k \cong 6,5 \cdot \sqrt[3]{E}$ ,  $E$  в МэВ (табл. П.18).

2. Экстраполированный пробег  $R_{ex}$  моноэнергетических электронов ( $\text{г/см}^2$ ) в диапазоне энергий  $E = 30 \text{ кэВ} \div 3,0 \text{ МэВ}$  для веществ с атомными номерами  $Z = 6 \div 74$  определяется соотношением:

$$R_{ex} = \frac{0,161}{Z^{0,2}} \cdot (1 + 25,0 \cdot E^2)^{0,5} - 0,986 \quad (E \text{ в МэВ}) \quad (2.22)$$

3. Приближенная функция поглощения  $F(d, R_{ex})$  моноэнергетических электронов в плоских поглотителях толщиной  $d$ :

$$F(d, R_{ex}) = 1 - \left(\frac{d}{R_{ex}}\right)^2 \quad \text{– нормальное падение электронов;} \quad (2.23)$$

$$F(d, R_{ex}) = 1 - \frac{d}{R_{ex}} \quad \text{– изотропное падение электронов (45°)} \quad (2.24).$$

4. Приближенная функция поглощения  $\beta$ -частиц спектра с максимальной энергией  $E_\beta$ , МэВ, в плоских поглотителях толщиной  $d$ :

$$F(d) = F_0 \cdot \exp\left\{-\mu_m \cdot d\right\}, \quad (2.25)$$

где массовый коэффициент поглощения  $\mu_m = 15,5 \cdot E_\beta^{-1,41}$ ,  $\text{см}^2/\text{г}$ .

5. Приближенная функция оценки средней энергии  $\bar{E}$  за поглотителем толщиной  $d$ , на который падают электроны с энергией  $E_0$ :

$$\frac{\bar{E}}{E_0} = 1 - \frac{d}{R_{ex}}. \quad (2.26)$$

6. Мощность дозы  $P(z)$  на глубине  $z$  рассеянных в среде электронов определяется следующими функциями (плоская геометрия):

$$P(z) = F\left(z = \frac{d}{R_{ex}}\right) \cdot r_{cp}\left(z = \frac{d}{R_{ex}}\right) \cdot S_{cp}\left(z = \frac{d}{R_{ex}}\right), \quad (2.27)$$

где:  $F\left(\frac{d}{R_{ex}}\right)$  – плотность тока электронов на глубине  $d$ ,  $1/(\text{см}^2)$ ;

$r_{cp}\left(\frac{d}{R_{ex}}\right)$  – функция, зависящая от углового распределения электронов на глубине  $d$ ;

$S_{cp}\left(\frac{d}{R_{ex}}\right)$  – средние ионизационные удельные потери энергии на глубине  $d$ ,  $\text{МэВ}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{см}^2$  (рис. 2.4, 2.5).

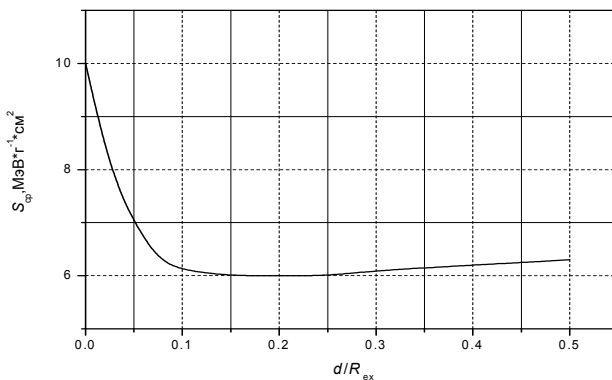


Рис. 2.4. Зависимость средних ионизационных удельных потерь энергии  $\beta$ -частиц изотопа  $S^{35}$  от глубины тканеэквивалентной среды

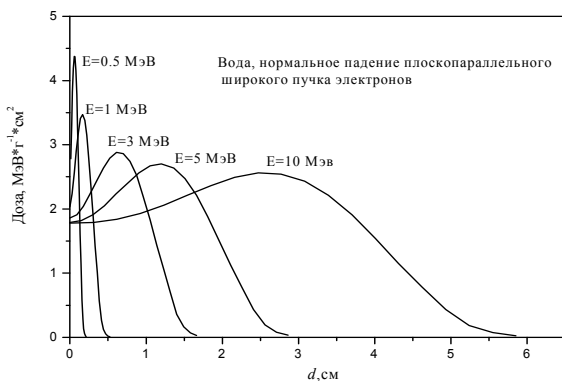


Рис.2 5. Типичные глубинные дозовые распределения для электронов различных энергий

## Задачи

**7.1.** В сфере из воды радиусом  $R = 100$  см равномерно распределен изотоп  $^{32}\text{P}$ ; в центре расположена сферическая воздухонаполненная ионизационная камера с внутренним радиусом  $r_1 = 1$  см и внешним радиусом  $r_2 = 10$  см; измеряемый ток  $i = 10^{-10}$  А (считать, что при этом величина эффективности собирания ионов  $f \approx 1$ ). Определить изменение  $f$  при напряжениях  $U = 50$  В и  $U = 100$  В.

**7.2.** Какова мощность поглощенной дозы (Гр/ч) в центре сферы из воды радиусом  $R = 2$  см, в которой равномерно распределен изотоп  $^{35}\text{S}$  (чистый  $\beta$ -излучатель); величина удельной активности  $Q = 7,0 \cdot 10^5$  Бк/г?

**7.3.** Определить минимальный объем бесстеночной ионизационной камеры для определения концентрации  $Q = 2,7 \cdot 10^3$  Бк/м<sup>3</sup> радионуклидов  $^{32}\text{P}$  и  $^{35}\text{S}$  ( $Q = 9,2 \cdot 10^5$  Бк/м<sup>3</sup>) в воздухе, если минимально измеряемая величина тока  $i = 10^{-15}$  А.

**7.4.** Определить мощность дозы в полубесконечной среде с равномерно распределенным в ней  $\beta$ -изотопом  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  на расстоянии  $x$  от поверхности внутри среды. Удельная концентрация изотопа в среде  $Q = 1,15 \cdot 10^{10}$  1/(г·с). Мощность дозы на расстоянии  $x$  от границы (в той же среде без источников) равняется 0,3 Гр/с.

**7.5.** Оценить поглощенную энергию (МэВ) и дозу (Гр) в тонкой алюминиевой фольге толщиной  $d = 1$  мм при облучении ее пучком моноэнергетических электронов с энергией  $E = 10$  МэВ; падение пучка – нормальное, флюенс составлял величину  $\Phi = 2,0 \cdot 10^{10}$  1/см<sup>2</sup>.

Приближения оценки: а) величину  $\frac{dE}{dx}$  ( $E$ ) считать постоянной в пределах фольги; б) электроны рассеиваются на малые углы, т.е. траектории близки к прямолинейным; в) пренебрегается утечкой из фольги  $\delta$ -электронов ( $s_\phi = 1$  см<sup>2</sup>).

**7.6.** На плоскую поверхность алюминиевого поглотителя падают два широких пучка электронов с энергиями 1 и 10 МэВ с одинаковой плотностью потока  $\phi = 1,0$  1/(см<sup>2</sup>·с); один пучок падает нормально ( $E = 1$  МэВ), второй – под углом 45° ( $E = 10$  МэВ). Оценить мощность поглощенной дозы в поверхностном слое поглотителя для каждого пучка.

7.7. На слой воды толщиной  $d = 0,1$  см нормально падает широкий пучок моноэнергетических электронов с энергией  $E = 0,5$  МэВ и плотностью потока  $\phi = 10,0$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Определить мощность поглощенной дозы на обратной стороне слоя.

7.8. Рассчитать дозу (Гр)  $\beta$ -частиц изотопа  $^{32}\text{P}$  ( $T_{1/2} \approx 15$  ч) за интервал времени 10 ч на поверхности воды при нормальном падении, если плотность потока  $\beta$ -частиц в начальный момент времени  $\phi = 10^5$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  (доза оценивается по средней энергии  $\beta$ -частиц изотопа).

7.9. Рассчитать значения амбиентных эквивалентных доз  $H(0,07)$ ,  $H(3)$  и  $H(10)$ , за  $t = 10$  с в плоском тканезквивалентном поглотителе ( $Z \approx 7,2$   $\rho \approx 1$   $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ ), на который нормально падает широкий плоскопараллельный пучок электронов с энергией 3 МэВ; флюенс составил  $10^6$   $1/\text{см}^2$  (значения  $d = 0,07$ ; 3,0 и 10,0 – толщина фильтра дозиметра в мм, рис. 2.6). Коэффициенты учета углового распределения рассеянных электронов  $r(0,07) = 1$ ,  $r(3) = 1,3$ ,  $r(10) = 1,5$ . Учесть вклад в дозу альбедо электронов: дозовый коэффициент альбедо  $\varepsilon_D = \frac{D_\infty - D_0}{D_0}$ , где  $D_\infty$  – доза в поверхностном слое в условиях облучения полубесконечной геометрии,  $D_0$  – доза в тонком поверхностном слое; для  $E = 3$  МэВ значение  $\varepsilon_D = 0,036$ .

альбедо  $\varepsilon_D = \frac{D_\infty - D_0}{D_0}$ , где  $D_\infty$  – доза в поверхностном слое в усло-

виях облучения полубесконечной геометрии,  $D_0$  – доза в тонком поверхностном слое; для  $E = 3$  МэВ значение  $\varepsilon_D = 0,036$ .

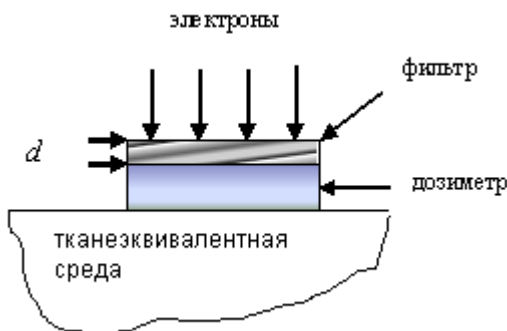


Рис 2.6. К определению амбиентной эквивалентной дозы

## 8. Энергетическая зависимость чувствительности (ЭЗЧ) дозиметров в полях фотонного излучения

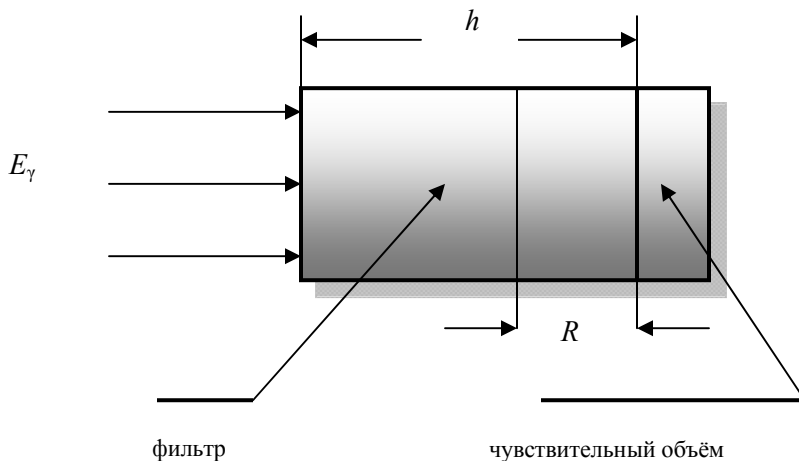


Рис.2.7. Основные компоненты дозиметра

Чувствительность дозиметра  $\varepsilon = a \cdot \Delta E_z / \Delta E_0$ , (2.28)  
 где (рис.2.7):

$\Delta E_z$  – энергия, поглощенная в стенке (фильтр);

$\Delta E_0$  – энергия, поглощенная в облучаемом веществе.

$$\varepsilon = a \cdot \frac{\mu_{kz}}{\mu_{k0}} \cdot \exp(-\mu_z h) \cdot \frac{\exp(-\mu_z R)}{\mu_z R} \quad (2.29)$$

$\mu_{kz}(E_\gamma)$  – коэффициент передачи энергии в веществе стенки;

$\mu_{k0}(E_\gamma)$  – коэффициент передачи энергии в облучаемом веществе;

$\mu_z(E_\gamma)$  – полный коэффициент поглощения фотонов;

$a$  – коэффициент размерности;

$R$  – величина пробега наиболее высокоэнергетичных вторичных электронов;

$h$  – толщина детектора.

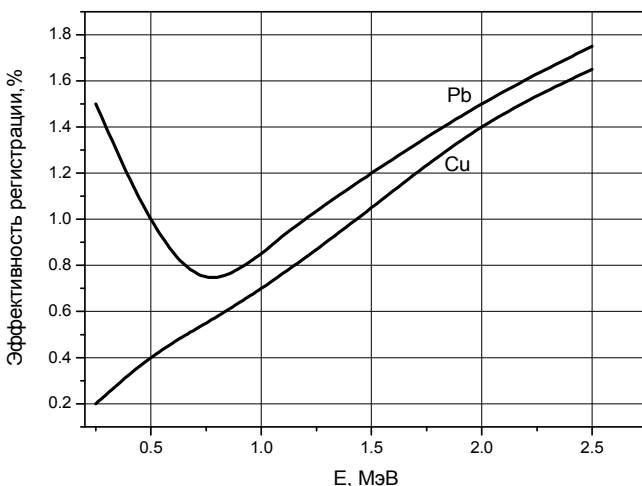


Рис.2.8. Зависимость эффективности регистрации газоразрядного счетчика от энергии фотонов

## Задачи

**8.1.** На кристалл NaI(Tl) толщиной  $h = 3$  см нормально падают гамма-кванты изотопа  $^{60}\text{Co}$ , который излучает равновероятно два кванта на распад с энергиями  $E_1 = 1,17$  МэВ и  $E_2 = 1,33$  МэВ. Оценить максимальную погрешность энергетической чувствительности при измерении мощности дозы в воздухе с использованием средней энергии  $E = 1,25$  МэВ. Использовать аппроксимирующие зависимости полного коэффициента взаимодействия  $\mu_{\text{NaI}}$ , коэффициента поглощения энергии  $\mu_{en}$  для кристалла и воздуха  $\mu_{ene}$  от энергии фотонов:

$$\mu_{\text{NaI}} = 0,496 - 0,494 \cdot E + 0,257 \cdot E^2 - 0,0483 \cdot E^3$$

$$\mu_{en} = 0,209 - 0,201 \cdot E + 0,110 \cdot E^2 - 0,0215 \cdot E^3$$

$$\mu_{ene} = 0,0382 + 0,0042 \cdot E - 0,0085 \cdot E^2 + 0,0022 \cdot E^3$$

**8.2.** В геометрии тонкого луча фотонов, падающих нормально на цилиндрический сцинтиллятор NaI(Tl) толщиной  $h = 4$  см (рис. 2.9), оценить относительную энергетическую зависимость чувствительности (ЭЗЧ) (максимальные и минимальные значения чувствительности при одном значении измеряемой в воздухе дозы) для энергий фотонов 100 кэВ и 10 МэВ. Как изменится ЭЗЧ при толщинах свин-



цовых фильтров  $d = 1$  мм и  $d = 1$  см (токовый режим сцинтилляционного дозиметра).

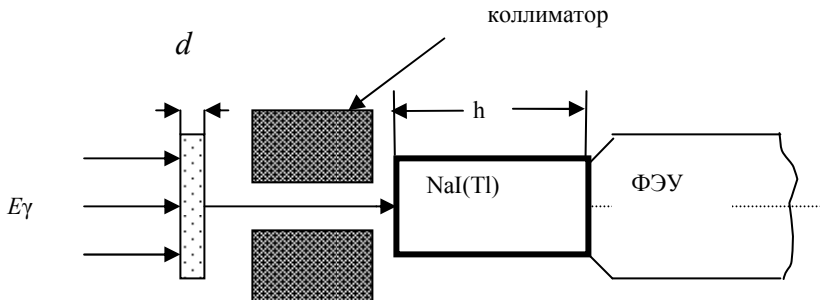


Рис. 2.9. Геометрия задачи 8.2

**8.3.** При постоянном потоке фотонов с энергией  $E = 0,2$  МэВ в воздухе керма увеличилась на  $\sim 20\%$  при изменении энергии фотонов. Как изменилась энергия фотонов?

**8.4.** Два гейгеровских счетчика находятся в поле фотонов в воздухе с постоянной мощностью дозы. Геометрически счетчики идентичны; 1-й счетчик имеет медный катод, 2-й – свинцовый. В диапазоне энергий фотонов  $E = 0,1 \div 1,5$  МэВ оценить максимальную погрешность, обусловленную энергетической зависимостью чувствительности.

**8.5.** Определить величину погрешности, обусловленную энергетической зависимостью чувствительности, при измерениях сцинтилляционным дозиметром в воде, где мощность дозы фотонного излучения  $P_0 = 0,002$  Гр/с, (кристалл – антрацен, токовый режим, ток  $i_\phi = 1,6 \cdot 10^{-13}$  А при  $E = 5$  МэВ; коэффициент умножения ФЭУ  $M = 10^6$ , масса сцинтиллятора  $m = 200$  г,  $g = 0,025$ ). Диапазон энергий фотонов  $E = 0,1 \div 10,0$  МэВ.

**8.6.** Как изменится величина тока насыщения плоской ионизационной камеры (газ – воздух) при облучении постоянным потоком фотонов с энергией 1 МэВ (нормальное падение), если толщина воздухозквивалентной стенки (плотность  $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup>) а) равна максимальному пробегу вторичных электронов  $h = R_{max}$ ; и б) равна  $2R_{max}$ ? Сравнить с соответствующими результатами для энергии фотонов 5 МэВ.

**8.7.** В условиях задачи 8.6 при  $h = R_{max}$  и постоянной мощности дозы оценить изменение величины тока для двух энергий фотонов:  $E = 0,1$  и 10,0 МэВ.

## 9. Сцинтилляторы в дозиметрии ионизирующих излучений

Ток  $i_{\phi}$  сцинтилляционного дозиметра при измерении мощности дозы  $P_0$  в некоторой среде (индекс «о») определяется соотношением (нормальное падение фотонов на плоскую поверхность кристалла):

$$i_{\phi} = \frac{e \cdot g \cdot M \cdot \eta \cdot V \cdot \rho_z}{h\nu_{\phi}} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z \cdot h)}{\mu_z \cdot h} \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmo}} \cdot P_0, \quad (2.30)$$

где  $e$  – заряд электрона,

$g$  – коэффициент, определяющий выход фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ на один световой фотон,

$M$  – коэффициент умножения ФЭУ,

$\eta$  – коэффициент конверсионной эффективности,

$V$  – объём сцинтиллятора,

$\rho_z$  – плотность вещества сцинтиллятора,

$h\nu_{\phi}$  – средняя энергия световых сцинтилляций,

$h$  – толщина сцинтиллятора в направлении падения фотонов,

$\mu_z$  – полный коэффициент взаимодействия фотонов в веществе сцинтиллятора,

$\mu_{kmz}$  – массовый коэффициент передачи энергии в веществе сцинтиллятора,

$\mu_{kmo}$  – массовый коэффициент передачи энергии в среде;

$$\eta = \Delta E_{\phi} / \Delta E \quad (2.31)$$

конверсионная эффективность, равная отношению полной энергии фотонов сцинтилляций  $\Delta E_{\phi}$  к поглощенной в сцинтилляторе энергии  $\Delta E$  ионизирующих частиц.

Сцинтилляционный дозиметр в счетном режиме ( $n_{сч}$  – скорость счета,  $S$  – площадь облучаемой поверхности кристалла):

$$n_{сч} = \frac{S \cdot [1 - \exp(-\mu_z \cdot h)] \cdot P_0}{E_{\gamma} \cdot \mu_{kmo}}. \quad (2.32)$$

### Задачи

**9.1.** Световой выход при полном поглощении в толстом сцинтилляторе (стильбен) электронов с энергией 1 МэВ составляет ве-

личину  $\Delta E_c = 30$  кэВ; определить энергию образования одного светового фотона, если их средняя энергия  $h\nu = 3,5$  эВ.

**9.2.** Пучок электронов с энергией 1 МэВ падает на толстый антраценовый сцинтиллятор; величина конверсионной эффективности антраценового сцинтиллятора  $\eta = 4\%$ ; средняя энергия фотонов сцинтилляций  $h\nu = 3,3$  эВ; для сцинтиллятора NaI(Tl) -  $\eta = 15,3\%$ ,  $h\nu = 3,5$  эВ. Определить энергию образования одного светового фотона в каждом кристалле.

**9.3.** Определить величину экспозиционной дозы, измеренную сцинтилляционным дозиметром с антраценовым кристаллом в токовом режиме, если энергия фотонов  $E = 1$  МэВ и ток  $i_\phi = 10^{-6}$  А; коэффициент умножения ФЭУ  $M = 10^6$ , масса детектора  $m = 20$  г,  $g = 0,025$ ,  $\rho = 1,25$  г/см<sup>3</sup>,  $s_{\text{тор}} = 5$  см<sup>2</sup>,  $h\nu = 3,3$  эВ.

**9.4.** Источник фотонов  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 0,661$  МэВ) находится на равном расстоянии от двух сцинтилляционных дозиметров (рис. 2.10), функционирующих в токовом режиме: первый дозиметр с кристаллом NaI(Tl), второй – с кристаллом из стильбена; размеры кристаллов одинаковые, толщины кристаллов равны  $h = 1$  см. Определить величину отношения токов дозиметров.

**9.5** Плоская поверхность сцинтиллятора из стильбена толщиной  $h = 0,1$  см (коэффициент усиления ФЭУ  $M = 10^5$ ,  $m = 10$  г,  $g = 0,04$ ) облучается в поле моноэнергетических электронов (нормальное падение на торец площадью  $s = 1$  см<sup>2</sup>) с энергией 5 МэВ и плотностью потока  $\phi = 5,0 \cdot 10^3$  1/(см<sup>2</sup>·с). Оценить мощность поглощенной дозы в веществе сцинтиллятора и скорость счета детектора.

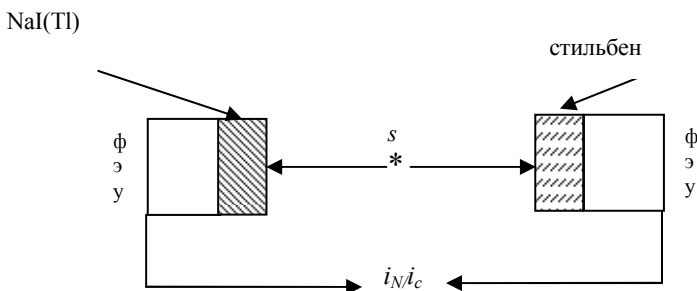


Рис. 2.10. Геометрия измерений, задача 9.4

**9.6** Плоскопараллельный пучок электронов с плотностью потока  $\varphi = 10^2$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  с энергией 3 МэВ падает нормально на торцовую плоскую поверхность кристалла NaI(Tl) толщиной  $h = 1,3 \cdot R_{\text{ex}}$  пробега электронов; площадь торца детектора  $s = 5$   $\text{см}^2$ ; коэффициент усиления ФЭУ  $M = 10^5$ , коэффициент  $g = 0,03$ . Определить ток детектора.

**9.7.** В воздухе в поле фотонного излучения мощность дозы составляет величину  $P_{\text{в}} = 10^{-5}$  Гр/с (энергия  $E = 0,6$  МэВ). Мощность дозы измеряется тремя сцинтилляционными дозиметрами с кристаллами: NaI(Tl), стильбен и антрацен ( $h\nu_{\text{ср.}} = 3,5; 3,5; 3,3$  эВ соответственно). Толщина кристаллов одинакова и равна  $h = 3$  см, диаметр цилиндрического кристалла, на который фотоны падают нормально, равна 4 см. Определить соответствующие величины токов трех детекторов. Коэффициент умножения ФЭУ  $M = 10^6$ , эффективность собирания света  $g = 0,025$ .

**9.8.**  $\beta$ -частицы изотопа  $^{35}\text{S}$  падают на органический сцинтиллятор (стильбен) и полностью в нем поглощаются. В начальный момент времени плотность потока  $\varphi_0 = 2,0 \cdot 10^3$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ; площадь облучаемой поверхности сцинтиллятора  $s = 7$   $\text{см}^2$ . Определить полную поглощенную в сцинтилляторе энергию  $\beta$ -частиц за  $t = 10$  с и полный измеренный электрический заряд фотоумножителя  $Q = i \cdot t$  (основные параметры детектора в 9.7).

**9.9.** Тонкий органический сцинтиллятор (стильбен) облучается пучками фотонов и электронов (нормальное падение) с плотностью потока  $\varphi_0 = 10^3$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Энергия частиц  $E = 1$  МэВ, толщина кристалла  $h = 0,3$  см, площадь облучаемой поверхности 5  $\text{см}^2$ ; параметры  $g = 0,025$ ,  $M = 10^6$ . Оценить величины токов детекторов.

**9.10.** Рассчитать величину тока сцинтилляционного дозиметра нейтронов с цилиндрическим кристаллом стильбена (состав  $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ ) при нормальном падении на торцовую поверхность (площадь поверхности кристалла  $s = 5$   $\text{см}^2$  толщина кристалла  $h = 2$  см). Поток быстрых нейтронов  $\varphi = 1,10^3$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , энергия  $E = 2$  МэВ; учесть процессы упругого рассеяния на водороде и углероде. Сечения упругого рассеяния ( $n,p$ ) и ( $n,c$ ):

$$\sigma(E) = \frac{4,83}{E^{0,5}} - 0,578 \quad (E - \text{МэВ}, \sigma - \text{барн}), \quad \sigma_c(E = 2 \text{ МэВ}) = 1,7 \text{ барн.}$$

## 10. Интегрирующие дозиметры

## *Эффект термолюминесценции для измерения поглощенной энергии ионизирующего излучения*

1. Скорость освобождения активированных ловушек  $P$  и соответствующая интенсивность люминесценции  $I$ :

$$P = \nu \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k \cdot T}\right), \quad I \sim n \cdot \nu \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k \cdot T}\right) \quad (2.33)$$

где  $\nu$  – частотный фактор,  $\varepsilon$  – глубина залегания ловушки,  $T$  – абсолютная температура, постоянная Больцмана  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/Т =  $= 8,62 \cdot 10^{-5}$  эВ/Т.

Связь параметров термолюминесцентного детектора с температурой  $T_{\max}$ , соответствующей максимуму пика термовысвечивания, определяется трансцендентным уравнением ( $\alpha$  – коэффициент, определяющий линейную скорость нагревания детектора, Т/с)

$$\frac{\varepsilon}{k \cdot T_{\max}^2} = \frac{\nu}{\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k \cdot T_{\max}}\right); \quad (2.34)$$

в случае  $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$  и  $\alpha = 1 \text{ град/с}$   $T_{\max} = 489 [K/c] \cdot \varepsilon [\text{эВ}]$ .

Таблица 2.2

**Эффективный атомный номер  $Z_{\text{эфф}}$ , энергия световых выходов  $\eta$  на единицу поглощенной энергии и плотность  $\rho$  для некоторых кристаллов**

	$Z_{\text{эфф}}$	$\eta, \%$	$\rho, \text{г/см}^3$
LiF	8,20	0,039	2,64
CaF <sub>2</sub>	16,3	0,44	3,18
CaSO <sub>4</sub>	15,3	1,2	2,61

### *Тепловое действие излучений (калориметрический метод в дозиметрии)*

1. При сообщении телу массой  $m$  количества тепла  $\Delta Q$  температура тела повышается на  $\Delta T$  градусов:

$$\Delta Q = c \cdot m \cdot \Delta T, \quad (2.35)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость вещества тела,  $c \sim [\text{кал}/(\text{г} \cdot ^\circ\text{C})]$ ,  $1 \text{ Гр} = 1,418 \text{ кал/кг}$ .

2. При изотермическом режиме  $\Delta T = \Delta E / (k \cdot m)$ , где  $k$  – коэффициент теплопроводности (кал/(см<sup>2</sup>·с·град));  $\Delta E$  – энергия, поглощенная в чувствительном элементе калориметра; соотношение, соответствующее адиабатическому режиму функционирования калориметра,  $\Delta T = \Delta E \cdot t / (c \cdot m)$ , где  $t$  – время облучения.

3. Соотношение между приростом температуры  $\Delta T$  и поглощенной в калориметре энергии за время  $t$  в поле ионизирующего излучения с мощностью дозы  $P_x$ :

$$\Delta T = C \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmx}} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z)}{\mu_z \cdot h} \cdot P_x \cdot t, \quad (2.36)$$

где  $\mu_{kmz}$  – массовый коэффициент поглощения энергии в веществе калориметра;

$\mu_{kmx}$  – массовый коэффициент поглощения энергии в среде,

где измеряется доза;

$\mu_z$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в веществе калориметра;

$c$  – удельная теплоемкость вещества калориметра;

$h$  – длина калориметра при нормальном падении фотонов на переднюю плоскость;

$C$  – константа размерности.

### *Фотографический и химический методы дозиметрии*

1. Плотность почернения  $S$  фотопленки в случае образования фотонами вторичных электронов в эмульсии ( $S_\phi$ ) или в стенке ( $S_c$ ):

$$S_\phi = A \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmo}} \cdot D, \quad S_c = B \cdot \frac{\mu_{kmc}}{\mu_{kmo}} \cdot D, \quad (2.37)$$

где  $\mu_{kmz}$  и  $\mu_{kmc}$  – соответствующие массовые коэффициенты поглощения энергии ( $\mu_{kmo}$  – массовый коэффициент поглощения энергии в среде, где измеряется доза  $D$ ).

Учет совместного эффекта стенки и эмульсии аппроксимируется соотношением

$$S = \frac{A \cdot \frac{\mu_{kmz}}{\mu_{kmo}} \cdot h + B \cdot \frac{\mu_{kmc}}{\mu_{kmo}} \cdot R}{R + h} \cdot D, \quad (2.38)$$

где  $h$  – толщина эмульсии,  $R$  – пробег наиболее высокоэнергетич-ных вторичных электронов.

Зависимость оптической плотности почернения  $S$  от дозы  $D$  может быть описана соотношением:

$$S = a \cdot [1 - \exp(-b \cdot D)] + S_0, \quad (2.39)$$

где  $a$  и  $b$  – константы,  $S_0$  – оптическая плотность фотоэмульсии до облучения, т.н. «вуаль» (рис. 2.11).

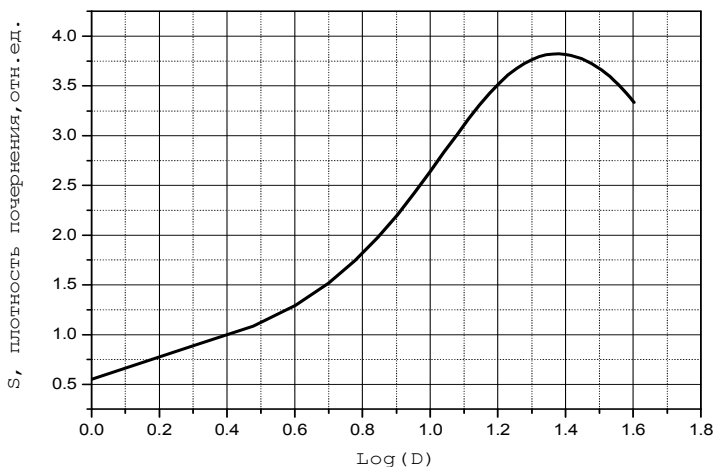


Рис. 2.11. Типичная денситометрическая характеристика фотодозиметра

1. Количество вещества определяется числом его структурных элементов; 1 моль содержит одинаковое число элементов, определяемое числом Авогадро:  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  1/моль. Радиационно-химический выход  $G(X)$  (1/100 эВ) равен:

$$G(X) = 1,037 \cdot 10^{-7} \text{ (моль/Дж)}.$$

Ослабление света в процессе денситометрии

$$I = I_0 \cdot e^{-\Delta}, \quad (2.40)$$

$\Delta$  – оптическая плотность почернения фотоэмульсии.

Связь между средней дозой  $\bar{D}$  и оптической плотностью  $\Delta$ :

$$\bar{D} = \frac{\Delta M}{\rho \cdot G(X)}, \quad (2.41)$$

$\Delta = \varepsilon \cdot h \cdot \Delta M$ ,  $\Delta M$  - изменение молярной концентрации радиационно-химических образований в результате облучения дозиметрической системы, моль/л;  $\varepsilon$  – коэффициент инстинкции (ослабления), л/(моль·см);  $h$  – длина измерительной ячейки с дозиметрическим раствором с плотностью  $\rho$ .

### *Активационный метод дозиметрии нейтронов*

Дифференциальное уравнение кинетики активации вещества детектора

$$N(t) = \frac{1}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda \cdot t)] \cdot n \cdot \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE, \quad (2.42)$$

где  $N(t)$  – число радиоактивных ядер, образовавшихся после облучения в течение времени  $t$ ,

$\lambda$  – постоянная распада образующихся нуклидов, 1/с,

$n$  – число ядер данного нуклида в см<sup>3</sup>,

$\sigma(E)$  – сечение активации для нейтронов с энергией  $E$ ,

$\varphi(E)$  – энергетическое распределение плотности потока нейтронов в диапазоне  $E_1 \div E_2$ .

$$Q = \lambda \cdot N(t) - \text{наведенная активность.} \quad (2.43)$$

Кратковременное облучение

$$Q_{\text{тепл.}} = \lambda_{\text{тепл.}} \cdot n \cdot \sigma_0 \cdot \Phi_{\text{тепл.}} \cdot t$$

$$Q_{\text{пром.}} = \lambda \cdot n \cdot a \cdot \Sigma \cdot t$$

$$Q_{\text{быст.}} = \lambda_{\text{быст.}} \cdot n \cdot \sigma_b \cdot \Phi_{\text{быст.}} \cdot t$$

Длительное облучение

$$Q_{\text{тепл.}} = n \cdot \sigma_0 \cdot \Phi_{\text{тепл.}}$$

$$Q_{\text{пром.}} = n \cdot a \cdot \Sigma$$

$$Q_{\text{быст.}} = n \cdot \sigma_b \cdot \Phi_{\text{быст.}}$$

### **Задачи**

**10.1.** На сколько градусов повысится температура 1 см<sup>3</sup> воды и медного образца весом 1 г при средней поглощенной дозе в обеих средах  $D = 5$  Гр ( $c_{\text{вода}} = 1$  кал/г·град,  $c_{\text{медь}} = 0,0923$  кал/г·град)?



**10.2.** За какой интервал времени  $\Delta t$  одиночный калориметр из меди, средняя мощность дозы в котором равна 1 Гр/с, достигнет стационарного режима  $\Delta T_{\text{равн}}$ . (масса калориметра  $m = 20$  г, площадь поверхности поглотителя  $s = 6 \text{ см}^2$ , коэффициент теплопередачи калориметра  $\kappa = 2 \cdot 10^{-4} \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град})$ ,  $c_{\text{медь}} = 0,093 \text{ кал}/\text{г} \cdot \text{град}$ ).

**10.3.** На рис. 2.12 представлена зависимость изменения температуры калориметра от времени; калориметр облучается в интервале  $t_1 \div t_2$ ; в момент времени  $t_1$  температура  $T_1 = 1$  град, в момент времени  $t_2 - T_2 = 1,15$  град, время облучения 5 с; масса медного калориметра  $m = 20$  г,  $c_{\text{медь}} = 0,093 \text{ кал}/\text{г} \cdot \text{град}$ . До момента времени  $t_1$  температурная зависимость  $T_1(t) = T^i + 0,0347 \cdot t$ ; после момента  $t_2$  (окончание облучения) зависимость  $T_2(t) = T_2 - 0,0175 \cdot t$ . Определить среднюю дозу в калориметре в приближении квазиadiaбатического режима.

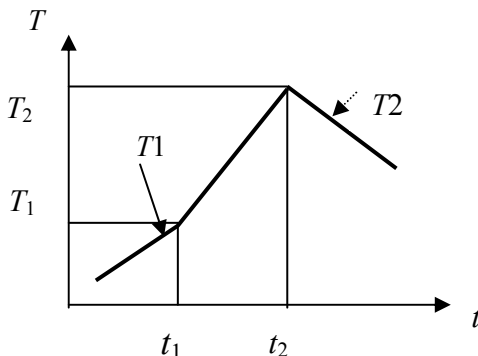


Рис.2.12. Температурная зависимость калориметра

**10.4.** На сколько градусов повысится температура алюминиевого цилиндрического калориметра, на торец которого падают нормально фотоны с энергией  $E = 2 \text{ МэВ}$  в течение времени  $t = 10$  с. Мощность дозы в воздухе, где расположен калориметр,  $P_x = 10 \text{ Гр}/\text{с}$ . Длина калориметра  $h = 3 \text{ см}$ , удельная теплоемкость алюминиевого поглотителя  $c = 0,214 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{град})$ .

**10.5.** При нормальном падении электронов на тонкую фотопленку с плотностью тока  $J = 2 \cdot 10^3 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  оптическая плотность почернения после облучения равнялась величине  $S$ ; при изотропном облучении при том же времени в аналогичных условиях плотность

почернения составила величину  $3S$ . Чему равнялась величина плотности тока  $J$  во втором случае?

**10.6.** Тонкий слой фотоэмульсии ( $h = 0,1$  см) площадью  $s = 1\text{ см}^2$  облучается изотропным потоком электронов с плотностью ( $\varphi_e = 3,0 \cdot 10^3$  1/(см<sup>2</sup>·с)) с энергией 2 МэВ в условиях  $2\pi$ -й геометрии. а) определить среднюю поглощенную энергию электронов в фотоэмульсии б) оценить предельный угол падения частиц на фотопленку, при котором нарушаются свойства тонкого фотодозиметра как потокового детектора.

**10.7.** Сколько структурных единиц образуется в растворе химического дозиметра (плотность  $1,02$  г/см<sup>3</sup>, объём  $1$  см<sup>3</sup>) при величине  $G(X) = 15$  (1/100 эВ) и поглощенной дозе облучения  $10$  Гр?

**10.8.** Предел измерения концентрации радиационно-химических образований в некотором дозиметрическом растворе объёмом  $1$  л составляет  $10^{-6}$  моль;  $G(X) = 20$  (1/100 эВ). Какова величина минимально измеряемой дозы (Гр)?

**10.9.** Определить мощность дозы в ферросульфатном дозиметре, который облучался в постоянном поле радиации в течение  $1$  ч, если измеренные начальные и конечные плотности почернения составили величины:  $S_0 = 0,044$  и  $S_{\text{обл}} = 0,522$ ; толщина слоя раствора равнялась  $h = 3$  см.

**10.10.** Определить концентрацию ядер  $^{63}\text{Cu}$  в активационном детекторе. Детектор используется для определения плотности потока тепловых нейтронов по реакции  $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ . Считать, что при облучении наступило равновесное состояние. Масса детектора  $m = 25$  мг, сечение активации для тепловых нейтронов  $\sigma_0 = 4,47$  барн, плотность потока тепловых нейтронов  $\varphi_n = 6,5 \cdot 10^4$  нейтр./см<sup>2</sup>·с. Активность детектора после облучения  $Q = 47,6$  Бк.

**10.11.** Рассчитать активность детектора из чистого  $^{103}\text{Rh}$  массой  $m = 23$  мг через  $2,5$  часа после его облучения в поле быстрых нейтронов с энергией выше эффективного порога  $E_n > 0,72$  МэВ реакции  $^{103}\text{Rh}(n,\gamma)$  при плотности потока  $\varphi_n = 3,25 \cdot 10^5$  нейтр./см<sup>2</sup>·с. Пороговое сечение активации  $\sigma_n = 0,954$  барн, период полураспада Rh  $T_{1/2} = 56,11$  мин. Считать, что при облучении достигнуто равновесное состояние.

**10.12.** Определить мощность эффективной дозы, создаваемой тепловыми и быстрыми нейтронами в изотропном поле. Измерения проводились активационными детекторами  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{103}\text{Rh}$ , содержание ядер на единицу массы соответствует условиям задач **10.10** и **10.11**; за время облучения достигнуто равновесное состояние. Пе-

риод полураспада  $^{63}\text{Cu}$   $T_{1/2} = 12,7$  ч, сечение активации тепловыми нейтронами  $\sigma_0 = 4,47$  барн, масса  $m_{\text{Cu}} = 35$  мг. Период полураспада родия  $T_{1/2} = 56,11$  мин, пороговое сечение для активации для быстрых нейтронов  $\sigma_{\text{п}} = 0,954$  барн, масса  $m_{\text{Rh}} = 45$  мг. Измеренные активности детекторов через 4,5 часа после окончания облучения  $Q_{\text{Cu}} = 65$  и  $Q_{\text{Rh}} = 13$  Бк. Эффективная энергия быстрых нейтронов составляет величину 1,2 МэВ.

**10.13.** При высвечивании термолюминесцентного дозиметра было обнаружено два пика высвечивания при температуре  $T_{\text{max}} = 122$  °С и  $T_{\text{max}} = 185$  °С. Соотношение площадей под пиками при высвечивании составило 1:5,5. При калибровке детектора в поле гамма – излучения того же состава при поглощённой дозе  $D = 200$  мГр площадь под пиком при температуре  $T_{\text{max}} = 122$  °С составила 25,5 отн. единиц. Измерения проводились непосредственно после облучения. Определить поглощённую дозу, полученную в поле гамма – излучения дозиметром, если площадь под вторым пиком высвечивания составила 329 отн. ед. Фединг за время выдержки детектора для пика с  $T_{\text{max}} = 122$  °С составил 12%, для пика с  $T_{\text{max}} = 185$  °С – 3,5%.

**10.14.** Какова глубина залегания ловушек  $\varepsilon_1$  в термолюминесцентном дозиметре для пика термовысвечивания с  $T_{\text{max}} = 122$  °С, если для пика с  $T_{\text{max}} = 185$  °С, глубина ловушки  $\varepsilon_2 = 0,99$  эВ.

**10.15.** Определить время возрастания интенсивности свечения (число излучаемых световых фотонов в единицу времени) термолюминесцентного дозиметра в 10 раз на начальном участке кривой термовысвечивания. Скорость нагрева соответствует линейной зависимости с коэффициентом  $\beta = 50$  °С/мин; глубина залегания ловушек  $\varepsilon = 0,48$  эВ, температура образца ТЛД в начале измерения равна  $T_0 = 25$  °С. Сравнить с аналогичной оценкой при температуре  $T_0 = 125$  °С в начальный момент измерения.

**10.16.** Сравнить дозовую чувствительность ТЛД при величинах глубины уровней захвата электронов  $\varepsilon = 0,2$  и  $0,45$  эВ. Температура детектора в при облучении  $T = 22$  °С. За время облучения  $t = 2$  ч была заполнена незначительная часть полного числа ловушек. Частотный множитель  $\nu = 5,6 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

## 11. Дозиметрия излучений инкорпорированных нуклидов

1. Поправка  $AF$  на эффект самопоглощения фотонов с энергией  $E$  объёмного источника с равномерно распределённым нуклидом и

характерным размером источника ( $r_\gamma \sim$  средний линейный размер объёма):

$$AF = 1 - \exp[1 - \mu_{en}(E) \cdot r_\gamma], \quad (2.44)$$

где  $\mu_{en}$  – коэффициент поглощения энергии фотонов.

2. Соотношение между количеством материнского  $N1$  и дочернего  $N2$  продуктов распада нуклидов в зависимости от времени соответствует системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN1}{dt} &= -\lambda_1 \cdot N1 \\ \frac{dN2}{dt} &= \lambda_1 \cdot N1 - \lambda_2 \cdot N2. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Решение при  $t = 0$ ,  $N1 = N_{01}$  и  $N2 = N_{02}$ :

$$\begin{aligned} N1(t) &= N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t}, \\ N2(t) &= \frac{\lambda_1 \cdot N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) + N_{02} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}. \end{aligned} \quad (2.46)$$

3. Система дифференциальных уравнений материнского  $N_a$  и дочернего  $N_b$  продуктов распада нуклидов в зависимости от времени в процессе прокачки воздуха через фильтр:

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{dt} &= n_a \cdot w \cdot \eta - \lambda_a \cdot N_a \\ \frac{dN_b}{dt} &= n_b \cdot w \cdot \eta + \lambda_a \cdot N_a - \lambda_b \cdot N_b \end{aligned} \quad (2.47)$$

где  $n_a, n_b$  – активная концентрация нуклидов  $a$  и  $b$  в воздухе;

$w$  – объёмная скорость прокачки воздуха через фильтр;

$\eta$  – эффективность фильтра.

Решение при начальных условиях  $N_a(0) = 0$   $N_b(0) = 0$ :

$$\begin{aligned} N_a(t) &= \frac{n_a \cdot w}{\lambda_a} \cdot [1 - \exp(-\lambda_a \cdot t)] \\ N_b(t) &= \frac{n_a \cdot w}{\lambda_b} \cdot \left[ 1 - \frac{\lambda_b}{\lambda_b - \lambda_a} \exp(-\lambda_a \cdot t) + \frac{\lambda_a}{\lambda_b - \lambda_a} \exp(-\lambda_b \cdot t) \right] \\ &\quad + \frac{n_b \cdot w}{\lambda_b} \cdot [1 - \exp(-\lambda_b \cdot t)] \end{aligned} \quad (2.48)$$

## Задачи

**11.1.** Для системы уравнений, описывающих соотношения двух нуклидов, материнского  $N1$  и дочернего  $N2$ , определить соотношения зависимости  $N2(t)$  для двух случаев:  $\lambda_2 \ll \lambda_1$  и  $\lambda_2 \gg \lambda_1$ ; на основании полученных соотношений получить условия радиоактивного равновесия.

**11.2.** Изменение концентрации  $q$  нуклида  $^{131}\text{I}$  в щитовидной железе от времени соответствует следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dq}{dt} = -\lambda_{\text{эфф.}} \cdot q + I \cdot f,$$

где  $I$  – скорость поступления нуклида,  $1/\text{с}$ ;

$\lambda_{\text{эфф.}}$  – эффективная постоянная вывода нуклида,  $1/\text{с}$ ;

$f$  – часть поступившего в организм нуклида, фиксированного в щитовидной железе.

Решение уравнения:

$$q(t) = \frac{I \cdot f}{\lambda_{\text{эфф.}}} \cdot \left[ 1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф.}} \cdot t) \right].$$

Соответствующая мощность дозы

$$P(t) = \frac{1,6 \cdot 10^{-10}}{\lambda_{\text{эфф.}} \cdot m} \cdot I \cdot f \cdot \left[ 1 - \exp(-\lambda_{\text{эфф.}} \cdot t) \right] \cdot E_{\text{эфф.}}$$

Дано: масса органа  $m = 0,02$  кг,  $E_{\text{эфф.}} = 0,23$  МэВ/расп.;  $f = 0,23$ ,  $\lambda_{\text{эфф.}} = 1,06 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ ,  $V = 7300$  м<sup>3</sup>/год – потребление воздуха в год.

Для предельно допустимой годовой мощности дозы  $P = 0,020$  Зв/год рассчитать допустимую концентрацию  $^{131}\text{I}$  в воздухе.

**11.3.** Сферический объём воды радиусом  $R = 6$  см содержит равномерно распределенный нуклид  $^{15}\text{O}$  с удельной активностью  $q = 10^7$  расп./( $\text{г} \cdot \text{с}$ ) ( $\beta^+$ -распад по схеме:  $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \beta^+ + \nu_0 + 1,73$  МэВ,  $\nu_0$  – нейтрино). Оценить мощность поглощенной дозы в центре сферы (см. схему распада на рис. 2.13).

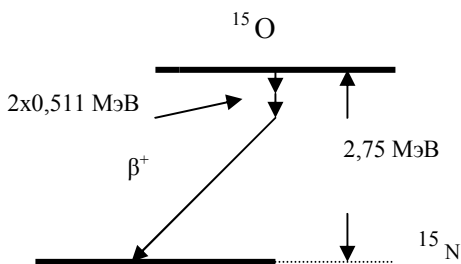


Рис. 2.13. Схема распада нуклида  $^{15}\text{O}$

**11.4.** В сфере радиусом  $R = 1$  см из воды распределен равномерно радиоактивный нуклид  $^{32}\text{P}$ ;  $q = 5 \cdot 10^5$  расп./( $\text{г} \cdot \text{с}$ ) – удельная активность изотопа; ( $\beta$ -распад по схеме:  $^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S} + \beta^- + \nu_0 + 1,71$  МэВ, (см. схему распада на рис. 2.14)). Оценить мощность поглощенной дозы в центре сферы ( $\text{Гр/ч}$ ).

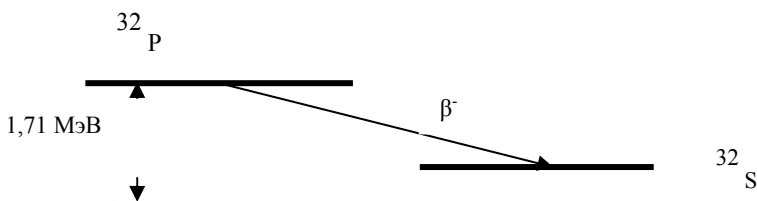


Рис. 2.14. Схема распада нуклида  $^{32}\text{P}$

**11.5.** В единице массы ( $\text{г}$ ) вещества распадается нуклид  $^{226}\text{Ra}$ , Удельная активность излучателя  $q = 10^5$  расп./с. Рассчитать мощность поглощенной дозы ( $\text{Гр/с}$ ) от  $\alpha$ -частиц в соответствии со схемой распада (рис. 2.15):

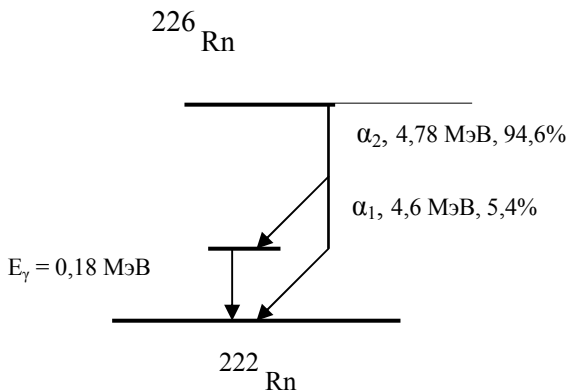


Рис. 2.15. Схема распада нуклида  $^{226}_{88}\text{Ra}$ ,

11.6. В сфере радиусом  $r = 5$  см из воды равномерно распределенный изотоп  $^{137}\text{Cs}$  с удельной активностью  $q = 10^4$  расп./( $\text{г}\cdot\text{с}$ ). Определить дозу за 5 дней в центре сферы (без учета вклада  $\beta$ -частиц и электронов внутренней конверсии, см. схему распада на рис. 2.16).

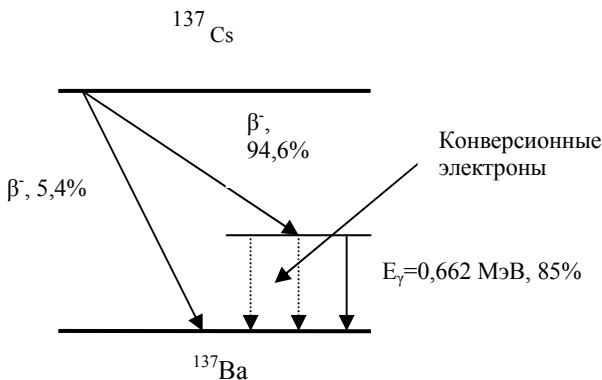


Рис. 2.16. Схема распада нуклида  $^{137}\text{Cs}$

11.7. При прокачке через фильтр воздуха, содержащего некоторое количество радиоактивных аэрозолей с составом:  $N_a$  – нуклид, распадающийся с периодом полураспада  $^aT_{1/2} = 10$  ч с образованием

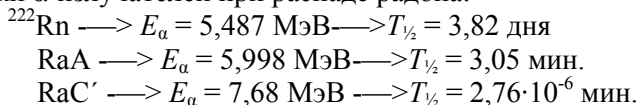
нуклида  $N_b$  ( ${}^bT_{1/2} = 3$  ч). Концентрации нуклидов в воздухе  $a_n = 1 \cdot 10^3$  и  $b_n = 3 \cdot 10^3$  1/л. Эффективность фильтра  $\eta \approx 1$ , скорость прокачки  $w = 5$  л/с. Определить отношение активностей нуклидов на фильтре после большого времени прокачки ( $t \rightarrow \infty$ ).

**11.8.** Воздух, содержащий  $\alpha$ -активные аэрозоли, прокачивается со скоростью  $w = 5$  л/с через проточную плоскую ионизационную камеру с расстоянием между электродами  $d = 10$  см и объемом камеры  $V = 7$  л ( $U = 200$  В). Сравнить скорости уноса ионов воздушным потоком и электрическим полем на электроды.

**11.9.** Радиоактивная аэрозоль прокачивается через два одинаковых плоских фильтра; после завершения прокачки измеренная активность на первом фильтре составила величину  $Q_1 = 10^3$  Бк, на втором –  $Q_2 = 5 \cdot 10^2$  Бк. Определить эффективность фильтра и суммарную эффективность системы из двух фильтров.

**11.10.** Оценить величину недельной дозы в легких человека от вдыхаемого радона и дочерних продуктов распада (предполагается, что все дочерние продукты остаются в легких и учитывается поглощенная доза от всех  $\alpha$ -частиц); масса легких  $m_l = 1000$  г, средний объем легких  $V_l = 2750$  см<sup>3</sup>. Сумма энергий всех  $\alpha$ -частиц  $\Sigma\alpha = 19,6$  МэВ, облучение равномерное в течение недели. Удельная активность радона в воздухе  $q = 0,4$  Бк/л.

Характеристики  $\alpha$ -излучателей при распаде радона:



## 12. Оценка погрешностей дозиметрических величин

$$Y = F(x_1, \dots, x_n);$$

$$\bar{Y} = F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n)}{\partial x_i^2} \sigma_i^2 \quad \text{– оценка среднего; (2.49)}$$

$$D\bar{Y} = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n)}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 \quad \text{– дисперсия оценки среднего, (2.50)}$$

где  $\sigma_i^2$  – дисперсия измерения  $i$  – й переменной  $x_i$ ; относительная погрешность  $\delta$  (вариация, «1  $\sigma$ »)  $\delta = \frac{D\bar{Y}}{\bar{Y}} / \sigma$ .



## Задачи

**12.1.** В процессе определения доз химическим и фотографическим методами проводятся измерения величин оптических плотностей почернения облучаемых детекторов:

$S = \lg\left(\frac{I_0}{I_h}\right)$ , где  $I_0$  – интенсивность света, падающего на детектор,  $I_h$  – интенсивность света за детектором,  $S = 0,5$ . Считая, что погрешность измерения  $I_0$  и  $I_h$  составляет 5%, рассчитать погрешность величины оптической плотности почернения  $S$ .

**12.2.** Плоскопараллельная ионизационная камера облучается при следующих условиях:  $\alpha = 2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с,  $k^- = 1,87$ ,  $k^{+-} = 1,38$ , см<sup>2</sup>/(с·В),  $U = 10$  В,  $h = 10$  см,  $q = 3,0 \cdot 10^5$  1/(см<sup>3</sup>·с); эффективность собирания ионов в импульсном режиме оценивается соотношением  $f(\eta) = \ln(1+\eta)/\eta$  и входящая в него основная величина  $\eta$  определена с относительной погрешностью 10%. Оценить влияние этой погрешности на величину  $f(\eta)$  и относительную погрешность  $f(\eta)$ .

**12.3.** На омическом участке вольтамперной характеристики ионизационной камеры плотность тока  $j$  и мощность дозы  $P_0$  при измерении в некоторой точке поля излучения связаны зависимостью  $j \sim \sqrt{P_0}$ . По измеренной с погрешностью 10% величине  $j$  оценить относительную погрешность  $P_0$ .

**12.4.** В соотношении для чувствительности сцинтилляционного дозиметра в токовом режиме

$$\frac{i}{P_0} = A \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_z \cdot h)}{\mu_z \cdot h} \cdot \frac{\mu_{kz}}{\mu_{k0}}$$

два параметра  $\mu_z = 0,07$  см<sup>-1</sup> и толщина сцинтиллятора  $h = 4$  см известны с погрешностью 3% и 5% соответственно. Определить относительную погрешность величины чувствительности ( $\frac{\mu_{kz}}{\mu_{k0}} \approx 1$ ).

**12.5.** Какова погрешность величины эффективности собирания ионов в плоской ионизационной камере, если использовалась приблизительная оценка величины  $q$  в соотношении Боуга с погрешностью 50%; параметры:  $q = 3,0 \cdot 10^6$  1/(см<sup>3</sup>·с),  $U = 10$  В,  $k^- = 1,87$ ,  $k^+ = 1,38$  см<sup>2</sup>/(с·В),  $\alpha = 2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с.,  $h = 5$  см.

**12.6.** Контролируемая температура  $T$  за время  $t$  в процессе облучения термoluminesцентного дозиметра составляла следующий ряд значений:  $T \Rightarrow 25, 24, 26, 28, 22, 23, 27, 29, 21, 24, 25, 23, 27, 30, 20$  °С. Определить относительную погрешность величины  $n$  (число заполненных ловушек), определяющей интенсивность люминесценции при условии  $n \ll N$  ( $N$  – полное число ловушек в кристалле):

$$n = D \cdot \frac{aN}{P} [1 - \exp(-Pt)]; \quad P = v \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right);$$

$$v = 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad \varepsilon = 0,5 \text{ эВ}, \quad t = 10 \text{ с}.$$

**12.7.** Определить погрешность величины  $\Delta E$  в соотношении Брега-Грея, если измеренный ток в облучаемой ионизационной камере  $i = 10^{-11}$  А, величина которого измерена с погрешностью 10% ( $V_k = 10 \text{ см}^3$ ) и отношение средних удельных потерь энергии заряженных частиц  $S_2/S_1 = 1$  известно с погрешностью 3%.

**12.8.** В диапазоне энергий фотонов  $E = 0,3 \div 1,5$  МэВ, падающих на газоразрядный счетчик, используемый в качестве дозиметра, среднее значение эффективности регистрации  $\varepsilon_{\text{ср}} = 0,6\%$  и погрешность этой величины в заданном диапазоне энергий составляет 50%; соответствующая неопределенность энергии фотонов оценивается аналогично:  $E_{\text{ср}} = 0,85$  МэВ, с погрешностью  $\delta_E = 100\%$ ; и  $\mu_{\text{ср}} = 0,027 \text{ см}^2/\text{г}$ , с погрешностью  $\delta_\mu = 60\%$ . Какова будет величина погрешности определения мощности дозы  $P_0$ ?

**12.9.** При измерении мощности дозы  $P_e = N_\gamma \cdot E_\gamma \cdot \mu_k(E_\gamma)$  фотонного излучения в воздухе с использованием газоразрядного счетчика в условиях электронного равновесия величина  $N_\gamma$  не изменялась во время измерений, а измеренные величины скорости счета  $n_{\text{сч}}$  составили ряд следующих значений:  $n_{\text{сч}}, \text{ имп./с} \Rightarrow 85, 89, 79, 82, 83, 90, 88, 81, 76, 77$ . Энергия фотонов  $E_\gamma = 1,25$  МэВ, эффективность регистрации счетчика  $\varepsilon = 0,03$ ,  $\mu = 0,0266 \text{ см}^2/\text{г}$ . Площадь облучаемой поверхности счетчика  $s = 12 \text{ см}^2$ . Определить величину мощности дозы  $P_e$  и её погрешность.

### 13. Некоторые полезные соотношения

1. Средняя длина  $L_{\text{ср}}$  прямолинейного трека частицы в пределах выпуклого объема  $V$  с площадью поверхности  $S$ , облучаемого изотропным потоком:  $L_{\text{ср}} = 4 \cdot V/S$  (теорема Фано).

2. Плотность распределения  $p(x)$  длин треков  $x$  в сферическом объеме радиуса  $r$  при большом расстоянии источника от центра сферы:

$$p(x) = \frac{x}{2 \cdot r^2}; \quad (2.51)$$

при малом расстоянии источника от центра сферы соответствующая плотность распределения

$$p(x) = \frac{1}{2 \cdot r}. \quad (2.52)$$

### Задачи

**13.1.** В изотропном поле электронов в воздухе с плотностью потока  $\Phi = 100 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  находится цилиндрическая тонкостенная ионизационная камера (внешний радиус  $r = 5 \text{ см}$  и длина  $h = 10 \text{ см}$ ). Сколько электронов в секунду падает на камеру?

**13.2.** В изотропном поле электронов с энергией  $E = 10 \text{ МэВ}$  определить ионизационные средние потери энергии в воздухе (кэВ) в объёме шара с радиусом  $r = 2,5 \text{ см}$ , в цилиндре ( $r = 1 \text{ см}$ ,  $h = 10 \text{ см}$ ) и параллелепипеде (соответствующие размеры:  $a = b = 10 \text{ см}$ ,  $d = 0,5 \text{ см}$ ); оценить средние потери энергии на излучение тормозных фотонов.

**13.3.** Для плоских ионизационных камер рассчитать величину эффективностей собирания ионов при газовом наполнении а) воздухом ( $\alpha = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ ), б) водородом ( $\alpha = 1,45 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ ) и с) углекислым газом ( $\alpha = 1,70 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ ); параметры камеры:  $h = 10 \text{ см}$ ,  $U = 30 \text{ В}$ . Первичная удельная ионизация  $q = 10^6 \text{ 1}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$ .

**13.4.** Сцинтилляционный цилиндрический детектор  $\text{NaI(Tl)}$  находится в постоянном изотропном поле моноэнергетических фотонов с энергией  $E = 3 \text{ МэВ}$ ; измеряется доза в счетном режиме (кристалл радиусом  $r = 2 \text{ см}$ ,  $s = 1 \text{ см}^2$ ). В том же поле находится газоразрядный счетчик, эффективность регистрации которого  $\varepsilon = 4\%$ . Найти длину кристалла, при которой в аналогичных условиях скорости счета обоих детекторов будут одинаковыми.

**13.5.** На торцовую поверхность сцинтилляционного дозиметра с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $4 \times 4 \text{ см}$  нормально падает широкий пучок фотонов плотностью потока  $\Phi_0 = 10^4 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  с энергией  $0,661 \text{ МэВ}$ . В приближении однократного взаимодействия фотонов можно оценить поглощенную в кристалле энергию и величину регистрируемого тока  $i_{\text{ф}}$ . Данный детектор может функционировать в спектрометрическом режиме, и соответствующий спектр энерговыделений можно приближенно представить в двухгрупповом приближении (рис. 2.17). Часть 1 спектра обусловлена утечкой рассе-

янных фотонов, вторичных электронов и многократным рассеянием фотонов в кристалле ( $E_H = 0,7$  МэВ). Часть 2 спектра аппроксимирует пик полного поглощения энергии первичных фотонов; отношение площади в пике к полной площади спектра составляет 0,4 (т.н. фоточасть). Использовать спектральные данные для определения отношения величин регистрируемых токов  $i_\phi$  в приближении однократного взаимодействия фотонов.

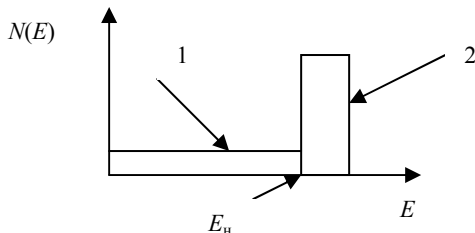


Рис. 2.17. Аппроксимация энергетического распределения фотонов

**13.6.** Рассчитать недельную дозу в бронхах легких при полном распаде радона и его дочерних продуктов с последующим поглощением образующихся  $\alpha$ -частиц. Бронх моделируется в виде прямой цилиндрической трубки большой длины (не учитываются краевые эффекты) диаметром 1 см. Удельная активность радона в воздухе  $q = 0,4$  Бк/л;  $\alpha$ -частицы поглощаются внутренним слоем бронхов толщиной 40 мк; плотность ткани бронхов  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>.

**13.7.** Ионизационная камера облучается двумя одинаковыми импульсами ионизирующего излучения. В первом случае после облучения и напряжении на камере  $U_1 = 400$  В измеренный заряд равнялся  $Q_1 = 6,0 \cdot 10^{-9}$  К; при напряжении  $U_2 = 200$  В соответствующий заряд  $Q_2 = 5,5 \cdot 10^{-9}$  К. Рассчитать первоначальный заряд  $Q$ , создаваемый импульсом излучения

## 14. Задачи для решения в вычислительной системе *Mathcad*

**14.1.** Определить среднее значение энергии комптоновских электронов  $E_{cp}$  на основании сечения комптон - эффекта:

$$\sigma(T, h\nu) = \frac{mc^2}{(h\nu - T)^2} \cdot \left[ (mc^2 \cdot \frac{T}{h\nu^2})^2 + 2 \cdot (\frac{h\nu - T}{h\nu})^2 + \frac{(h\nu - T)}{h\nu^3} \cdot [(T - mc^2)^2 - mc^2] \right],$$

где  $h\nu$  – энергия фотона, МэВ,  $T$  – энергия комптоновского электрона, МэВ,  $mc^2 = 0,511$  МэВ.

Расчет провести в диапазоне энергий фотонов  $E_\gamma = 0,01 \div 10$  МэВ. Для тех же энергий на основании полного сечения комптоновского рассеяния  $\sigma$  и сечения передачи энергии  $\sigma_k$  установить аналогичную зависимость. Полученные результаты расчетов представить на графике. Оценить среднюю энергию вторичных электронов с учетом всех процессов взаимодействия фотонов с веществом и соответствующих сечений передач энергии.

**14.2.** Сравнить зависимости отношения средних удельных ионизационных потерь энергии в двух представлениях:  $\frac{\overline{S_z}}{S_g}$  и  $(\frac{\overline{S_z}}{S_g})$  для

сочетаний «вода-воздух» и «алюминий-воздух»; диапазон энергий электронов  $E = 0,1 \div 10$  МэВ; результаты отразить на графике. Аналогичные расчеты провести для трех видов энергетических распределений: а) равномерный спектр, б), в) треугольные распределения (рис. 2.18).  $E_{\min} = 0,01$  МэВ,  $E_{\max}$  – начальная энергия электронов в диапазоне  $E = 0,1 \div 10$  МэВ; форма спектра в случаях б) и в):

$$\text{б) } n(E) = 1 + \frac{2}{E_{\min} - E_{\max}} \cdot (E_{\min} - E) ,$$

$$\text{в) } n(E) = 3 - \frac{2}{E_{\min} - E_{\max}} \cdot (E_{\min} - E) .$$

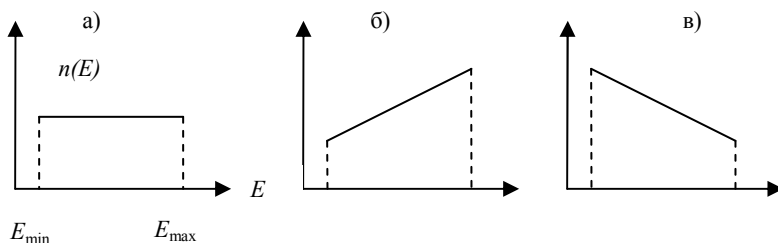


Рис. 2.18. Энергетические распределения электронов

**14.3.** При поглощении  $\beta$ -частиц нуклида  $^{32}\text{P}$  в кристалле  $\text{NaI(Tl)}$ . учесть влияние изменения коэффициента конверсионной эффективности  $\eta$  от энергии электронов на регистрируемую величину поглощенной энергии. Использовать зависимость величины  $\eta = 0,367 \cdot \exp(-0,012 \cdot E) + 1,03$ . Параметры детектора:  $g = 0,02$ , коэффициент усиления ФЭУ  $M = 10^6$ ,  $V_{\text{сц}} = 10 \text{ см}^3$ . Привести графики зависимостей для двух вариантов:  $\eta = f(E)$  и  $\eta = \text{const}$ .

**14.4.** В диапазоне энергий фотонов  $E_{min} = 0,1$  и  $E_{max} = 2,5$  МэВ для трех видов энергетических распределений фотонов (см. задачу 14.2) рассчитать дозовую чувствительность гейгеровского счетчика со свинцовым катодом (см. рис. 2.8) (значения эффективности регистрации счетчика определять с помощью интерполяционной функции). Соответствующая мощность дозы определяется в воде, площадь поверхности счетчика  $s = 10 \text{ см}^2$ , плотность потока фотонов, падающих на счетчик,  $\varphi = 10^3 \text{ 1/(см}^2 \cdot \text{с)}$ . Результаты представить на графиках  $n_{\text{сч}}/P_g = f(E)$ .

**14.5.** Оценить дозу первого столкновения быстрых нейтронов на водороде в тонком слое тканеэквивалентной среды при падении мононаправленного пучка нейтронов спектра деления  $^{235}\text{U}$ :  $\varphi_0(E) = 0,453 \cdot \exp(-1,036 \cdot E) \cdot \sinh(\sqrt{2,29 \cdot E})$ , где  $E$  – в МэВ; определить соответствующую эквивалентную дозу.

**14.6.** Соотношение для определения связи параметров термлюминесцентных детекторов с температурой  $T_{\text{max}}$ , соответствующей максимальному значению интенсивности термлюминесценции, применить для расчета следующих зависимостей:

а) определить положение  $T_m$  при линейном законе нагревания детектора после облучения:  $T = T_0 + \beta \cdot t$ , где  $T_0$  – начальная температура (до момента начала нагревания),  $\beta$  – коэффициент скорости нагревания,  $t$  – время нагрева; глубина ловушек  $\varepsilon = 0,5$  эВ, частотный фактор  $\nu = 10^8 \text{ 1/с}$ ,  $\beta = 10 \cdot ^\circ\text{C/с}$ ,  $t = 0 \div 30 \text{ с}$ ;

б) повторить расчет при условии  $T = T_0 + \beta \cdot t^2$ ;

в) при линейном законе нагревания детектора рассчитать величины  $T_m$  для ловушек глубиной  $\varepsilon = 0,1, 0,2$  и  $0,8$  эВ. Построить графики рассчитанных зависимостей.

**14.7.** Дана система дифференциальных уравнений, описывающая процесс накопления и распада дочерних продуктов  $^{222}\text{Rn}$ : RaA, RaB, RaC:

$$\frac{dN_a}{dt} = n_a \cdot w - \lambda_a \cdot N_a$$

$$\frac{dN_b}{dt} = n_b \cdot w + \lambda_a \cdot N_a - \lambda_b \cdot N_b$$

$$\frac{dN_c}{dt} = n_c \cdot w + \lambda_b \cdot N_b - \lambda_c \cdot N_c,$$

(эффektivность фильтра  $\eta \approx 1$ ). Рассмотреть равновесное состояние, т. е., соотношение концентраций дочерних продуктов  $n_a : n_b : n_c = 1 : 8,8 : 6,45$ . Решить систему уравнений с указанными начальными условиями при  $w = 1$  и показать на графике соответствующие решения.

**14.8.** В условиях равновесия пробы дочерних продуктов распада  $^{222}\text{Rn}$  проводится прокачка соответствующих аэрозолей. Рассчитать зависимость от времени отношения активностей на фильтре при раздельной регистрации  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц:  $\frac{Q_\alpha}{Q_\beta} = f(t)$ . Отобразить полученные

данные на графике.

**14.9.** Решить задачу 14.7 для 10 значений измеренных активностей в различные моменты времени прокачки. Применить метод наименьших квадратов для нахождения концентраций аэрозолей  $n_a, n_b, n_c$  (RaA, RaB, RaC) в воздухе.

**14.10.** Тканеэквивалентный газоразрядный пропорциональный счетчик быстрых нейтронов используется для оценки дозы нейтронов по измеренной сумме амплитуд импульсов счетчика  $\sum_i U_i$ . Мо-

дельный изотропный источник моноэнергетических нейтронов с энергией  $E = 1$  МэВ и мощностью  $q = 10^5$  1/с расположен на поверхности счетчика сферической формы с радиусом  $R = 1$  см. Распределение длин прямолинейных треков, выходящих из стенки протонов, считать близким к треугольному в пределах газового объема счетчика. Рассчитать перенос через счетчик  $N = 1000$  нейтронов и оценить дозу нейтронов.

**14.11.** Энергетическое распределение фотонов, падающих нормально на торец цилиндрического сцинтиллятора NaI(Tl) (дозиметр в токовом режиме) и нормально к оси цилиндрического гейгеровского счетчика (дозиметр в счетном режиме), соответствует по

форме спектру тормозного излучения  $N(E) = \frac{a}{E}$  ( $a$  – постоянная);

границы спектра:  $E_{min} = 0,01$  МэВ,  $E_{max} = 0,5; 0,6; 2,0$  МэВ. Определить зависимость чувствительности дозиметров от граничной энергии спектра  $E_{max}$  (в отн. ед.). Мощность дозы измеряется в воздухе.

Показать на графике зависимости  $\frac{n_\gamma}{P_B}$  и  $\frac{i_\Phi}{P_B}$  от  $E_{max}$ .

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{a}{E} dE = 10^3 \text{ 1/(см}^2 \cdot \text{с)}. \text{ Толщина цилиндрического сцинтилляци-$$

онного детектора:  $h = 4$  см. Параметры счетчика: катод – медный (эффективность регистрации на рис. 2.8).

**14.12.** Определить долю утечки энергии комптоновских электронов  $\Delta E$  из алюминиевой плоской пластины (рис. 2.19) толщиной  $h = R_{\text{ex}}$  облучаемой фотонами с энергией  $E = 0,5$  МэВ. Приближения: энергетическое распределение комптоновских электронов имеет равномерное распределение, образующиеся в результате комптон-эффекта электроны имеют угол рассеяния  $\theta_k = 0$ . Сравнить результат с величиной переданной фотонами энергии в пластине (без учета переноса электронов).

*Примечание:* число электронов по глубине пластины уменьшается как  $(1-x/R)$ , средняя энергия уменьшается как  $1-(x/R)^2$ ,  $R$  – средний пробег электронов с энергией  $E$ ; величина образованной энергии в слое  $dx$  и выходящей из пластины энергии  $dE$  толщиной  $R_{\text{ex}}$  равна:

$$dE = \varphi \cdot \mu_k \cdot dx \cdot \frac{dE}{E_{\max}} \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right) \cdot E \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2.$$

Проинтегрировать это соотношение по толщине пластины и по энергиям комптоновских электронов.

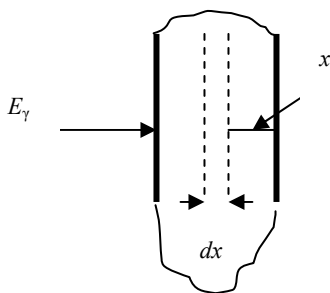


Рис. 2.19. Геометрия задачи 14.12

**14.13.** Решить дифференциальное уравнение, описывающее процесс активации образца быстрыми нейтронами; пороговое сечение  $\sigma_0 \cong 5$  барн. Представить решение на графике и сравнить результаты с предельными случаями:  $t$  мало и  $t \rightarrow \infty$ .

**14.14.** С помощью метода единой дозовой функции рассчитать глубинные дозовые распределения  $\beta$ -частиц изотопа  $^{32}\text{P}$  в тканезк-



вивалентной среде. Рассмотреть два случая облучения плоской поверхности полубесконечной среды: а) нормальное падение, дозовая функция  $d(x, R_{ex}) = 1 - \left(\frac{x}{R_{ex}}\right)^2$ ; б) изотропное падение, дозовая

функция  $d(x, R_{ex}) = 1 - \frac{x}{R_{ex}}$ . Энергетическое распределение частиц

$\beta$ -изотопа  $^{32}\text{P}$  приведено в табл. П.21.

**14.15.** В бесконечной тканеэквивалентной среде равномерно распределен  $\beta$ -изотоп  $^{32}\text{P}$ . В приближении непрерывного замедления рассчитать форму действующего энергетического распределения замедляющихся  $\beta$ -частиц; сравнить на графике спектр эмиссии  $N(E)$  (табл. П.21) и действующий спектр  $n(E)$ . Для обоих спектров рассчитать величины средних энергий, средних удельных ионизационных потерь энергии  $S_3$  и  $\overline{S}_d$  и значения  $S_3(\overline{E})$ ,  $S_d(\overline{E})$ .

*Примечание:* действующий в среде спектр в приближении непрерывного замедления описывается соотношением:

$$n(E) = \frac{1}{dE/dx(E)} \cdot \int_E^{E_{\max}} N(E) dE.$$

**14.16.** Разложить в ряд Маклорена соотношение Боуга по основному параметру  $\xi$  и оценить область применимости приближенного соотношения.

**14.17.** Рассчитать спектр энерговыделения в плоской ионизационной камере с зазором  $h = 0,3$  см, на внутренней поверхности которой расположен точечный изотропный источник моноэнергетических электронов с равномерным энергетическим распределением в диапазоне энергий электронов  $E_{\min} = 0,01$  МэВ,  $E_{\max} = 1,0$  МэВ. Применить метод Монте-Карло для розыгрыша начальных параметров частиц источника: энергии  $E$  и угла вылета  $\theta$  (или  $\cos(\theta)$ ); использовать функцию  $rnd(1)$ . Полная статистика расчета составляет  $N = 10^3$  историй. Ограничения по пробегу  $L_{\max}$  определяется максимальным поперечным размером камеры из соотношения

$$L_{\max} \cdot \frac{dE}{dx_{\text{ион}}} = 0,1 \cdot E_{\max}; \text{ энергетический интервал спектра } \Delta E =$$

$0,05 \cdot E$ . Рассчитанный спектр энерговыделения нормировать на одну частицу ( $1/N$ ) и привести к единичному интервалу энергии ( $1/\Delta E$ ). В процессе численного моделирования рассчитать величины полной

поглощенной энергии  $\sum_i E_i$  и среднеквадратичного значения этой величины, а также среднюю величину пробега  $\bar{L}$ .

**14.18.** Оценить радиационный выход – долю  $Y(E_0)$  начальной энергии электрона  $E_0$  на излучение тормозных фотонов (тормозное излучение) при полном торможении электронов в среде:

$$Y(E_0) = \frac{1}{E_0} \cdot \frac{E_0 \int_{E_{\min}}^{E_0} \frac{dE}{dx \text{ рад}} (E)}{E_{\min} \int_{E_{\min}}^{E_0} \frac{dE}{dx \text{ рад}} (E) + \frac{dE}{dx \text{ ион}} (E)} ;$$

$E_{\min} = 0,01$  МэВ, использовать функцию интерполяции `interp()` значений  $\frac{dE}{dx}(E)$  в интегральных соотношениях. Расчеты провести для диапазона энергий  $E_0 = 0,1 \div 10$  МэВ и атомных номеров  $Z = 6$  и  $82$ . Результаты зависимости  $Y(E_0)$  отразить на графике.

**14.19.** Для трех вариантов облучаемых фотодозиметров сравнить величины  $\frac{S}{D}$ : а) без экранирующей стенки, б) с фильтром, обеспечивающим основной вклад вторичных электронов, в) промежуточный случай. Энергия фотонов  $E_\gamma = 1$  МэВ, флюенс  $\Phi_\gamma = 10^7$   $1/\text{см}^2$ . Толщина фильтра  $h = R_{\text{ex}}$  в случае б) и  $h = 0,3 \cdot R_{\text{ex}}$  в случае в).

**14.20.** Дозовая функция точечного изотропного источника, испускающего  $\beta$ -частицы в бесконечной тканеэквивалентной среде аппроксимируется соотношением Лёвенджера:

$$D(r) = k_\beta / (\mu r)^2 \{ c \cdot [1 - \mu r/c \cdot \exp(1 - \mu r/c)] + \mu r \cdot \exp(1 - \mu r) \},$$

$$c \cdot [1 - \mu r/c \cdot \exp(1 - \mu r/c)] = 0 \text{ при } \mu r > c$$

$$\mu = \frac{18,2}{(E_0 - 0,036)^{1,37}} \cdot \left( 2 - \frac{E_{sr}}{E_{srp}} \right)$$

$$c = 2,0 \dots 0,17 < E_0 < 0,5$$

$$c = 1,5 \dots 0,50 < E_0 < 1,5$$

$$c = 1 \dots 1,5 < E_0 < 3,0;$$

$E_0$  и  $E_{sr}$  – граничная и средняя энергия  $\beta$ -спектра соответственно;  $E_{srp}$  – средняя энергия разрешенного  $\beta$ -спектра. Рассчитать форму глубинного дозового распределения для  $\beta$ -изотопа  $^{32}\text{P}$ .

**14.21.** Рассчитать зависимость дозы  $\beta$ -частиц от расстояния до плоского слоя толщиной  $h = 0,5$  см с равномерно распределенным в нем изотопом  $^{32}\text{P}$  с удельной активностью  $q = 10^4$   $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$ ; построить график рассчитанной зависимости.

**14.22.** Плоскопараллельный пучок электронов с энергией 3 МэВ падает нормально на торцевую плоскую поверхность кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  толщиной  $h = 1,3 \cdot R_{ex}$  пробега электронов; площадь торца детектора  $s = 5$   $\text{см}^2$ ; коэффициент усиления ФЭУ  $M = 10^5$ , коэффициент  $g = 0,03$ . Определить ток детектора. Учесть вклад в поглощенную энергию эффекта альbedo электронов: энергетический ко-

эффициент альbedo  $\varepsilon_E = \frac{\Delta_{E\infty} - \Delta_{E0}}{\Delta_{E0}}$ , где  $\Delta_{E\infty}$  – доза в поверхно-

стном слое в условиях облучения полубесконечной геометрии,  $\Delta_{E0}$  – доза в тонком поверхностном слое; для  $E = 3$  МэВ значение

$$\varepsilon_E = 0,21.$$

## ГЛАВА 3. Защита от ионизирующих излучений

### 15. Радиационные характеристики источников излучения

**Источник ионизирующего излучения** - радиоактивное вещество или устройство, испускающее или способное испускать ионизирующее излучение, на которые распространяется действие НРБ-99/2009 [2].

Одним из источников ионизирующих излучений является радионуклид – атомное ядро, способное к радиоактивному распаду. Все виды ионизирующих излучений делятся на корпускулярные и электромагнитные.

Фотоны появляются в результате излучения возбужденных атомных ядер, ядерных реакций, рентгеновского излучения, а также аннигиляционного и тормозного излучения заряженных частиц высоких энергий.

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Число радиоактивных ядер  $N(t)$  уменьшается во времени согласно закону радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.1)$$

где  $\lambda$  – постоянная распада, которая определяет вероятность распада ядра в единицу времени;  $N_0$  – количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

Радионуклидный источник характеризуется **периодом полураспада**  $T_{1/2}$  - временем, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшается в два раза, а также средним временем жизни  $\tau$ :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}; \quad \tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \times \left( -\frac{dN}{dt} \right) dt = \lambda \int_0^{\infty} t \times \exp(-\lambda t) dt = \frac{1}{\lambda} \quad (3.2)$$

**Активность** радионуклида  $A$  - отношение ожидаемого числа  $dN$  спонтанных ядерных превращений, происходящих за интервал времени  $dt$ , к величине этого интервала:

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (3.3)$$

Единица активности радионуклида - беккерель (Бк):  $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад} / \text{с}$ . внесистемной единицей активности является кюри (Ки):  $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

Изменение активности радионуклида во времени выражается аналогичным (3.2) экспоненциальным законом. Активность связана с числом радиоактивных атомов  $N$  следующим образом:

$$A = \lambda \cdot N = 0,693 \cdot N / T_{1/2}. \quad (3.4)$$

Между активностью  $A$  в беккерелях и массой радионуклида  $m$  в граммах с атомной массой  $M$  согласно выражению (3.4) существует следующая зависимость:

$$A = \frac{0,693}{T_{1/2}} \cdot \frac{N_A}{M} \cdot m, \quad (3.5)$$

где  $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  – число Авогадро; период полураспада  $T_{1/2}$  измеряется в секундах.

Если при распаде радионуклида образуется дочерний нуклид, который является также радиоактивным, то возникает **цепочка распадов**. Простейшая цепочка распада – это случай без начального количества дочерних атомов, которая описывается системой уравнений:

$$N_k(t) = N_{10} \cdot \sum_{i=1}^k C_i \exp(-\lambda_i t); \quad C_i = \frac{\prod_{j=1}^{k-1} \lambda_j}{\prod_{j=1, j \neq i}^k (\lambda_j - \lambda_i)}, \quad (3.6)$$

где  $N_{10}$  - число атомов материнского вещества в начальный момент.

Когда период полураспада исходного (материнского ядра) очень велик по сравнению с дочерними ядрами, то достигается радиоактивное (вековое) равновесие и активности радионуклидов цепочки равны:

$$\lambda_0 \cdot N_0 = \lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 \text{ и т.д.} \quad (3.7)$$

Основной характеристикой любого радиоактивного изотопа является **схема распада**. Полная схема распада содержит информацию о заряде и массе исходного ядра и конечного продукта. На

схеме указывается тип распада, энергия соответствующего перехода, период полураспада, вероятность данного перехода, если существует возможность двух или трех вариантов распада (рис.3.1.).

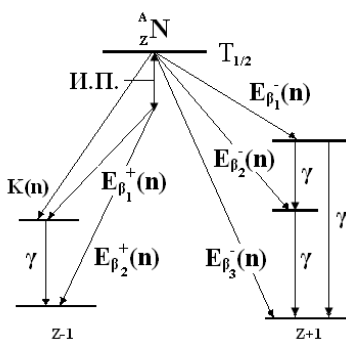


Рис.3.1. Схема распада: И.П. – изомерный переход, К – захват орбитального электрона,  $\eta$  – выход излучения в %,  $E_{\beta^-}$  – электронный распад,  $E_{\beta^+}$  – позитронный распад, для  $\beta$ -частиц указаны энергии верхней границы спектра

Для точечных изотропных источников фотонного излучения в вакууме вводится понятие – **керма-постоянная**  $\Gamma_{\delta}$  радионуклида, которая характеризует мощность кермы гамма-излучения точечного изотропного радионуклидного источника, определённую для стандартных условий: активность источника  $A=1$  Бк, расстояние от источника до точки детектирования  $r=1$  м.

Керма-постоянная радионуклида – это отношение мощности воздушной кермы  $\dot{K}$ , создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  (обычно принимают  $\delta = 30$  кэВ ) от точечного изотропного источника данного радионуклида, находящегося в вакууме на расстоянии  $r$  от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности  $A$  источника.

$$\Gamma_{\delta} = \frac{\dot{K} \times r^2}{A}, \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк}) . \quad (3.8)$$

Полная керма-постоянная равна сумме всех дифференциальных керма-постоянных  $\Gamma_{\delta i}$ , рассчитываемых для каждой  $i$ -й моноэнергетической линии спектра гамма-излучения радионуклида:

$$\Gamma_{\delta} = \frac{A \cdot \sum_{i=1}^m [E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_{tr,m}^B(E_{0i})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} \cdot r^2 \cdot 10^{18}}{4\pi \cdot r^2 \cdot w \cdot A} =$$

$$= 12750 \times \sum_{i=1}^m [E_{0i} \times n_{\gamma i} \times \mu_{tr,m}^B(E_{0i})] = \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i}. \quad (3.9)$$

В расчетной формуле (3.9) радионуклид излучает фотоны  $m$  энергетических групп с энергией  $E_{0i}$ , МэВ  $i$ -й группы; фотонным выходом  $n_{\gamma i}$  и массовым коэффициентом передачи энергии в воздухе  $\mu_{tr,m}^B(E_{0i})$ , м<sup>2</sup>/кг;  $w = 1$  Дж/(кг·Гр).

Керма-постоянная используется при расчетах полей излучения с учетом формулы (3.8). В табл. П.3 приведены характеристики некоторых радионуклидов как гамма-излучателей.

На практике широко используются фильтры, которыми часто являются стенки ампул и емкости для препаратов. Для оценки кермы-постоянной после начального фильтра используется фактор накопления воздушной кермы для точечного изотропного источника  $B_K^{m.u.}(E_{0i}, \mu_i d, Z)$  в барьерной геометрии для фотонов с энергией  $E_{0i}$ :

$$\Gamma_{\delta}(d, Z) = \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta} \cdot \exp(-\mu_i d) B_K^{m.u.}(E_{0i}, \mu_i d, Z), \quad (3.10)$$

где:  $d$  - толщина фильтра из материала  $Z$ ;  $\mu$  - коэффициент ослабления для материала фильтра.

В случае, когда имеется цепочка распада, необходимо учесть гамма-излучение всех дочерних продуктов. Керма-постоянная, отнесенная к активности 1 Бк материнского радионуклида ( $i=1$ ) с учетом всех дочерних продуктов, определяется по формуле:

$$\Gamma_{\delta} = \Gamma_{\delta 1} + \sum_{i=2}^n \Gamma_{\delta i} \cdot \eta_i, \quad (3.11)$$

где:  $i$  - индекс, показывающий место нуклида в цепочке распада;

$\eta_i$  - отношение активности  $(i+1)$ -дочернего продукта к материнскому ядру ( $i=1$ ).

**Керма-эквивалент** источника  $k_e$  - мощность воздушной кермы  $\dot{K}$  фотонного излучения с энергией фотонов больше заданного порога  $\delta$  точечного изотропного источника в вакууме на расстоянии  $r$  от источника, умноженная на квадрат этого расстояния.

$$k_e = \dot{K} \cdot r^2, \quad \text{Гр}\cdot\text{см}^2/\text{с}. \quad (3.12)$$

Источники гамма-излучения, создающие при тождественных условиях одинаковую мощность кермы, имеют одинаковый керма-эквивалент. Имеется простая связь:

$$k_e = A \cdot \Gamma_\delta. \quad (3.13)$$

Электроны и  $\beta$ -частицы, образующиеся при радиоактивном распаде, при прохождении в различных средах образуют **тормозное излучение**.

Выход тормозного излучения МэВ/распад для непрерывного спектра  $\beta$ -частиц можно рассчитать по следующей формуле:

$$I_\beta = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m n_{\beta_i} \cdot E_{\beta_i}^2, \quad (3.14)$$

а при торможении моноэнергетических электронов:

$$I_e = 5,77 \cdot 10^{-4} Z \cdot \sum_{i=1}^m n_{c_i} \cdot E_{c_i}^2, \quad (3.15)$$

где:  $n_{\beta_i}, n_{c_i}$  - выход  $\beta$ -частиц или моноэнергетических электронов  $i$ -й группы энергии на один распад ядра соответственно;

$E_{\beta_i}, E_{c_i}$  - максимальная энергия электронов  $i$ -й группы  $\beta$ -спектра и энергия моноэнергетических электронов  $i$ -й энергетической группы соответственно, МэВ;

$m$  - число линий  $\beta$ -излучения или моноэнергетических электронов в энергетическом спектре нуклида;

$Z$  - атомный номер вещества, в котором происходит торможение электронов.



## Задачи

**15.1.** Период полураспада радона  $^{222}\text{Rn}$  составляет 3,82 дня. Какая доля первоначального числа атомов радона распадется за 30 дней?

**15.2.** Что продолжительнее – три периода полураспада или два средних времени жизни радионуклида? Какой процент радиоактивных атомов образца распадается на протяжении одного среднего времени жизни, двух средних времен жизни?

**15.3.** Пусть образец содержит 1000 радиоактивных ядер с периодом полураспада  $T_{1/2}$ . Какова вероятность, что радиоактивное ядро выживет на протяжении 20 периодов полураспада?

**15.4.** Образец радиоактивного вещества содержит  $10^{12}$  радиоактивных атомов. Сколько атомов распадается ежедневно, если период полураспада равен 1 ч?

**15.5.** Допустим, что при образовании нашей планеты имелось одинаковое количество  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Определите примерный возраст Земли?

**15.6.** Определить возраст археологической находки органического характера, если измеренная удельная активность содержащегося в ней  $^{14}\text{C}$  составила 70% от равновесной.

**15.7.** Сколько времени требуется, чтобы нагреть 10 мл воды, в которой находится 10 мг  $^{239}\text{Pu}$ , на  $10^\circ\text{C}$  за счет энергии радиоактивного распада? Принять выделяющуюся энергию равной 5,21 МэВ/распад, а тепловыми потерями в системе пренебречь.

**15.8.** В организме человека в среднем содержится около 7,03 Бк радия, 99% которого сосредоточено в костях. Предполагая, что радий находится в равновесии с основными дочерними продуктами распада и равномерно распределен в костях, определить общее число фотонов радия, образующихся за 1 ч в 1 г костей, если их масса равна 7 кг. Квантовый выход фотонов на один распад составляет 233%.

**15.9.** Измерения объемных концентраций  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{140}\text{Ba}$  в молоке показали значения 0,26; 2,4 и 11,1 Бк/л соответственно. Определить, сколько распадов всех трех радионуклидов происходит в  $1\text{ см}^3$  молока за 1 ч.

**15.10.** Рассчитать удельную активность калия, равномерно распределенного в почве с концентрацией 0,028 г естественного калия на 1 г породы. Учесть, что фотонное излучение обусловлено  $^{40}\text{K}$ , массовое содержание которого в естественном калии 0,0119%.

**15.11.** Дочерний радионуклид  $^{226}\text{Ra}$  находится в радиоактивном равновесии в урановой цепочке распада. Определите содержание  $^{238}\text{U}$  в 11 т руды, которую за свою жизнь вручную переработала Мария Кюри, получив при этом всего 8,5 мг  $^{226}\text{Ra}$ .

**15.12.** В кровь человека ввели раствор медицинского препарата, содержащего  $^{24}\text{Na}$  активностью 2100 Бк. Активность 1 см<sup>3</sup> крови, взятой через 5 ч после этой процедуры, оказалась равной 0,28 Бк/см<sup>3</sup>. Найти объем крови пациента.

## 16. Радиационная безопасность

Организация работ с радиоактивными веществами, обеспечивающая максимально возможную безопасность человека во всех условиях воздействия на него ионизирующего излучения искусственного или природного происхождения, регламентируется «Нормами радиационной безопасности» (НРБ-99/2009) [2], устанавливающими следующие категории облучаемых лиц:

- персонал (группа А) - лица, работающие с техногенными источниками или находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия (группа Б);
- все население, включая лиц из персонала вне сферы и условий их производственной деятельности.

Для категорий облучаемых лиц устанавливаются три класса нормативов:

1. Основные пределы доз (ПД).
2. Допустимые уровни монофакторного воздействия (для одного радионуклида, пути поступления или одного вида внешнего облучения), являющиеся производными от основных пределов доз:
  - а) пределы годового поступления (ПГП);
  - б) допустимые среднегодовые объемные активности (ДОВА);
  - в) допустимые среднегодовые удельные активности (ДУА).
3. Контрольные уровни (дозы, уровни активности, плотности потоков и др.).

Предел дозы равен величине годовой эффективной или эквивалентной дозы в органе или ткани, которая не должна превышать в условиях нормальной работы. Основные пределы доз облучения от техногенных источников, приведенные в табл. 3.1, не включают в себя дозы от природного и медицинского облучения, а также дозы вследствие радиационных аварий.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) - 1000 мЗв, а для населения за

период жизни (70 лет) - 70 мЗв. При одновременном воздействии на человека источников внешнего и внутреннего облучения годовая эффективная доза не должна превышать пределов доз, приведенных в данной таблице.

Для персонала группы А стандартное время облучения принимается равным 1700 ч/г, для персонала группы Б - 2000 ч/г, для лиц из населения - 8800 ч/г.

Таблица 3.1

**Основные годовые пределы доз**

Нормируемые величины	Пределы доз	
	Персонал (группа А)	Население
Эффективная доза	20 мЗв/год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв/год	1 мЗв/год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв/год
Эквивалентная доза в хрусталике глаза, коже, кистях и стопах	150 мЗв 500 мЗв 500 мЗв	15 мЗв 50 мЗв 50 мЗв

Для каждой категории облучаемых лиц значение допустимого уровня радиационного воздействия для данного пути облучения определяется таким образом, чтобы при таком же уровне воздействия только одного данного фактора облучения в течение года величина дозы равнялась величине соответствующего годового предела, указанного в табл. 3.1.

Таблица 3.2

**Значения стандартных параметров для персонала и населения**

Стандартные параметры	Персонал	Население					
		до 1	1-2	2-7	7-12	12-17	>17
Возраст, лет	>23	до 1	1-2	2-7	7-12	12-17	>17
$v$ , м <sup>3</sup> /год	$2,4 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$	$7,3 \cdot 10^3$	$8,1 \cdot 10^3$
$m$ , кг	0	-	-	-	-	-	730
$t$ , ч/год	1700	8800					

Значения допустимых уровней для всех путей облучения определены для стандартных условий, которые характеризуются следующими параметрами (табл. 3.2):

- объем вдыхаемого воздуха  $v$ , с которым радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года;

- время облучения  $t$  в течение календарного года;
- масса питьевой воды  $m$ , с которой радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года.

### *Расчет доз, создаваемых внешними источниками гамма-излучения*

Источниками внешнего облучения могут быть препараты, содержащие радионуклиды, рентгеновские или гамма-установки, ускорители заряженных частиц, ядерные реакторы. При внешнем облучении опасность, связанная с биологическим действием излучения, зависит от энергии излучения, а также от активности источника, расстояния до него, продолжительности облучения. Наиболее опасны с точки зрения внешнего облучения гамма-кванты, обладающие большой проникающей способностью.

Пусть имеется точечный изотропный источник активностью  $A$ , в котором происходит  $a$  расп/с, энергетический спектр содержит ( $i = 1, 2, 3 \dots m$ ) групп фотонов с энергией  $E_{0i}$ , МэВ с фотонным выходом  $n_{\gamma i}$ . Интенсивность излучения в воздухе на расстоянии  $r$ , м без учета процессов поглощения и рассеяния:

$$I(r) = \frac{a}{4\pi \cdot r^2 \cdot 10^4} \sum E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \left[ \frac{\text{МэВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right]. \quad (3.16)$$

Для дозиметрических характеристик  $\dot{G}^{CI}$  ( $\dot{H}$ ,  $\dot{D}$  и  $\dot{K}$ ) в системе СИ можно записать общее выражение:

$$\dot{G}^{CI} = \frac{A \cdot \sum_{i=1}^m [E_{0i} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_{j,m}^l(E_{0i})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-13}}{4\pi \cdot r^2 \cdot w}, \quad (3.17)$$

где  $A$ , – активность источника, Бк;

$\mu_{j,m}^l(E_{0i})$ , м<sup>2</sup>/кг - массовый коэффициент поглощения фотонов ( $j=en$ ) в воздухе ( $l=air$ ) при определении мощности поглощённой дозы; в биологической ткани ( $l=tissue$ ) при определении мощности

эквивалентной дозы; массовый коэффициент передачи энергии фотонов ( $j=tr$ ) в воздухе ( $l=air$ ) при определении мощности кермы;

$W=1$  Гр/(кг·Дж) - энергетический эквивалент дозиметрической характеристики.

При определении мощности эквивалентной дозы для фотонов в формуле (3.17) нужно ввести коэффициент качества  $k = 1$  Зв/Гр.

Соответствующую дозу можно найти путем интегрирования (3.17) по времени облучения  $t_0$ :

$$G = \begin{cases} \int_0^{t_0} \dot{G} \cdot \exp(-\lambda \cdot t) dt = [\dot{G}/\lambda] \cdot [1 - \exp(-\lambda \cdot t_0)]; \\ \dot{G}_0 \cdot t_0, \quad \text{при } T_{1/2} \gg t_0. \end{cases} \quad (3.18)$$

Для моноэнергетического излучения имеется соотношение:

$$\dot{H} = 1,09 \cdot \dot{D} \approx 1,09 \cdot \dot{K}, \quad (3.19)$$

где  $\dot{H}$ ,  $\dot{D}$  и  $\dot{K}$  – мощности эквивалентной, поглощенной доз и воздушной кермы соответственно.

### *Облучение радионуклидами, поступившими в организм человека*

Внутреннее облучение вызывается радиоактивными веществами, проникающими непосредственно в организм. Наиболее опасными с точки зрения внутреннего облучения оказываются  $\alpha$ -излучающие нуклиды, так как пробег  $\alpha$ -частиц в веществе мал и их энергия целиком поглощается вблизи места локализации радиоактивного нуклида.

Степень внутреннего облучения зависит не только от вида и энергии излучения, но и от того, где именно в организме концентрируется радиоактивный нуклид и как долго организм подвергается действию излучения. Степень опасности внутренних органов зависит от скорости выведения вещества из организма. Если обозначить  $T_6$  период биологического полувыведения радионуклида из организма, то эффективный период полураспада, учитывающий радиоактивный распад и биологическое выведение, станет равным  $T_{эф} = (T_{1/2} \cdot T_6) / (T_{1/2} + T_6)$ .

Принадлежность радионуклида к группе радиационной опасности устанавливается в соответствии с НРБ–99/2009.

Доза в органе или ткани  $D_T$  равна средней поглощенной дозе в определенном органе или ткани человеческого тела:

$$D_T = \frac{\int D dm}{m_T}, \quad (3.20)$$

где  $D$  – поглощенная доза в элементе массы  $dm$ ;

$m_T$  – масса органа или ткани.

Найдено, что одинаковые поглощенные дозы от различных видов излучений оказывают различное биологическое воздействие на живой организм. Для того, чтобы учесть эти различия, вводят понятие *эквивалентная доза в органе или ткани*.

**Эквивалентная доза**  $H_T$ , полученная органом или тканью  $T$ , равна поглощенной дозе  $D_{T,R}$  в органе или ткани  $T$ , умноженной на соответствующий взвешивающий коэффициент  $W_R$  для данного вида излучения  $R$ .

При воздействии на тело человека различных видов излучения с различными взвешивающими коэффициентами  $W_R$  эквивалентная доза в органе или ткани определяется как сумма эквивалентных доз в органе или ткани для этих видов излучения:

$$H_T = \sum_R W_R \cdot D_{T,R}. \quad (3.21)$$

Взвешивающие коэффициенты  $W_R$  (табл. П.4) не зависят от облучаемого органа или ткани и определены в зависимости от вида и энергии излучения.

Ожидаемая эквивалентная доза  $H_T(t)$  при внутреннем облучении человека равна:

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \dot{H}_T(t) dt, \quad (3.22)$$

где  $\dot{H}_T(t)$  – мощность эквивалентной дозы в органе или ткани  $T$  к моменту времени  $t$ ;

$t_0$  - момент поступления радиоактивного вещества в организм;

$\tau$  – время, прошедшее после поступления радиоактивного вещества в организм.

Значение  $t$  соответствует ожидаемой оставшейся продолжительности жизни человека. Принято, что  $t=50$  лет для взрослых лиц старше 20 лет. Когда время  $\tau$  не определено, его следует принять равным 50 годам для взрослых и 70 годам для детей.

**Эффективная доза  $E$**  равна сумме произведений взвешивающих коэффициентов  $W_T$  для органов или тканей на эквивалентные дозы  $H_T$ , полученные этими органами или тканями:

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T . \quad (3.23)$$

Эффективная доза  $E$  является величиной, которая используется как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека или отдельных его органов и тканей с учетом их различной радиочувствительности.

Числовые коэффициенты  $W_T$  (табл. П.5) установлены примерно равными отношению эквивалентной дозы равномерного облучения всего тела к эквивалентной дозе облучения органа, при которых ожидается один и тот же ущерб.

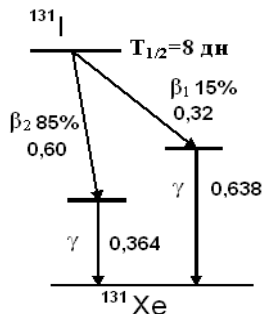
## Задачи

**16.1.** Построить схему распада нуклида  $^{40}\text{K}$ . Тип распада: электронный захват (0,11) или  $\beta$ -распад (0,89). Максимальная энергия  $\beta$ -частиц 1,3 МэВ (0,89), энергия  $\gamma$ -кванта 1,46 МэВ (0,11).

**16.2.** Полная энергия ядерного превращения  $^{101}\text{Mo} \rightarrow ^{101}\text{Tc}$  равна 2,39 МэВ; максимальная энергия испускаемых частиц – 1,20 МэВ (0,7) и 2,20 МэВ (0,3); энергия фотонов – 1,0 МэВ (0,7) и 0,19 МэВ (1,0). Построить схему распада  $^{101}\text{Mo}$ .

**16.3.** Ядерное превращение  $^{219}\text{Rn} \rightarrow ^{215}\text{Po}$  (полная энергия 6,82 МэВ) сопровождается испусканием  $\alpha$ -частиц (6,82, 6,56 и 6,43 МэВ), а также фотонов (0,39, 0,32, 0,19, 0,13 и 0,07 МэВ). Построить схему распада  $^{219}\text{Rn}$ .

**16.4.** В медицинских исследованиях часто используется изотоп  $^{131}\text{I}$ . Упрощенная схема распада без учета слабых гамма-линий приведена на данном рисунке. Рассчитайте керма-постоянную этого изотопа. Определите вес в граммах этого изотопа активностью в 1 Ки.



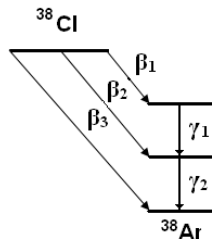
**16.5.** При радиоактивном распаде ядер нуклида  $A_1$  с постоянной распада  $\lambda_1$  образуется радионуклид  $A_2$  с постоянной распада  $\lambda_2$ . Пусть в начальный момент препарат содержал только ядра нуклида  $A_1$  в количестве  $N_{10}$ , определить:

- 1) количество ядер  $A_2$  через промежуток времени  $t$ ;
- 2) промежуток времени, через который количество ядер  $A_2$  достигнет максимума;
- 3) в каком случае может возникнуть состояние переходного равновесия, при котором отношение количеств обоих радионуклидов будет оставаться постоянным и чему равно это отношение?

**16.6.** Пусть имеется цепочка превращений  $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3$  с постоянными распадами  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  соответственно. В начальный момент препарат содержал только ядра нуклида  $A_1$  в количестве  $N_{01}$ . Найти выражение, определяющее закон накопления нуклида  $A_3$ .

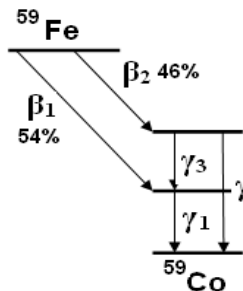
**16.7.** При проведении процедуры брахитерапии в тело пациента пожизненно ввели капсулу с источником  $^{125}\text{I}$  активностью 20 МБк. Определить полный флюенс фотонного облучения через стенки капсулы площадью  $0,1 \text{ см}^2$ , если период полураспада источника  $T_{1/2} = 60 \text{ сут.}$ , а квантовый выход на один распад составляет 145%.

**16.8.** Определить число гамма-квантов на один  $\beta$ -распад  $^{38}\text{Cl}$ , если относительное число  $\beta$ -распадов с данным парциальным спектром  $\beta$ -частиц равно: 31% ( $\beta_1$ ), 16% ( $\beta_2$ ) и 53% ( $\beta_3$ ).

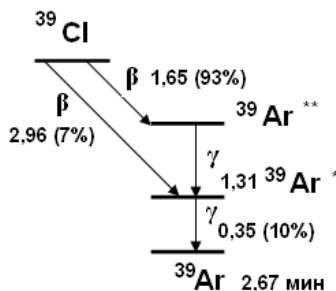




**16.9.** Найти число конверсионных электронов, испускаемых в 1 с препаратом  $^{59}\text{Fe}$  активностью 1,0 мКи. Коэффициенты внутренней конверсии гамма-квантов равны  $1,8 \cdot 10^{-4}$  ( $\gamma_1$ );  $1,4 \cdot 10^{-4}$  ( $\gamma_2$ ) и  $7 \cdot 10^{-3}$  ( $\gamma_3$ ). Вероятность испускания гамма-квантов  $\gamma_2$   $\gamma_3$  относятся соответственно как 1:15. Коэффициент внутренней конверсии – отношение вероятности испускания конверсионного электрона к вероятности испускания гамма-кванта.



**16.10.** Определить энергию распада изотопа  $^{39}\text{Cl}$ , который испускает  $\beta$ -частицы с максимальной энергией 1,65 МэВ (93%) и 2,96 МэВ (7%), а также гамма-кванты с энергией 1,31 и 0,35 МэВ.



**16.11.** Какова абсолютная активность  $^{222}\text{Rn}$ , находящегося в вековом равновесии с 1 г  $^{238}\text{U}$ . Воспользоваться схемой распада ряда урана-радия (рис. П1).

**16.12.** В цепочке радиоактивных превращений  $*X \rightarrow *Y \rightarrow Z$  (стабильный) возможно установление векового равновесия. В начальный момент дочерний радионуклид  $*Y$  очищен от материнского. Какая доля от равновесного количества ядер  $*Y$  накопится за время, равное  $3 T_{1/2}$ ?

**16.13.** Определите количество гелия, образующего в течение 1 года из 1 мг радия, находящегося в равновесии с продуктами распада.

**16.14.** Какова активность радона  $^{222}\text{Rn}$  в организме человека, поступающего с вдыхаемым воздухом в течение года. Пусть 90% времени человек проводит в помещении, где концентрация естественного радона равна  $60 \text{ Бк/м}^3$ , остальное время на открытом воздухе, где концентрация радона равна  $15 \text{ Бк/м}^3$ . Принять среднегодовое поступление воздуха в организм человека равным  $10^6 \text{ м}^3$ .

**16.15.** Определить годовую дозу от курения для человека в возрасте 23 лет, начавшего курить в 18 лет и выкуривающего с тех пор 1 пачку сигарет в день. Учесть, что 1 сигарета содержит 20 мБк

$^{210}\text{Po}$ , имеющего период полувыведения из организма 33 дня. При курении в легких остается около 20% вдыхаемого радионуклида. Дозовый коэффициент по ингаляции  $H_{\text{инг}}^{50} (^{210}\text{Po}) = 9,1$  мкЗв/Бк. Воспользоваться схемой распада ряда урана-радия Приложения.

**16.16.** Сравнить дозы космического облучения за счет перелетов из Лос-Анжелеса в Париж на дозвуковом самолете (11 часов полета на высоте 11 км) и сверхзвуковом самолете типа Конкорд (3,8 часа на высоте 19 км). Известно, что мощность дозы космического излучения на уровне моря составляет 0,035 мкЗв/ч и удваивается до высоты 10 км каждые 1,57 км, далее до высоты 16 км каждые 3,42 км, а затем до высоты 20 км – каждые 10,1 км.

## 17. Методы расчета защиты от гамма-излучения

При расчете защиты от гамма-излучения необходимо учитывать различия в ослаблении фотонов в условиях узкого и широкого пучков («хорошая» и «плохая» геометрия).

В общем случае детектор регистрирует как первичные фотоны, не испытавшие взаимодействия с атомами среды распространения, так и рассеянные фотоны в этой среде. Такой пучок фотонов называется *широким*. Для уменьшения вклада вторичного излучения следует использовать условия *хорошей геометрии*, т.е. применять коллиматор. В этом случае пучок фотонов, попадающих в детектор, будет *узким*.

Для узкого пучка моноэнергетических фотонов изменение интенсивности в зависимости от толщины поглотителя подчиняется экспоненциальной зависимости:

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (3.24)$$

где  $I$  – интенсивность фотонов, прошедших поглотитель;  $I_0$  – интенсивность фотонов, падающих на поглотитель;  $\mu$  – коэффициент ослабления гамма-излучения;  $d$  – толщина поглотителя.

В зависимости от единиц, в которых выражена толщина поглотителя  $d$  (м или кг/м<sup>2</sup>), используются линейный коэффициент ослабления гамма-излучения  $\mu$  (м<sup>-1</sup>) либо массовый  $\mu_m = \mu/\rho$  (м<sup>2</sup>/кг), где  $\rho$  – плотность среды, через которую проходит фотонное излучение. Значения массового коэффициента ослабления для некоторых материалов в зависимости от энергии гамма-излучения приведены в табл. П.23.

Для широкого пучка кроме первичных фотонов необходимо также учитывать рассеянные фотоны с интенсивностью  $I_{\text{рас}}$ :

$$I = I_0 e^{-\mu d} + I_{\text{рас}}. \quad (3.25)$$

Отношение  $I/I_{\text{рас}}$ , показывающее, во сколько раз увеличивает-ся интенсивность гамма-излучения, создаваемая широким пучком, по сравнению с интенсивностью, создаваемой узким пучком, при использовании защитных экранов одинаковой толщины, называется энергетическим **фактором накопления**  $B_E$ :

$$B_E = 1 + \frac{I_{\text{рас}}}{I_0 e^{-\mu d}}. \quad (3.26)$$

Тогда интенсивность широкого пучка гамма-излучения можно представить в следующем виде:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \cdot B_E. \quad (3.27)$$

Аналогично (3.26) вводятся дозовый фактор накопления  $B_D$ , фактор накопления поглощения энергии  $B_a$ , числовой фактор накопления  $B_N$ .

Величина фактора накопления зависит от энергии фотонов, атомного номера материала поглотителя, толщины поглотителя.

Значения дозового фактора накопления для точечного изотропного источника при различных энергиях гамма-излучения и толщинах защиты из свинца приведены в табл. П.6.

Для расчетов удобно использовать аппроксимацию факторов накопления точечных изотропных источников в бесконечной геометрии в виде экспоненциального представления (формула Тейлора):

$$B(\mu d) = A_1 \cdot e^{-\alpha_1 \cdot \mu d} + (1 - A_1) \cdot e^{-\alpha_2 \cdot \mu d}. \quad (3.28)$$

Значения коэффициентов  $A_1$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  для дозового фактора накопления в некоторых бесконечных средах приведены в табл. П.7.

Значения факторов накопления в барьерной геометрии можно рассчитать с помощью поправок на барьерность среды для плоского мононаправленного источника:

$$k(E_0, \mu d, Z) = \frac{B_{E, \text{бар}}^{n.m.}(E_0, \mu d, Z) - 1}{B_{E, \infty/2}^{n.m.}(E_0, \mu d, Z) - 1} \quad (3.29)$$

Практически, начиная с  $\mu d \geq 1,5$ , фактор накопления для полубесконечной среды  $B_{E, \infty/2}$  (источник на границе среды) равен фактору накопления бесконечной среды  $B_{E, \infty}$ .

Кроме того, поправочный коэффициент на барьерность среды для плоского изотропного источника достаточно хорошо совпадает с соответствующими поправками для плоского мононаправленного источника. В табл. П.8 приведены поправочные коэффициенты для нескольких сред и значений энергии источника.

При практических расчетах толщины защиты часто используют величину – кратность ослабления дозы. Кратность ослабления  $k$  показывает, во сколько раз необходимо снизить исходную дозу  $D_0$ , чтобы достичь безопасного уровня облучения  $D_{\text{ПД}}$ :

$$k = \frac{D_0}{D_{\text{ПД}}} \quad (3.30)$$

Рассчитывать защиту с хорошей точностью позволяют универсальные табл. (П.9), в которых приведены значения толщины защиты из различных материалов, обеспечивающей необходимую кратность ослабления широкого пучка фотонов в зависимости от энергии гамма-излучения.

Для немоноэнергетического гамма-излучения расчет толщины защиты по кратности ослабления проводят методом *конкурирующих линий* для набора моноэнергетических источников. При этом весь спектр гамма-излучения делят на  $m$  групп, в каждой выбирают значение энергии  $E_i$  и вклад группы в дозу  $p_i$  с условием  $\sum_{i=1}^m p_i = 1$  и, используя (3.30), находят кратность ослабления  $k_i$  фотонов  $i$ -й группы.

Для каждой энергии  $E_i$  и кратности ослабления  $k_i$  определяют необходимую толщину защиты  $d_i$  по универсальным таблицам. Энергию фотонов, для которой требуется наибольшая толщина защиты  $d_G$ , называют *главной линией спектра*. Энергию фотонов, для которой требуется следующая по величине после главной линии толщина защиты  $d_K$ , называют *конкурирующей линией*. Окончательную толщину  $d$  выбирают равной:

$$\begin{cases} d = d_z + \Delta_{1/2} & \text{если } d_z - d_k = 0; \\ d = d_k + \Delta_{1/2} & \text{если } 0 < (d_z - d_k) < \Delta_{1/2}; \\ d = d_z & \text{если } (d_z - d_k) > \Delta_{1/2}, \end{cases} \quad (3.31)$$

где  $\Delta_{1/2}$  – наибольшее значение из слоев половинного ослабления для главной и конкурирующей линий.

### Задачи

**17.1.** Определить мощность дозы тормозного излучения на расстоянии  $r = 0,5$  м от точечного изотропного источника  $^{32}\text{P}$  активностью  $A = 7 \cdot 10^{10}$  Бк, если  $\beta$ -частицы полностью поглощаются в самом источнике и на один распад испускается одна  $\beta$ -частица с максимальной энергией  $E_{\beta \max} = 1,71$  МэВ.

**17.2.** Какая доля гамма-излучения пойдет через 8 слоев половинного ослабления?

**17.3.** Рассчитать мощность поглощенной дозы в воздухе, создаваемую на расстоянии 10 см гамма-излучением точечного изотропного источника  $^{137}\text{Cs}$  активностью  $2 \cdot 10^5$  Бк.

**17.4.** За счет космического излучения на высоте 6100 м над уровнем моря в секунду образуются 23 пары ионов в  $1 \text{ см}^3$  воздуха. Чему равна суточная поглощенная доза, вызывающая такую ионизацию? Принять плотность воздуха на высоте 6100 м равной  $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ . Считать, что на образование одной пары ионов затрачивается энергия, равная 33,85 эВ.

**17.5.** Определите, какой из источников  $^{60}\text{Co}$  или  $^{137}\text{Cs}$  каждый активностью 1 ГБк при одинаковых условиях измерения создает большую мощность воздушной кермы?

**17.6.** Безопасна ли работа с источником ионизирующих излучений на протяжении года (1800 ч), если мощность эквивалентной дозы на рабочем месте составляет 3,5 нЗв/с?

**17.7.** Сотрудник работает 36 ч в неделю с источником  $^{60}\text{Co}$ . Какая должна быть допустимая плотность потока внешнего облучения?

**17.8.** Средняя доза облучения для человека, проживающего в непосредственной близости от АЭС, оценивается за год примерно в  $1,0 \cdot 10^{-5}$  Зв. Сколько дополнительных случаев смерти от рака можно было бы ожидать в России (при населении 150 млн чел.), из-за влияния АЭС, если бы это облучение было средним по стране? Ис-

пользуйте величину коэффициента вероятности смертельного случая от рака для населения  $5,0 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$ .

**17.9.** Для местных жителей, проживавших в районе Чернобыля, полученная эквивалентная доза оценивается в  $0,05 \text{ Зв}$ . Используя данные предыдущей задачи, оцените риск смерти от рака индивидуума, получившего при аварии такую дозу радиации.

**17.10.** Рука у оператора оказалась загрязненной радионуклидом, испускающим  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_{\beta, \max} = E_{\gamma} = 500 \text{ кэВ}$  (выход на распад  $\beta = 0,3$  и  $\gamma = 0,9$  соответственно). От какого типа излучения доза на руку будет больше и во сколько раз?

**17.11.** Рассчитайте поглощенную дозу при работе с источником  $^{111}\text{Ag}$  (активность  $50 \text{ мКи}$ ) на расстоянии  $50 \text{ см}$  в течение  $5 \text{ ч}$ . Определите толщины защитных экранов (вода, железо, свинец), обеспечивающих безопасные условия работы.

**17.12.** Найти мощность дозы, создаваемой источником  $^{137}\text{Cs}$  активностью  $A = 2 \cdot 10^6 \text{ Бк}$  за свинцовой защитой толщиной  $d = 2 \text{ см}$ . Точечный изотропный источник находится на расстоянии  $10 \text{ см}$  от защиты.

**17.13.** В одной точке находятся два точечных изотропных источника  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Вклад фотонов в дозу от  $^{137}\text{Cs}$  в четыре раза превышает вклад от  $^{60}\text{Co}$ . Требуется рассчитать толщину защиты из свинца, которая ослабила бы мощность дозы от этих источников в  $20$  раз, в  $1000$  раз.

**17.14.** Для оценки мощности дозы облучения от фотонов естественных радионуклидов, содержащихся в строительных материалах, внутри помещений часто используют приближение сферического источника. Получите формулу для расчета мощности дозы от такого источника удельной активности  $A_V$  с учетом толщины слоя  $\mu d$  активного вещества.

**17.15.** Оценить эквивалентную дозу, получаемую жильцами, проживающими в помещении, построенном из легкого бетона, содержащего  $^{40}\text{K}$  с удельной активностью  $529 \text{ Бк/кг}$ . Принять усредненную толщину стен, потолка и пола равной  $25 \text{ см}$  ( $\rho_{\text{бет}} = 1800 \text{ кг/м}^3$ ). Для оценки воспользоваться решением задачи 17.14. Использовать коэффициенты ослабления – алюминия.

**17.16.** Аналогично предыдущей задачи вычислить годовую дозу, которую получает человек в жилом помещении от распадов продуктов урана (основной вклад вносит  $^{226}\text{Ra}$ ) и  $^{40}\text{K}$ , находящихся в строительных материалах. Удельная активность  $^{226}\text{Ra}$  равна  $333 \text{ Бк/кг}$ . Годовое время пребывания в помещении около  $6000$  часов.

**17.17.** Определить толщину свинцовой защиты, которая требуется для уменьшения мощности дозы от точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$  активностью 10 мКи до допустимой величины на расстоянии 1 м?

**17.18.** Какой толщины требуется защитный экран из железа для медицинского персонала, который работает 1 час в день с источником  $^{131}\text{I}$  активностью 25 мКи, находящийся на расстоянии 60 см?

**17.19.** Рассчитайте плотность потока фотонов от линейного изотропного источника бесконечной длины мощностью 10 фотонов/(м·с) на перпендикуляре от линии источника на расстоянии 1 м воздухе. Ослаблением и рассеянием излучения пренебречь.

**17.20.** Какую дозу получает лаборант, перемещая открытый источник  $^{137}\text{Cs}$  активностью 10 мКи с помощью манипулятора длиной 0,5 м в течение 6 дней, если перемещение источника длится 1 мин ежедневно.

**17.21.** Определить загрязнение поверхности, имеющей форму диска с радиусом 2 м, от равномерно распределенного изотропного источника  $^{137}\text{Cs}$ , если мощность поглощенной дозы в воздухе на высоте 1 м над центром диска равна 45 пГр/с. Ослаблением и рассеянием излучения в воздухе пренебречь.

**17.22.** Во сколько раз увеличивается мощность дозы от точечного изотропного источника с энергией 0,5 МэВ за счет рассеянного излучения в защитном барьере из воды толщиной 30 см? Источник и детектор расположены на одной нормали к барьеру и рядом с барьером.

## **18. Защита от нейтронов**

Взаимодействие нейтронов с веществом сложнее и разнообразнее, чем фотонов: упругое и неупругое рассеяние, реакции захвата,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,\gamma)$  – реакции, реакции деления. Кроме того, актуальный с точки зрения радиационной безопасности, энергетический диапазон этих частиц достигает девяти порядков:  $10^{-2}$ – $10^7$  эВ.

Зависимость сечения взаимодействия нейтронов от энергии часто носит немонотонный, резонансный характер, что также усложняет решение задач по расчету защиты. Все вышесказанное приводит к тому, что инженерные методы расчета защиты от нейтронов не столь универсальны, как для фотонов. Ниже описываются несколько таких методов.

## Метод длин релаксации

Ослабление плотности потока или мощности дозы описывается экспоненциальной зависимостью:

$$\varphi(r) = fg \exp(-r/L), \quad (3.32)$$

где  $r$  – расстояние между источником и детектором в веществе;  $g$  – функция геометрического ослабления;  $f$  – коэффициент, учитывающий неэкспоненциальный характер ослабления на начальном участке кривой ослабления;  $L$  – длина релаксации нейтронов в веществе. В общем случае эта величина зависит от многих факторов (геометрия источника, энергия нейтронов, атомный номер вещества, энергетический порог регистрации нейтронов и регистрируемый эффект). Более того, величина  $L$  не зависит от  $r$  в ограниченном диапазоне. Если диапазон  $r$ , таков, что  $L$  нельзя считать константой во всем этом диапазоне, то используют более сложную формулу:

$$\varphi(r) = fg \exp\left(-\sum_i \Delta r_i / L_i\right), \quad (3.33)$$

где  $L_i$  – длина релаксации на отрезке  $\Delta r_i$ .

Величина  $f$  зависит от энергии нейтронного излучения и ее значения приводятся в табл. П.11. Так же в приложении приводятся длины релаксации для некоторых веществ и различных энергий нейтронов.

## Сечения выведения

Рассмотрим полубесконечную водородосодержащую среду. Перед поверхностью среды на расстоянии  $t$  находится точечный изотропный источник нейтронов. Введем между средой и источником пластину из произвольного вещества толщиной  $t$ ; тогда ослабление мощности дозы нейтронов может быть определено по формуле:

$$\dot{H}(d, t) = \dot{H}_H(d - t) \cdot \exp(-\Sigma_{\text{выв}} t), \quad (3.34)$$

где  $d$  – расстояние между источником и точкой детектирования;  $\dot{H}(d, t)$  – мощность эквивалентной дозы в точке детектирования при введенной пластине;  $\dot{H}_H(d - t)$  – мощность эквивалентной дозы в точке детектирования при отсутствии пластины в водородосодержащей среде;  $\Sigma_{\text{выв}}$  – сечение выведения для вещества пластины.

Следует отметить, что формула (3.34) дает надежный результат, если точка детектирования расположена на некотором удалении от



поверхности пластины (во всяком случае, больше длинны релаксации в водородосодержащей среде).

Значение мощности дозы в водородосодержащей среде может быть рассчитано, например, методом длин релаксации. Значения сечения выведения для некоторых материалов приводятся табл. П.13 и рис. П.2.

Для случая введения нескольких пластин из различных веществ формула для расчета имеет следующий вид:

$$\dot{H} \left( d, \sum_{i=1}^n t_i \right) = \dot{H}_H \left( d - \sum_{i=1}^n t_i \right) \cdot \exp \left( - \sum_{i=1}^n \Sigma_{\text{выб},i} t_i \right),$$

где  $n$  - число пластин, введенных между источником и водородосодержащей средой.

Если вещество пластины состоит из смеси или химического соединения элементов с известными сечениями выведения, то сечение выведения такого вещества может быть рассчитано по формуле:

$$\Sigma_{\text{выб}} = \rho \sum_{i=1}^m (\Sigma_{\text{выб},i} V_i), \quad (3.35)$$

где  $\rho$  – плотность смеси или химического соединения;  $m$  – число элементов смеси;  $\Sigma_{\text{выб},i}$  и  $V_i$  – сечение выведения и массовая доля  $i$ -го элемента.

Для решения задач по расчету защиты от нейтронов изотопных ( $\alpha, n$ )-источников используются номограммы на рис. П.3÷П.5.

### *Защита от смешанного излучения*

Под смешанным понимается излучение, в состав которого входят различные по природе частицы, взаимодействие с веществом которых носит различный характер. При решении задач защиты в этом случае используют следующую исходную формулу:

$$1 \leq \frac{\sum \dot{H}_i}{\dot{H}_{\text{пдд}}}, \quad (3.36)$$

где  $\dot{H}_i$  – мощность дозы от  $i$ -ого компонента излучения;

$\dot{H}_{\text{пдд}}$  – предельно допустимая мощность эквивалентной дозы.

Для наиболее актуального случая фотонно-нейтронного смешанного излучения формулу можно записать в следующем виде:

$$1 \leq \frac{\dot{H}_\gamma + \dot{H}_n}{\dot{H}_{\text{пд}}}. \quad (3.37)$$

Основная проблема при решении подобных задач – определение вклада каждого компонента в суммарную мощность дозы и выбора правильной стратегии в выборе защитных материалов для уменьшения каждого из компонентов смешанного поля.

### Задачи

**18.1.** Рассчитать мощность эквивалентной дозы от источника нейтронов с энергией 14 МэВ с выходом  $2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  на расстоянии 55 см в бесконечной водной среде. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 0,33 МэВ.

**18.2.** В ёмкости в виде куба со стороной, равной 2 м, находится свинцовый наполнитель с плотностью  $8,0 \text{ г/см}^3$ . В геометрическом центре ёмкости расположен источник нейтронов с энергией 14 МэВ мощностью  $10^9 \text{ с}^{-1}$ . Какова будет плотность потока нейтронов в точке, расположенной внутри куба на расстоянии 50 см от источника? Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ.

**18.3.** Определить кратность ослабления (по плотности потока) нейтронов с энергией 4 МэВ железной защитой толщиной 40 см. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ. Геометрию задачи считать барьерной.

**18.4.** Определить кратность ослабления (по плотности потока) нейтронов с энергией 4 МэВ в полиэтилене толщиной 40 см. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ. Геометрию задачи считать барьерной.

**18.5.** Используя результат, полученный при решении задачи **18.4**, определить толщину защиты из графита, обеспечивающую ту же кратность ослабления. Какая из этих защит будет легче? Защита имеет форму барьера.

**18.6.** Какова максимальная ошибка расчета плотности потока нейтронов с энергией 4 МэВ за защитой из воды, алюминия, карбида бора, железа и свинца, если не учитывать отклонение от экспоненциального закона ослабления на начальном участке кривой ослабления. Результат расчета будет завышен или занижен?

**18.7.** Используя табл. П.10 выбрать материал, обладающий наилучшими защитными свойствами для тепловых нейтронов и рассчитать толщину этого материала, обеспечивающую кратность ослабления, равную  $10^4$ .

**18.8.** В распоряжении экспериментатора имеется кадмиевая фольга толщиной 0,5 мм. Обеспечит ли один слой такой фольги ослабление потока тепловых нейтронов в 100 раз?

**18.9.** Полиэтиленовая защита толщиной 15 см обеспечивает допустимые условия труда при работе с источником нейтронов с энергией 4,0 МэВ. Какая потребуется толщина защиты, если выход нейтронов источника, с которым ведутся работы, уменьшился в 100 раз? Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ.

**18.10.** В лаборатории используется источник нейтронов деления. Какую эффективную энергию можно приписать этому источнику при исследовании ослабления по дозе его излучения в воде на расстояниях до 30 см. Порог регистрации нейтронов 0,33 МэВ.

**18.11.** Рассчитать плотность потока нейтронов за свинцовой пластиной толщиной 10 см от плоского мононаправленного источника нейтронов спектра деления мощностью  $2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ.

**18.12.** Необходимо в 100 раз уменьшить плотность потока нейтронов деления плоского мононаправленного источника. Какие защитные материалы надо выбрать, чтобы обеспечить минимальную толщину защиты или минимальную массу? Порог регистрации нейтронов меньше 2,0 МэВ. Длину релаксации для каждого материала считать постоянной для всего диапазона толщин защиты.

**18.13.** Для лучевой терапии в настоящее время часто используется тормозное фотонное излучение, образующееся при падении пучка электронов на мишень. Если энергия электронов превышает 8 - 10 МэВ, то происходит также генерация фотонейтронов. Рассчитать необходимую для обеспечения предельно допустимой мощности эквивалентной дозы для персонала толщину бетонных стен помещения, в котором находится установка, генерирующая такое излучение. Принять следующие условия: энергия ускоренных электронов 18 МэВ; средний ток электронов 100 мкА; выход фотонейтронов  $8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{мкА}^{-1}$ . Расстояние от мишени до точки детектирования 3 м. Угловое распределение нейтронов изотропное. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ, а длину релаксации фотонейтронов в бетоне равной 14 см.

**18.14.** Для определения сечения выведения нейтронов с энергией 4 МэВ в железе измерили плотность потока тепловых нейтронов в воде. Она оказалась равной  $22 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (расстояние от источника до передней стенки бака с водой равнялось 5 см, а до точки детектирования 80 см). Затем провели аналогичные измерения при введении

между источником и баком железной пластины толщиной, равной 5 см, при этом измеренная плотность потока равна  $9,4 \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}$ . Определить микроскопическое сечение выведения железа. Наличием стенки бака пренебречь.

**18.15.** На передней стенке бака с водой закреплен точечный изотропный источник нейтронов спектра деления. Измерения проводились в два этапа. Первое измерение проводилось на расстоянии 100 см от источника внутри бака, второе – в той же точке, но внутри бака вплотную к передней стенке был введен лист железа толщиной 5 см. Во сколько раз изменится кратность ослабления по дозе? Наличием стенки бака пренебречь.

**18.16.** Для экспериментального определения сечения выведения нейтронов деления в свинце использовали следующую методику: свинцовую дробь с насыпной плотностью  $6 \text{ г/см}^3$  помещали в плоский контейнер из стали, с толщиной стенок по 2,5 мм. Толщина слоя свинцовой засыпки в контейнере равнялась 10 см. Измерения плотности потока нейтронов проводили в баке с водой без контейнера со свинцом и с введенным в воздушный зазор между источником и водной средой контейнером (контейнер вводился в воздушный зазор между баком и источником, равным полной толщине контейнера). Плотность потока нейтронов в точке детектирования на расстоянии 75 см от источника уменьшалась при введении контейнера в 3,9 раза. Определить микроскопическое сечение выведения нейтронов деления в свинце. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ.

**18.17.** Для защиты от нейтронов точечного изотропного источника нейтронов деления используется следующая композиция: контейнер из алюминия с толщиной передней и задней стенок по 5 мм, наполненный порошком вольфрама плотностью  $12,0 \text{ г/см}^3$ , толщина засыпки этого материала 8,0 см; железный бак с водой, толщина передней стенки которого равна 0,5 см. Рассчитать, во сколько раз изменится плотность потока нейтронов в точке детектирования, находящейся в воде на расстоянии 80 см от источника. Принять порог регистрируемых нейтронов равным 2,0 МэВ.

**18.18.** Точка детектирования, находится на расстоянии 80 см от точечного изотропного (Po- $\alpha$ -В)-источника нейтронов с выходом  $4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Геометрия измерения следующая: источник, свинцовый лист толщиной 5 см и слой воды толщиной 75 см. Рассчитать мощность эквивалентной дозы от нейтронов, используя номограммы и методику сечения выведения.

**18.19.** Построить график зависимости мощности дозы быстрых нейтронов в воде на расстояниях от 50 до 100 см от (Pu- $\alpha$ -Be)-точечного изотропного источника с выходом  $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Источник расположен в воде, а вплотную за ним размещён лист свинца толщиной 5 см.

**18.20.** Оценить кратность ослабления нейтронов деления с энергией выше 2 МэВ следующей гетерогенной структурой: 22 см железа, 25 см графит, 15 см вода, 7 см свинец.

**18.21.** Рассчитать макроскопическое сечение выведения и длину релаксации нейтронов спектра деления с энергией выше 2 МэВ в тяжелом бетоне ( $\rho=3,2 \text{ г/см}^3$ ) следующего состава по массе, %: Н - 0,70; О - 32,9; Si - 11,6; Al - 0,95; Fe - 48,9; Ca - 4,95.

**18.22.** В лаборатории используется (Po- $\alpha$ -Be)-источник с выходом нейтронов  $6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Определить необходимую толщину слоя водной защиты, для обеспечения на расстоянии 1 м предельно допустимых условий облучения персонала при 36-часовой рабочей неделе.

**18.23.** Определить расстояние от точечного изотропного (Po- $\alpha$ -Be)-источника с выходом нейтронов  $4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  на которое его следует удалить для обеспечения величины дозы облучения нейтронами при 36-часовой рабочей неделе, не превышающей 1/2 предельно допустимой для персонала. Между источником и детектором установлена защита из парафина толщиной 10 см.

**18.24.** В эксперименте используется (Po- $\alpha$ -B)-источник нейтронов. Оператор находится на расстоянии 60 см от этого источника, работа ведется 18 часов в неделю. Каков максимальный выход такого источника, при котором обеспечиваются предельно допустимые условия облучения. Между источником и точкой детектирования установлена защита из слоя воды толщиной 20 см. Источник с каким максимальным выходом можно будет использовать, если воду заменить на парафин той же толщины?

**18.25.** В качестве материала защиты от нейтронов используется парафин. Определить толщину защиты из такого материала, обеспечивающую допустимые условия облучения персонала при 12-часовой работе с источником в неделю. В качестве источника нейтронов используется (Po- $\alpha$ -Be)-источник с выходом нейтронов  $6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Расстояние от источника до детектора 80 см.

**18.26.** Определить минимальное расстояние от (Po- $\alpha$ -B)-источника с выходом  $8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  до точки, на которое необходимо удалить источник, чтобы доза от нейтронов в этой точке не превышала дозу облучения персонала при 36-часовой рабочей неделе.

Между источником и детектором установлена защита из слоя воды толщиной 20 см.

**18.27.** Определить максимальный выход (Po- $\alpha$ -Be)-источника, с которым можно работать на расстоянии 0,6 м, т.е. эквивалентная доза равна предельно допустимой дозе облучения персонала нейтронами при 18-часовой рабочей неделе. Между источником и точкой детектирования установлена парафиновая защита толщиной 8 см.

**18.28.** В эксперименте была определена кратность ослабления по мощности дозы для неизвестного изотопного источника нейтронов слоем парафина толщиной 30 см. Она оказалась равной 10. Какой из двух типов источника использовался в эксперименте (Po- $\alpha$ -Be) или (Po- $\alpha$ -B)?

**18.29.** В лаборатории использовался (Po- $\alpha$ -Be)-источник нейтронов с выходом  $8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Для хранения он был помещен в парафиновый контейнер, который обеспечивал на расстоянии 1 м мощность эквивалентной дозы, равную 0,2 от предельно допустимой для персонала. Источник заменили на (Po- $\alpha$ -B). Определить максимальный выход этого источника, при котором обеспечиваются те же условия по значению мощности эквивалентной дозы.

**18.30.** (Po- $\alpha$ -Be)-источник нейтронов является также и источником фотонов, которые образуются в нем в результате ядерных реакций, причем на один испущенный нейтрон образуется один фотон с энергией 4,44 МэВ. Следует ли учитывать эти фотоны при расчете мощности эквивалентной дозы, если между источником и точкой детектирования находится защита из слоя воды толщиной 30 см. Считать, что увеличением мощности дозы за счет фотонного излучения можно пренебречь, если это увеличение не превышает 25%.

**18.31.** При хранении (Ra- $\alpha$ -Be)-источника необходимо обеспечить на поверхности контейнера мощность эквивалентной дозы, равную предельно допустимой для персонала при 36-часовой рабочей неделе. Выход нейтронов источника  $4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ , а выход фотонов  $1,0 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (считать, что эти фотоны образуются в цепочке распада  $^{226}\text{Ra}$ ). В качестве защитных материалов применить свинец и парафин. Форма контейнера – шаровые слои, диаметр внутренней полости для размещения источника 10 см.

**18.32.** (Po- $\alpha$ -B) – источник хранится в шаровом парафиновом контейнере радиусом 25 см. Определить максимальный выход источника нейтронов, при котором обеспечивается мощность эквивалентной дозы, равная половине от предельно допустимой для персонала при 36-часовой рабочей неделе на расстоянии 0,5 м от ис-

точника. Можно ли поместить в этот же контейнер источник фотонов  $^{113}\text{Sn}$  активностью 200 ГБк, чтобы мощность эквивалентной дозы в той же точке не превысила предельно допустимую?

**18.33.** Рассчитать отношение эквивалентных доз нейтронов спектра деления и фотонов, рождающихся в процессе деления и накопления продуктов деления, в воде на расстоянии 50 см. Учесть, что на один нейтрон рождается один фотон. Спектр фотонного излучения представить в виде 4-х линий со следующими параметрами:  $E_{01}=1,0$  МэВ,  $n_1=80\%$ ,  $E_{02}=2,0$  МэВ,  $n_2=16\%$ ,  $E_{03}=3,0$  МэВ,  $n_3=3,0\%$ ,  $E_{04}=5,0$  МэВ,  $n_4=1,0\%$ .

**18.34.** Помещение для размещения линейного медицинского ускорителя электронов имеет следующие внутренние размеры: длина 10 м, ширина 8 м, высота 4 м. Вольфрамовая мишень расположена в геометрическом центре помещения. Рассчитать толщины стен, пола и потолка помещения (обычный бетон), обеспечивающих снаружи помещения значение мощности эквивалентной дозы, равной предельно допустимой для персонала. Параметры ускорителя: энергия ускоренных электронов 24 МэВ, максимальный ток пучка 0,050 мА; выход фотонейтронов в мишени  $8 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{мА}^{-1}$ ; мощность поглощенной дозы тормозного излучения в воздухе на расстоянии 1 м от мишени 30 Гр/(с·мА) для угла  $0^\circ$ , и  $3,0 \cdot 10^{-2}$  Гр/(с·мА) для угла  $90^\circ$ , для угла  $180^\circ$  учитывать только фотонейтроны. Углы отсчитываются от оси пучка, а она направлена вдоль длинной стены помещения. Угловое распределение фотонейтронов изотропное, длина релаксации нейтронов равна 17 см. Энергию тормозных фотонов принять равной  $1/3$  от энергии электронов.

## 19. Альbedo излучений

Понятие альbedo вводится для учета излучения «отраженного», как правило, от полубесконечной среды (отражателя). При этом источник излучения и детектор находятся перед этой средой. На самом деле излучение, конечно, не отражается от поверхности, а за счет однократного или многократного рассеяния внутри материала отражателя выходит из него. Угловое и энергетическое распределение такого излучения описывается с помощью токового дифференциального альbedo  $a(E_0, \theta_0, \theta, \Psi)$ .

Значение альbedo зависит от углов падения  $\theta_0$ , отражения  $\theta$  и азимутального угла  $\Psi$ , от материала отражателя энергии  $E_0$  и вида падающего и отраженного излучений регистрируемого эффекта.

Учет отраженного излучения необходим в тех случаях, когда между источником и детектором нет прямой видимости, т.е. между ними есть защитный материал. Значения альбеда могут быть найдены в различных справочных материалах [1].

Для фотонного излучения чаще всего используется улучшенная полуэмпирическая формула:

$$a_{д(э,ч)}(E_0, \theta_0, \theta, \psi) = \frac{A_{д(э,ч)} \frac{d\sigma_{э(э,ч)}(E_0, \theta_s)}{d\Omega} 10^{26} + B_{д(э,ч)} \cdot [h_p(\cos \theta_0) h_p(\cos \theta) - 1] + C_{д(э,ч)}}{1 + \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} \sqrt{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s)}} \quad (3.38)$$

где  $A_{д(э,ч)}$ ,  $B_{д(э,ч)}$ ,  $C_{д(э,ч)}$  – коэффициенты для дозового, энергетического и числового альбеда, соответственно, зависящие от энергии падающих фотонов и материала отражателя;  $\frac{d\sigma_{э(э,ч)}(E_0, \theta_s)}{d\Omega}$  –

дифференциальное сечение комптоновского рассеяния Клейна-Нишины-Тамма в  $\text{см}^2/(\text{электрон}\cdot\text{ср})$  для энергии фотона (дозовое и энергетическое альбеда) и для числа фотонов (числовое альбеда);

$$\frac{d\sigma_э(E_0, \theta_s)}{d\Omega} = \frac{r_э^2}{2} \left[ 1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s) \right]^{-3} \times \left[ 1 + \cos^2 \theta_s + \frac{\frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s)^2}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s)} \right] \quad (3.39)$$

$$\frac{d\sigma_ч(E_0, \theta_s)}{d\Omega} = \frac{r_э^2}{2} \left[ 1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s) \right]^{-2} \times \left[ 1 + \cos^2 \theta_s + \frac{\frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s)^2}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_s)} \right] \quad (3.40)$$

где  $r_э$  – классический радиус электрона  $r_э^2 = 7,94 \cdot 10^{-26} \text{см}^2$ ;  $mc^2 = 0,511 \text{МэВ}$ ;  $h_p(\cos \alpha)$  – функция Чандрасекара, зависящая от  $\cos \alpha$  и параметра  $p$  ( $p$  – отношение сечения рассеяния к полному



сечению: для  $E_0=0,06\div 10$  МэВ и большинства материалов  $p=0,6$ );  $h_p(\cos \alpha)$  – может быть рассчитана по формуле:

$$h_p(\cos \alpha) = \frac{0,5773 + \cos \alpha}{0,5773 + \cos \alpha \sqrt{1-p}}; \quad (3.41)$$

$\theta_s$  – угол однократно рассеянных фотонов, определяется из соотношения  $\cos \theta_s = \sin \theta_0 \sin \theta \cos \psi - \cos \theta_0 \cos \theta$ , для случая  $\psi=0$  угол  $\theta_s = \pi - \theta_0 - \theta$ .

Формулы (3.38) – (3.41) довольно громоздки, и значения сечения комптоновского рассеяния и функции Чандрасекара проще получить из таблиц и графиков, приведённых в работе [1].

При расчете альбеда фотонного излучения для углов  $\psi \neq 0$  используется метод экономии исследований. Авторы метода показали, что для любого набора углов  $(\theta_0, \theta, \psi)$  можно подобрать набор углов  $(\theta'_0, \theta', \psi = 0)$  так, что альбеда для этих наборов будут различаться не более, чем на 25%.

Для расчета углов  $\theta'_0$  и  $\theta'$  используются следующие формулы:

$$\cos \theta'_0 = \cos \theta_0 \sqrt{1 + \frac{tg^2 \theta tg^2 \theta_0 \sin^2 \psi}{tg^2 \theta + 2tg \theta_0 tg \theta \cos \psi + tg^2 \theta_0}}, \quad (3.42)$$

$$\cos \theta' = \cos \theta \sqrt{1 + \frac{tg^2 \theta tg^2 \theta_0 \sin^2 \psi}{tg^2 \theta + 2tg \theta_0 tg \theta \cos \psi + tg^2 \theta_0}}.$$

Иногда возникает необходимость расчета энергетического спектра отраженного излучения. В общем виде эта задача не может быть решена инженерными методами. Однако оценить спектр можно с помощью двухгруппового приближения: спектр разбивается на две группы – однократно рассеянные фотоны  $N_{s_1}$  и многократно рассеянные фотоны  $N_{s_m}$ . При этом энергия однократно рассеянных фотонов

$$E_{s_1} = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos \theta_s)},$$

а средняя энергия многократно

$$\text{рассеянных фотонов } E_m = \frac{E_{s_1} + E_{\text{мин}}}{2}; E_{\text{мин}} - \text{минимальная энергия}$$

регистрируемых фотонов (для воды, алюминия, железа и свинца это значение может быть принято равным 0,03; 0,05; 0,08; 0,2 МэВ, соответственно).

Можно показать, что

$$N_{s_1} = 2 \frac{a_3 E_0 - a_4 \frac{E_{s_1} - E_{\text{мин}}}{2}}{E_{s_1} - E_{\text{мин}}}, \quad (3.43)$$

$$N_{s_m} = 2 \frac{a_4 E_{s_1} - a_3 E_0}{E_{s_1} - E_{\text{мин}}},$$

где  $a_3$  и  $a_4$  энергетическое и числовое альbedo соответственно.

При энергиях фотонов выше 2 МэВ используют 4-групповое приближение, в котором учитываются аннигиляционные фотоны.

Все вышеприведенные формулы справедливы для отражателя бесконечной толщины. При толщинах отражателя менее 2-3 длин свободного пробега фотона значение альbedo будет меньше, чем для бесконечного. Для оценки зависимости интегрального альbedo от толщины можно воспользоваться формулой:

$$a_3(E_0, \theta_0, d) = a_3(E_0, \theta_0, d = \infty) \cdot [1 - \exp(-d/q_3 \cos \theta_0)]. \quad (3.44)$$

Для отражателей с  $Z \leq 26$   $q_3 \approx 1/(2\mu)$ ; для тяжелых отражателей  $q_3 \approx 1/(6\mu)$ , где  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления фотонного излучения в материале отражателя.

Наиболее простые формулы могут быть применены для оценки значения дозового альbedo быстрых нейтронов:

$$a_d(E_0, \theta_0, \theta) = a_d(E_0, \theta_0 = \theta = 0) \cdot \cos^{-1/3} \theta_0 \cos \theta. \quad (3.45)$$

Значения  $a_d(E_0, \theta_0 = \theta = 0)$  приведены в табл. 3.3.

**Токовое дозовое альbedo для бетона и железа в зависимости от энергии фотонов для  $\theta_0 = \theta = 0$**

Материал	Энергия $E_0$ , МэВ								Спектр деления
	0,1	0,25	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0	14,0	
Бетон	0,0948	0,1027	0,1062	0,1323	0,1164	0,1030	0,0834	0,0552	0,1110
Железо	0,1750	0,1752	0,1801	0,1182	0,1477	0,1508	0,1158	0,0802	0,1366

Интегральное дозовое альbedo тепловых нейтронов может быть рассчитано по формуле:

$$a_d(E_T, \theta_0) = \frac{\sqrt{\Sigma/\Sigma_a} - 1}{\sqrt{\Sigma/\Sigma_a} + \sqrt{3} \cos \theta_0}, \quad (3.46)$$

где  $\theta_0$  – угол падения;  $\Sigma$  и  $\Sigma_a$  – полное сечение и сечение поглощения соответственно. Данная формула справедлива для материалов рассеивателя слабопоглощающих тепловые нейтроны.

### Задачи

**19.1.** Получить формулу, описывающую связь между дифференциальными токовым  $a(E_0, \theta_0, \theta, \Psi)$  и потоковым  $A(E_0, \theta_0, \theta, \Psi)$  альbedo для мононаправленных моноэнергетических источников. Объяснить полученный результат.

**19.2.** Чем можно объяснить, что в спектре отраженного излучения присутствуют фотоны с энергией выше, чем энергия  $E_s$  однократно рассеянных на данный угол  $\theta_s$  фотонов?

**19.3.** Рассчитать, используя формулы (3.38)–(3.41), токовое дифференциальное дозовое альbedo для фотонов плоского мононаправленного источника  $^{60}\text{Co}$ , падающих под углом  $0^\circ$  на поверхность полубесконечного отражателя из алюминия и регистрируемых под углом отражения  $45^\circ$ . Азимутальный угол равен 0.

**19.4.** Рассчитать, используя формулы (3.38)–(3.41), токовое дифференциальное дозовое альbedo для фотонов плоского мононаправленного источника  $^{137}\text{Cs}$ , падающих под углом  $45^\circ$  на поверхность полубесконечного отражателя из железа и регистрируемых под углом отражения 0. Азимутальный угол равен 0.

**19.5.** Рассчитать, используя формулы (3.38)–(3.41), токовое дифференциальное дозовое альbedo для фотонного излучения источника  $^{203}\text{Hg}$  (расчет провести для линии 0,28 МэВ), падающего на полубесконечный отражатель из алюминия под углом  $\theta_0=30^\circ$  и отражающегося в направлении углов  $\theta=45^\circ$ ,  $\psi=180^\circ$  (принять следующие значения коэффициентов:  $A_d=0,0300$ ,  $B_d=0,0646$ ).

**19.6.** Используя метод экономии исследований, рассчитать токовое дифференциальное энергетическое альbedo для фотонного излучения источника  $^{60}\text{Co}$ , падающего на полубесконечный отражатель из железа под углом  $\theta_0=75^\circ$  и отражающегося в направлении углов  $\theta=45^\circ$ ,  $\psi=60^\circ$ .

**19.7.** На полубесконечный рассеиватель из бетона под углом  $\theta_0=30^\circ$  падает фотонное излучение источника  $^{60}\text{Co}$ . Используя двухгрупповое приближение спектра отраженного излучения, рассчитать вклад однократно- и многократно рассеянных компонентов плотности потока в полную плотность потока фотонов источника, отраженных в направлении, задаваемом углами  $\theta=60^\circ$ ,  $\psi=0^\circ$ . Принять энергетический порог регистрации отраженных фотонов равным 0,08 МэВ. Значения числового и энергетического альbedo, которые необходимы для расчетов, принять равными 0,0532 и 0,00896 соответственно.

**19.8.** Для измерения дифференциального токового альbedo используется установка, показанная на рис. 3.2. Точечный изотропный источник фотонов  $^{137}\text{Cs}$  помещен в свинцовый контейнер с коллиматором. Излучение падает на полубесконечный отражатель из алюминия под углом  $\theta_0=45^\circ$ . Положение детектора, измеряющего интенсивность фотонного излучения, задается углом отражения  $\theta=15^\circ$  и азимутальным углом  $\psi=0$ . Значения  $r_1=100$  см,  $r_2=75$  см,  $l=25$  см, радиус коллиматора  $a=0,25$  см. Рассчитать дифференциальное токовое энергетическое альbedo, исходя из заданных параметров задачи, если значение интенсивности, измеренное в точке расположения детектора,  $I = 0,93$  МэВ/(с·см<sup>2</sup>). Активность источника 15 Гбк. При проведении расчетов считать, что стенки коллиматора являются абсолютным поглотителем, т.е. излучение выходит только через отверстие коллиматора.

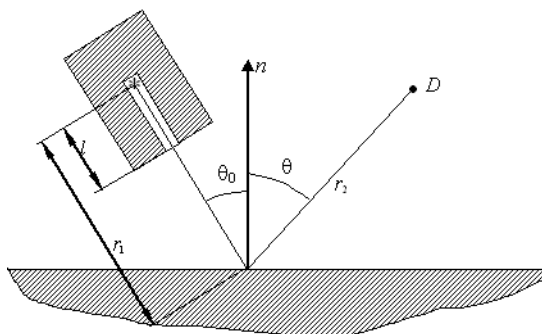


Рис.3.2. Схема установки

**19.9.** Для контроля качества стальных листов используется фотонное излучение изотопа  $^{137}\text{Cs}$ . Толщина листов колеблется от 0,5 до 5 см. Определить, во сколько раз увеличится мощность дозы отраженного излучения при изменении толщины листа от минимальной до максимальной. Угол падения пучка  $\theta$ , угол отражения  $30^\circ$ . Каким будет это изменение, если источник  $^{137}\text{Cs}$  заменить на  $^{60}\text{Co}$ ?

**19.10.** Коллимированный пучок фотонного излучения источника  $^{60}\text{Co}$  падает на бетонное дно бассейна. Расстояние от источника до дна 4 м. Дозиметр фотонного излучения находится на одном уровне с источником на расстоянии 1 м от него. Определить, как изменятся показания дозиметра, если в бассейн налить воду так, что расстояние от поверхности воды до источника станет равным 1 м. Положение дозиметра не меняется. После наполнения бассейна водой, отраженным от бетонного дна излучением пренебречь. При расчетах принять альbedo бетона равным альbedo алюминия.

**19.11.** Источник  $^{137}\text{Cs}$  активностью 1 ТБк хранится в свинцовом контейнере. При открытой пробке контейнера фотонное излучение падает на бетонный потолок помещения, образуя пятно радиусом 30 см. Расстояние от источника до потолка 300 см. Определить, на каком расстоянии от точки пересечения оси контейнера с плоскостью потолка под углом отражения  $15^\circ$  создается предельно допустимая мощность эквивалентной дозы. Значение дифференциального дозового альbedo принять равным 0,0177.

**19.12.** Найти радиус сферической полости, в центр которой помещен точечный изотропный источник фотонов, испускающий  $S$  фотонов в секунду с энергией  $E_\gamma$ , а значение интенсивности отраженного излучения в центре сферы равно  $I_{\text{отр}}$ . Угловое распределение отраженного излучения принять следующим:  $I_{\text{отр}}(\theta) = a_0 \cos \theta$ , где  $\theta$  - угол отражения.

**19.13.** Пучок нейтронов деления, выходящий из горизонтального экспериментального канала реактора, попадает в бетонную ловушку. Определить, во сколько раз увеличивается поглощенная доза нейтронов в воздухе из-за наличия ловушки в точке пересечения оси пучка с её дном. Пучок нейтронов моделировать как плоский бесконечный мононаправленный источник. Для расчетов использовать аппроксимацию дифференциального дозового альбеда вида:

$$a_d(E_0, \theta_0, \theta) = a_d(E_0, \theta_0 = \theta = 0) \cdot \cos^{-1/3} \theta_0 \cos \theta.$$

**19.14.** Какова будет погрешность в расчетах потока тепловых нейтронов на поверхности бериллиевого отражателя, если не учитывать отраженное от него излучение. Считать, что излучение падает на отражатель нормально. Угловое распределение отраженных нейтронов подчиняется распределению Ферми:

$$f(\theta) = (\cos \theta + \sqrt{3} \cos^2 \theta) / \left[ \pi (1 + 2/\sqrt{3}) \right].$$

Значение интегрального дозового альбеда рассчитать по формуле (3.46) и данных в таблицы П.10.

## 20. Защита от $\alpha$ и $\beta$ -излучения

Защита от  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучений не представляет особых трудностей ввиду незначительных величин пробегов  $\alpha$  и  $\beta$  частиц в конденсированных средах. Для  $\alpha$ -частиц максимальная величина пробега менее 100 мкм, а для  $\beta$  частиц наиболее распространенных радионуклидов менее 5 мм в алюминии.

Ниже приводится ряд полезных формул для оценки пробегов  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц различных энергий в разных веществах.

1. Пробег в воздухе  $R_v$ , см, для  $\alpha$ -частиц с энергиями в диапазоне 4,0÷7,0 МэВ, можно рассчитать по формуле [1]

$$R_v = 0,318 E_0^{3/2}, \quad (3.47)$$

где  $E_0$  – энергия  $\alpha$ -частиц, МэВ.

2. Пробег  $\alpha$ -частиц  $R_x$ , см, в среде с атомной массой  $A_x$  и плотностью  $\rho_x$ , г/см<sup>3</sup>, для  $\alpha$ -частиц с энергиями в диапазоне 4,0÷7,0 МэВ можно рассчитать по формуле:

$$R_x = \frac{1,78 \cdot 10^{-4} \sqrt[3]{A_x} \sqrt{E_0^3}}{\rho_x}, \quad (3.48)$$

где  $E_0$  выражена в МэВ,

3. При толщинах среды меньших максимального пробега приближенно выполняется экспоненциальный закон ослабления потока  $\beta$ -частиц.

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu_\beta d), \quad (3.49)$$

где  $d$  - толщина поглотителя в массовых единицах, г/см<sup>2</sup>;  
 $\mu_\beta$  - массовый коэффициент поглощения  $\beta$ -частиц, см<sup>2</sup>/г. Значения  $\mu_\beta$  приведены в табл. П.17.

4. Максимальный пробег (г/см<sup>2</sup>) в алюминии,  $\beta$ -частиц с граничной энергией в диапазоне 0,5÷3 МэВ с погрешностью  $\pm 5\%$  описывается формулой:

$$E_{\beta\text{макс}} = 0,52 E_\beta - 0,09, \quad (3.50)$$

где  $E_\beta$  – граничная энергия  $\beta$ -частиц, МэВ.

5. Максимальный пробег электронов в любом веществе  $R_x$ , г/см, можно оценить из соотношения

$$R_x = \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_x} R_{Al}. \quad (3.51)$$

## Задачи

**20.1.** Определить, на каком расстоянии от поверхности источника плотность потока  $\alpha$ -частиц с энергией 5,0 МэВ в воздухе при нормальных условиях становится равной нулю независимо от активности источника.

**20.2.** Какова энергия  $\alpha$ -частиц, представляющих опасность при внешнем облучении? Считать толщину ороговевшего, нечувствительного слоя кожи равной 70 мкм (плотность биологической ткани  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>, а средний атомный вес  $A = 16$ ). Расчет провести в предположении, что источник  $\alpha$ -частиц расположен на поверхности тела.

**20.3.** Какую толщину алюминиевой фольги надо выбрать, чтобы полностью поглотить  $\alpha$ -частицы изотопа <sup>238</sup>Pu?

**20.4.** Толщина «мертвого» слоя кремневого спектрометрического полупроводникового детектора равна 0,3 мг/см<sup>3</sup>. Какова минимальная энергия  $\alpha$ -частиц, которые могут быть зарегистрированы таким детектором? Считать, что частица регистрируется, если её пробег больше толщины «мертвого» слоя.

**20.5.** Объясните, почему пробег  $\alpha$ -частиц, выраженный в массовых единицах увеличивается (см. формулу 3.48) с ростом атомного веса, а, следовательно, и заряда ядра.

**20.6.** При измерении общей загрязнённости воды нуклидами, испускающими  $\alpha$ -частицы, измеряют выпаренный осадок. Обычно толщина его превышает пробег  $\alpha$ -частиц. Считая, что масса осадка равна  $M$ , число  $\alpha$ -частиц, образующихся в образце в единицу времени  $Q$ , площадь образца  $S$ , пробег  $\alpha$ -частиц в массовых единицах в веществе осадка  $R_{ам}$ , определить долю ( $\delta$ )  $\alpha$ -частиц, выходящих из образца в верхнее полупространство. (Утечкой излучения через боковую поверхность образца пренебречь). Рассчитать величину  $\delta$  для энергии  $\alpha$ -частиц равной 5,0 МэВ,  $S=20 \text{ см}^2$ ,  $M=500 \text{ мг}$ , атомный вес осадка 40.

**20.7.** Рассчитать толщину алюминиевой пластины, которая полностью поглотит  $\beta$ -частицы с граничной энергией 0,5 и 3,0 МэВ.

**20.8.** Почти все источники фотонного излучения являются и источниками  $\beta$ -частиц. Чтобы исключить выход  $\beta$ -частиц за пределы источника, его помещают в стальную капсулу. Какой надо выбрать толщины стенку капсулы для источника  $^{60}\text{Co}$ , если максимальная энергия  $\beta$ -частиц этого нуклида равна 1,5 МэВ.

**20.9.** Достаточно ли для полного поглощения  $\beta$ -частиц изотопа  $^{90}\text{Y}$  алюминиевой пластины толщиной 3 мм?

**20.10.** Какой материал целесообразно использовать для защиты от  $\beta$ -частиц источников с большой активностью: плексиглас, алюминий или свинец? Объясните, почему?

**20.11.** Для регистрации  $\alpha$  и  $\beta$ -частиц используется газоразрядный счётчик с толщиной слюдяного окна  $3 \text{ мг/см}^2$ . Какой толщины следует выбрать алюминиевый фильтр, чтобы счётчик перестал регистрировать  $\alpha$ -частицы с энергией менее 7,0 МэВ. Какая при этом доля  $\beta$ -частиц изотопа  $^{65}\text{Zn}$  ( $\mu_\beta=107 \text{ см}^2/\text{г}$ ) поглотится в таком фильтре?

**20.12** Результаты измерения скорости счета при исследовании поглощения  $\beta$ -частиц алюминиевыми пластинами приведены ниже в виде таблицы. Используя эти данные и данные таблицы П.17 определить радионуклид, с которым проводился эксперимент (толщиной окна счётчика пренебречь).

$d, \text{ мм}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$n_{\text{ср}}, \text{ с}^{-1}$	100	89,4	81	72,8	65	59



Таблица П.1

**Основные и некоторые производные единицы СИ**

Величина	Единица	
	Наименование	Обозначение
<i>Основные единицы</i>		
Длина	метр	м
Масса	килограмм	кг
Время	секунда	с
Сила электрического тока	ампер	А
Температура	кельвин	К
Количество вещества	моль	моль
Сила света	кандела	кд
<i>Дополнительные единицы СИ</i>		
Плоский угол	радиан	рад
Телесный угол	стерадиан	ср
<i>Производные единицы</i>		
Площадь	квадратный метр	м <sup>2</sup>
Объем	кубический метр	м <sup>3</sup>
Плотность	килограмм на куб. метр	кг/м <sup>3</sup>
Энергия, работа, теплота	джоуль	Дж
Электрический заряд	кулон	Кл
Удельное количество теплоты	джоуль на килограмм	Дж/кг
Энтропия	джоуль на кельвин	Дж/К
Поток энергии, мощность	ватт	Вт
Интенсивность излучения	ватт на кв. метр	Вт/м <sup>2</sup>
Активность радионуклида	беккерель	Бк
Удельная активность	беккерель на килограмм	Бк/кг
Объемная активность	беккерель на куб. метр	Бк/м <sup>3</sup>
Поглощенная доза	грей	Гр
Эквивалентная доза	зиверт	Зв
Коллективная доза	человеко-зиверт	чел.-Зв

Множители и приставки десятичных кратных и дольных единиц

Множитель	Приставка	Обозначение	Множитель	Приставка	Обозначение
$10^{24}$	йогта	И	$10^{-1}$	деци	д
$10^{21}$	зетта	З	$10^{-2}$	санتي	с
$10^{18}$	экса	Э	$10^{-3}$	милли	м
$10^{15}$	пета	П	$10^{-6}$	микро	мк
$10^{12}$	тера	Т	$10^{-9}$	нано	н
$10^9$	гига	Г	$10^{-12}$	пико	п
$10^6$	мега	М	$10^{-15}$	фемто	ф
$10^3$	кило	к	$10^{-18}$	атто	а
$10^2$	гекто	г	$10^{-21}$	зепто	з
$10^1$	дека	да	$10^{-24}$	йокто	и

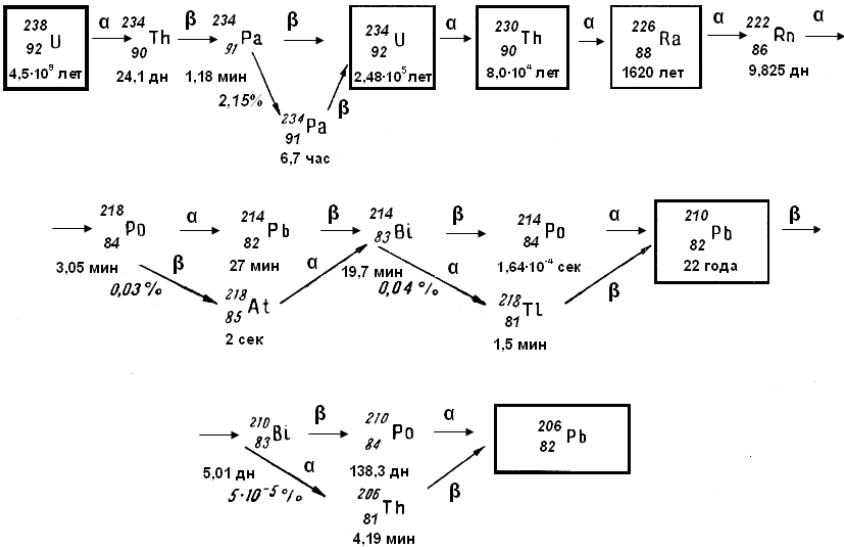


Рис. П.1. Схема распада ряда урана-радия с конечным продуктом Рb-206

Таблица П.3

**Характеристики некоторых радионуклидов**  
(показаны только значимые линии спектра)

Радионуклид	$T_{1/2}$	Энергия фотонов, МэВ	Квантовый выход на распад, $n\%$	Керма-постоянная, $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{Бк}\cdot\text{с})$
$^{24}\text{Na}$	15 ч	3,867	0,06	0,056
		2,754	99,87	74,0
		1,368	99,99	45,32
			199,9	119,4
$^{40}\text{K}$	$1,28\cdot 10^9$ лет	1,461	10,7	5,10
$^{60}\text{Co}$	5,272 года	1,332	99,98	44,42
		1,173	99,87	40,21
			199,9	84,63
$^{111}\text{Ag}$	7,45 сут	0,3421	6,69	0,848
		0,2454	1,23	0,107
			8,08	0,968
$^{131}\text{I}$	8,04 сут	0,7229	1,63	0,436
		0,6369	6,9	1,64
		0,3645	82,4	11,16
		0,2843	5,8	0,597
		KX 0,03	3,2	0,177
			103,7	14,2
$^{137}\text{Cs}+^{137\text{m}}\text{Ba}$	30,174 лет	0,6616	85,1	21,0
		KX 0,03288	6,92	0,331
			92,02	21,33
$^{226}\text{Ra}$	1600 лет	2,448	1,65	1,13
		2,118	5,3	3,38
		1,764	16,6	9,073
		1,509	2,3	1,12
		1,408	2,6	1,20
		1,378	4,18	1,90
		1,238	6,8	2,86
		1,120	16,0	6,21
		0,934	3,34	1,12
		0,768	5,32	1,50
		0,609	48,4	11,07
		0,352	39,3	5,13
		0,295	20,1	2,17
			233,0	59,45

Таблица П.4

**Взвешивающие коэффициенты  $W_R$  для основных видов излучения**

Излучение	$W_R$
Фотоны любых энергий	1
Электроны и мюоны любых энергий	1
Протоны с энергией более 2 МэВ (кроме протонов отдачи)	5
$\alpha$ -частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20
Нейтроны с энергией:	
менее 10 кэВ	5
от 10 до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ	20
от 2 до 20 МэВ	10
более 20 МэВ	5

Таблица П.5

**Взвешивающие коэффициенты  $W_T$  для различных органов и тканей**

Орган или ткань	$W_T$
Гонады (половые железы)	0,20
Красный костный мозг	0,12
Голстый 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

**Дозовые факторы накопления точечного изотропного источника  
в бесконечных средах**

<i>E</i> , МэВ	μд						
	1	2	4	7	10	15	20
<b>вода</b>							
0,50	2,52	5,14	14,3	38,8	77,6	178	334
1,00	2,13	3,71	7,68	16,2	27,1	50,4	82,2
2,00	1,83	2,77	4,88	8,46	12,4	19,5	27,7
4,00	1,58	2,17	3,34	5,13	6,94	9,97	12,9
10,00	1,33	1,63	2,19	2,97	3,72	4,90	5,98

<i>E</i> , МэВ	μд						
	1	2	4	7	10	15	20
<b>железо</b>							
0,50	1,98	3,09	5,98	11,7	19,2	35,4	55,6
1,00	1,87	2,89	5,39	10,2	16,2	28,3	42,7
2,00	1,76	2,43	4,13	7,25	10,9	17,6	25,1
4,00	1,45	1,94	3,03	4,91	7,11	11,2	16,0
10,00	1,20	1,42	1,95	2,99	4,35	7,54	12,4
<b>свинец</b>							
0,50	1,24	1,42	1,69	2,00	2,27	2,65	2,73
1,00	1,37	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81	5,86
2,00	1,39	1,76	2,51	3,66	4,84	6,87	9,00
4,00	1,27	1,56	2,25	3,61	5,44	9,80	16,3
10,00	1,11	1,23	1,58	2,52	4,34	12,5	39,2

Таблица П.7

**Коэффициенты экспоненциального представления дозового фактора  
накопления для точечного изотропного источника в бесконечных средах**

<i>E</i> , МэВ	Вода			Железо			Свинец		
	$A_f$	$-\alpha_1$	$\alpha_2$	$A_f$	$-\alpha_1$	$\alpha_2$	$A_f$	$-\alpha_1$	$\alpha_2$
0,5	24	0,138	0	10	0,0948	0,012	1,65	0,032	0,296
1,0	11,0	0,104	0,030	8,0	0,0895	0,04	2,45	0,045	0,178
2,0	6,4	0,076	0,092	5,5	0,0788	0,07	2,60	0,071	0,103
4,0	4,5	0,056	0,117	3,75	0,075	0,082	1,65	0,123	0,064
10,0	2,7	0,042	0,130	2,0	0,095	0,0116	0,50	0,214	0,08

**Поправочные коэффициенты на барьерность среды для дозовых фактора накопления точечного изотропного источника**

E, МэВ	$B_D^{бар}(E, \mu d, Z) / B_D^\infty(E, \mu d, Z)$		
	Вода	Железо	Свинец
0,5	0,750	0,869	0,983
1,0	0,797	0,903	0,986
2,0	0,892	0,929	0,989
4,0	0,941	0,956	0,993
10,0	0,974	0,987	0,996

Таблица П.9

**Универсальные таблицы для расчета защиты от гамма-излучения**

<b>Вода (<math>\rho=1,0</math> г/см<sup>3</sup>)</b>					
Кратность ослабления	Толщина защиты в см, для энергии источника в МэВ				
	0,5	1,0	2,0	4,0	8,0
1,5	21	20	20	22	25
2,0	28	28	30	35	41
5,0	46	50	59	71	89
10	57	62	78	97	124
50	80	93	118	156	204
10 <sup>2</sup>	89	105	134	180	235
5·10 <sup>2</sup>	110	133	173	236	310
10 <sup>3</sup>	119	145	188	257	343
5·10 <sup>3</sup>	140	171	224	308	413
10 <sup>4</sup>	148	183	241	330	444
5·10 <sup>4</sup>	168	208	277	383	516
10 <sup>5</sup>	176	220	294	404	547
5·10 <sup>5</sup>	195	246	329	454	616

**Железо ( $\rho=7,89$  г/см<sup>3</sup>)**

Кратность ослабления	Толщина защиты в см, для энергии источника в МэВ				
	0,5	1,0	2,0	4,0	8,0
1,5	1,6	2,1	2,4	2,8	2,4
2,0	2,5	3,3	3,9	4,5	4,0
5,0	4,8	6,4	8,1	9,4	9,0
10	6,3	8,5	11,0	12,6	12,4
50	9,5	12,7	16,9	20,0	20,6
10 <sup>2</sup>	10,8	14,5	19,5	23,3	24,0
5·10 <sup>2</sup>	13,7	18,7	25,0	30,6	32,0
10 <sup>3</sup>	15,0	20,5	27,5	33,7	35,4

$5 \cdot 10^3$	17,7	24,3	33,3	40,7	43,0
$10^4$	19,0	26,0	35,5	43,7	46,3
$5 \cdot 10^4$	21,8	29,9	40,8	50,4	54,0
$10^5$	23,0	31,5	43,2	53,4	57,2
$5 \cdot 10^5$	25,6	35,4	48,3	60,2	65,0
$10^6$	26,7	37,0	50,6	63,3	68,3
$5 \cdot 10^6$	29,3	40,9	55,7	70,3	75,5
$10^7$	30,5	42,4	57,9	73,1	78,8

**Свинец ( $\rho=11,3$  г/см<sup>2</sup>)**

Кратность ослабления	Толщина защиты в см, для энергии источника в МэВ				
		0,5	1,0	2,0	4,0
1,5	0,2	0,8	1,2	1,2	0,9
2,0	0,5	1,5	2,0	2,0	1,5
5,0	1,1	2,8	4,3	4,5	3,3
Кратность ослабления	Толщина защиты в см, для энергии источника в МэВ				
		0,5	1,0	2,0	4,0
10	1,6	3,8	5,9	6,4	4,9
50	2,6	6,0	9,6	10,5	8,3
$10^2$	3,0	7,0	11,3	12,1	9,9
$5 \cdot 10^2$	4,0	9,2	15,0	16,1	13,3
$10^3$	4,4	10,2	16,5	17,8	15,1
$5 \cdot 10^3$	5,5	12,4	19,8	21,7	18,5
$10^4$	5,9	13,3	21,3	23,4	20,1
$5 \cdot 10^4$	6,9	15,6	24,7	27,2	23,7
$10^5$	7,2	16,5	26,2	28,9	25,3
$5 \cdot 10^5$	8,2	18,5	29,5	32,7	28,9
$10^6$	8,7	19,5	31,0	34,4	30,4
$5 \cdot 10^6$	9,6	21,6	34,3	38,3	34,0
$10^7$	10,1	22,5	35,8	39,9	35,5

Таблица П. 10

**Сечения захвата, рассеяния и поглощения нейтронов для некоторых материалов**

Сечение захвата тепловых нейтронов в некоторых материалах		Сечения рассеяния $\sigma_s$ и поглощения $\sigma_a$ для бериллия и углерода, барн		
Материал	Сечение захвата барн/атом	Элемент	$\sigma_s$	$\sigma_a$
Fe	2,53	Be	7	0,010
B	755	C	4,8	$3,7 \cdot 10^{-3}$
Cd	2450			
H <sub>2</sub> O	0,59			

**Значение поправки  $f$  для потока нейтронов  
с энергией  $E > 1,5$  МэВ**

Материал	Энергия нейтронов $E_n$ , МэВ	
	4,0	14,9
Алюминий	3,5	2,5
Вода	5,4	3,0
Графит	1,4	1,3
Железо	4,9	2,7
Карбид бора	5,0	1,8
Полиэтилен	2,4	2,5
Свинец	4,0	2,9

**Длина релаксации  $L$  нейтронов спектра деления в  
различных материалах**

Материал	$r$ , г/см <sup>2</sup>	$L$ , г/см <sup>2</sup>	
		$H_{\text{б.н.}}$ $E > 0,33$ МэВ	$\Phi_{\text{б.н.}}$ $E > 2$ МэВ
Бетон	45-184		25,3
	> 184		35,8
Вода	0-30	8,1	7,6 (8,1)
	30-60	8,9	9,1 (9,3)
	60-100	9,3	10,6 (10,7)
	0-100		9,0
Графит	0-50		18,9
	50-100		20,0
	100-150	21,1*	23,0 (21,7)
	150-220	26,8*	26,4 (24,3)
	0-220	24	22,0
Железо	0-510		55,4 (59)
Полиэтилен	0-28		5,78
	28-55		6,67
	55-83		7,63
	0-83		6,70
Свинец	0-840		117
* Для нейтронов с $E > 0,5$ МэВ.			



## Сечение выведения для нейтронов спектра деления, барн

Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$	Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$	Элемент	$\sigma_{\text{выв}}$
Водород	$1,00 \pm 0,05$	Кремний	1,37	Вольфрам	$2,51 \pm 0,55$
Бериллий	$1,07 \pm 0,06$	Сера	1,48	Свинец	$3,53 \pm 0,30$
Бор	$0,97 \pm 0,10$	Кальций	1,62	Уран	$3,6 \pm 0,4$
Углерод	$0,81 \pm 0,05$	Железо	$2,01 \pm 0,04$	Вода*	$0,097 \text{ см}^{-1}$
Кислород	$0,99 \pm 0,10$	Никель	$1,89 \pm 0,10$		
Алюминий	$1,31 \pm 0,05$	Медь	$2,04 \pm 0,11$		

\*- для воды дано макроскопическое сечение выведения

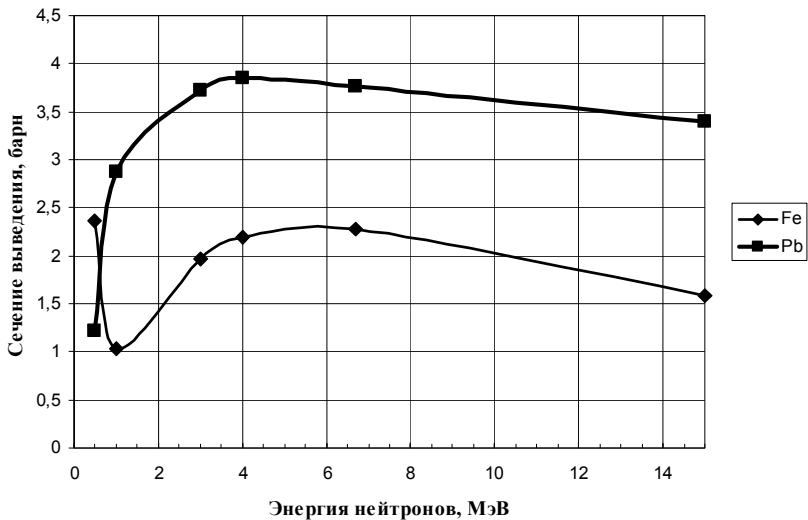


Рис. П.2. Зависимость сечения выведения от энергии нейтронов для железа и свинца

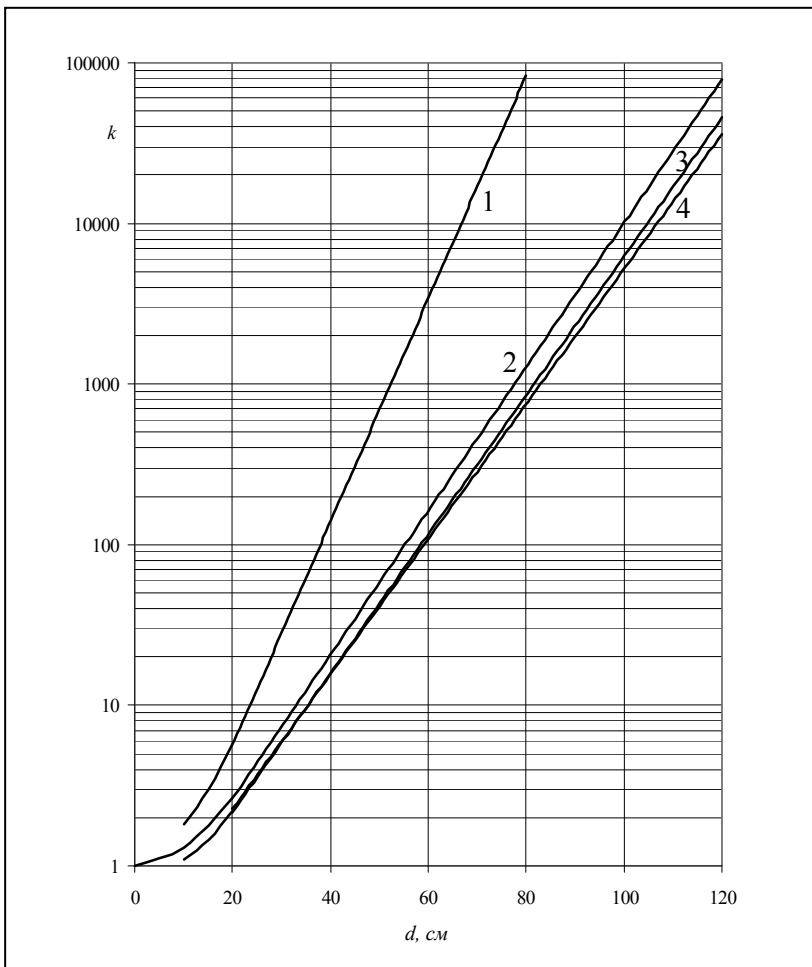


Рис. П.3. Номограмма второго типа для расчета кратности ослабления  $k$  мощности эквивалентной дозы нейтронов точечных изотропных источников в воде [1]:  
 1 - Po- $\alpha$ -B; 2 - Ra- $\alpha$ -Be; 3 - Po- $\alpha$ -Be; 4 - Pu- $\alpha$ -Be

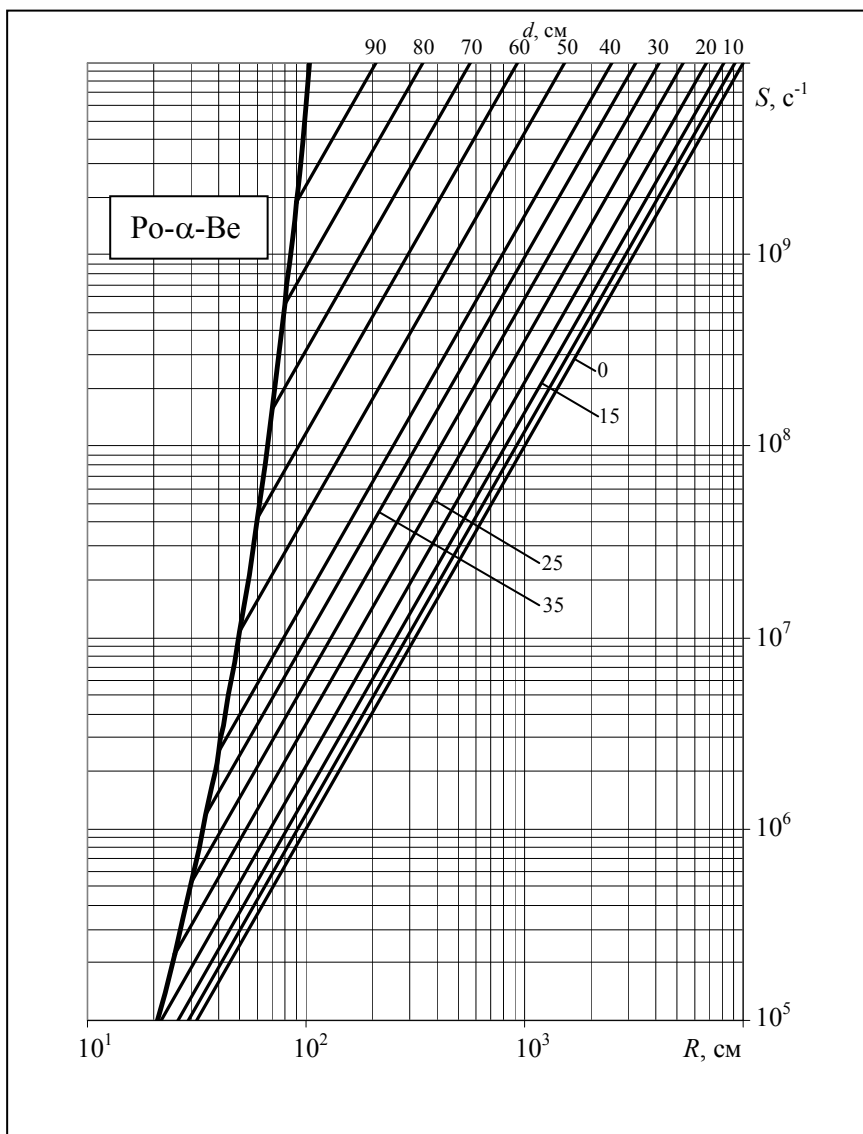


Рис. П.4. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов Po- $\alpha$ -Be источника, с учётом требований НРБ-99/2009

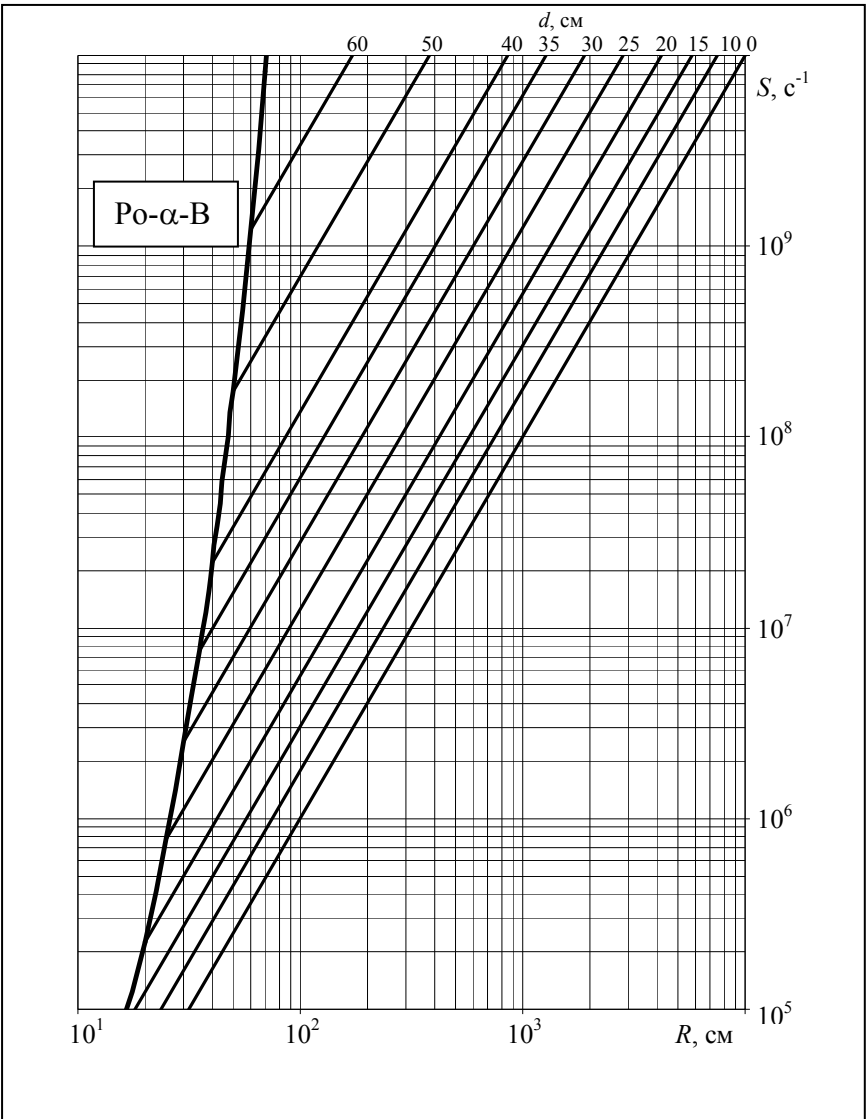


Рис. П.5. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов Po- $\alpha$ -B источника с учётом требований НРБ-99/2009

Таблица П.14

## Дифференциальные токовые альbedo тонкого луча

Вид альbedo	$E_0$ , МэВ	$\theta_0$ , град	$\psi=0^\circ$ для $\theta$ , град						
			0	15	30	45	60	75	85
Материал—вода									
Энергетическое альbedo	0,66	0	214	208	190	159	123	69,7	22,5
		30	225	228	224	220	174	117	48,0
		60	306	330	358	396	444	433	240
		85	384	464	649	935	1473	1996	1587
	1,25	0	91,8	89,8	84,0	77,0	56,6	30,8	11,0
		30	105	119	116	137	112	65,7	28,6
		60	170	180	210	246	308	333	210
		85	240	296	418	707	1356	2072	2031
Дозовое альbedo	0,66	0	192	186	170	148	113	65,2	21,1
		30	202	206	210	201	164	113	43,8
		60	284	310	343	385	440	433	241
		85	360	442	590	923	1467	1988	1584
	1,25	0	95,2	93,3	87,6	81,6	60,2	32,9	12,2
		30	110	120	128	140	120	72,1	30,0
		60	181	187	227	270	338	366	226
		85	259	320	457	778	1465	2314	2057
Материал—алюминий									
Энергетическое альbedo	0,66	0	182	177	162	138	109	64,0	21,7
		30	203	204	207	198	163	112	47,0
		60	280	312	330	388	423	419	230
		85	355	435	621	903	1152	1960	1553
	1,25	0	83,5	81,6	75,7	72,6	55,1	30,2	11,0
		30	96,0	108	105	98,1	8-9,6	62,9	27,4
		60	154	169	201	238	303	309	197
		85	224	291	410	699	1350	2141	2026
Дозовое альbedo	0,66	0	162	157	145	123	100	59,0	20,4
		30	181	183	190	185	153	108	42,2
		60	258	291	310	372	392	416	230
		85	333	419	564	892	1145	1953	1550
	1,25	0	84,2	82,3	76,9	75,5	57,7	31,7	11,8
		30	97,6	112	110	104	96,4	68,7	30,1
		60	162	176	216	260	322	340	213
		85	240	316	449	769	1458	2242	2053
Материал—железо									
Энергетическое альbedo	0,66	0	109	104	95,6	84,3	71,3	47,2	14,7
		30	121	136	135	137	119	95,7	43,4
		60	200	233	259	326	383	396	248
		85	294	373	558	839	1373	1917	1551
	1,25	0	54,6	53,7	53,2	44,4	36,9	23,6	8,6
		30	68,7	68,0	74,5	78,8	74,9	56,2	24,5
		60	114	139	167	209	265	2С8	201
		85	195	261	396	691	1313	2226	2024
Дозовое альbedo	0,66	0	97,4	93,4	86,5	76,3	66,4	44,1	14,1
		30	110	124	126	130	115	94,4	43,1
		60	186	221	248	320	376	396	259
		85	279	361	552	863	1374	1915	1551
	1,25	0	56,1	55,5	54,6	46,2	38,9	25,4	9,3
		30	72,2	70,9	78,8	85,1	81,1	62,1	27,1
		60	120	150	182	231	293	339	212
		85	211	287	438	762	1425	2315	2017

**Максимальные энергии  $\alpha$ -частиц, испускаемых некоторыми радионуклидами**

Нуклид	<sup>226</sup> Ra	<sup>222</sup> Rn	<sup>216</sup> Po	<sup>214</sup> Po	<sup>210</sup> Po	<sup>238</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>233</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>238</sup> Pu
$E_{\text{max}}$ , МэВ	4,8	5,5	6,8	7,7	5,3	4,2	4,6	4,8	5,2	5,5

Таблица П.16

**Пробег  $\alpha$ -частиц**

МэВ	Алюминий $\rho=2,7 \text{ г/см}^3$		Биологическая ткань, $\rho=1 \text{ г/см}^3$		Вода, $\rho=1,0 \text{ г/см}^3$		Воздух, $\rho=0,00129$ $3 \text{ г/см}^3$		Медь, $\rho=8,93$ $\text{г/см}^3$		Свинец, $\rho=11,34$ $\text{г/см}^3$	
	мг/см <sup>2</sup>	мкм	мг/см <sup>2</sup>	мкм	мг/см <sup>2</sup>	мкм	мг/см <sup>2</sup>	см	мг/см <sup>2</sup>	мкм	мг/см <sup>2</sup>	мкм
0,1	0,256	0,95	0,103	1,03	0,100	1,00	0,146	0,11	0,486	0,54	0,959	0,84
0,2	0,398	1,47	0,161	1,6	0,157	1,5	0,228	0,17	0,754	0,84	1,49	1,31
0,3	0,509	1,88	0,209	2,09	0,204	2,0	0,292	0,22	0,962	1,08	1,89	1,67
0,4	0,604	2,24	0,253	2,5	0,246	2,4	0,348	0,26	1,14	1,28	2,23	1,96
0,5	0,692	2,56	0,294	2,9	0,287	2,8	0,400	0,30	1,30	1,46	2,52	2,23
0,6	0,775	2,87	0,335	3,3	0,328	3,2	0,449	0,34	1,45	1,62	2,80	2,47
0,7	0,855	3,17	0,377	3,7	0,369	3,6	0,498	0,38	1,60	1,79	3,06	2,70
0,8	0,935	3,46	0,419	4,1	0,411	4,1	0,547	0,42	1,74	1,95	3,31	2,92
0,9	1,02	3,76	0,463	4,6	0,454	4,5	0,596	0,46	1,88	2,11	3,55	3,13
1,0	1,09	4,05	0,506	5,0	0,496	4,9	0,645	0,49	2,02	2,26	3,78	3,34
1,5	1,52	5,63	0,750	7,5	0,738	7,3	0,923	0,71	2,76	3,09	5,00	4,41
2,0	1,99	7,38	1,04	10,4	1,02	10,2	1,25	0,96	3,53	3,96	6,36	5,61
2,5	2,52	9,32	1,36	13,6	1,34	13,4	1,62	1,25	4,36	4,88	7,87	6,94
3,0	3,10	11,5	1,74	17,4	1,71	17,1	2,05	1,58	5,25	5,88	9,52	8,39
3,5	3,74	13,9	2,16	21,6	2,13	21,3	2,53	1,96	6,22	6,96	11,3	9,98
4,0	4,45	16,5	2,62	26,2	2,58	25,8	3,05	2,37	7,26	8,13	13,2	11,7
4,5	5,20	19,2	3,12	31,2	3,08	30,8	3,64	2,82	8,35	9,35	15,2	13,4
5,0	6,00	22,2	3,67	36,7	3,62	36,2	4,26	3,29	9,51	10,6	17,4	15,3
5,5	6,87	25,4	4,26	42,6	4,20	42,0	4,94	3,82	10,8	12,0	19,6	17,3
6,0	7,78	28,8	4,88	48,8	4,82	48,2	5,65	4,37	12,0	13,5	22,0	19,4
6,5	8,75	32,4	5,55	55,5	5,47	54,7	6,41	4,96	13,4	15,0	24,5	21,6
7,0	9,76	36,2	6,24	62,4	6,17	61,7	7,21	5,58	14,8	16,6	27,0	23,8
7,5	10,8	40,1	6,99	69,9	6,90	69,0	8,05	6,23	16,3	18,3	29,7	26,2
8,0	11,7	43,4	7,80	78,0	7,68	76,8	9,30	7,19	18,7	20,9	35,7	31,5
9,0	14,1	52,2	9,44	94,4	9,30	93,0	11,2	8,66	21,9	24,5	41,9	37,0
10,0	16,6	61,6	11,2	112	11,1	111	13,2	10,2	25,3	28,3	48,4	42,7

**Экспериментальные значения  $\mu_p$  в алюминии для некоторых радионуклидов**

Нуклид	$^{24}\text{Na}$	$^{32}\text{P}$	$^{42}\text{K}$	$^{65}\text{Zn}$
$\mu_p, \text{см}^2/\text{г}$	8,1	5,3	2,56	107

**Характеристики взаимодействия электронов с веществом**

$E,$ МэВ	$dE/dx(\text{ион})$ МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx(\text{рад})$ МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx(\text{полн.})$ МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$R, \text{г/см}^2$
<b>Углерод (плотность = 2,26 г/см<sup>3</sup>)</b>				
0,01	2,01E+01	3,15E-03	2,01E+01	2,82E-04
0,015	1,47E+01	3,16E-03	1,47E+01	5,77E-04
0,02	1,18E+01	3,17E-03	1,18E+01	9,60E-04
0,03	8,62E+00	3,19E-03	8,63E+00	1,97E-03
0,04	6,95E+00	3,21E-03	6,95E+00	3,27E-03
0,06	5,18E+00	3,27E-03	5,18E+00	6,65E-03
0,08	4,25E+00	3,34E-03	4,25E+00	1,09E-02
0,1	3,67E+00	3,41E-03	3,67E+00	1,60E-02
0,15	2,88E+00	3,64E-03	2,89E+00	3,16E-02
0,2	2,48E+00	3,90E-03	2,49E+00	5,04E-02
0,3	2,08E+00	4,49E-03	2,09E+00	9,47E-02
0,4	1,89E+00	5,17E-03	1,90E+00	1,45E-01
0,6	1,71E+00	6,76E-03	1,72E+00	2,57E-01
0,8	1,64E+00	8,60E-03	1,65E+00	3,76E-01
1,0	1,61E+00	1,05E-02	1,62E+00	4,98E-01
1,5	1,58E+00	1,60E-02	1,61E+00	8,10E-01
2,0	1,59E+00	2,21E-02	1,61E+00	1,12E-00
3,0	1,61E+00	3,56E-02	1,65E+00	1,74E-00
4,0	1,64E+00	5,03E-02	1,69E+00	2,34E-00
6,0	1,68E+00	8,19E-02	1,76E+00	3,50E-00
8,0	1,71E+00	1,16E-01	1,82E+00	4,61E-00
10,0	1,73E+00	1,51E-01	1,88E+00	5,69E-00
<b>Алюминий (плотность = 2,70 г/см<sup>3</sup>)</b>				
0,01	1,65E+01	6,56E-03	1,65E+01	3,54E-04
0,015	1,22E+01	6,80E-03	1,22E+01	7,11E-04
0,02	9,84E+00	6,93E-03	9,85E+01	1,17E-03
0,03	7,29E+00	7,06E-03	7,29E+00	2,37E-03

$E$ , МэВ	$dE/dx$ (ион) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (рад.) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (полн.) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$R$ , г/см <sup>2</sup>
0,04	5,91E+00	7,13E-03	5,92E+00	3,90E-03
0,06	4,44E+00	7,24E-03	4,45E+00	7,85E-03
0,08	3,66E+00	7,35E-03	3,67E+00	1,28E-02
0,1	3,18E+00	7,48E-03	3,18E+00	1,60E-02
0,15	2,51E+00	7,86E-03	2,51E+00	3,66E-02
0,2	2,17E+00	8,34E-03	2,18E+00	5,80E-02
0,3	1,84E+00	9,49E-03	1,85E+00	1,08E-01
0,4	1,68E+00	1,08E-02	1,69E+00	1,65E-01
0,6	1,54E+00	1,39E-02	1,55E+00	2,89E-01
0,8	1,49E+00	1,74E-02	1,50E+00	4,21E-01
1,0	1,461E+00	2,12E-02	1,49E+00	5,55E-01
1,5	1,46E+00	3,18E-02	1,49E+00	8,91E-01
2,0	1,47E+00	4,35E-02	1,52E+00	1,22E-00
3,0	1,51E+00	6,92E-02	1,58E+00	1,87E-00
4,0	1,54E+00	9,70E-02	1,64E+00	2,49E-00
6,0	1,58E+00	1,57E-01	1,74E+00	3,67E-00
8,0	1,61E+00	2,20E-01	1,83E+00	4,79E-00
10,0	1,64E+00	2,86E-01	1,92E+00	5,86E-00

**Вода (плотность = 1,0 г/см<sup>3</sup>)**

0,01	2,26E+01	3,90E-03	2,26E+01	2,51E-04
0,015	1,65E+01	3,94E-03	1,65E+01	5,15E-04
0,02	1,32E+01	3,96E-03	1,32E+01	8,57E-04
0,03	9,65E+00	3,98E-03	9,66E+00	1,76E-03
0,04	7,78E+00	4,00E-03	7,78E+00	2,92E-03
0,06	5,80E+00	4,06E-03	5,80E+00	5,94E-03
0,08	4,76E+00	4,14E-03	4,76E+00	9,77E-03
0,1	4,11E+00	4,23E-03	4,12E+00	1,43E-02
0,15	3,24E+00	4,49E-03	3,24E+00	2,82E-02
0,2	2,79E+00	4,80E-03	2,80E+00	4,49E-02
0,3	2,35E+00	5,51E-03	2,36E+00	8,42E-02
0,4	2,15E+00	6,34E-03	2,15E+00	1,29E-01
0,6	1,96E+00	8,25E-03	1,97E+00	2,26E-01
0,8	1,89E+00	1,04E-02	1,90E+00	3,30E-01
1,0	1,85E+00	1,28E-02	1,86E+00	4,37E-01
1,5	1,82E+00	1,94E-02	1,84E+00	7,07E-01
2,0	1,82E+00	2,68E-02	1,85E+00	9,78E-01
3,0	1,85E+00	4,30E-02	1,89E+00	1,51E-00
4,0	1,87E+00	6,06E-02	1,93E+00	2,04E-00
6,0	1,91E+00	9,85E-02	2,01E+00	3,05E-00
8,0	1,94E+00	1,39E-01	2,08E+00	4,03E-00
10,0	1,97E+00	1,81E-01	2,15E+00	4,97E-00

**Воздух (плотность = 1,23·10<sup>-3</sup> г/см<sup>3</sup>)**

0,01	1,97E+01	3,90E-03	1,98E+01	2,88E-04
0,015	1,44E+01	3,94E-03	1,44E+01	5,88E-04
0,02	1,16E+01	3,95E-03	1,16E+01	9,78E-04



$E$ , МэВ	$dE/dx$ (ион) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (рад) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (полн.) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$R$ , г/см <sup>2</sup>
0,03	8,49E+00	3,98E-03	8,50E+00	2,00E-03
0,04	6,85E+00	4,00E-03	6,85E+00	3,32E-03
0,06	5,11E+00	4,06E-03	5,11E+00	6,75E-03
0,08	4,20E+00	4,13E-03	4,20E+00	1,11E-02
0,1	3,63E+00	4,22E-03	3,64E+00	1,62E-02
0,15	2,86E+00	4,48E-03	2,86E+00	3,19E-02
0,2	2,47E+00	4,79E-03	2,47E+00	5,08E-02
0,3	2,08E+00	5,49E-03	2,09E+00	9,52E-02
0,4	1,90E+00	6,31E-03	1,91E+00	1,46E-01
0,6	1,74E+00	8,21E-03	1,75E+00	2,56E-01
0,8	1,68E+00	1,04E-02	1,69E+00	3,72E-01
1,0	1,66E+00	1,27E-02	1,67E+00	4,91E-01
1,5	1,66E+00	1,93E-02	1,68E+00	7,90E-01
2,0	1,68E+00	2,66E-02	1,71E+00	1,08E-00
3,0	1,74E+00	4,26E-02	1,78E+00	1,66E-00
4,0	1,79E+00	6,00E-02	1,85E+00	2,21E-00
6,0	1,87E+00	9,75E-02	1,97E+00	3,25E-00
8,0	1,93E+00	1,38E-01	2,07E+00	4,25E-00
10,0	1,98E+00	1,79E-01	2,16E+00	5,19E-00

**Биологическая ткань (плотность = 1,04 г/см<sup>3</sup>)**

0,01	2,24E+01	3,82E-03	2,24E+01	2,54E-04
0,015	1,63E+01	3,86E-03	1,63E+01	5,19E-04
0,02	1,31E+01	3,88E-03	1,31E+01	8,64E-04
0,03	9,57E+00	3,90E-03	9,57E+00	1,77E-03
0,04	7,71E+00	3,93E-03	7,71E+00	2,94E-03
0,06	5,75E+00	3,97E-03	5,75E+00	5,99E-03
0,08	4,72E+00	4,06E-03	4,72E+00	9,86E-02
0,1	4,08E+00	4,15E-03	4,08E+00	1,44E-02
0,15	3,21E+00	4,41E-03	3,21E+00	2,84E-02
0,2	2,77E+00	4,71E-03	2,77E+00	4,53E-02
0,3	2,33E+00	5,41E-03	2,34E+00	8,49E-02
0,4	2,13E+00	6,23E-03	2,14E+00	1,30E-01
0,6	1,94E+00	8,11E-03	1,95E+00	2,28E-01
0,8	1,87E+00	1,02E-02	1,88E+00	3,33E-01
1,0	1,83E+00	1,26E-02	1,84E+00	4,41E-01
1,5	1,80E+00	1,91E-02	1,82E+00	7,15E-01
2,0	1,80E+00	2,63E-02	1,83E+00	9,89E-01
3,0	1,83E+00	4,22E-02	1,87E+00	1,53E-00
4,0	1,85E+00	5,95E-02	1,91E+00	2,06E-00
6,0	1,89E+00	9,69E-02	1,99E+00	3,08E-00
8,0	1,92E+00	1,37E-01	2,06E+00	4,07E-00
10,0	1,95E+00	1,78E-01	2,13E+00	5,03E-00

**Свинец (плотность = 11,35 г/см<sup>3</sup>)**

0,01	8,43E+00	2,04E-02	8,45E+00	8,25E-04
0,015	6,56E+00	2,41E-02	6,58E+00	1,50E-03

$E$ , МэВ	$dE/dx$ (ион) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (рад) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$dE/dx$ (полн.) МэВ/(г/см <sup>2</sup> )	$R$ , г/см <sup>2</sup>
0,02	5,43E+00	2,69E-02	5,48E+00	2,34E-03
0,03	4,18E+00	3,09E-02	4,21E+00	4,44E-03
0,04	3,46E+00	3,38E-02	3,50E+00	7,07E-03
0,06	2,67E+00	3,82E-02	2,71E+00	1,36E-02
0,08	2,24E+00	4,16E-02	2,28E+00	2,17E-02
0,1	1,96E+00	4,45E-02	2,01E+00	3,11E-02
0,15	1,58E+00	5,05E-02	1,63E+00	5,91E-02
0,2	1,39E+00	5,55E-02	1,44E+00	9,18E-02
0,3	1,19E+00	6,46E-02	1,26E+00	1,67E-01
0,4	1,10E+00	7,34E-02	1,17E+00	2,49E-01
0,6	1,03E+00	9,13E-02	1,12E+00	4,25E-01
0,8	1,00E+00	1,10E-01	1,11E+00	6,05E-01
1,0	9,94E-01	1,29E-01	1,12E+00	7,84E-01
1,5	1,00E+00	1,79E-01	1,18E+00	1,22E-00
2,0	1,02E+00	2,32E-02	1,26E+00	1,63E-00
3,0	1,06E+00	3,43E-01	1,41E+00	2,38E-00
4,0	1,09E+00	4,58E-02	1,55E+00	3,06E-00
6,0	1,14E+00	6,99E-01	1,84E+00	4,24E-00
8,0	1,17E+00	9,49E-01	2,12E+00	5,25E-00
10,0	1,20E+00	1,21E-00	2,41E+00	6,13E-00

Таблица П. 19

**Сечения комптоновского взаимодействия на свободном электроне**  
 $(\sigma_e \cdot 10^{-24}$  – полное сечение комптоновского рассеяния,  
 ${}^n\sigma_e \cdot 10^{-24}$  – сечение передачи энергии электрону)

$E$ , МэВ	$\sigma_e$ , см <sup>2</sup> /эл	${}^n\sigma_e$ , см <sup>2</sup> /эл
0,01	0,6405	0,01202
0,015	0,6290	0,01735
0,02	0,6180	0,02228
0,03	0,5975	0,03109
0,04	0,5787	0,3871
0,06	0,5456	0,05109
0,08	0,5173	0,06059
0,1	0,4927	0,06800
0,15	0,4436	0,08054
0,2	0,4065	0,08794
0,3	0,3535	0,09531
0,4	0,3167	0,09805
0,6	0,2675	0,09831
0,8	0,2350	0,09602
1,0	0,2112	0,09294
1,25	0,1888	0,08885
1,5	0,1716	0,08488

$E$ , МэВ	$\sigma_e$ , см <sup>2</sup> /эл	${}^n\sigma_e$ , см <sup>2</sup> /эл
2,0	0,1464	0,07769
3,0	0,1151	0,06644
4,0	0,09597	0,05825
6,0	0,07323	0,04716
8,0	0,05988	0,03995
10,0	0,05099	0,03485

Таблица П.20

**Характеристики  $\beta$ -излучения радиоактивных нуклидов**

Нуклид	$T_{1/2}$	$E_{\beta, \text{г.р.}}$ , кэВ	$E_{\beta, \text{ср.}}$ , кэВ
<sup>14</sup> C	5730 лет	156,5	49,4
<sup>32</sup> P	14,3 суток	1710,4	694,5
<sup>90</sup> Sr	29,2 года	546,0	196,1
<sup>90</sup> Y	64,3 часа	2279,2	931,0
<sup>35</sup> S	87,5 суток	167,5	48,8

Таблица П.21

**Энергетическое распределение  $\beta$ -частиц нуклида <sup>32</sup>P**

$E$ , кэВ	29	114	228	342	456	570	684	798
$N(E)$ отн. ед.	327	490	665	800	893	942	947	907

$E$ , кэВ	912	1026	1140	1254	1368	1482	1598	1710
$N(E)$ отн. ед.	826	712	573	420	268	134	37,6	0

**Характеристики неорганических и органических скнтилляционных кристаллов**

Кристалл	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$Z_{эфф}$	$\eta$ , %	$\alpha/\beta$	Световыход (отн. ед.)	Прим.
NaI(Tl)	3,67	50,0	15,0	0,5	1,0	Tl ~ 0,
CsI(Tl)	4,51	54,0	3,0	0,5	0,3	Tl ~ 0,
Антрацен	1,25	5,80	4,0	0,1	1,0	C <sub>14</sub> H <sub>10</sub>
Стильбен	1,16	5,70	3,0	0,08	0,4±0,7	C <sub>14</sub> H <sub>12</sub>

**Массовые коэффициенты взаимодействия гамма-излучения, см<sup>2</sup>/г [2]**

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото-электронное поглощение	Эффект образования пар	Полный коэффициент ослабления
	когерентное	некогерентное			
<i>Воздух</i>					
1,000E-02	2,163E-01	1,321E-01	4,095E+00	0,000E+00	4,443E+00
1,500E-02	1,276E-01	1,476E-01	1,126E+00	0,000E+00	1,401E+00
2,000E-02	8,502E-02	1,560E-01	4,453E-01	0,000E+00	6,864E-01
3,000E-02	4,484E-02	1,629E-01	1,188E-01	0,000E+00	3,265E-01
4,000E-02	2,742E-02	1,635E-01	4,615E-02	0,000E+00	2,370E-01
5,000E-02	1,845E-02	1,616E-01	2,210E-02	0,000E+00	2,022E-01
6,000E-02	1,325E-02	1,589E-01	1,209E-02	0,000E+00	1,842E-01
8,000E-02	7,759E-03	1,525E-01	4,665E-03	0,000E+00	1,650E-01
1,000E-01	5,075E-03	1,462E-01	2,230E-03	0,000E+00	1,535E-01
1,500E-01	2,312E-03	1,326E-01	5,890E-04	0,000E+00	1,355E-01
2,000E-01	1,312E-03	1,218E-01	2,328E-04	0,000E+00	1,234E-01
3,000E-01	5,874E-04	1,062E-01	6,567E-05	0,000E+00	1,068E-01
4,000E-01	3,312E-04	9,522E-02	2,810E-05	0,000E+00	9,558E-02
5,000E-01	2,122E-04	8,698E-02	1,514E-05	0,000E+00	8,720E-02
6,000E-01	1,475E-04	8,048E-02	9,430E-06	0,000E+00	8,064E-02
8,000E-01	8,299E-05	7,073E-02	4,759E-06	0,000E+00	7,081E-02
1,000E+00	5,312E-05	6,359E-02	2,958E-06	0,000E+00	6,365E-02
1,022E+00	5,088E-05	6,294E-02	2,751E-06	0,000E+00	6,300E-02
1,250E+00	3,401E-05	5,688E-02	1,867E-06	1,752E-05	5,693E-02
1,500E+00	2,362E-05	5,168E-02	1,355E-06	9,698E-05	5,180E-02
2,000E+00	1,329E-05	4,412E-02	8,527E-07	3,860E-04	4,452E-02
2,044E+00	1,272E-05	4,356E-02	8,250E-07	4,161E-04	4,399E-02
3,000E+00	5,905E-06	3,471E-02	4,768E-07	1,116E-03	3,583E-02
4,000E+00	3,323E-06	2,895E-02	3,274E-07	1,841E-03	3,080E-02
5,000E+00	2,126E-06	2,500E-02	2,483E-07	2,502E-03	2,751E-02

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
6,000E+00	1,477E-06	2,210E-02	1,997E-07	3,106E-03	2,521E-02
7,000E+00	1,085E-06	1,986E-02	1,668E-07	3,649E-03	2,351E-02
8,000E+00	8,307E-07	1,808E-02	1,432E-07	4,141E-03	2,222E-02
9,000E+00	6,564E-07	1,662E-02	1,254E-07	4,592E-03	2,121E-02
1,000E+01	5,317E-07	1,540E-02	1,115E-07	5,002E-03	2,040E-02

*Вода*

1,000E-02	2,305E-01	1,550E-01	4,944E+00	0,000E+00	5,330E+00
1,500E-02	1,333E-01	1,699E-01	1,369E+00	0,000E+00	1,672E+00
2,000E-02	8,856E-02	1,774E-01	5,439E-01	0,000E+00	8,098E-01
3,000E-02	4,694E-02	1,829E-01	1,458E-01	0,000E+00	3,756E-01
4,000E-02	2,874E-02	1,827E-01	5,680E-02	0,000E+00	2,683E-01
5,000E-02	1,936E-02	1,803E-01	2,725E-02	0,000E+00	2,269E-01
6,000E-02	1,392E-02	1,770E-01	1,493E-02	0,000E+00	2,059E-01
8,000E-02	8,165E-03	1,697E-01	5,770E-03	0,000E+00	1,837E-01
1,000E-01	5,349E-03	1,626E-01	2,763E-03	0,000E+00	1,707E-01
1,500E-01	2,442E-03	1,474E-01	7,308E-04	0,000E+00	1,505E-01
2,000E-01	1,388E-03	1,353E-01	2,887E-04	0,000E+00	1,370E-01
3,000E-01	6,215E-04	1,179E-01	8,160E-05	0,000E+00	1,186E-01
4,000E-01	3,506E-04	1,058E-01	3,493E-05	0,000E+00	1,061E-01
5,000E-01	2,247E-04	9,663E-02	1,883E-05	0,000E+00	9,687E-02
6,000E-01	1,561E-04	8,939E-02	1,173E-05	0,000E+00	8,956E-02
8,000E-01	8,790E-05	7,856E-02	5,920E-06	0,000E+00	7,866E-02
1,000E+00	5,627E-05	7,066E-02	3,681E-06	0,000E+00	7,072E-02
1,250E+00	3,603E-05	6,318E-02	2,329E-06	1,777E-05	6,323E-02
1,500E+00	2,501E-05	5,742E-02	1,690E-06	9,820E-05	5,754E-02
2,000E+00	1,407E-05	4,901E-02	1,063E-06	3,908E-04	4,942E-02
2,044E+00	1,347E-05	4,839E-02	1,028E-06	4,212E-04	4,883E-02
3,000E+00	6,255E-06	3,855E-02	5,937E-07	1,130E-03	3,969E-02
4,000E+00	3,519E-06	3,216E-02	4,075E-07	1,867E-03	3,403E-02
5,000E+00	2,252E-06	2,777E-02	3,090E-07	2,541E-03	3,031E-02
6,000E+00	1,564E-06	2,454E-02	2,484E-07	3,156E-03	2,770E-02
7,000E+00	1,149E-06	2,206E-02	2,075E-07	3,709E-03	2,577E-02
8,000E+00	8,796E-07	2,008E-02	1,780E-07	4,211E-03	2,429E-02
9,000E+00	6,951E-07	1,846E-02	1,559E-07	4,673E-03	2,313E-02
1,000E+01	5,630E-07	1,710E-02	1,386E-07	5,090E-03	2,219E-02

*Биологическая ткань*

1,000E-02	2,173E-01	1,533E-01	4,418E+00	0,000E+00	4,788E+00
1,500E-02	1,263E-01	1,683E-01	1,221E+00	0,000E+00	1,515E+00
2,000E-02	8,391E-02	1,758E-01	4,841E-01	0,000E+00	7,438E-01
3,000E-02	4,435E-02	1,813E-01	1,295E-01	0,000E+00	3,552E-01
4,000E-02	2,713E-02	1,811E-01	5,041E-02	0,000E+00	2,586E-01
5,000E-02	1,827E-02	1,786E-01	2,417E-02	0,000E+00	2,211E-01
6,000E-02	1,312E-02	1,753E-01	1,323E-02	0,000E+00	2,017E-01
8,000E-02	7,691E-03	1,680E-01	5,110E-03	0,000E+00	1,808E-01

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
1,000E-01	5,035E-03	1,610E-01	2,445E-03	0,000E+00	1,685E-01
1,500E-01	2,296E-03	1,458E-01	6,464E-04	0,000E+00	1,488E-01
2,000E-01	1,304E-03	1,339E-01	2,553E-04	0,000E+00	1,355E-01
3,000E-01	5,840E-04	1,167E-01	7,211E-05	0,000E+00	1,174E-01
4,000E-01	3,294E-04	1,047E-01	3,086E-05	0,000E+00	1,050E-01
5,000E-01	2,111E-04	9,562E-02	1,664E-05	0,000E+00	9,584E-02
6,000E-01	1,467E-04	8,846E-02	1,036E-05	0,000E+00	8,861E-02
8,000E-01	8,257E-05	7,774E-02	5,229E-06	0,000E+00	7,782E-02
1,000E+00	5,286E-05	6,991E-02	3,251E-06	0,000E+00	6,997E-02
1,250E+00	3,385E-05	6,251E-02	2,055E-06	1,710E-05	6,257E-02
1,500E+00	2,350E-05	5,682E-02	1,491E-06	9,459E-05	5,693E-02
2,000E+00	1,322E-05	4,849E-02	9,382E-07	3,766E-04	4,889E-02
2,044E+00	1,266E-05	4,788E-02	9,075E-07	4,058E-04	4,830E-02
3,000E+00	5,876E-06	3,814E-02	5,243E-07	1,090E-03	3,924E-02
4,000E+00	3,306E-06	3,182E-02	3,599E-07	1,800E-03	3,362E-02
5,000E+00	2,115E-06	2,748E-02	2,729E-07	2,452E-03	2,993E-02
6,000E+00	1,469E-06	2,429E-02	2,194E-07	3,046E-03	2,733E-02
7,000E+00	1,079E-06	2,183E-02	1,833E-07	3,582E-03	2,541E-02
8,000E+00	8,263E-07	1,987E-02	1,573E-07	4,067E-03	2,394E-02
9,000E+00	6,530E-07	1,826E-02	1,377E-07	4,513E-03	2,278E-02
1,000E+01	5,289E-07	1,692E-02	1,225E-07	4,919E-03	2,184E-02

*Алюминий*

1,000E-02	5,513E-01	1,058E-01	2,556E+01	0,000E+00	2,621E+01
1,500E-02	3,136E-01	1,265E-01	7,515E+00	0,000E+00	7,955E+00
2,000E-02	2,046E-01	1,371E-01	3,100E+00	0,000E+00	3,442E+00
3,000E-02	1,095E-01	1,464E-01	8,722E-01	0,000E+00	1,128E+00
4,000E-02	6,859E-02	1,494E-01	3,504E-01	0,000E+00	5,684E-01
5,000E-02	4,678E-02	1,496E-01	1,718E-01	0,000E+00	3,681E-01
6,000E-02	3,386E-02	1,483E-01	9,564E-02	0,000E+00	2,778E-01
8,000E-02	2,005E-02	1,439E-01	3,783E-02	0,000E+00	2,018E-01
1,000E-01	1,324E-02	1,388E-01	1,840E-02	0,000E+00	1,704E-01
1,500E-01	6,122E-03	1,267E-01	4,993E-03	0,000E+00	1,378E-01
2,000E-01	3,504E-03	1,168E-01	2,002E-03	0,000E+00	1,223E-01
3,000E-01	1,580E-03	1,021E-01	5,743E-04	0,000E+00	1,042E-01
4,000E-01	8,934E-04	9,162E-02	2,480E-04	0,000E+00	9,276E-02
5,000E-01	5,732E-04	8,374E-02	1,344E-04	0,000E+00	8,445E-02
6,000E-01	3,986E-04	7,754E-02	8,401E-05	0,000E+00	7,802E-02
8,000E-01	2,245E-04	6,814E-02	4,252E-05	0,000E+00	6,841E-02
1,000E+00	1,438E-04	6,129E-02	2,643E-05	0,000E+00	6,146E-02
1,250E+00	9,207E-05	5,482E-02	1,688E-05	3,134E-05	5,496E-02
1,500E+00	6,395E-05	4,982E-02	1,222E-05	1,708E-04	5,006E-02
2,000E+00	3,598E-05	4,252E-02	7,633E-06	6,747E-04	4,324E-02
2,044E+00	3,444E-05	4,201E-02	7,381E-06	7,272E-04	4,277E-02
3,000E+00	1,599E-05	3,346E-02	4,223E-06	1,930E-03	3,541E-02
4,000E+00	8,997E-06	2,790E-02	2,881E-06	3,150E-03	3,106E-02

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
5,000E+00	5,758E-06	2,411E-02	2,175E-06	4,249E-03	2,836E-02
6,000E+00	4,000E-06	2,130E-02	1,744E-06	5,244E-03	2,655E-02
7,000E+00	2,937E-06	1,915E-02	1,453E-06	6,134E-03	2,529E-02
8,000E+00	2,250E-06	1,743E-02	1,245E-06	6,941E-03	2,437E-02
9,000E+00	1,777E-06	1,602E-02	1,088E-06	7,671E-03	2,369E-02
1,000E+01	1,440E-06	1,484E-02	9,664E-07	8,338E-03	2,318E-02
<b>Железо</b>					
1,000E-02	1,201E+00	8,541E-02	1,694E+02	0,000E+00	1,707E+02
1,500E-02	7,458E-01	1,047E-01	5,623E+01	0,000E+00	5,709E+01
2,000E-02	5,170E-01	1,162E-01	2,505E+01	0,000E+00	2,568E+01
3,000E-02	2,849E-01	1,286E-01	7,763E+00	0,000E+00	8,176E+00
4,000E-02	1,795E-01	1,338E-01	3,316E+00	0,000E+00	3,629E+00
5,000E-02	1,244E-01	1,355E-01	1,697E+00	0,000E+00	1,957E+00
6,000E-02	9,178E-02	1,355E-01	9,776E-01	0,000E+00	1,205E+00
8,000E-02	5,604E-02	1,332E-01	4,060E-01	0,000E+00	5,952E-01
1,000E-01	3,768E-02	1,296E-01	2,045E-01	0,000E+00	3,717E-01
1,500E-01	1,781E-02	1,200E-01	5,861E-02	0,000E+00	1,964E-01
2,000E-01	1,033E-02	1,114E-01	2,433E-02	0,000E+00	1,460E-01
3,000E-01	4,728E-03	9,788E-02	7,266E-03	0,000E+00	1,099E-01
4,000E-01	2,694E-03	8,810E-02	3,209E-03	0,000E+00	9,400E-02
5,000E-01	1,736E-03	8,065E-02	1,762E-03	0,000E+00	8,415E-02
6,000E-01	1,210E-03	7,472E-02	1,110E-03	0,000E+00	7,704E-02
8,000E-01	6,833E-04	6,575E-02	5,650E-04	0,000E+00	6,699E-02
1,000E+00	4,381E-04	5,916E-02	3,514E-04	0,000E+00	5,995E-02
1,022E+00	4,196E-04	5,853E-02	3,335E-04	0,000E+00	5,928E-02
1,250E+00	2,808E-04	5,292E-02	2,256E-04	7,031E-05	5,350E-02
1,500E+00	1,951E-04	4,811E-02	1,627E-04	3,580E-04	4,883E-02
2,000E+00	1,099E-04	4,107E-02	1,003E-04	1,364E-03	4,265E-02
2,044E+00	1,052E-04	4,057E-02	9,692E-05	1,468E-03	4,224E-02
3,000E+00	4,884E-05	3,232E-02	5,448E-05	3,792E-03	3,621E-02
4,000E+00	2,748E-05	2,697E-02	3,670E-05	6,085E-03	3,312E-02
5,000E+00	1,759E-05	2,329E-02	2,747E-05	8,124E-03	3,146E-02
6,000E+00	1,222E-05	2,059E-02	2,188E-05	9,951E-03	3,057E-02
7,000E+00	8,973E-06	1,850E-02	1,815E-05	1,158E-02	3,011E-02
8,000E+00	6,870E-06	1,684E-02	1,548E-05	1,305E-02	2,991E-02
9,000E+00	5,428E-06	1,547E-02	1,350E-05	1,437E-02	2,987E-02
1,000E+01	4,396E-06	1,434E-02	1,196E-05	1,559E-02	2,994E-02
<b>Свинец</b>					
1,000E-02	4,982E+00	4,540E-02	1,256E+02	0,000E+00	1,306E+02
1,304E-02	3,851E+00	5,435E-02	6,310E+01	0,000E+00	6,700E+01
1,304E-02	3,851E+00	5,435E-02	1,582E+02	0,000E+00	1,621E+02
1,500E-02	3,308E+00	5,920E-02	1,082E+02	0,000E+00	1,116E+02
1,520E-02	3,258E+00	5,964E-02	1,045E+02	0,000E+00	1,078E+02
1,520E-02	3,258E+00	5,964E-02	1,452E+02	0,000E+00	1,485E+02
1,553E-02	3,180E+00	6,037E-02	1,380E+02	0,000E+00	1,412E+02

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
1,586E-02	3,104E+00	6,112E-02	1,312E+02	0,000E+00	1,344E+02
1,586E-02	3,104E+00	6,112E-02	1,517E+02	0,000E+00	1,548E+02
2,000E-02	2,338E+00	6,897E-02	8,397E+01	0,000E+00	8,637E+01
3,000E-02	1,377E+00	8,228E-02	2,886E+01	0,000E+00	3,032E+01
4,000E-02	9,202E-01	9,019E-02	1,335E+01	0,000E+00	1,436E+01
5,000E-02	6,545E-01	9,478E-02	7,292E+00	0,000E+00	8,042E+00
6,000E-02	4,900E-01	9,734E-02	4,432E+00	0,000E+00	5,020E+00
8,000E-02	3,078E-01	9,923E-02	2,012E+00	0,000E+00	2,419E+00
8,800E-02	2,632E-01	9,928E-02	1,547E+00	0,000E+00	1,910E+00
8,800E-02	2,632E-01	9,928E-02	7,321E+00	0,000E+00	7,684E+00
1,000E-01	2,128E-01	9,894E-02	5,237E+00	0,000E+00	5,549E+00
1,500E-01	1,049E-01	9,484E-02	1,815E+00	0,000E+00	2,015E+00
2,000E-01	6,260E-02	8,966E-02	8,464E-01	0,000E+00	9,986E-01
3,000E-01	2,988E-02	8,036E-02	2,930E-01	0,000E+00	4,032E-01
4,000E-01	1,746E-02	7,310E-02	1,417E-01	0,000E+00	2,323E-01
5,000E-01	1,143E-02	6,734E-02	8,257E-02	0,000E+00	1,613E-01
6,000E-01	8,060E-03	6,263E-02	5,406E-02	0,000E+00	1,248E-01
8,000E-01	4,621E-03	5,537E-02	2,871E-02	0,000E+00	8,870E-02
1,000E+00	2,991E-03	4,993E-02	1,810E-02	0,000E+00	7,102E-02
1,250E+00	1,930E-03	4,476E-02	1,168E-02	3,781E-04	5,875E-02
1,500E+00	1,347E-03	4,075E-02	8,321E-03	1,806E-03	5,222E-02
2,000E+00	7,626E-04	3,482E-02	5,034E-03	5,450E-03	4,607E-02
2,044E+00	7,304E-04	3,441E-02	4,854E-03	5,769E-03	4,577E-02
3,000E+00	3,406E-04	2,744E-02	2,631E-03	1,193E-02	4,234E-02
4,000E+00	1,919E-04	2,290E-02	1,723E-03	1,716E-02	4,198E-02
5,000E+00	1,229E-04	1,978E-02	1,263E-03	2,156E-02	4,272E-02
6,000E+00	8,542E-05	1,749E-02	9,894E-04	2,535E-02	4,391E-02
7,000E+00	6,278E-05	1,572E-02	8,103E-04	2,869E-02	4,528E-02
8,000E+00	4,807E-05	1,431E-02	6,845E-04	3,171E-02	4,675E-02
9,000E+00	3,799E-05	1,315E-02	5,915E-04	3,445E-02	4,823E-02
1,000E+01	3,078E-05	1,219E-02	5,203E-04	3,698E-02	4,972E-02

*Антрацен*

1,000E-02	1,543E-01	1,478E-01	1,959E+00	0,000E+00	2,261E+00
1,500E-02	9,299E-02	1,631E-01	5,270E-01	0,000E+00	7,831E-01
2,000E-02	6,149E-02	1,710E-01	2,054E-01	0,000E+00	4,379E-01
3,000E-02	3,192E-02	1,761E-01	5,383E-02	0,000E+00	2,619E-01
4,000E-02	1,939E-02	1,754E-01	2,069E-02	0,000E+00	2,155E-01
5,000E-02	1,299E-02	1,726E-01	9,835E-03	0,000E+00	1,955E-01
6,000E-02	9,296E-03	1,692E-01	5,350E-03	0,000E+00	1,838E-01
8,000E-02	5,412E-03	1,619E-01	2,047E-03	0,000E+00	1,694E-01
1,000E-01	3,525E-03	1,549E-01	9,731E-04	0,000E+00	1,594E-01
1,500E-01	1,596E-03	1,402E-01	2,553E-04	0,000E+00	1,420E-01
2,000E-01	9,041E-04	1,287E-01	1,003E-04	0,000E+00	1,297E-01
3,000E-01	4,040E-04	1,121E-01	2,812E-05	0,000E+00	1,126E-01
4,000E-01	2,277E-04	1,005E-01	1,200E-05	0,000E+00	1,008E-01



Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
5,000E-01	1,458E-04	9,185E-02	6,452E-06	0,000E+00	9,200E-02
6,000E-01	1,013E-04	8,496E-02	4,012E-06	0,000E+00	8,507E-02
8,000E-01	5,701E-05	7,464E-02	2,023E-06	0,000E+00	7,470E-02
1,000E+00	3,649E-05	6,712E-02	1,258E-06	0,000E+00	6,716E-02
1,022E+00	3,494E-05	6,643E-02	1,160E-06	0,000E+00	6,647E-02
1,250E+00	2,336E-05	6,003E-02	7,876E-07	1,384E-05	6,007E-02
1,500E+00	1,622E-05	5,457E-02	5,719E-07	7,688E-05	5,467E-02
2,000E+00	9,126E-06	4,656E-02	3,610E-07	3,066E-04	4,687E-02
2,044E+00	8,736E-06	4,598E-02	3,493E-07	3,305E-04	4,632E-02
3,000E+00	4,057E-06	3,663E-02	2,026E-07	8,908E-04	3,752E-02
4,000E+00	2,282E-06	3,055E-02	1,394E-07	1,478E-03	3,203E-02
5,000E+00	1,460E-06	2,639E-02	1,059E-07	2,017E-03	2,841E-02
6,000E+00	1,014E-06	2,332E-02	8,525E-08	2,512E-03	2,584E-02
7,000E+00	7,449E-07	2,096E-02	7,129E-08	2,960E-03	2,392E-02
8,000E+00	5,706E-07	1,908E-02	6,121E-08	3,366E-03	2,244E-02
9,000E+00	4,507E-07	1,754E-02	5,364E-08	3,739E-03	2,128E-02
1,000E+01	3,651E-07	1,625E-02	4,773E-08	4,080E-03	2,033E-02

*Стильбен*

1,000E-02	1,528E-01	1,502E-01	1,937E+00	0,000E+00	2,240E+00
1,500E-02	9,208E-02	1,653E-01	5,211E-01	0,000E+00	7,785E-01
2,000E-02	6,088E-02	1,732E-01	2,031E-01	0,000E+00	4,371E-01
3,000E-02	3,159E-02	1,781E-01	5,323E-02	0,000E+00	2,629E-01
4,000E-02	1,919E-02	1,773E-01	2,046E-02	0,000E+00	2,169E-01
5,000E-02	1,286E-02	1,745E-01	9,725E-03	0,000E+00	1,970E-01
6,000E-02	9,200E-03	1,709E-01	5,291E-03	0,000E+00	1,854E-01
8,000E-02	5,356E-03	1,636E-01	2,024E-03	0,000E+00	1,709E-01
1,000E-01	3,488E-03	1,565E-01	9,622E-04	0,000E+00	1,610E-01
1,500E-01	1,580E-03	1,416E-01	2,525E-04	0,000E+00	1,434E-01
2,000E-01	8,947E-04	1,300E-01	9,921E-05	0,000E+00	1,310E-01
3,000E-01	3,998E-04	1,132E-01	2,780E-05	0,000E+00	1,137E-01
4,000E-01	2,253E-04	1,015E-01	1,186E-05	0,000E+00	1,018E-01
5,000E-01	1,443E-04	9,275E-02	6,380E-06	0,000E+00	9,290E-02
6,000E-01	1,003E-04	8,580E-02	3,968E-06	0,000E+00	8,591E-02
8,000E-01	5,642E-05	7,538E-02	2,001E-06	0,000E+00	7,544E-02
1,000E+00	3,612E-05	6,778E-02	1,244E-06	0,000E+00	6,782E-02
1,022E+00	3,458E-05	6,709E-02	1,147E-06	0,000E+00	6,712E-02
1,250E+00	2,312E-05	6,062E-02	7,788E-07	1,374E-05	6,066E-02
1,500E+00	1,606E-05	5,511E-02	5,655E-07	7,632E-05	5,520E-02
2,000E+00	9,032E-06	4,702E-02	3,570E-07	3,043E-04	4,733E-02
2,044E+00	8,646E-06	4,644E-02	3,454E-07	3,281E-04	4,678E-02
3,000E+00	4,015E-06	3,699E-02	2,003E-07	8,844E-04	3,788E-02
4,000E+00	2,258E-06	3,085E-02	1,379E-07	1,468E-03	3,233E-02
5,000E+00	1,445E-06	2,665E-02	1,047E-07	2,004E-03	2,865E-02
6,000E+00	1,004E-06	2,355E-02	8,429E-08	2,497E-03	2,605E-02
7,000E+00	7,372E-07	2,117E-02	7,049E-08	2,941E-03	2,411E-02

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
8,000E+00	5,647E-07	1,927E-02	6,053E-08	3,346E-03	2,261E-02
9,000E+00	4,461E-07	1,771E-02	5,305E-08	3,717E-03	2,143E-02
1,000E+01	3,613E-07	1,641E-02	4,720E-08	4,056E-03	2,046E-02

**Йодид натрия (NaI)**

1,000E-02	2,437E+00	6,731E-02	1,375E+02	0,000E+00	1,400E+02
1,500E-02	1,598E+00	8,410E-02	4,570E+01	0,000E+00	4,738E+01
2,000E-02	1,136E+00	9,463E-02	2,062E+01	0,000E+00	2,185E+01
3,000E-02	6,443E-01	1,067E-01	6,607E+00	0,000E+00	7,358E+00
3,317E-02	5,556E-01	1,090E-01	4,972E+00	0,000E+00	5,636E+00
3,317E-02	5,556E-01	1,090E-01	2,976E+01	0,000E+00	3,042E+01
4,000E-02	4,196E-01	1,127E-01	1,824E+01	0,000E+00	1,877E+01
5,000E-02	2,978E-01	1,157E-01	1,006E+01	0,000E+00	1,048E+01
6,000E-02	2,221E-01	1,169E-01	6,111E+00	0,000E+00	6,450E+00
8,000E-02	1,365E-01	1,165E-01	2,746E+00	0,000E+00	2,999E+00
1,000E-01	9,243E-02	1,144E-01	1,462E+00	0,000E+00	1,669E+00
1,500E-01	4,491E-02	1,071E-01	4,592E-01	0,000E+00	6,112E-01
2,000E-01	2,654E-02	1,000E-01	2,019E-01	0,000E+00	3,285E-01
3,000E-01	1,238E-02	8,860E-02	6,481E-02	0,000E+00	1,658E-01
4,000E-01	7,126E-03	8,009E-02	2,987E-02	0,000E+00	1,171E-01
5,000E-01	4,622E-03	7,351E-02	1,684E-02	0,000E+00	9,497E-02
6,000E-01	3,238E-03	6,822E-02	1,079E-02	0,000E+00	8,225E-02
8,000E-01	1,840E-03	6,012E-02	5,588E-03	0,000E+00	6,755E-02
1,000E+00	1,184E-03	5,413E-02	3,491E-03	0,000E+00	5,881E-02
1,022E+00	1,134E-03	5,355E-02	3,323E-03	0,000E+00	5,801E-02
1,250E+00	7,607E-04	4,846E-02	2,240E-03	1,634E-04	5,162E-02
1,500E+00	5,293E-04	4,407E-02	1,604E-03	7,594E-04	4,697E-02
2,000E+00	2,985E-04	3,764E-02	9,761E-04	2,575E-03	4,149E-02
2,044E+00	2,858E-04	3,717E-02	9,415E-04	2,751E-03	4,115E-02
3,000E+00	1,329E-04	2,963E-02	5,178E-04	6,528E-03	3,681E-02
4,000E+00	7,480E-05	2,472E-02	3,428E-04	1,005E-02	3,519E-02
5,000E+00	4,787E-05	2,135E-02	2,535E-04	1,311E-02	3,477E-02
6,000E+00	3,325E-05	1,887E-02	2,000E-04	1,576E-02	3,487E-02
7,000E+00	2,443E-05	1,697E-02	1,647E-04	1,812E-02	3,528E-02
8,000E+00	1,871E-05	1,544E-02	1,398E-04	2,026E-02	3,585E-02
9,000E+00	1,478E-05	1,420E-02	1,212E-04	2,219E-02	3,652E-02
1,000E+01	1,197E-05	1,315E-02	1,069E-04	2,396E-02	3,723E-02

**Йодид цезия (CsI)**

1,000E-02	2,843E+00	5,922E-02	1,682E+02	0,000E+00	1,711E+02
1,500E-02	1,871E+00	7,519E-02	5,621E+01	0,000E+00	5,816E+01
2,000E-02	1,336E+00	8,581E-02	2,544E+01	0,000E+00	2,686E+01
3,000E-02	7,626E-01	9,833E-02	8,185E+00	0,000E+00	9,045E+00
3,317E-02	6,576E-01	1,009E-01	6,163E+00	0,000E+00	6,921E+00
3,317E-02	6,576E-01	1,009E-01	2,046E+01	0,000E+00	2,122E+01
3,455E-02	6,189E-01	1,018E-01	1,838E+01	0,000E+00	1,910E+01

Энергия фотонов, МэВ	Рассеяние		Фото- электрон- ное погло- щение	Эффект образо- вания пар	Полный коэф- фициент ослабления
	коге- рентное	некоге- рентное			
3,598E-02	5,823E-01	1,027E-01	1,650E+01	0,000E+00	1,718E+01
3,598E-02	5,823E-01	1,027E-01	2,958E+01	0,000E+00	3,026E+01
4,000E-02	4,967E-01	1,049E-01	2,237E+01	0,000E+00	2,297E+01
5,000E-02	3,530E-01	1,085E-01	1,241E+01	0,000E+00	1,287E+01
6,000E-02	2,639E-01	1,102E-01	7,547E+00	0,000E+00	7,921E+00
8,000E-02	1,625E-01	1,108E-01	3,404E+00	0,000E+00	3,677E+00
1,000E-01	1,101E-01	1,093E-01	1,816E+00	0,000E+00	2,035E+00
1,500E-01	5,357E-02	1,030E-01	5,725E-01	0,000E+00	7,291E-01
2,000E-01	3,171E-02	9,654E-02	2,523E-01	0,000E+00	3,805E-01
3,000E-01	1,481E-02	8,583E-02	8,117E-02	0,000E+00	1,818E-01
4,000E-01	8,530E-03	7,772E-02	3,748E-02	0,000E+00	1,237E-01
5,000E-01	5,537E-03	7,139E-02	2,116E-02	0,000E+00	9,809E-02
6,000E-01	3,880E-03	6,629E-02	1,356E-02	0,000E+00	8,374E-02
8,000E-01	2,206E-03	5,846E-02	7,033E-03	0,000E+00	6,770E-02
1,000E+00	1,420E-03	5,266E-02	4,393E-03	0,000E+00	5,848E-02
1,022E+00	1,360E-03	5,211E-02	4,194E-03	0,000E+00	5,766E-02
1,250E+00	9,123E-04	4,715E-02	2,828E-03	1,937E-04	5,109E-02
1,500E+00	6,349E-04	4,289E-02	2,024E-03	8,956E-04	4,644E-02
2,000E+00	3,580E-04	3,663E-02	1,231E-03	3,006E-03	4,123E-02
2,044E+00	3,428E-04	3,618E-02	1,188E-03	3,209E-03	4,092E-02
3,000E+00	1,594E-04	2,884E-02	6,525E-04	7,552E-03	3,721E-02
4,000E+00	8,973E-05	2,406E-02	4,320E-04	1,157E-02	3,616E-02
5,000E+00	5,744E-05	2,079E-02	3,192E-04	1,505E-02	3,622E-02
6,000E+00	3,989E-05	1,837E-02	2,518E-04	1,807E-02	3,673E-02
7,000E+00	2,931E-05	1,652E-02	2,073E-04	2,074E-02	3,749E-02
8,000E+00	2,244E-05	1,503E-02	1,759E-04	2,315E-02	3,838E-02
9,000E+00	1,773E-05	1,382E-02	1,525E-04	2,534E-02	3,933E-02
1,000E+01	1,436E-05	1,280E-02	1,346E-04	2,735E-02	4,030E-02

Таблица П.24

**Массовые коэффициенты передачи  $\mu_{tr}/\rho$  и поглощения энергии  $\mu_{en}/\rho$   
гамма-квантов**

Энергия, МэВ	$\mu_{tr}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г	$\mu_{en}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г
<b>Воздух</b>		
0,01	4,61	4,61
0,015	1,27	1,27
0,02	0,511	0,511
0,03	0,148	0,148
0,04	0,0668	0,0668
0,05	0,0406	0,0406
0,06	0,0305	0,0305

Энергия, МэВ	$\mu_{tr}/\rho,$ см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{en}/\rho,$ см <sup>2</sup> /Г
0,08	0,0243	0,0243
0,1	0,0234	0,0234
0,15	0,0250	0,0250
0,2	0,0268	0,0268
0,3	0,0287	0,0287
0,4	0,0295	0,0295
0,5	0,0297	0,0296
0,6	0,0296	0,0295
0,8	0,0289	0,0289
1,0	0,0280	0,0278
1,5	0,0256	0,0254
2,0	0,0236	0,0234
3,0	0,0207	0,0205
4,0	0,0189	0,0186
5,0	0,0178	0,0174
6,0	0,0168	0,0164
8,0	0,0157	0,0152
10,0	0,0151	0,0145
<b>Вода</b>		
0,01	4,79	4,79
0,015	1,28	1,28
0,02	0,512	0,512
0,03	0,149	0,149
0,04	0,0677	0,0677
0,05	0,0418	0,0418
0,06	0,0320	0,0320
0,08	0,0262	0,0262
0,1	0,0256	0,0256
0,15	0,0277	0,0277
0,2	0,0297	0,0297
0,3	0,0319	0,0319
0,4	0,0328	0,0328
0,5	0,0330	0,0330
0,6	0,0329	0,0329
0,8	0,0321	0,0321
1,0	0,0311	0,0309
1,5	0,0284	0,0282
2,0	0,0262	0,0260
3,0	0,0229	0,0227
4,0	0,0209	0,0206
5,0	0,0195	0,0191
6,0	0,0185	0,0180
8,0	0,0170	0,0166
10,0	0,0162	0,0157
<b>Биологическая ткань</b>		
0,01	4,87	4,87

Энергия, МэВ	$\mu_{tr}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г	$\mu_{en}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г
0,015	1,32	1,32
0,02	0,533	0,533
0,03	0,154	0,154
0,04	0,0701	0,0701
0,05	0,0431	0,0431
0,06	0,0328	0,0328
0,08	0,0264	0,0264
0,1	0,0256	0,0256
0,15	0,0275	0,0275
0,2	0,0294	0,0294
0,3	0,0317	0,0317
0,4	0,0325	0,0325
0,5	0,0328	0,0328
0,6	0,0326	0,0325
0,8	0,0318	0,0318
1,0	0,0308	0,0306
1,5	0,0282	0,0280
2,0	0,0259	0,0257
3,0	0,0227	0,0225
4,0	0,0207	0,0204
5,0	0,0193	0,0189
6,0	0,0183	0,0178
8,0	0,0169	0,0164
10,0	0,0160	0,0155

**Алюминий**

0,01	25,5	25,5
0,015	7,47	7,47
0,02	3,06	3,06
0,03	0,868	0,868
0,04	0,357	0,357
0,05	0,184	0,184
0,06	0,111	0,111
0,08	0,0562	0,0562
0,1	0,0386	0,0386
0,15	0,0285	0,0285
0,2	0,0276	0,0276
0,3	0,0282	0,0282
0,4	0,0287	0,0287
0,5	0,0287	0,0286
0,6	0,0286	0,0286
0,8	0,0279	0,0277
1,0	0,0270	0,0269
1,5	0,0247	0,0245
2,0	0,0229	0,0226
3,0	0,0206	0,0202
4,0	0,0193	0,0188
5,0	0,0185	0,0179

Энергия, МэВ	$\mu_{tr}/\rho$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{en}/\rho$ , см <sup>2</sup> /Г
6,0	0,0181	0,0172
8,0	0,0177	0,0168
10,0	0,0176	0,0163
<b>Железо</b>		
0,01	169,0	139,
0,015	54,4	48,0
0,02	24,3	22,1
0,03	7,74	7,28
0,04	3,33	3,18
0,05	1,69	1,63
0,06	0,975	0,944
0,08	0,421	0,411
0,1	0,223	0,219
0,15	0,0816	0,0800
0,2	0,0490	0,0483
0,3	0,0340	0,0336
0,4	0,0307	0,0304
0,5	0,0294	0,0293
0,6	0,0288	0,0286
0,8	0,0275	0,0272
1,0	0,0264	0,0260
1,5	0,0244	0,0237
2,0	0,0232	0,0221
3,0	0,0224	0,0204
4,0	0,0225	0,0199
5,0	0,0229	0,0198
6,0	0,0232	0,0201
8,0	0,0240	0,0206
10,0	0,0252	0,0213
<b>Свинец</b>		
0,01	131,0	130,7
0,0130406	66,2	66,0
0,0130406	128,8	128,8
0,015	91,7	91,7
0,0152053	89,6	89,6
0,0152053	113,0	113,0
0,015855	101,7	101,6
0,015855	123,0	123,0
0,02	69,2	69,1
0,03	24,6	24,6
0,04	11,83	11,78
0,05	6,57	6,54
0,06	4,11	4,08
0,08	1,924	1,908
0,088005	1,494	1,481
0,088005	2,47	2,47

Энергия, МэВ	$\mu_{tr}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г	$\mu_{en}/\rho$ , см <sup>2</sup> /г
0,1	2,28	2,28
0,15	1,164	1,154
0,2	0,637	0,629
0,3	0,265	0,259
0,4	0,1474	0,1432
0,5	0,0984	0,0951
0,6	0,0737	0,0710
0,8	0,0503	0,0481
1,0	0,0396	0,0377
1,5	0,0288	0,0271
2,0	0,0259	0,0240
3,0	0,0260	0,0234
4,0	0,0281	0,0245
5,0	0,0306	0,0259
6,0	0,0331	0,0272
8,0	0,0378	0,0294
10,0	0,0419	0,0310

Таблица П.25

**Значения эффективной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока моноэнергетических нейтронов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела [2]**

Энергия нейтронов, МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс, $10^{-12} \times \text{Зв} \cdot \text{см}^2$		Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП <sub>перс.</sub> , $\text{см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
тепловые нейтроны	3,30	7,60	990	430
1,0-7	4,13	9,95	791	328
1,0-6	5,63	13,8	580	237
1,0-5	6,44	15,1	507	216
1,0-4	6,45	14,6	507	224
1,0-3	6,04	14,2	541	230
1,0-2	7,70	18,3	424	179
2,0-2	10,2	23,8	320	137
5,0-2	17,3	38,5	189	84,9
1,0-1	27,2	59,8	120	54,6
2,0-1	42,4	99,0	77,1	33,0
5,0-1	75,0	188	43,6	17,4
1,0	116	282	28,2	11,6
1,2	130	310	25,1	10,5
2,0	178	383	18,4	8,53
3,0	220	432	14,9	7,56
4,0	250	458	13,1	7,13

Энергия нейтронов, МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс, $10^{-12} \times \text{Зв} \cdot \text{см}^2$		Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП <sub>перс.</sub> , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
5,0	272	474	12,0	6,89
6,0	282	483	11,6	6,76
7,0	290	490	11,3	6,67
8,0	297	494	11,0	6,61
10	309	499	10,6	6,55
14	333	496	9,81	6,59
20	343	480	9,52	6,81

\* - ИЗО - изотропное ( $4\pi$ ) поле излучения; ПЗ - облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии; обозначение 1,0-6 соответствует  $1,0 \cdot 10^{-6}$ ,



# ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

www.calc.ru



Д.И. Менделеев  
1834–1907

СИМВОЛ ЭЛЕМЕНТА →  
ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР →

**Rb** 37  
 РУБИДИЙ  
 85,468  
 НАЗВАНИЕ ЭЛЕМЕНТА  
 ОТНОСИТЕЛЬНАЯ АТОМНАЯ МАССА  
 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СЛОЯМ

- s-элементы
- p-элементы
- d-элементы
- f-элементы

Периоды	Г Р У П П Ы Э Л Е М Е Н Т О В										
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			
1	H 1,008 водород	He 4,003 гелий								2	
2	Li 6,941 литий	Be 9,0122 бериллий	B 10,811 бор	C 12,011 углерод	N 14,007 азот	O 15,999 кислород	F 18,998 фтор	Ne 20,179 неон		10	
3	Na 22,99 натрий	Mg 24,304 магний	Al 26,981 алюминий	Si 28,086 кремний	P 30,974 фосфор	S 32,06 сера	Cl 35,453 хлор	Ar 39,948 аргон		18	
4	K 39,098 калий	Ca 40,078 кальций	Sc 44,956 скандий	Ti 47,88 титан	V 50,942 ванадий	Cr 51,996 хром	Mn 54,938 марганец	Fe 55,845 железо	Co 58,933 кобальт	Ni 58,71 никель	36
5	Rb 85,468 рубидий	Sr 87,62 стронций	Y 88,906 иттрий	Zr 91,22 цирконий	Nb 92,906 ниобий	Mo 95,94 молибден	Tc 98,906 технеций	Ru 101,07 рутений	Rh 102,905 родий	Pd 106,4 палладий	54
6	Cs 132,905 цезий	Ba 137,34 барий	La 138,905 лантаноиды	Hf 178,49 гафний	Ta 180,948 тантал	W 183,85 вольфрам	Re 186,207 рений	Os 190,2 осмий	Ir 192,22 иридий	Pt 195,08 платина	86
7	Ra 226 радий	Ac 227 актиноиды	Th 232,038 тораий	Pa 231,04 протактиний	U 238,03 уран	Np 237,048 нептуний	Pu 244,06 плутоний	Am 243,06 амерций	Cm 247,07 куриум	Bk 247,07 берклий	103

Л А Н Т А Н О И Д Ы																													
57	La 138,905 лантан	58	Ce 140,12 церий	59	Pr 140,908 протактиний	60	Nd 144,24 неодим	61	Pm [145] прометий	62	Sm 150,4 самарий	63	Eu 151,96 европий	64	Gd 157,25 гадолиний	65	Tb 158,926 тербий	66	Dy 162,5 диспрозий	67	Ho 164,93 гольмий	68	Er 167,26 эрбий	69	Tm 168,934 тулий	70	Yb 173,04 ytterbium	71	Lu 174,97 лютеций
89	Ac 227,03 актиний	90	Th 232,038 тораий	91	Pa 231,04 протактиний	92	U 238,03 уран	93	Np 237,048 нептуний	94	Pu 244,06 плутоний	95	Am 243,06 амерций	96	Cm 247,07 куриум	97	Bk 247,07 берклий	98	Cf 251,08 калифорний	99	Es 252,08 эйнштейний	100	Fm 257,10 фермий	101	Md 258,10 менделеев	102	No 259,10 нобелий	103	Lr 260,10 лоуренсий

**Ответы и указания**

**1.1.**  $\Delta\Omega = 2\pi \left[ 1 - \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}} \right]; \Delta\Omega \rightarrow 2\pi.$

**1.2.**  $\Delta\Omega = 4 \arctg[(\xi/\eta)(1+\xi^2+\eta^2)^{-1/2}]$ , где  $\xi = 2W/L$ ,  $\eta = 2h/L$ .

**1.3.**  $\vec{\Omega} = \sin\theta \cos\psi \cdot \vec{i} + \sin\theta \sin\psi \cdot \vec{j} + \cos\theta \cdot \vec{k}$ . **1.6.** а)  $\phi^+(\vec{r}) = F(\vec{r})/2$ ;

б)  $J_{\vec{k}}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = F(\vec{r})(\vec{\Omega}, \vec{k})/4\pi$ ; в) 0. **1.7.** а)  $J_{\vec{k}}^+(\vec{r}) = J_{\vec{k}}^-(\vec{r}) =$

$= C(\vec{r})/4\pi$ ; б) 0; в)  $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = C(\mathbf{r})/4\pi.$

**1.8.** а)  $\phi = \frac{v_1}{4\pi} \ln[1 + (R/L_1)^2] + \frac{1}{2\pi} \frac{N}{L_2^2}$ ; б)  $J_{\vec{k}} = \frac{v}{2} \left[ 1 -$

$-\frac{1}{\sqrt{1 + (R/L_1)^2}} \right] - \frac{N \cos\theta}{2\pi L_2^2}$ ; в)  $J_{\vec{k}}^+ = \frac{v}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (R/L_1)^2}} \right];$

$J_{\vec{k}}^- = \frac{N \cos\theta}{2\pi L_2^2}$ . **1.9.**  $\vec{J}(\vec{r}) = 2F(\vec{r})/(3\vec{r}/r).$

**1.10.**  $\phi(\vec{\Omega}) = \begin{cases} v/(4\pi\mu), \mu > 0; \\ 0, \mu < 0. \end{cases}$

**1.11**  $\phi = \frac{vn}{4} \ln \left( 1 + \frac{R^2}{h^2} \right); J_x = \frac{vn}{2} \left( 1 - \frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}} \right); J_z = 0; J_y = 0$

**1.12.**  $\phi = \frac{v\eta}{4R}; J_z = \frac{v\eta}{2\pi R}; J_x = 0; J_y = 0.$

**1.13.**  $\phi = v; J = 0.$  **1.14.**  $\phi = v/2; J = v/4.$  **1.15.**  $J_{\vec{k}}^+ = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1};$

$\phi(\vec{\Omega}) = 10^{13} \mu \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}; \phi^+ = 3,14 \cdot 10^{13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$  **1.16.**  $q(\vec{\Omega}) = vd/4\pi;$

$\phi(\vec{\Omega}) = vd/(4\pi\mu); J = vd/2.$  **1.17.**  $\phi = (4/\pi) \cdot \arctg[(\xi/\eta)(1+\xi^2+\eta^2)^{-1/2}]$ , где

$\eta = 2H/L; \xi = W/L.$  **1.18.** а)  $c = 0,148$ ; б)  $c = 0,0852.$  **1.19.**  $\bar{E} = 0,645$

МэВ;  $\bar{E} = 1,93$  МэВ. **1.21.**  $\alpha = \phi\sigma t.$  **1.22.** а)  $3,06 \cdot 10^{11} \text{ ч}^{-1}$ ; б)  $3,16 \cdot 10^{11}$

$\text{ч}^{-1}$ ; в)  $9,936 \cdot 10^9 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$  **1.23.**  $2,8 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}.$  **1.24.**  $0,65 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$

**1.25.**  $0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$  **1.27.**  $E_{\max} = 0,255 \text{ МэВ}.$  **1.28.**  $\Delta\lambda = 2.$

**1.29.**  $0,566 \text{ см}^{-1}.$  **1.30.**  $0,139 \text{ см}^{-1}.$  **1.31.**  $8,22 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}.$  **1.32.**  $0,542;$

$0,0634; 0,0287 \text{ см}^2/\text{г}.$  **1.33.**  $1,03; 0,97; 0,983.$

$$1.34. \sigma_k(\alpha_0 \rightarrow \alpha) = \frac{3}{8} \left( \frac{1}{\alpha_0} \right)^2 \left[ \frac{\alpha_0}{\alpha} + \frac{\alpha}{\alpha_0} + 2 \left( \frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{\alpha} \right) + \left( \frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{\alpha} \right)^2 \right].$$

$$1.35. f(T) = 0,734 \left( \frac{1}{\alpha_0} \right)^2 \left[ \frac{\alpha_0}{c} + \frac{c}{\alpha_0} + 2 \left( \frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{c} \right) + \left( \frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{c} \right)^2 \right], \text{ где}$$

$$c = \alpha_0 - 1,96T. \quad 1.36. 1,24; 2,02; 83,0. \quad 1.37. 6,62 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}.$$

$$1.38. 9,75 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{c}^{-1}. \quad 1.39. 2,54 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{c}^{-1}. \quad 1.41. \cos \theta_s = \cos \theta_0/2.$$

$$1.42. \mu_s = [(A+1)/2](E/E_0)^{1/2} - [(A-1)/2](E_0/E)^{1/2}. \quad 1.43. \bar{\mu}_s = 2/(3A).$$

$$1.45. E_{\text{пор}} = - (A+1)/(AQ); \quad \mu_s = 1.$$

$$1.46. \sigma_s(E, \mu_s) = \sigma_s(E, \mu_c) \frac{(1+2\gamma\mu_c + \gamma^2)^{3/2}}{1+\gamma\mu_c}, \text{ где}$$

$$\gamma = \left( A^2 + \frac{A(A+1)Q}{E} \right)^{-1/2}. \quad 1.47. \sigma_s(E, \mu_c) = \sigma_s(E, \mu_c) \times$$

$$\times \frac{[1-\gamma^2(1-\mu_s^2)]^{1/2}}{\{\gamma\mu_s \pm [1-\gamma^2(1-\mu_s^2)]^{1/2}\}^2}. \quad 1.48. \sigma_s(E' \rightarrow E) = \frac{4\pi}{(1-\alpha)E'\sqrt{1+\Delta}} \times$$

$$\times \sigma_s(E', \mu_c), \text{ где } \Delta = Q(A+1)/(EA). \quad 1.49. \text{Значения } \sigma_{in}(\mu_c), 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ср}^{-1}, \text{ при разных значениях } \mu_c$$

$\mu_c$	-0,875	-0,724	-0,327	0,0694	0,234	0,589	0,829
$\sigma_{in}$	4,36-2	5,24-2	6,33-2	9,21-2	1,04-1	1,21-1	1,68-1

Значения  $\sigma_{el}(\mu_c), 10^{-24} \text{ см}^2 \text{ср}^{-1}$

$\mu_c$	-0,817	-0,638	-0,25	-0,0156	0,263	0,60	0,83
$\sigma_{el}$	4,69-2	5,74-2	7,92-2	9,10-2	1,06-1	1,22-1	1,69-1

$$1.50. \mu_c = -\gamma(1+\mu_s)^2 \pm \mu_s[1-\gamma^2(1-(\mu_s)^2)]^{1/2}. \quad 1.51. \text{а) } \sigma_s = 2,66 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \quad \text{б) } \bar{\mu}_c = -0,121; \quad \text{в) } \sigma_{s_0} = 2,66 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \quad \sigma_{s_1} = -3,22 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2;$$

$$\sigma_{s_2} = 1,59 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2;$$

$$r) \sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_c) = \sigma_s(E', \mu_c) \cdot \delta\left\{E - \frac{E'}{2}[(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \times \mu_c]\right\}.$$

**1.52.** а) 0,860 МэВ; б) 0,8602 МэВ; 0,8603 МэВ. **1.53.** а)  $2,409 \times 10^{-24}$  см<sup>2</sup>; б) 0,280; в) 0,455. **1.56.**  $10^9$ ;  $3,9 \cdot 10^4$ . **1.57.** 0,095; 1,025.

$$\mathbf{2.1.} \text{ а) } \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \text{ б) } \xi \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \eta \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \text{ в) } \xi \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \eta \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \text{ где } \mu = \cos \theta; \xi =$$

$$= \sin \theta \cos \psi; \eta = \sin \theta \sin \psi. \mathbf{2.2.} \text{ а) } \frac{1}{r} \xi \frac{\partial(r\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r\varphi)}{\partial \psi}; \text{ б) } \frac{1}{r} \xi \frac{\partial(r\varphi)}{\partial r} +$$

$$+ \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(\eta\varphi)}{\partial \psi}; \text{ в) } \frac{1}{r} \xi \frac{\partial(r\varphi)}{\partial r} + \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \eta \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \alpha} - \frac{1}{r} \frac{\partial(\eta\varphi)}{\partial \psi}. \mathbf{2.3.} \text{ а) } \frac{\mu}{r^2} \times$$

$$\times \frac{\partial(r^2\varphi)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial((1 - \mu^2)\varphi)}{\partial \mu}; \text{ б) } \frac{\mu}{r^2} \frac{\partial(r^2\varphi)}{\partial r} + \frac{\xi}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta \varphi)}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \times$$

$$\times \frac{\partial((1 - \mu^2)\varphi)}{\partial \mu} - \frac{\text{ctg} \theta}{r} \frac{\partial(\eta\varphi)}{\partial \psi}. \mathbf{2.4.} \mu \frac{\partial I(z, \vec{\Omega}, E)}{\partial z} + \Sigma(E) I(z, \vec{\Omega}, E) =$$

$$= \int d\Omega' \int dE' \frac{E'}{E} \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I(z, \vec{\Omega}, E) + q(z, \vec{\Omega}, E). \mathbf{2.5.} \vec{\Omega} \nabla \varphi =$$

$$= \theta \cos \psi \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \theta \sin \psi \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \text{ б) } \vec{\Omega} \nabla \varphi = \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\theta}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}.$$

$$\mathbf{2.6.} \Sigma(E)\varphi(E) = \int \Sigma_s(E' \rightarrow E)\varphi(E')dE' + q(E). \mathbf{2.7.} \Sigma_s\varphi(z)/4\pi.$$

**2.8. Указание.** Пусть  $\vec{r}'$  – фиксированная точка, в которой ищется решение  $\varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$ . Если ввести переменную  $R$  с помощью соотношения  $\vec{r}' = \vec{r} - R\vec{\Omega}$ , то имеет место равенство

$$\frac{\partial \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})}{\partial R} = \frac{\partial \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial R} + \frac{\partial \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})}{\partial y'} \frac{\partial y'}{\partial R} + \frac{\partial \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial R} =$$

$$= -\Omega_{x'} \frac{\partial \varphi}{\partial x'} - \Omega_{y'} \frac{\partial \varphi}{\partial y'} - \Omega_{z'} \frac{\partial \varphi}{\partial z'} = -\vec{\Omega} \nabla \varphi(\vec{r}', E, \vec{\Omega}).$$

Преобразовать интегрально-дифференциальную форму уравнения переноса в интегральную, вводя интегрирующий множитель вида

$$\exp\left[-\int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}')dR'\right] \text{ и используя последнее равенство.}$$

$$2.10. \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = G(r_0, E_0, \Omega_0 \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{\delta(\vec{\Omega}\vec{\Omega}_0 - 1)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^2} \delta(E - E_0) \times \\ \times \mathcal{D} \left( \Omega \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} - 1 \right) \exp[-\tau(\vec{r}, \vec{r}_0, E, \vec{\Omega}_0)], \text{ где } E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0 - \text{параметры ис-}$$

точника;  $\tau(\vec{r}, \vec{r}', E, \vec{\Omega}) = \int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) dR'$ ;  $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ .

$$2.11. \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{\delta(E - E_0)}{4\pi} \delta \left( \vec{\Omega} \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} - 1 \right) \frac{\exp[-\tau(\vec{r}, \vec{r}_0)]}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^2},$$

$\varphi(\vec{r}, E) = \frac{\delta(E - E_0)}{4\pi} \frac{\exp[-\tau(\vec{r}, \vec{r}_0, E)]}{(\vec{r} - \vec{r}_0)^2}$ , где  $\vec{r}_0$  – радиус-вектор источника.

$$2.12. \varphi(z, E, \mu) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \delta(E - E_0) \delta(\mu - 1) \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \int_0^z \Sigma(E, z') dz' \right], \mu > 0, \\ 0, \mu \leq 0, \end{cases}$$

где  $\mu$  – косинус угла по отношению к оси симметрии поля излуече-

$$\text{ния. } 2.13. \varphi(z, E, \mu) = \begin{cases} \frac{\delta(E - E_0)}{4\pi} \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \int_0^z \Sigma(E, z') dz' \right], \mu > 0, \\ 0, \mu \leq 0, \end{cases}$$

$$2.14. \varphi(z, E, \vec{\Omega}) = \begin{cases} \frac{1}{\mu} \int_0^z q(z', E, \mu) \exp[-\tau(E, z, z') / \mu] dz', \mu > 0, \\ \frac{1}{|\mu|} \int_z^d q(z', E, \mu) \exp[-\tau(E, z, z') / |\mu|] dz', \mu \leq 0, \end{cases}$$

где  $\tau(E, z, z') = \int_z^{z'} \Sigma(E, z'') dz''$ . 2.15.  $\varphi(z, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{2\pi\mu_0} \delta(E - E_0) \times$

$$\times \mathcal{D}(\mu - \mu_0) \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \left( az + \frac{b}{2} z^2 \right) \right]. 2.16. P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \Sigma_a(\vec{r}, E) \times$$

$$\times P_a(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \int d\Omega' \int dE' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}', E \rightarrow E') P_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}', E \rightarrow E', t).$$

$$2.17. P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \frac{\Sigma_a}{\Sigma(\vec{r}, E)} P_a(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \frac{1}{\Sigma(\vec{r}, E)} \int d\Omega' \int dE' \times$$

$\times \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}', E \rightarrow E') P_s(\vec{r}, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}', E \rightarrow E', t)$ . **2.18.** а)  $P(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0; \delta) P(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \Sigma_a(\vec{r}, E) E + \int dE' \cdot \Sigma_s(\vec{r}, E \rightarrow E') \times (E - E')$ . **2.19.**  $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot (\vec{\Omega}, \vec{n}) \cdot \Delta S \cdot \eta(E_2 - E) \times \eta(E - E_1)$ , где  $\eta(x)$  – функция Хевисайда.

**2.20.**  $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma(\vec{r}, E) \cdot \Delta_V(\vec{r})$ , где

$$\Delta_V(\vec{r}) = \begin{cases} 1, \vec{r} \in V \\ 0, \vec{r} \notin V. \end{cases}$$

**2.21.**  $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \cdot E \cdot \mu_{en}(E) / \rho$ . **2.22.**  $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{\Delta_V(\vec{r})}{V} \times$

$$= \times \left[ \Sigma_\phi(\vec{r}, E) E + \Sigma_n(\vec{r}, E) (E - 2m_0c^2) + \int_{E_\pi}^E \Sigma_s(E \rightarrow E' | \vec{r}) \cdot (E - E') dE' \right],$$

где  $E_\pi = \frac{E}{1 + 2E/m_e c^2}$ ,  $\Delta_V(\vec{r}) = \begin{cases} 1, \vec{r} \in V \\ 0, \vec{r} \notin V \end{cases}$

**2.23.**  $-\vec{\Omega} \nabla \phi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}, E) \phi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = k(E) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) + \int dE' \int d\Omega' \cdot \Sigma_s(\vec{r}, E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \phi^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')$ , где  $k(E)$  – значение максимальной мощности дозы, поглощенной в ткани, для единичной плотности потока нейтронов.

**2.24.**  $-\vec{\Omega} \nabla \phi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}, E) \phi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int dE' \int d\Omega' \times \Sigma_s(\vec{r}, E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \Omega') \phi^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + [E \Sigma_\phi(\vec{r}, E) + E \Sigma_k^a(\vec{r}, E) + (E - 1, 02) \Sigma_n(\vec{r}, E)] \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ . **2.25.**  $q/\Sigma_a$ .

**2.26.**  $\phi(r) = \frac{1}{4\pi D} \frac{\exp(-r/L)}{r}$ ;  $\phi(z) = \frac{1}{2\Sigma_0 L} \exp(-|z|/L)$ , если источ-

ник в начале координат. **2.27.**  $\phi(R) = \frac{q}{2\pi \Sigma_a L^2} K_0(R/L)$ , где  $R$  – рас-

стояние до источника;  $K_0(x)$  – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. **2.28.** Если источник в начале координат, то

$\phi(r) = \frac{qL}{8\pi D r R} \left[ \exp\left(-\frac{|r-R|}{L}\right) - \exp\left(-\frac{r+R}{L}\right) \right]$ . **2.29.**  $\phi(r) = \frac{q}{4\pi D} \times$

$$\times \frac{\text{sh}[(R_3 - r)/L]}{r \cdot \text{sh}(R_3/L)} + \frac{q}{4\pi D} \frac{\exp(-r/L)}{r}, \text{ где } R_3 = R_0 + 0,7104/\Sigma_{tr}.$$

**2.30.**  $\varphi_{r.из.}(z) = -\frac{1}{2\pi z} \frac{d\varphi_{ин.из.}(z)}{dz}$ . **2.31.**  $\varphi(z) = \frac{q \cdot \text{sh}[(d_3 - z)/L]}{2\Sigma_a L \cdot \text{ch}(d_3/L)}$ , где  $d_3 = d + 0,7104/\Sigma_{tr}$ . **2.32.** 72,5 см. **2.33.** 150 см. **2.34.**  $8,8 \cdot 10^{-9}$ .

**2.35.** 6,65. **2.36.**  $\varphi(z) = \begin{cases} A_1 \exp(-z/L_1) + C_1 \exp(z/L_1), & z \leq d_1, \\ A_2 \exp(-z/L_2) + C_1 \exp(z/L_2), & d_1 < z \leq d_1 + d_2, \end{cases}$

где  $A_i, C_i$  – константы, значения которых могут быть найдены из системы уравнений

$$A_1 \left( \frac{D_1}{2L_1} + \frac{1}{4} \right) - C_1 \left( \frac{D_1}{2L_1} - \frac{1}{4} \right) = 0,5;$$

$$A_1 \exp(-b/L_2) + C_1 \exp(b/L_2) = 0;$$

$$A_1 \exp(-\frac{d_1}{L_1}) + C_1 \exp(-\frac{d_1}{L_1}) - A_2 \exp(-\frac{d_1}{L_2}) - C_2 \exp(-\frac{d_1}{L_2}) = 0;$$

$$A_1 \frac{D_1}{L_1} \exp(-\frac{d_1}{L_1}) - A_2 \frac{D_1}{L_1} \exp(-\frac{d_1}{L_1}) + C_2 \frac{D_2}{L_2} \exp(-\frac{d_1}{L_2}) - A_2 \frac{D_2}{L_2} \exp(-\frac{d_1}{L_2}) = 0,$$

где  $D_1, L_1, D_2, L_2$  – коэффициенты диффузии и длины диффузии. для первого и второго слоев соответственно;  $b = d_1 + d_2 + 0,71/\Sigma_{tr,2}$ ;

$\Sigma_{tr,2}$  – транспортное сечение тепловых нейтронов в материале второго слоя. **2.37.** 6,76; 394; 128,7; 51,9 см. **2.38.** 1,415; 1,0002.

**2.39.** 6,52 см; **2.40.** а)  $W = \exp(-\Sigma_a R_0)$ ;

б)  $W = 1 - \frac{\text{sh}(R_0/L)}{\text{sh}\left(\frac{R_0 + 0,7104/\Sigma_{tr}}{L}\right)}$ ; в)  $W=1$ . **2.41.**  $a_q = (L - 2D)/(L + 2D)$ .

**2.42.** 0,837; 0,98; 0,937. **2.43.**  $a_q = \frac{L - 2D \cdot \text{cth}(d_3/L)}{L + 2D \cdot \text{cth}(d_3/L)}$ , где  $d_3 = d +$

$+0,7104/\Sigma_{tr}$ . **2.44.** Указание. Среднее число пересечений нейтроном границы раздела при переходе из среды  $A$  в среду  $B$  можно найти

из выражения  $\bar{n} = \frac{\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} n \cdot W(n)}{\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} W(n)}$ , где  $n$  – число пересечений;

$W(n)$  – вероятность  $n$  пересечений. Ответ:  $n = \frac{1 + a_q^A a_q^B}{1 - a_q^A a_q^B}$ ,

где  $a_{\text{ч}}^A a_{\text{ч}}^B$  – токовые числовые интегральные альbedo сред  $A$  и  $B$  соответственно. **2.45.** 6,07; 49,5; 15,3. **2.46.** Значения альbedo тепловых нейтронов для разных толщин барьеров.

Вещество	$d$ , см					
	2	4	8	15	30	40
Вода	0,78	0,84	0,841	–	–	–
Бериллий	0,50	0,666	0,792	0,86	0,89	0,91
Углерод	0,40	0,552	0,703	0,81	0,873	0,92

**2.47.** 3 см; 15 см.

**2.48.**

$d$ , см	2	10	50	70
$a_{\text{ч}}$	0,256	0,771	0,96	0,92

**2.49.** Указание. Исходя из балансного соотношения, получить интегральное уравнение для  $\psi(E)$ , последнее продифференцировать по  $E$  и найти решение полученного соотношения. *Ответ:*

$$\psi(E) = \frac{E_0}{1-\alpha} \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/(1-\alpha)} ; \psi(u) = \frac{1}{1-\alpha} \left( \frac{E_0}{E} \right)^{1/(1-\alpha)} . \mathbf{2.50.} 0,2 \cdot E^{-6} .$$

**2.51.** Указание. Рассмотреть балансное соотношение нейтронов в интервале  $\Delta E_1$ . Учесть, что число нейтронов, рассеянных в интервале  $\Delta E_1$ , одно и то же при наличии и отсутствии поглощения. *Ом-*

*вет:*  $P_1 = 1 - \frac{\Sigma_{a1}}{\xi[\Sigma_s(E_1) + \Sigma_{a1}]} \frac{\Delta E_1}{E_1} . \mathbf{2.52.} 0,872 . \mathbf{2.53.} 8,63 \cdot 10^4 \text{ МэВ}^{-1} .$

**2.54.**  $\left( 1 + \frac{\gamma}{E} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s} \right)^{-2\gamma}$ , где  $\gamma = 1 - \frac{\alpha \cdot \ln^2(1/\alpha)}{2(1-\alpha)\xi} . \mathbf{2.55.} t = \frac{\sqrt{2m}}{\xi \Sigma_s} \times$



$\times \left(1/\sqrt{E_1} - 1/\sqrt{E_0}\right)$ , где  $m$  – масса нейтрона. **2.56.** Время замедления и диффузии

Среда	$t_{\text{зам, с}}$	$t_{\text{диф, с}}$
H <sub>2</sub> O	$10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
D <sub>2</sub> O	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$
Be	$6,7 \cdot 10^{-5}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
C	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$

**2.57.**

$$\frac{\beta}{1-\alpha} [(aE - b\alpha) \ln(1/\alpha) - (1-\alpha)(aE - b)].$$

**2.58.**  $\exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_s(E')} \frac{dE'}{E'}\right)$ , где  $\delta(E)$  – относительная потеря

энергии нейтроном. **2.59.**  $q(z, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\tau}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\tau}\right)$ . **2.60.**  $q(r, \tau) =$

$$= \frac{1}{(4\pi\tau)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right). \quad \mathbf{2.61.} \quad \varphi_{\text{т.н.}}(z) = \frac{L \cdot \exp(\tau/L^2)}{4D} \left\{ \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \times$$

$$\times \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\tau}} - \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right) \right] + \exp\left(\frac{z}{L}\right) \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\tau}} + \frac{\sqrt{\tau}}{L}\right) \right] \right\}.$$

**2.62.**  $q(r, \tau) = \int S(\tau_0) \frac{\exp[-r^2/(4(\tau - \tau_0))]}{[4\pi(\tau - \tau_0)]^{3/2}} \cdot d\tau_0$ . **2.63.** 42,2 см.

**2.64.** Пространственно-энергетическая плотность нейтронов  $\varphi(z, E)$ , нейтрон/(см<sup>2</sup>·с·МэВ)

$z$ , см	0	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0
$\varphi(z, E = 1 \text{ МэВ})$	1,07	1,04	0,997	0,607	0,111	1,22-4	2,41-25
$\varphi(z, E = 1 \text{ кэВ})$	3,8+2	3,79+2	3,76+2	3,53+2	2,85+2	1,20+2	2,90-1
$\varphi(z, E = 1 \text{ эВ})$	2,78+5	2,77+5	2,76+5	2,67+5	2,38+5	1,50+5	6,06+3

$$2.65. \varphi(r, E) = \frac{Q\Sigma_s(E_0)}{8\pi\sqrt{\tau}} \exp\left(\frac{r^2}{4\tau}\right) \cdot \int_{\Sigma_s(E_0)\sqrt{\tau} - \frac{r}{2\sqrt{\tau}}}^{\Sigma_s(E_0)\sqrt{\tau} + \frac{r}{2\sqrt{\tau}}} t^2 [1 - \operatorname{erf}(t)] \cdot dt.$$

$$2.66. I_1(z, E) = 2\pi n_e \exp[-\mu(E_0)z] \left\{ \int_0^1 d \cos \theta_s \cdot \sigma_k(E_0, \cos \theta_s) \times \right. \\ \left. \times \frac{1 - \exp[-(\mu(E) - \mu(E_0) \cos \theta_s)]}{\mu(E) - \mu(E_0) \cos \theta_s} + \int_{-1}^0 \frac{\sigma_k(E, \cos \theta_s)}{\mu(E) - \mu(E_0) \cos \theta_s} d \cos \theta_s \right\}, \text{ где}$$

$$E = E_0/[1 + E(1 - \cos \theta_s)/0,511]. \quad 2.67. I_1(R, \theta_0) = n_e / (R \sin \theta_0) \times$$

$$\times \int_0^{\pi - \theta_0} E \sigma_k(E_0, \theta_0 + \theta) \exp\left\{-\frac{R}{\sin(\theta_0 + \theta)} [\mu(E_0) \sin \theta + \mu(E) \sin \theta_0]\right\} d\theta$$

$$2.68. 2,45 \cdot 10^3 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}). \quad 2.69. a_{c1}(E_0, \theta_0; E, \theta, \psi = 0) =$$

$$= \frac{n_e \sigma_k(E_0, \pi - \theta_0 - \theta)}{\mu(E_0) + \mu(E_s) \cos \theta_0 / \cos \theta} \delta(E - E_s), \text{ где } E_s = E_0/[1 + E_0(1 -$$

$$- \cos(\theta_0 + \theta)/0,511]; a_{s1}(E_0, \theta_0; \theta, \psi = 0) = E_s n_e \sigma_k(E_0, \pi - \theta_0 - \theta) \times$$

$$\times \frac{1}{E_0 [\mu(E_0) + \mu(E_s) \cos \theta_0 / \cos \theta]}. \quad 2.70. a_q(E, \theta_0) = \frac{\Sigma_s(E)}{2\Sigma(E)} \times$$

$$\times \left[ 1 - \cos \theta_0 \ln \left( \frac{1 + \cos \theta_0}{\cos \theta_0} \right) \right].$$

$$2.71. a_{s1}(E_0, \theta_0, d; \theta, \psi = 0) = \left( \frac{E_s}{E_0} \right) n_e \sigma_k(E_0, \pi - \theta_0 - \theta) \times$$

$$\frac{1 - \exp\{-[\mu(E_0) + \mu(E_s) \cos \theta_0 / \cos \theta] \frac{d}{\cos \theta_0}\}}{\mu(E_0) + \mu(E_s) \cos \theta_0 / \cos \theta}.$$

Зависимость  $a_s(\theta)$  от угла отражения:

$\theta$ , град	0	40	60	75	85
$a_s(\theta)$	2,73-3	2,64-3	2,35-3	1,75-3	7,7-4

**2.73.** Зависимость  $a_3(d, \theta)$  от толщины барьера

$d, \text{см}$	1	2	3	5	7	10
$a_3(d)$	1,05-3	1,7-3	2,08-3	2,48-3	2,62-3	2,69-3

$$2.74. a_{31}^{\text{ан}}(E_0, \theta_0; \theta) = \frac{0,511n_a\sigma_n(E_0)}{2\pi E_0 [\mu(E_0) + \mu(0,511)\cos\theta_0 / \cos\theta]}.$$

**2.75.** Зависимость  $a_3(E_0, \theta)$  от начальной энергии фотонов

$E_0, \text{МэВ}$	0,08	0,20	0,50	1,0	2,0	3,0
$a_3(E_0)$	2,49-2	1,75-2	7,0-3	2,73-3	9,48-4	5,83-4

**2.76.** Зависимость вкладов в  $a_3(E_0, \theta)$  от начальной энергии

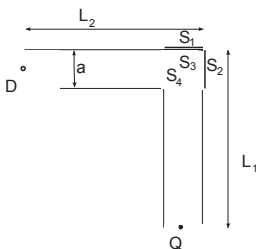
$E_0, \text{МэВ}$	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	10,0
$\frac{a_3^{\text{к}}(E_0)}{a_3^{\text{н}}(E_0)}$	0	0,524	2,0	6,757	16,81	24,21

**2.77.**  $f(r) \sim \exp(-\Sigma r)$ . **2.78.** *Указание:* Так как по условию величина альbedo в целом мала, то основной вклад в детектор будет создан за счет излучения, однократно отраженного от стен лабиринта (см. рис.). В силу малости поперечных размеров лабиринта по сравнению с длинами колен единственными площадками-отражателями выступают  $S_1, S_2, S_3, S_4$ . Вклад в плотность потока в детекторе от каждой площадки равен:

$$\varphi_1 = \frac{Q \cdot a^2}{4\pi L_1^2} \times a(E, \theta_0, \theta, \psi) \times \frac{1}{L_2^2} \text{ при } \theta_0 \approx 0, \theta \approx \frac{\pi}{2} - \frac{a}{2L_2}, \psi = 0;$$

$$\varphi_2 = \frac{Q \cdot a^2}{4\pi L_1^2} \times \frac{a}{L_1} \times a(E, \theta_0, \theta, \psi) \times \frac{1}{L_2^2} \text{ при } \theta_0 \approx \frac{\pi}{2} - \frac{a}{2L_1}, \theta \approx 0, \psi = 0;$$

$$\varphi_3 = \varphi_4 = \frac{Q \cdot a^3}{4\pi L_1^3} a(E, \theta_0, \theta, \psi) \frac{1}{L_2^2} \text{ при } \theta_0 \approx \frac{\pi}{2} - \frac{a}{2L_1}, \theta \approx \frac{\pi}{2} - \frac{a}{2L_2}, \psi = \frac{\pi}{2}.$$



Геометрия задачи 2.78

**2.79. Указание:** По условию задачи поглощение излучения в воздухе в целом мало. Это означает, что основной вклад в детектор в отсутствие прямого прострела, создается излучением, имеющим малую кратность рассеяния. В данном случае – двухкратно рассеянным излучением: сначала в первом, а затем во втором «колене» лабиринта, которые и являются зонами рассеяния, определяющими поле излучения в точке детектирования.

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi L_1^2} \cdot \frac{1}{L_2^2 L_3^2} \frac{d\Sigma_{KN}}{d\Omega}(E_0, \theta_s = \frac{\pi}{2}) \cdot \frac{d\Sigma_{KN}}{d\Omega}(E_1, \theta_s = \frac{\pi}{2}) \cdot a^6, \text{ где}$$

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + E_0/m_0 c^2}. \quad \mathbf{2.80.} \quad I_1(z) = E_1 \{ \mu_0^+ \exp(-\mu_1 z) \times \\ \times \frac{\exp[(\mu_1 - \mu_0)z] - 1}{\mu_1 - \mu_0} + \mu_0^- \exp(\mu_1 z) \frac{\exp[-(\mu_1 + \mu_0)z] - \exp[-(\mu_1 + \mu_0)d]}{\mu_1 + \mu_0} \},$$

где  $E_1 = E_0 \sigma_k^s(E_0) / \sigma_k(E_0)$ ;  $\mu_0^+ = 2\pi n_e \int_1^0 \sigma_k(E_0, \cos \theta_s) \cdot d \cos \theta_s$ ;

$$\mu_0^- = 2\pi n_e \int_{-1}^0 \sigma_k(E_0, \cos \theta_s) \cdot d \cos \theta_s. \quad \mathbf{2.81.} \quad \varphi_2(z) = \exp(-\mu_2 z) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ A\mu_1^+ \left[ \frac{\exp[(\mu_2 - \mu_0)z] - 1}{\mu_2 - \mu_0} - \frac{\exp[(\mu_2 - \mu_1)z] - 1}{\mu_2 - \mu_1} \right] + B\mu_1^- \times \right. \\ & \times \left. \left[ \frac{\exp[(\mu_2 - \mu_0)z] - 1}{\mu_2 - \mu_0} - C \frac{\exp[(\mu_2 + \mu_1)z] - 1}{\mu_2 + \mu_1} \right] \right\} + \exp(\mu_2 z) \times \\ & \times \left[ \frac{\exp[-(\mu_0 + \mu_2)z] - \exp[-(\mu_0 + \mu_2)d]}{\mu_0 + \mu_2} - \frac{\exp[-(\mu_2 + \mu_1)z]}{\mu_2 + \mu_1} + \right. \\ & \left. + \frac{\exp[-(\mu_2 + \mu_1)d]}{\mu_2 + \mu_1} \right] \Bigg\}, \text{ где } \mu_1 = \mu(E_1); \mu_2 = \mu(E_2); A = \frac{\mu_0}{\mu_1 - \mu_0}; \end{aligned}$$

$$B = \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu_1}; C = \exp[-(\mu_1 + \mu_0)d]. \quad \mathbf{2.82.} \quad I_1/I_{н.р.} = 0,53; I_2/I_{н.р.} = 0,094$$

при  $z = 1/\mu_0$ ;  $I_1/I_{н.р.} = 0,776$ ;  $I_2/I_{н.р.} = 0,153$  при  $z = 2/\mu_0$ .

**2.83.**

$$I_1^{\Phi \cdot -D} / I_1^X = 1,48 \text{ при } z = 1/\mu_0; I_1^{\Phi \cdot -D} / I_1^X = 1,57 \text{ при } z = 2/\mu_0.$$

$$\mathbf{2.84.} \quad \frac{B^{\Phi \cdot -D}}{B^{\text{теор.}}} = 0,815 \text{ при } z = 1/\mu_0; \frac{B^{\Phi \cdot -D}}{B^{\text{теор.}}} = 0,64 \text{ при } z = 2/\mu_0.$$

**2.85.**  $I_2(z) =$

$$\begin{aligned} & = \frac{E_0 \mu_0 \mu_1}{\bar{\omega}_1 \left( \mu_0 - \frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1} \right) \left[ 1 + \frac{E_0}{0,511} (1 - \bar{\omega}_1) \right] \left[ 1 + \frac{E_1}{0,511} (1 - \bar{\omega}_2) \right]} \exp\left(-\frac{\mu_2 z}{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}\right) \times \\ & \times \left[ \frac{1 - \exp\left[-\left(\frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1} - \frac{\mu_2}{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}\right)z\right]}{\frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1} - \frac{\mu_2}{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}} - \frac{1 - \exp\left[-\left(\mu_0 - \frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}\right)z\right]}{\mu_0 - \frac{\mu_1}{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}} \right], \text{ где } \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2 - \end{aligned}$$

средние косинусы однократно и двукратно рассеянных фотонов.

$$\mathbf{3.1.} \quad a_{nl}(\lambda) = \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{n!}{(n-k)!k!} b_{k,l}(\lambda). \quad \mathbf{3.2.} \quad b_{00} = 1,96; b_{10} = 2,74;$$

$$b_{20} = 3,66; b_{30} = 4,54. \quad \mathbf{3.3.} \quad \varphi_0(z) = \frac{q_0}{2kD} \exp(-kz), \text{ где } k = \sqrt{\Sigma_{yb}/D}.$$

**3.4.**  $\varphi_0(z) = (2Q\Sigma/k) \exp(-kz)$ , где  $k = 2\sqrt{\Sigma\Sigma_{yb}}$ .

**3.5.**  $\varphi_0^{(1)}(z) = 0,79e^{-0,095z}$ ;  $\varphi_1^{(1)} = 0,5e^{-0,095z}$ ;  $\varphi_0^{(2)} = 1,38 \cdot (e^{-0,095z} - e^{-0,18z})$ ;  $\varphi_1^{(2)}(z) = 3,9 \exp(-0,095z) - 0,7 \exp(-0,18z)$ .

**3.6.**  $m \left[ \frac{d\varphi_{m-1}}{dr} - \frac{m-1}{r} \varphi_{m-1} \right] + (m+1) \left[ \frac{d\varphi_{m+1}}{dr} + \frac{m+2}{r} \varphi_{m+1} \right] + (2m+1) \times$   
 $\times \Sigma_{ir,m} = (2m+1)q_m$ . **3.7.**  $\varphi_0(z) = (2q_0\Sigma/k) \exp(-kz)$ , где  $k = 2\sqrt{\Sigma\Sigma_{yb}}$ .

**3.8.**  $\varphi_1(z) = 0,685A_1e^{-0,0546z} + 1,31A_2e^{-0,0546z}$ ;  $\varphi_2(z) = 1,31A_1e^{-0,546z} + 0,685A_2e^{-0,0546z}$ . **3.9.**  $\Delta z = 6,8; 3,66; 2,5$  см.

**3.10.**  $\pm \frac{d}{dz} [a_j \varphi(z, \mu_{\pm j} + \bar{a}_j \varphi(z, \mu_{\pm(j+1)})] + \Sigma [\varphi(z, \mu_{\pm j}) + \varphi(z, \mu_{\pm(j-1)})] =$   
 $\Sigma_{s,0} \varphi_0$ , где  $j = 1, 2, \dots, N/2$ ;  $a_j = (2\mu_j + \mu_{j-1})/3$ ;  $\bar{a}_j = (\mu_j + 2\mu_{j-1})/3$ .

**3.11.**  $\frac{d^2 \varphi_0(z)}{dz^2} - \frac{1}{L^2} \varphi_0(z) = 0$ , где  $L = [3\Sigma_{yb}\Sigma(1+\Sigma_{yb})/3\Sigma]^{-1/2}$ .

**3.12.** Указание.

Уравнение для замедляющего компонента, разложив  $\Sigma_{s,0}(u' \rightarrow u)$  в ряд по степеням  $(u' \rightarrow u)$  и оставив два члена, свести к возрастному приближению с распределенными источниками:  $\Delta F_0(z, \tau) =$

$$= \frac{\partial F_0(z, \tau)}{\partial \tau} - \frac{\Sigma_b}{\xi \Sigma_s} \psi_0(z) \delta(\tau). \text{ Ответ: } \psi(z, u) = q \exp[-\Sigma_b(u_0)z];$$

$$F_0(z, u) = q \frac{\Sigma_b}{\xi \Sigma_s} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{z}{2\sqrt{\tau}} - \Sigma_b \sqrt{\tau} \right) \right] \exp[-\Sigma_b z + \Sigma_b^2 \tau -$$

$$- \int_{u_1}^u \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} du']$$

**3.13.**  $\varphi = 0,368 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $F = 3,22 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ .

**4.1.**  $a = \frac{1}{\pi}$ ;  $P(\frac{a}{2} < \xi < a) = \frac{1}{3}$ . **4.2.**  $P(\pi < \xi < \infty) = 0,25$ . **4.3.**  $M[\xi] = 1,32$ ;

$D[\xi] = 0,8966$ . **4.4.**  $D[\xi] = (b-a)^2/12$ ;  $\delta = (b-a)/2\sqrt{3}$ . **4.6.**  $a = 1/2$ ;

$m_\eta = \pi/4$ ;  $m_\xi = \pi/4$ ;  $\sigma_\xi^2 = \sigma_\eta^2 = (\pi^2 + 8\pi - 32)/16$ ;  $r_{\xi\eta} = -0,254$ .

**4.7.** Значения функции  $F(x)$ :

$x$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$F(x)$	0,04	0,12	0,24	0,28	0,40	0,60	0,72	0,84	0,92	1,0

$$4.8. a = 1,46; b = 61,04; f(x) = \begin{cases} 0, & x < 1,46 \\ 0,017, & 1,46 \leq x \leq 61,04. \\ 0, & x > 61,04 \end{cases} \quad 4.9. a) f(x) =$$

$$= \left( \frac{1}{2\pi x} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right), x > 0; \quad b) f(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{x} \exp[-(\ln x)^2 / 2], x > 0.$$

$$4.10. f(x) = \frac{a}{x^2} \exp(-x^2 / 2), x \in (-\infty, 0). \quad 4.11. \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_0^R dR \times$$

$$\times \Sigma(\vec{r}, E) \exp\left[-\int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) \cdot dR'\right] \{q(\vec{r} - R\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \int dE' \int d\Omega' \times$$

$$\times \Sigma_s(\vec{r} - R\vec{\Omega}; E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') / \Sigma(\vec{r} - R\vec{\Omega}, E)\}.$$

$$4.12. \chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \varphi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') +$$

$$+ q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad 4.13. \chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \int dE' \int d\Omega' \times$$

$$\times \frac{\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{\Sigma(\vec{r}, E)} \int dR \cdot \Sigma(\vec{r}, E') \exp\left[-\int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) dR'\right] \times$$

$$\times \chi(\vec{r} - R\vec{\Omega}', E', \vec{\Omega}'). \quad 4.14. \chi_1(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_s(E_0, \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \rightarrow E, \vec{\Omega} | \vec{r}) \times$$

$$\exp\left(-\int_0^{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \Sigma(E_0, \vec{r}_0 + \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \xi) d\xi\right)$$

$$\frac{1}{4\pi(\vec{r} - \vec{r}_0)^2},$$

где  $\vec{r}_0$  – точка расположения

источника,  $E_0$  – энергия источника.

$$4.15. \psi_1^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\Sigma(\vec{r}, E)(\vec{r} - \vec{r}_0)^2} \left[ \frac{\Sigma_n(\vec{r}, E)}{2\pi} e^{-\tau(\vec{r} \rightarrow \vec{r}_d | m_e c^2)} + \right. \\ \left. + \frac{r_0^2}{2} n_e(\vec{r}) \cdot e^{-\tau(\vec{r} \rightarrow \vec{r}_d | E_d)} \cdot \left( \frac{E_d}{E} \right)^2 \cdot \left( \frac{E_d}{E} + \frac{E}{E_d} - 1 + (\vec{\Omega} \vec{\Omega}_d)^2 \right) \right],$$

где  $\tau(\vec{r} \rightarrow r_d | E) = \int_0^{|\vec{r} - \vec{r}_d|} \Sigma(E, \vec{r} + \frac{\vec{r}_d - \vec{r}}{|\vec{r}_d - \vec{r}|} \xi) d\xi$ ,  $\vec{\Omega}_d = \frac{\vec{r}_d - \vec{r}}{|\vec{r}_d - \vec{r}|}$ ,

$$E_d = \frac{E}{1 + E(1 - \vec{\Omega} \vec{\Omega}_d) / m_e c^2}; \vec{r}_0 - \text{классический радиус электрона};$$

$n_e(\vec{r})$  – число электронов в см<sup>3</sup>.

$$4.16. \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int d^3 r' T(\vec{r}', \vec{r} | E, \Omega) q(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) + \\ \iint \int d^3 r' dE' d\Omega' T(\vec{r}', \vec{r} | E, \vec{\Omega}) C(E', \vec{\Omega}', E, \vec{\Omega} | \vec{r}') \psi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}'); \chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \\ = q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \iint \int d^3 r' dE' d\Omega' C(E', \vec{\Omega}', E, \vec{\Omega} | \vec{r}') T(\vec{r}', \vec{r} | E', \vec{\Omega}') \chi(\vec{r}', E', \vec{\Omega}').$$

$$4.17. \psi(x) = p_s \int_0^x \exp[-(x - x')\Sigma] \psi(x') \Sigma dx + \Sigma \exp(-\Sigma x); \psi(x) = \Sigma \times$$

$$\times \exp[-(1 - p_s)\Sigma x]. 4.18. \psi^*(x) = p_s \int_0^H \exp[-(x' - x)\Sigma] \cdot \psi^*(x') dx' +$$

$$+ p_s \exp[-(H - x)\Sigma]; \psi^*(x) = p_s \exp[-(1 - p_s)(H - x)]. 4.19. \xi = x_0 -$$

$$- (1/a) \cdot \ln \gamma. 4.21. \xi = \begin{cases} -\ln \gamma_2, \gamma_1 < 2/3, \\ -0, 2 \ln \gamma_2, \gamma_1 > 2/3. \end{cases} 4.22. \xi = \sqrt{\gamma_1} \sin 2\pi \gamma_2.$$

$$4.23. a) \xi = -\ln \{1 - \gamma[1 - \exp(-\Sigma a)]\}; б) \xi = \sqrt[3]{7\gamma + 1} - 1; в) \xi =$$

$$= \begin{cases} \arccos(1 - \gamma_2), \text{ если } \gamma_1 > 0,5, \\ -\arccos(1 - \gamma_2), \text{ если } \gamma_1 \leq 0,5. \end{cases} 4.24. 1). \text{ Выбираем } \gamma_1, \gamma_2. 2). \text{ Если}$$

$$\gamma_2 \leq 1 - \frac{\sqrt[3]{2\gamma_1}}{3}, \text{ идти на «3», иначе на «1»}. \xi = \gamma_1. 4.25. 1). \text{ Выбираем}$$

$$\gamma_1, \gamma_2. 2). \text{ Если } \gamma_2 \leq 8,9404 \gamma_2^{5/3} \cdot (1 - \gamma_2)^{3/2}, \text{ идти на «3», иначе на}$$

$$\text{«1»}. \xi = \gamma_1. 4.26. a) \xi = \gamma_1, \text{ если } \gamma_2 < 0,315(3 - \sqrt[3]{2\gamma_1}); б) \xi = \gamma_1,$$



если  $\gamma_2 < 8,94\gamma_1^{5/3}(1-\gamma_1)^{3/2}$  **4.27.** 1. Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2$ . 2. Если  $\gamma_2 \leq 3/7$ ,  $\xi = \gamma_1$ . 3. Если  $3/7 < \gamma_2 \leq 6/7$ ,  $\xi = \sqrt{\gamma_1}$ . 4. Если  $\gamma_2 > 6/7$ ,  $\xi = \sqrt[3]{\gamma_1}$ .

**4.28.** 1. Метод обратных функций:  $\xi = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4}\gamma\right)$ . 2. Метод исключения: а) Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2$ . б) Если  $\gamma_2(1 + \gamma_1)^2 > 1$ , идти на «а». в)  $\xi = \gamma_1$ .

**4.29.** 1. Метод обратных функций:  $\xi = \cos(\pi \gamma / (2))$ . 2. Метод исключения: а) Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2$ . б) Если  $\gamma_2 \sqrt{2 - \gamma_1^2} > 1$  идти на «а». в)

$$\xi = 1 - \gamma_1^2. \quad \mathbf{4.30.} \quad \xi = \sqrt{R_1^2 + \gamma_2(R_2^2 - R_1^2)} \cos 2\pi\gamma_1; \quad \zeta = \sin 2\pi\gamma_1 \times$$

$$\times \sqrt{R_1^2 + \gamma_2(R_2^2 - R_1^2)}. \quad \mathbf{4.31.} \quad \zeta = \sqrt[3]{\gamma_1}, \quad \xi = \zeta\gamma_2. \quad \mathbf{4.32.} \quad \text{Указание. Учтеть,}$$

что функция  $f(x)$  является периодической и что функция  $f(y) = (2/\pi) \cdot \sqrt{1 - y^2}$  является плотностью распределения одной из координат случайной величины  $Q$ , равномерно распределенной в круге  $x^2 + y^2 < 1$ .

*Ответ:*  $\xi = \frac{i}{2m} + \frac{1}{2\pi m} \arcsin(\sqrt{\gamma_3} \sin 2\pi\gamma_3)$ , где  $i$  определяется

из выражения 
$$\sum_{k=k_0}^i \frac{k}{4m} \leq \gamma_1 < \sum_{k=k_0}^{i+1} \frac{k}{4m}.$$

**4.33.** Значения переменной в методе равновероятных интервалах

$F(x)$	0,25	0,5	0,75	1,0
$x$	0,5	0,7	0,85	1

**4.34.** Указание: Представить плотность распределения величины  $\xi$  в виде суммы равномерного и линейного распределений с коэффициентами  $p_1$  и  $p_2$ . *Ответ:* а) если  $\gamma_1 < p_1$ , то  $\xi = a + (b - a)\gamma_2$ ;

б) иначе  $\xi = a + (b - a)\sqrt{\gamma_2}$ .

$$\mathbf{4.35.} \quad I = \int_0^1 \exp(-x^2) dx \approx 1 - e^{-1} + \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [\exp(-\gamma_n^2) - \exp(-\gamma_n)].$$

$$\mathbf{4.36.} \quad x_n = -\ln(1 - \gamma_n) + \gamma_n \cdot e^{-1}; \quad I \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \exp(-x_n^2 + x_n).$$

**4.37.**  $I \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \ln(1 + \gamma_n)$ ;  $D = 0,0392$ .. **4.38.**  $r = R\sqrt{\gamma_1}$ ;  $\psi = 2\pi\gamma_2$ .

**4.39.** а) Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ . б)  $z = R^3\sqrt{\gamma_1} \cdot (2\gamma_2 - 1)$ ;

$y = R^3\sqrt{\gamma_1} \cdot \cos 2\pi\gamma_3 \cdot 2\sqrt{\gamma_2 - \gamma_2^2}$ ; **4.40.** а) Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ . б)  $x =$

$= x_0 + R\sqrt{\gamma_1} \cdot \sin 2\pi\gamma_2$ ;  $y = y_0 + R\sqrt{\gamma_1} \cdot \cos 2\pi\gamma_2$ ;  $z = z_0 + H\gamma_3$ .

в) Если  $(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2 < \rho^2$ , идти на «а».

**4.41.** а) Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ . б) Если  $\gamma_1 \leq \frac{R_1^2}{3(R_1^2 + R_2^2 + R_1R_2)}$ ,  $z = z_0 +$

$+H\gamma_2$ ; в) Иначе, если  $\gamma_1 \leq \frac{R_1R_2}{3(R_1^2 + R_2^2 + R_1R_2)}$ ,  $z = z_0 + H\sqrt{\gamma_2}$ . г) Иначе  $z$

$= z_0 + H\sqrt[3]{\gamma_2}$ . д)  $x = x_0 + \left[ R_1 + \frac{(z - z_0)}{H}(R_2 - R_1) \right] \sqrt{\gamma_3} \cdot \sin 2\pi\gamma_4$ ;  $y =$

$= y_0 + \left[ R_1 + \frac{(z - z_0)}{H}(R_2 - R_1) \right] \sqrt{\gamma_3} \cdot \cos 2\pi\gamma_4$ . **4.42.** а) Выбираем

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ . б) Если  $\gamma_1 \leq \frac{a^3}{a^3 + b^3 + 2\pi R^2 L}$ ;  $x = x_a + a(2\gamma_2 - 1)$ ,  $y = y_a +$

$+a(2\gamma_3 - 1)$ ,  $z = z_a + a(2\gamma_4 - 1)$ . в) Иначе, если

$\gamma_1 \leq \frac{a^3 + b^3}{a^3 + b^3 + \pi R^2 L}$ ;  $x = x_b + b(2\gamma_2 - 1)$ ,  $y = y_b + b(2\gamma_3 - 1)$ ,  $z =$

$= z_b + b(\gamma_4 - 1)$ . г) Иначе  $x = x_c + R\sqrt{\gamma_3} \cdot \sin 2\pi\gamma_4$ ,  $y = y_c + L\gamma_2$ ,

$z = z_c + R\sqrt{\gamma_3} \cdot \cos 2\pi\gamma_4$ . **4.43.** 2,113 МэВ.

**4.44.**  $r = [R_1^4 + \gamma_1(R_2^4 - R_1^4)]^{1/4}$ ;  $\theta = \arccos(1 - 2\gamma_2)$ . **4.45.**  $\psi = 2\pi\gamma_2$ ,

$$\theta = \arccos \sqrt[3]{\gamma_1}. \quad \mathbf{4.46.} \quad \theta = \begin{cases} \arccos \gamma_2, \gamma_1 \leq p_1, \\ \arccos \sqrt{\gamma_2}, p_1 < \gamma_1 \leq p_1 + p_2, \\ \arccos \sqrt[3]{\gamma_2}, p_1 + p_2 < \gamma_1 \leq 1. \end{cases} \quad \mathbf{4.47.} \quad 215 \text{ см.}$$

**4.48. а)** Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2$ . **б)** Если  $\gamma_1 \leq \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2}$ ,  $\bar{\Omega} = \bar{\Omega}'$ .

**в)** Иначе  $\Omega_x = \sin 2\pi\gamma_2$ ,  $\Omega_y = \cos 2\pi\gamma_2$ ,  $\Omega_z = 2\gamma_2 - 1$ .

**4.49. а)** Выбираем  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ . **б)** Если  $\gamma_1 \leq \frac{3}{4}$ ,  $\mu = 2\gamma_2 - 1$ . Иначе

$$\mu = \sqrt[3]{2\gamma_2 - 1}. \quad \mathbf{в)} \quad \Omega_z = \mu, \Omega_x = \sin 2\pi\gamma_3, \Omega_y = \cos 2\pi\gamma_3.$$

**4.50.** Таблица равновероятных интервалов

$F(\mu_s)$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\mu_s$	-1,0	-0,51	-0,01	0,34	0,57	0,72	0,83	0,9	0,93	0,97	1,0

**4.51. а)**  $W_1 = 1 - 2\gamma_1$ ,  $W_2 = 1 - 2\gamma_2$ ; **б)**  $d = W_1^2 + W_2^2$ , если  $d > 1$ , то на

«а», иначе на «в»)  $\cos \psi = W_1 / \sqrt{d}$ ,  $\sin \psi = W_2 / \sqrt{d}$ . **4.52. Указание.**

Преобразовать дифференциальное сечение комптоновского рассеяния из  $\sigma_k(\bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega})$  в  $\sigma_k(\alpha' \rightarrow \alpha)$ . Получить функцию плотности вероятности  $f(x)$  из  $\sigma_k(\alpha' \rightarrow \alpha)$ . Далее использовать метод исключения.

**4.53. Указание.** Представить плотность распределения случайной величины  $\xi = E/E'$  в виде  $f(x) = H \left( A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \right)$ , где

$H, A, B, C$  – постоянные, не зависящие от  $x$ , и больше нуля.

**4.54.** Обозначим доли парциальных сечений элементов в веществе  $P_H, P_C, P_O$ . **а)** Если  $\gamma \leq P_H$ , то  $H$ . **б)** Иначе, если  $\gamma \leq P_H + P_C$ , то  $C$ .

**в)** Иначе  $O$ . **Ответ:**  $O$ . **4.55.** Обозначим доли парциальных сечений процессов  $P_{\text{ког}}, P_{\text{неког}}, P_{\text{ф}}$ . **а)** Если  $\gamma \leq P_{\text{ког}}$ , то когерентное рассеяние.

**б)** Иначе, если

$\gamma \leq P_{\text{ког}} + P_{\text{неког}}$ , то некогерентное рассеяние. в) Иначе - фотоэффект.

**4.56.**  $\omega_1=0,8365$ ;  $\omega_2=0,4829$ ;  $\omega_3=0,259$ . **4.57.**  $\cos \theta' = -0,238$ ;  $\cos \psi' = -0,0852$ ;  $\sin \psi' = 0,909$ . **4.58.**  $W = \prod_{i=1}^m [4\pi f(\mu_{s_i})]$ .

**4.60.**  $E = E_0 \gamma_1$ ;  $\mu_s = \sqrt{\gamma_1}$ ;  $\Psi_s = 2\pi \gamma_2$ .

**4.61.** 1-й фотон:  $z_1 = 2,67$  см;  $E_1 = 0,512$  МэВ;  $E_2 = 0,171$  МэВ; 2-й фотон:  $z_1 = 0,107$  см;  $z_2 = 1,97$  см;  $E_1 = 0,67$  МэВ;  $E_2 = 0,42$  МэВ.

**4.62.**  $a_{\text{ч}}^{\text{М.К.}} = 0,135$ ;  $a_{\text{ч}}^{\text{теор.}} = 0,137$ . **4.63.**  $0,136$ . **4.64.**  $0,8$ ;  $0,9$ ; точное значение  $0,88$ . **4.65.**  $a_{\text{ч}}^{\text{М.К.}} = 0,153$ ;  $a_{\text{ч}}^{\text{М.К.}} = 0,137$ . **4.66.**  $D[\eta] = p_s^2 \times$

$$\times \left[ \frac{1+2p_s}{1+p_s} \exp[-(1-p_s)\Sigma H] + \exp(-2\Sigma H) \left( \frac{1}{1+p_s} - 2 \exp(p_s \Sigma H) \right) \right] -$$

$-\exp(-2\Sigma H)[\exp(p_s \Sigma H) - 1]^2$ . **4.67.**  $D[\xi] = p_s^2 \exp(-2\Sigma H) \times$

$$\times \int_0^H \frac{\exp[(1+p_s)\Sigma x] \cdot d(\Sigma x)}{1-p_s+p_s \exp[-(H-x)\Sigma]} - \exp(-2\Sigma H)[\exp(p_s \Sigma H) - 1]^2.$$

**4.68.**  $D[\xi] = e^{-\Sigma H} [e^{p_s \Sigma H} - 1] \{1 - e^{-\Sigma H} [e^{p_s \Sigma H} - 1]\}$ .

**4.69.** а)  $D_{\zeta} \ll D_{\phi}$ ; б)  $D_{\zeta} \approx D_{\phi}$ . **4.71.**  $\xi(\alpha) = \frac{q_1(x_1)}{p_1(x_1)} W(x_1, x_2) \times$

$$\times W(x_2, x_3) \dots W(x_{k-1}, x_k) \frac{g(x_k)}{p(x_k)}; \eta(\alpha) = \sum_{m=1}^k W_m(\alpha) g(x_m); \beta(\alpha) =$$

$$= \sum_{m=1}^k \frac{d_m}{\Sigma^{(m)}} g_{(m)}, \text{ где а) } g = \frac{E}{\Sigma} (\Sigma_{\phi} + \Sigma_k^a) v_{\nu}; \text{ б) } g = \frac{\Sigma_f}{\Sigma} v_{\nu}; \text{ в) } g = \frac{E}{V\Sigma} v_{\nu};$$

$$\text{г) } g = \frac{\Sigma_f}{\Sigma} v_{\nu}; \text{ д) } g = \frac{E}{2} (1-\alpha) \frac{\Sigma_{el}}{\Sigma} v_{\nu}; \text{ е) } g = k(E) v_{\nu}, \text{ где } k(E) - \text{ значение}$$

максимальной мощности поглощенной в ткани дозы для единичной

плотности потока нейтронов. **4.72.**  $g(x_m) = \prod_{j=1}^m \frac{\Sigma_s(x_j)}{\Sigma(x_j)} \tilde{g}(x_m)$ , где  $x_j$  -

точка фазового пространства, в которой частица испытывает  $j$  -

столкновение;  $\tilde{g}(x_m)$  - функция отклика детектора, полученная в

задаче (4.71). **4.73.**  $\Sigma_r [1 - \exp(-\Sigma D)] (1 + \Sigma D) / \{\Sigma [1 - \exp(-\Sigma D_0)]\}$ , где  $\Sigma_r$ ,

- сечение исследуемой реакции;  $D$  - максимально возможный про-

бег частицы в области  $V_A$ . **4.74.** Указание. Множество событий  $\bar{\Omega}$  в данном случае состоит из следующих событий: а) вылет без взаимодействия; б) соударение с поглощением; в) соударение с рассеянием. Условная плотность распределения длины пробега частицы для любого подмножества событий  $S$  из множества  $\bar{\Omega}$  равна

$$f_S(l) = \sum_{x \in S} f_S(l) p_x / \sum_{x \in S} p_x, \text{ где } p_x - \text{вероятность события } x; f_x(l) -$$

плотность распределения длины пути  $l$  в области  $V_A$  – при условии события  $x$ . Соответствующие выражения для  $p_x$  и  $f_x(l)$ :

$$p_a = \exp(-\Sigma D); p_6 = \frac{\Sigma_a}{\Sigma} [1 - \exp(\Sigma D)]; p_b = \frac{\Sigma_s}{\Sigma} [1 - \exp(-\Sigma D)] \text{ и } f_a(l) =$$

$$\delta(l - D); f_6(l) = \frac{\Sigma \exp(-\Sigma l)}{1 - \exp(-\Sigma D)}; f_b(l) = \frac{\Sigma \exp(-\Sigma l)}{1 - \exp(-\Sigma D)}. \text{ Выражение для}$$

случайной величины, используемой в качестве оценки числа реакций при появлении событий из подмножества  $S$ , определяется как

условное математическое ожидание:  $M[\Sigma_r l | S] = \Sigma_r \int_0^D l \cdot f_S(l) \cdot dl$ . От-

$$\text{вет: } \Sigma_r \left\{ \Sigma_s D \exp(-\Sigma D) + \frac{\Sigma_a}{\Sigma} [1 - \exp(-\Sigma D)] \right\} / [\Sigma_s \exp(-\Sigma D) + \Sigma_a].$$

$$\mathbf{4.75.} \quad M(\Sigma_r l | S) = \Sigma_r \left\{ \Sigma_a D e^{-\Sigma D} + \frac{\Sigma_s}{\Sigma} [1 - e^{-\Sigma D}] \right\} / [\Sigma_a e^{-\Sigma D} + \Sigma_s].$$

$$\mathbf{4.76.} \quad M[\Sigma_r l | S] = \Sigma_r [1 - \exp(-\Sigma D)] / \Sigma. \quad \mathbf{4.77.} \quad M[\Sigma_r l | S] = \Sigma_r D.$$

$$\mathbf{4.78.} \quad \exp(-\tau_0) \Sigma_r D. \quad \mathbf{4.79.} \quad \varphi_1 = 9,67 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}; \quad \varphi_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}; \quad \varphi_3 = 2,72 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad \mathbf{4.80.} \quad 1,328 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \quad \mathbf{4.81.} \quad 4,79 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ/г.}$$

$$\mathbf{4.82.} \quad \eta_1(\alpha) = \sum_{m=1}^k W_m(\alpha) \times$$

$$\times \frac{\exp[\tau(\vec{r}_m, \vec{r}^*, E_m)] \Sigma_k(\vec{r}_m, E_m \rightarrow E_m^*, (\vec{\Omega}, \Omega_m^*))}{(\vec{r}^* - \vec{r})^2 \Sigma_k(\tau_m, E_m)} k(E_m^*), \text{ где } \tau(\vec{r}_m, \vec{r}^*, E_m) =$$

$$= \int_{\vec{r}_m \rightarrow \vec{r}^*} \Sigma(\vec{r}''(t)) dt; W_m(\alpha) = \prod_{i=1}^m \Sigma_s(\vec{r}_i, E_i) / \Sigma(\vec{r}_i, E_i), k(E_m) - \text{значение по-}$$

глощенной в ткани дозы для единичного флюенса фотонов с энергией  $E_m$ .

$$4.83. \eta_1(\alpha) = \sum_{m=1}^k W_m(\alpha) \exp[-\tau(z_m, E_m^*)] \frac{\sum_k (E_m \rightarrow E_m^*, (\bar{\Omega}_m, \bar{\Omega}')) E_m^*}{\sum_k (E_m)} \frac{E_m^*}{E_0}, \text{ где}$$

$$\tau(z_m, E_m^*) = \frac{z_m}{\cos \theta'} \Sigma(E_m^*).$$

- 5.1.** Вода:  $Z_f = 7,43$ ;  $Z_p = 6,6$ ;  $Z_{cp} = 7,22$ . Воздух:  $Z_f = 7,64$ ;  $Z_p = 7,36$ ;  $Z_{cp} = 7,38$ . Биол. тк.:  $Z_f = 7,2$ ;  $Z_p = 6,43$ ;  $Z_{cp} = 6,97$ . **5.2**  $\varphi_{30} = 1,15 \cdot \varphi_0$ .
- 5.3.**  $4,4 \cdot 10^5$  МэВ/(м<sup>2</sup>·с). **5.4.** 0,44 МэВ. **5.5.**  $L_{cp} = 0,238$ ,  $\bar{L} = 0,254$  кэВ/мкм. **5.6.**  $\Delta E_f = 6,4$  МэВ,  $\Delta E_k = 4,06 \cdot 10^4$  МэВ,  $\Delta E_p = 8,9 \cdot 10^3$  МэВ. **5.7.**  $K = 0,21$  Гр. **5.8.** Н – 50 кэВ, 1 МэВ, 5 МэВ, N – 12,4 кэВ, 0,25 МэВ, 1,24 МэВ, O – 11,1 кэВ, 0,22 МэВ, 1,11 МэВ, Al – 6,9 кэВ, 0,14 МэВ, 0,69 МэВ, Pb – 0,96 кэВ, 19,1 кэВ, 96 кэВ. **5.9.** Н – 50 кэВ, 1 МэВ, 5 МэВ, N – 87,6 кэВ, 1,75 МэВ, 8,76 МэВ, O – 88,9 кэВ, 1,78 МэВ, 8,83 МэВ, Al – 93,1 кэВ, 1,86, 9,31 МэВ, Pb – 99,0 кэВ, 1,98 МэВ, 9,90 МэВ. **5.10.** Н – 0,5; N – 0,12; O – 0,11; Al – 0,069; Pb – 0,0096. **5.11.** Водород. **5.13.**  $E = 0,1$  МэВ: вода  $P_\gamma = 2,48 \cdot 10^{-3}$ ,  $P_e = 4,11$ ; биол. тк.  $P_\gamma = 2,56 \cdot 10^{-3}$ ,  $P_e = 4,08$ ;  $E = 10$  МэВ: вода –  $P_\gamma = 0,16$ ,  $P_e = 1,97$ ; биол. тк.  $P_\gamma = 0,15$ ,  $P_e = 1,95$  МэВ/(Г·с).
- 6.1.**  $3,6 \cdot 10^3$  1/см<sup>3</sup>. **6.2.** 2,76·Гр/с. **6.3.** 0,87 Гр/с. **6.4.** 1,55 Гр/с. **6.5.**  $T_p = 1,3 \cdot 10^3$  с,  $T_n = 0,63$  с. **6.6.**  $C = 1,73$  пФ,  $V = 78,3$  см<sup>3</sup>. **6.7.** 10,3 Бк/см<sup>3</sup>. **6.8.**  $f = 0,17$ . **6.9.**  $q = 1,8 \cdot 10^7$  1/(см<sup>3</sup>·с),  $f = 0,87$ .
- 6.10.**  $1,76 \cdot 10^{-9}$  А. **6.11.**  $j = 3,4 \cdot 10^{-12}$  А/см<sup>2</sup>. **6.12.** 0,06 Гр. **6.13.**  $U \sim h^2$ . **6.14.**  $v < 6$  Гц,  $f = 0,925$ . **6.15.** 20,3 Гр. **6.16.** 385,5 1/с. **6.17.** 31,7 В. **6.18.**  $2,5 \cdot 10^{-8}$  А;  $6,7 \cdot 10^{-8}$  А. **6.19.** 0,88 Гр/с. **6.20.**  $8,77 \cdot 10^{-3}$ . **6.21.**  $K = 9,9 \cdot 10^{-11}$  Гр/с;  $X = 1,1 \cdot 10^{-8}$  Р/с. **6.22.** 463 В; 0,99.
- 7.1.** 0,78. **7.2.** 0,02 Гр/час. **7.3.** 113,4 см<sup>3</sup>, 4,7 см<sup>3</sup>. **7.4.** 0,7 Гр/с.
- 7.5.**  $\Delta E = 8,8 \cdot 10^9$  МэВ, 5,2 Гр. **7.6.** 0 –  $2,3 \cdot 10^{-10}$ ,  $2,6 \cdot 10^{-10}$ ;  $45^\circ$  –  $3,3 \cdot 10^{-10}$ ,  $3,7 \cdot 10^{-10}$  Гр/с. **7.7.**  $5,5 \cdot 10^{-9}$  Гр/с. **7.8.** 0,89 Гр. **7.9.**  $H(0,07) = 3,0 \cdot 10^{-3}$ ,  $H(0,3) = 4,4 \cdot 10^{-3}$  и  $H(1) = 2,6 \cdot 10^{-3}$  Зв.
- 8.1.** 0,7%. **8.2.** 1,5. **8.3.** 0,27 МэВ. **8.4.** Pb – 95%, Cu – 68%.
- 8.5.**  $i/P(0,1)/i/P(10 \text{ МэВ}) = 5,8$ . **8.6.** 1 МэВ –  $i(R)/i(2R) = 1,02$ ; 5 МэВ –  $i(R)/i(2R) = 1,07$ . **8.7.**  $i(0,1)/i(10) = 1,05$ .
- 9.1.** 116,7 эВ. **9.2.** NaI – 23,3 эВ, стильбен – 82,5 эВ. **9.3.**  $8,6 \cdot 10^{-6}$  Р/с. **9.4.** 16,4. **9.5.**  $1,5 \cdot 10^{-6}$  Гр/с,  $4,3 \cdot 10^5$  1/с. **9.6.**  $3,1 \cdot 10^{-8}$  А. **9.7.**  $I_{Na} = 1,17 \cdot 10^{-4}$ ,  $I_{Cr} = 3,32 \cdot 10^{-4}$ ,  $I_{Au} = 4,80 \cdot 10^{-4}$  А. **9.8.**  $\Delta E = 6,8 \cdot 10^3$  МэВ,  $Q = 2,3 \cdot 10^{-6}$  Кл. **9.9.**  $i_e = 1,1 \cdot 10^{-7}$  А,  $i_\gamma = 1,9 \cdot 10^{-9}$  А. **9.10.** 4,9.
- 10.1.**  $1,2 \cdot 10^{-3}$  °С,  $1,3 \cdot 10^{-2}$  °С. **10.2.**  $1,6 \cdot 10^3$  с. **10.3.** 41,3 Гр. **10.4.** 0,22 °С. **10.5.**  $3,0 \cdot 10^3$  1/(см<sup>2</sup>·с).
- 10.6.**  $2,9 \cdot 10^3$  МэВ, 73,7 гр. **10.7.**  $9,9 \cdot 10^{15}$ . **10.8.** 0,5 Гр. **10.9.** 44,2 Гр/час. **10.10.**  $6,55 \cdot 10^{18}$  1/мг·с.
- 10.11.** 6,5 Бк. **10.12.** 267,4 нЗв/с – тепловые нейтроны,  $1,89 \cdot 10^{-4}$  нЗв/с.

**10.13.** 485,5 мГр.

**10.14.** 0,85 эВ. **10.15.** 0,84 мин, 1,57 мин. **10.16.**  $5,4 \cdot 10^{-5}$

**11.1.**  $\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2$ . **11.2.** 6,9 Бк/м<sup>3</sup>. **11.3.**  $2,0 \cdot 10^{-3}$  Гр/с. **11.4.** 0,2 Гр/час.

**11.5.**  $7,6 \cdot 10^{-5}$  Гр/с.

**11.6.** 0,07 Гр. **11.7.** 0,33. **11.8.**  $T_E = 0,08$  с,  $T_V = 1,4$  с. **11.9.** 0,5; 0,75.

**11.10.**  $2 \cdot 10^{-6}$  Гр.

**12.1.** 6,1%. **12.2.** 4,6%. **12.3.** 20%. **12.4.** 1,4%. **12.5.** 17,4%. **12.6.** 19%.

**12.7.** 10,4%. **12.8.** 127%.

**12.9.** 6%,  $1,8 \cdot 10^{-7}$  Гр/с.

**13.1.**  $1,18 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup> **13.2.** Сф. –  $L_{\text{ион.}} = 8,20$  кэВ/см,  $L_T = 0,74$  кэВ/см,

Цил. –  $L_{\text{ион.}} = 4,43$  кэВ/см,

$L_T = 0,4$  кэВ/см, Парал. –  $L_{\text{ион.}} = 2,21$  кэВ/см,  $L_T = 0,20$  кэВ/см.

**13.3.**  $f_B = 0,56$ ,  $f_H = 0,95$ ,  $f_{\text{CO}_2} = 0,41$ . **13.4.** 0,16 см. **13.5.** 1,7.

**13.6.**  $4,2 \cdot 10^{-5}$  Гр. **13.7.**  $6,45 \cdot 10^{-9}$  Кл

**15.1.** 99,56%. **15.2.**  $3T_{1/2}$ ; 63%; 86,5%. **15.3.**  $10^{-6}$ . **15.4.**  $1,92 \cdot 10^8$ .

**15.5.** 6,0 млрд лет. **15.6.** 2950 лет. **15.7.** 250 суток. **15.8.** 8,4 фото-

нов/(Г·ч). **15.9.** 49,4 распадов/(см<sup>3</sup>·ч). **15.10.** 0,87 Бк/г. **15.11.** 0,23%.

**15.12.** 5,95 л.

**16.4.** 15,1 аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк); 8 мкг. **16.5.**  $N_2 = N_{10} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}] \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$ ;

$t_m = \ln \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) / (\lambda_1 - \lambda_2)$ ;  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ;  $t \gg \tau$  – среднее время жизни

наиболее устойчивого нуклида.

**16.6.**  $N_3 = N_{10} \lambda_1 \lambda_2 \left[ \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot (\lambda_1 - \lambda_3)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_3)} + \right.$

$\left. + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2)} \right]$ . **16.7.**  $2,17 \cdot 10^{16}$  фотон/см<sup>2</sup>. **16.8.** 0,78.

**16.9.**  $1,2 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>. **16.10.** 3,31 МэВ. **16.11.** 12,4 кБк. **16.12.** 0,875.

**16.13.**  $3,87 \cdot 10^{-8}$  г. **16.14.** 55,5 МБк. **16.15.** 263 мкЗв. **16.16.** 38,3 мкЗв;

45,2 мкЗв. **17.1.**  $6,75 \cdot 10^{-8}$  Гр/с. **17.2.**  $3,9 \cdot 10^{-3}$ . **17.3.**  $4,27 \cdot 10^{10}$  Гр/с.

**17.4.** 10 мГр. **17.5.** <sup>60</sup>Со. **17.6.** Нет. **17.7.** 580 квант/(см<sup>2</sup>·с).

17.8. 75 год<sup>-1</sup>. 17.9.  $2,5 \cdot 10^{-3}$ . 17.10.  $D_\beta/D_\gamma=25$ . 17.11. 141 мЗв.

17.12.  $4,53 \cdot 10^{-10}$  Гр/с. 17.13. 4,1 см; 9,65 см.

17.14.  $\dot{D} = \frac{4\pi \cdot A_\nu \cdot \Gamma_\delta}{\mu} (1 - e^{-\mu d})$ . 17.15. 5,28 пГр/с. 17.16. 2,38 мГр;

указание: принять в качестве  $\Gamma_\delta$  для <sup>226</sup>Ra  $\Gamma_{\delta_i}$  ( $E_i = 0,609$  МэВ).

17.17. 3,1 см. 17.18.  $d \approx 10$  см. 17.19. 2,5 фотон/(м<sup>2</sup>·с). 17.20. 1,24 нЗв.

17.21. 0,83 Ки/км<sup>2</sup>. 7.22. в 7,3 раз; указание: учесть барьерность геометрии.

18.1. 0,13 мкЗв/с. 18.2.  $9,3 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>. 18.3.  $k = 42$ . 18.4.  $k = 630$ .

18.5.  $d_c=77$  см;  $m_c/m_n=3,5$ . 18.6. -81%, -71%, -80%, -80%, -75%.

18.7. Cd, 0,081 см. 18.8.  $k=290$ . 18.9. защита не требуется.

18.10. 4,6 МэВ. 18.11.  $7,6 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>. 18.12. железо; полиэтилен.

18.13. 180 см. 18.14.  $2,0 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. 18.15. 1,4. 18.16.  $3 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

18.17.  $2,8 \cdot 10^5$ . 18.18. 0,64 нЗв/с. 18.20. 820.

18.21. 0,102 см<sup>-1</sup>, 0,098 см. 18.22. 52 см. 18.23. 55 см.

18.24.  $4,8 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> и  $8 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>. 18.25. 17,2 см. 18.26. 48 см.

18.27.  $7,2 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>. 18.28. Po- $\alpha$ -Be. 18.29.  $6,4 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

18.30.  $k_v/k_n=11$ , фотонным излучением можно пренебречь.

18.31. толщина свинца 15 см, толщина парафина 21 см.

18.32.  $S_{\max}=1,6 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $\dot{H}_\gamma = 5$  нЗв/с - нельзя. 18.33.  $H_n/H_\gamma=0,8$ .

18.34. передняя защита - 360 см; боковые стены - 193 см; задняя стена - 188 см; пол и потолок - 212 см.

19.1.  $A = a \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta}$ . 19.3. 0,0077. 19.4. 0,0085. 19.5. 0,0278.

19.6. 0,0171. 19.7. 44% и 56%, соответственно. 19.8. 0,025.

19.9. 2,3 раза; 2,9 раза. 19.10. возрастут в 8,5 раз. 19.11. 240 см.

19.12.  $R = \sqrt{\frac{a_\gamma S E_\gamma}{\pi I_{\text{отп}}}}$ . 19.13. 1,7 раза. 19.14. результат будет занижен

на 60%. 20.1. 3,55 см. 20.2. 6,3 МэВ. 20.3. 25 мкм. 20.4. 0,15 МэВ.

20.6. ( $\delta = \frac{R_{\text{ам}} S}{4M}$ ;  $\delta=6,8 \cdot 10^{-2}$ ). 20.7. 0,17 мг/см<sup>2</sup> (0,63мм); 1,47мг/см<sup>2</sup>

(5,44мм). 20.8 0,8 мм. 20.9. недостаточно. 20.11. 6,8 мг/см<sup>2</sup> или 25мкм; 65%. 20.12 <sup>32</sup>P.



## Список литературы

1. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Т. 1. Физические основы защиты от излучений: Учебник. М.: Энергоатомиздат. 1989.
2. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1995.
3. Ионизирующее излучение. Радиационная безопасность. //Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009). Минздрав России, 1999.
4. Иванов В.И.. Курс дозиметрии. 4-е изд., М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. Ратнер Т.Г., Лютова Н.А. Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение. М.: Весть, 2006.

**Званцев** Андрей Алексеевич  
**Климанов** Владимир Александрович  
**Ксенофонтов** Александр Иванович  
**Могиленец** Николай Николаевич  
**Панин** Михаил Петрович  
**Смирнов** Валерий Васильевич

**СБОРНИК ЗАДАЧ ПО ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА,  
ДОЗИМЕТРИИ И ЗАЩИТЕ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ  
ИЗЛУЧЕНИЙ**

Учебное пособие

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 15.12.2010. Формат 60х84 1/16  
Печ.л. 12,25. Уч.-изд.л. 12,25. Тираж 130 экз.  
Изд. № 1/2/86. Заказ № 32

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ  
115409, Москва, Каширское шоссе, 31*

*ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».  
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42*



