

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Л.Д. Зарипова

**ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩЕГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**
(методическое пособие)

КАЗАНЬ
2008

УДК 530.145
ББК 22.31
И 83

Рекомендовано в печать Ученым Советом физического факультета
Казанского государственного университета

Рецензент:

к.ф.-м.н, доцент, заведующий кабинетом изотопных методов
исследований КИБ КНЦ РАН Манапов Р.А.

Зарипова Л.Д.

И 83 Защита от ионизирующего излучения: Учебно-методическое
пособие для студентов физического факультета/
Л.Д. Зарипова. — Казань: Изд-во Казанск. гос. ун-та .
2008..-48 с.: ил.

Методическое пособие предназначено для студентов
физического факультета при изучении курсов «Ядерная физика»,
«Дозиметрия» и «Дефектоскопия». Может быть рекомендовано
для студентов факультета географии и экологии, биолого-
почвенного и геологического факультетов.

УДК 530.145
ББК 22.31

© Зарипова Л.Д., 2008
© Казанский государственный
университет, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ЗАЩИТА ОТ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЙ.....	4
2. ЗАЩИТА ОТ ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	5
2.1. Защита от электронов и бета-частиц.....	6
2.2. Защита от тормозного излучения нуклидов.....	7
3. ЗАЩИТА ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	9
3.1. Факторы накопления гомогенных сред.....	9
3.2. Расчет защиты по кратности ослабления экспозиционной дозы, мощности экспозиционной дозы и по заданной активности.....	12
3.3. Защита от плоских и точечных изотропных источников по слоям ослабления.....	14
3.4. Метод конкурирующих линий для расчета защиты от немоноэнергетических источников.....	16
3.5. Метод расчета защиты от гамма-излучения объемных источников.....	17
3.6. Защита от рентгеновского излучения.....	17
4. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ.....	22
4.1. Номограммы для расчета водной защиты от нейтронов (α , n)-источников.....	24
4.2. Активация материалов в поле нейтронов.....	27
4.3. Вторичное гамма-излучение в защитах.....	30
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	33
ЛИТЕРАТУРА.....	48

1. ЗАЩИТА ОТ АЛЬФА-ИЗЛУЧЕНИЙ

Альфа-частицы имеют наименьшую из всех ионизирующих частиц длину пробега в веществе, поэтому защита от внешних потоков этого вида излучения не представляет больших трудностей. Для решения этих задач обычно достаточно знать пробег частицы в веществе защитного слоя, в качестве которого может использоваться и обычный воздух.

Более сложной проблемой является защита внешней среды от загрязнений радиоактивными веществами при работе с открытыми источниками, цель которой — предотвращение попадания радиоактивных веществ внутрь организма и последующего внутреннего облучения. Значительную роль в решении этой задачи играют средства индивидуальной защиты (СИЗ) органов дыхания, пищеварения и кожных покровов человека [1]. СИЗ обычно применяют, когда безопасность работы не может быть обеспечена конструкцией оборудования, организацией производственных процессов, средствами коллективной защиты.

Для многокомпонентных сред расчет пробегов R проводится по формуле:

$$R = 1 / \sum_{i=1}^m \frac{f_i}{R_i}, \quad (1.1)$$

где R_i — пробег альфа-частицы в веществе i -й компоненты, г/см², с массовым содержанием f_i ; $\sum f_i = 1$.

Расчеты R для биологической ткани проводятся для плотности $\rho = 1$ г/см³. Для других тканей, плотности которых отличны от $\rho = 1$ г/см³, расчет R можно выполнить по формуле (1.1) или с пересчетом по плотности для сходного состава ткани.

Пробег в воздухе R_e , см, для альфа-частиц, испускаемых естественными альфа-излучающими нуклидами ($E_0=4\div 7$ МэВ), можно рассчитать по следующему соотношению [1]:

$$R_e = 0,318 \cdot E_0^{3/2}, \quad (1.2)$$

где E_0 — энергия альфа-частиц, МэВ.

Для других сред, отличных от воздуха, пробег альфа-частиц R_x , см, для сред с атомной массой A_x и плотностью ρ_x для $E_0=4\div 7$ МэВ можно рассчитать по формулам

$$R_x = \frac{1,78 \cdot 10^{-4}}{\rho_x} \sqrt[3]{A_x} \sqrt{E_0^3} \quad (1.3)$$

или

$$R_x = \frac{10^{-4} \sqrt{A_x E_0^3}}{\rho_x}, \quad (1.4)$$

где E_0 выражена в МэВ; ρ_x — в г/см³.

Из формул (1.2)-(1.4) видно, что проникающая способность этих частиц невелика. Тем не менее при энергии $E_0 > 7,5$ МэВ пробег альфа-частиц в биологической ткани может превосходить толщину слоя эпидермиса кожи (70 мкм) и облучать чувствительные клетки базального слоя.

Для защиты организма от внешних потоков альфа-излучения достаточно тонких защитных экранов. Слой воздуха толщиной около 5,6 см полностью поглощает альфа-частицы с энергией 7 МэВ. Для защиты рук от внешнего альфа-излучения с запасом достаточно хирургических перчаток.

2. ЗАЩИТА ОТ ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Защита при работе с источниками бета-излучения должна предусматривать: защиту непосредственно от бета-частиц и защиту от тормозного излучения, возникающего при торможении бета-частиц в источнике и в защитном экране.

Расчет защиты собственно от бета-частиц не представляет большого труда в связи с их небольшими пробегами в среде.

2.1. Защита от электронов и бета-частиц

Проникающая способность электронов или бета-частиц определяется пробегом. Различают три вида пробегов электронов в веществе [2]: средний R , максимальный R_{max} и экстраполированный (или практический) $R_{экс}$. Максимальный пробег моноэнергетических электронов — минимальная толщина слоя вещества, при которой ни один из электронов, падающих нормально на слой, из него не вылетает.

Средний пробег (или просто пробег) электронов в веществе определяется обычно в модели непрерывного замедления по формуле

$$\bar{R}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)}, \quad (2.1)$$

где dE/dx — полные потери энергии электрона.

Заметим, что средний пробег в средах с большими Z не достаточно полно отражает физику процессов переноса электронов.

Для бета-частиц кривая поглощения имеет форму, близкую к экспоненциальной, и асимптотически приближается к оси абсцисс, пересекая ее при некоторой толщине $R_{\beta max}$, называемой максимальным пробегом бета-частиц с граничной энергией E_{β} .

Для среды толщиной меньше максимального пробега ослабление плотности потока бета-частиц приближенно следует экспоненциальному закону

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu_m d), \quad (2.2)$$

где d — толщина поглотителя, г/см²; μ_m — массовый коэффициент поглощения электронов, см²/г. Зависимость μ_m ,

см²/г, от максимальной энергии бета-частиц E_β , МэВ, можно приближенно аппроксимировать формулой [3]

$$\mu \approx 15,5 E_\beta^{-1,41} \approx 17 E_\beta^{-1,43} \approx 22 E_\beta^{-1,33}. \quad (2.3)$$

Приведем полезные рекомендации и формулы для расчетов пробегов.

1. Максимальный пробег моноэнергетических электронов или бета-частиц можно принять равным увеличенному на 30% экстраполированному пробегу моноэнергетических электронов или электронов с максимальной энергией в спектре бета-частиц соответственно. Такое значение даст верхнюю оценку максимального пробега.

2. Экстраполированный пробег $R_{экс}$, г/см², моноэнергетических электронов в диапазоне энергий от 0,3 кэВ до 30 МэВ для материалов с атомными номерами от 5,3 (эффективный атомный номер для полиэтилена) до 82 при нормальном падении может быть определен по формуле

$$R_{экс} = a_1 \left[\frac{1}{a_2} \ln(1 + a_2 \alpha_0) - \frac{a_3 \alpha_0}{(1 + a_4 a_5 \alpha_0)} \right], \quad (2.4)$$

где $\alpha_0 = E_0 / m_0 c^2$ (E_0 — энергия электрона, МэВ; $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона; $m_0 c^2 = 0,511$ МэВ); $a_1 = \frac{0,2335 M}{Z^{1,209}}$; $a_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} Z$; $a_3 = 0,9891 - 3,01 \cdot 10^{-4} Z$; $a_4 = 1,468 - 1,180 \cdot 10^{-2} Z$; $a_5 = \frac{1,232}{Z^{0,109}}$ (M — атомная масса, Z — атомный номер).

Максимальная погрешность аппроксимирующего соотношения (2.4) для $E_0 > 1$ МэВ 4,5 %, для $E_0 < 1$ МэВ 8,4 %.

2.2. Защита от тормозного излучения нуклидов

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

конверсии, рекомендуется следующая последовательность расчетов: а) определяют выход тормозного излучения на 1 распад ядра; б) определяют в точке детектирования на заданном расстоянии от источника мощность эквивалентной дозы тормозного излучения бета-частиц \dot{H}_β и (или) электронов конверсии \dot{H}_c ; в) определяют требуемую кратность ослабления излучения защитой:

$$k = \frac{\dot{H}_\beta + \dot{H}_c}{ДМД}, \quad (2.5)$$

где *ДМД* — предельно допустимая мощность эквивалентной дозы в точке детектирования; г) если $k > 1$, рассчитывают по универсальным таблицам методом конкурирующих линий требуемую толщину защиты.

Для оценок с достаточной для практических задач точностью расчеты мощности эквивалентной дозы и определение толщины защиты по универсальным таблицам можно проводить для эффективной энергии фотонов тормозного излучения $E_{эф}$. Под эффективной энергией понимается энергия фотонов такого моноэнергетического фотонного излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины такое же, как у рассматриваемого немонаэнергетического фотонного излучения, в данном случае — тормозного излучения. Для рассматриваемой здесь задачи $E_{эф}$ можно принимать равной половине максимальной энергии бета-частиц.

Энергия тормозного излучения для нуклидов обычно ниже порога реакции (γ, n), поэтому не возникает задача защиты от фотонейтронов.

3. ЗАЩИТА ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Факторы накопления гомогенных сред

При прохождении гамма-излучения через вещество создается широкий пучок излучения, состоящий из рассеянного и нерассеянного излучений. Интенсивность широкого пучка выражается формулой [4]

$$\varphi_w = \varphi_{w_0} \exp(-\mu x) B^{\vartheta}(E_\gamma, Z, \mu x), \quad (3.1)$$

где $B^{\vartheta}(E_\gamma, Z, \mu x) \geq 1$ — энергетический фактор накопления, учитывающий вклад рассеянного излучения.

Если измерить детектором интенсивность излучения в условиях узкого и широкого пучков при одинаковых параметрах E_γ , Z , μx , то показание детектора в условиях широкого пучка будет больше, чем в условиях узкого пучка, на значение вклада рассеянного излучения. Фактор накопления зависит от энергии гамма-излучения, атомного номера и толщины защитного материала, расположения источника и детектора по отношению к защите, геометрии и компоновки защиты.

Фактор накопления может относиться к различным измеряемым параметрам гамма-излучения: числу фотонов (числовой фактор накопления); интенсивности излучения (энергетический фактор накопления); экспозиционной дозе излучения (дозовый фактор накопления) и поглощенной дозе излучения (фактор накопления поглощенной энергии).

Численные значения факторов накопления были получены из решения интегро-дифференциального уравнения переноса для точечного изотропного и плоского мононаправленного источников для бесконечной гомогенной среды при различных параметрах E_γ , Z , μx [4].

При рассмотрении влияния рассеянного излучения в зависимости от протяженности поглощающей среды, относительно которой располагаются источник и детектор, возможны различные варианты:

1) источник и детектор помещаются в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде (фактор накопления B_∞);

2) источник находится в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде, а детектор — вне ее и наоборот, геометрия полубесконечная (фактор накопления $B_{1/2\infty}$);

3) источник и детектор разделены защитной поглощающей и рассеивающей средой с бесконечными поперечными размерами, барьерная геометрия — наиболее распространенный случай (фактор накопления B_δ);

4) источник и детектор разделены защитной поглощающей и рассеивающей средой с конечными поперечными размерами, ограниченная геометрия — ограниченные барьерные среды, теневые защиты и др. (фактор накопления B_0).

При расчете защиты в условиях барьерной геометрии удобно пользоваться поправочными коэффициентами, представляющими отношение дозового фактора накопления в барьерной геометрии к дозовому фактору накопления в бесконечной среде для точечного изотропного источника, т.е.

$$\delta_D(E_\gamma, Z) = \frac{B_\delta^D(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty^D(E_\gamma, Z, \mu x)}, \quad (3.2)$$

или отношение энергетического фактора накопления в барьерной геометрии к энергетическому фактору накопления в бесконечной среде для плоского мононаправленного источника, т.е.

$$\delta_\Theta(E_\gamma, Z) = \frac{B_\delta^\Theta(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty^\Theta(E_\gamma, Z, \mu x)}. \quad (3.3)$$

Тогда уравнение (3.1) при учете фактора накопления и поправочного коэффициента для барьерной геометрии будет выражаться следующей формулой:

$$\varphi_w = \varphi_{w_0} B_{\infty}^{\vartheta}(E_{\gamma}, Z, \mu x) \exp(-\mu x) \delta_{\vartheta}(E_{\gamma}, Z). \quad (3.4)$$

Значения дозового фактора накопления в бесконечной среде $B_{\infty}^D(E_{\gamma}, Z, \mu x)$, дозового фактора накопления для барьерной геометрии $B_{\sigma}^D(E_{\gamma}, Z, \mu x) = \delta_D(E_{\gamma}, Z) B_{\infty}^D(E_{\gamma}, Z, \mu x)$, поправочного коэффициента $\delta_D(E_{\gamma}, Z)$ для точечного изотропного источника приведены в соответствующей справочной литературе [4].

Пример. Рассчитать, во сколько раз увеличится экспозиционная доза за счет рассеянного излучения при прохождении γ -излучения от точечного изотропного источника с энергией 1 МэВ, если источник расположен в слое воды и вне его. Толщина водного экрана составляет 28,3 см.

Решение. По табл.ПЗ Приложения определяем для воды $\mu = 0,0706 \text{ см}^{-1}$ (при $E_{\gamma} = 1 \text{ МэВ}$). Находим $\mu x = 0,0706 \cdot 28,3 = 2$.

При расположении источника и детектора внутри воды $B_{\infty}^D = 3,71$ [4].

При расположении источника по одну сторону водного экрана, а детектора $\delta_D = 0,797$ [4]. Тогда $B_{\sigma}^D = \delta_D B_{\infty}^D = 0,797 \cdot 3,71 = 2,96$.

Итак, в бесконечной среде в слое воды толщиной 28,3 см за счет рассеянного излучения экспозиционная доза увеличится в 3,71 раза, а при барьерной геометрии — в 2,96 раза.

Для расчетов можно представить фактор накопления в виде суммы двух экспоненциальных членов

$$B(E_{\gamma}, Z, \mu x) = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu x) + A_2 \exp(-\alpha_2 \mu x), \quad (3.5)$$

где α_1 , α_2 , $A_2 = (1 - A_1)$ — численные коэффициенты, не зависящие от μx . Они зависят от E_{γ} и Z .

3.2. Расчет защиты по кратности ослабления экспозиционной дозы, мощности экспозиционной дозы и по заданной активности

При расчете защиты от гамма-излучения удобно применять универсальные [1], вычисленные на основании теории ослабления в веществе широкого пучка гамма-излучения от точечного источника.

Обозначим: k — кратность ослабления гамма-излучения, которая представляет собой отношение измеренной или рассчитанной экспозиционной дозы X (мощности экспозиционной дозы \dot{X}) без защиты к предельно допустимой экспозиционной дозе $X_{ПДД_A}$ ($\dot{X}_{ДМД_A}$) в той же точке за защитным экраном толщиной x ; k определяется по формуле

$$k(E_\gamma) = \frac{X}{X_{ПДД_A}} = \frac{\dot{X}}{\dot{X}_{ПДД_A}}. \quad (3.6)$$

При определении по универсальным таблицам П7 необходимой толщины защиты данного материала x , см, следует знать энергию гамма-излучения E_γ , МэВ, и кратность ослабления k .

Рассмотрим типовую задачу по расчету защиты от гамма-излучения (изменение фактора накопления от взаимного положения источник — защита — детектор не учитывается) [4].

Пример. Имеется гамма-установка терапевтическая, содержащая точечный изотропный источник ^{60}Co , гамма-эквивалент которого равен 50 г-экв Ra ($E_\gamma=1,25$ МэВ). При подготовке установки к работе источник выводится в рабочее положение по незащищенному шлангу.

Задание: Рассчитать необходимую толщину бетонной стенки x_b , отделяющей пульт управления оператора от установки, если $r=2$ м. Защита должна обеспечить предельно допустимые уровни облучения для персонала при 6-часовом рабочем дне. При проектировании учесть двукратный запас $n=2$.

Решение (во внесистемных единицах). Определяем активность источника

$$A = 8,4 \text{ М/Г} = 8,4 \cdot 50 \cdot 10^3 / 12,9 = 32,56 \cdot 10^3 \text{ мКи.}$$

Определяем мощность экспозиционной дозы от незащищенного источника на расстоянии 2 м

$$\dot{X} = 8,4 \text{ М} \cdot 10^6 / (r^2 \cdot 10^4 \cdot 3600) = 8,4 \cdot 50 \cdot 10^3 \cdot 10^6 / (2^2 \cdot 10^4 \cdot 3600) = 2916 \text{ мкР/с.}$$

Допустимая экспозиционная мощность дозы при $t=6$ ч составляет

$$\dot{X} = 4,63/t = 4,63/6 = 0,772 \text{ мкР/с.}$$

Определяем кратность ослабления с учетом двукратного запаса $n=2$

$$k = \dot{X}_n / \dot{X}_{\text{ДМД}_A} = 2916 \cdot 2 / 0,772 = 7554.$$

Толщина бетонной защиты определяется по соответствующим таблицам [1,4,5]. При $k=7554$ и $E_\gamma=1,25 \text{ МэВ}$ $x_6=93,5$ см.

Решение (в единицах СИ). Выразим все необходимые величины в единицах СИ: $A = 32,56 \cdot 10^3 \text{ мКи} = 32,56 \cdot 10^3 \cdot 3,7 \cdot 10^7 = 120,47 \cdot 10^{10} \text{ Бк.}$

Определим для ^{60}Co $\Gamma_{\text{СИ}_{\text{экс}}}$.

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{СИ}_{\text{экс}}} (\text{аКл} \cdot \text{м}^2 / \text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}) &= 0,1939 \text{ Г} (\text{Р} \cdot \text{см}^2 / \text{ч} \cdot \text{мКи}) = \\ &= 2,5 (\text{аКл} \cdot \text{м}^2 / \text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}) = 2,5 \cdot 10^{-18} (\text{Кл} \cdot \text{м}^2 / \text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}). \end{aligned}$$

Определяем мощность экспозиционной дозы по формуле:

$$\dot{X} = A \Gamma_{\text{СИ}_{\text{экс}}} / r^2 = 120,47 \cdot 10^{10} \cdot 2,5 \cdot 10^{-18} / 4 = 75,29 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}/(\text{кг} \cdot \text{с}).$$

Допустимая экспозиционная мощность дозы при $t=6$ ч составляет

$$\dot{X}_{\text{ДМД}_A} = 0,772 \cdot 2,58 \cdot 10^{-10} = 1,99 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}/(\text{кг} \cdot \text{с}). \text{ Отсюда}$$

$$k = \dot{X}_n / \dot{X}_{\text{ДМД}_A} = \frac{75,29 \cdot 10^{-8} \cdot 2}{1,99 \cdot 10^{-10}} = 7567.$$

При $k=7567$ и $E_\gamma=1,25 \text{ МэВ}$ $x_6=93,5 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$

3.3. Защита от плоских и точечных изотропных источников по слоям ослабления

Слой ослабления $\Delta_{1/k}$ показывает толщину защиты, которая ослабляет дозу излучения (плотность потока энергии,

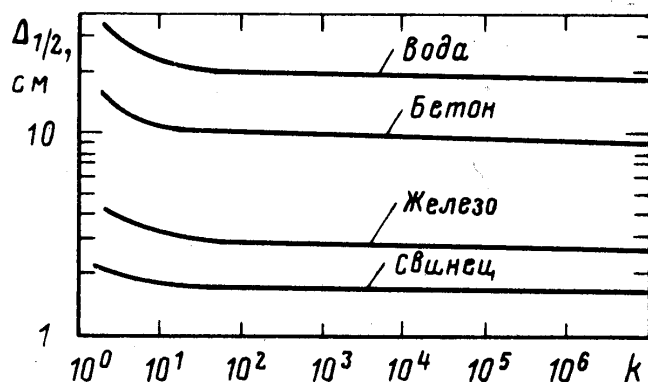


Рис. 1. Зависимость значения слоя половинного ослабления от кратности ослабления излучения (по поглощенной дозе в воздухе) защитой из различных материалов (бесконечная геометрия) для точечного изотропного источника фотонов с энергией $E_0=3$ МэВ

плотность потока частиц и т.д.) в k раз. Наиболее широко в расчетах применяют слои половинного $\Delta_{1/2}$ и десятичного $\Delta_{1/10}$ ослабления. Толщине защиты $\Delta_{1/2}$ соответствует кратность ослабления излучения, равная 2, толщине $\Delta_{1/10}$ — равная 10.

Если пользоваться для расчетов защиты значением слоев половинного ослабления $\Delta_{1/2}$, то для требуемой кратности ослабления излучения защитой k можно определить необходимое число слоев половинного ослабления n из выражения

$$k = 2^n. \quad (3.7)$$

Тогда толщина защиты

$$d \approx \Delta_{1/2} n. \quad (3.8)$$

Такая методика расчета, часто используемая для оценок защиты, является приближенной, так как значение $\Delta_{1/2}$ в геометрии широкого пучка изменяется для данной энергии фотонов источника и материала защиты в зависимости от

толщины защиты, пропорциональной кратности ослабления (рис. 1).

Следующий пример иллюстрирует приближенность расчетов по значениям $\Delta_{1/2}$ [1].

Пример. Рассчитать защиту из воды в бесконечной геометрии ($\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$), ослабляющую по поглощенной дозе в воздухе излучение точечного изотропного источника фотонов с энергией 3 МэВ в 2000 раз.

Решение. Из формулы (3.7) определяем для данной задачи $n \approx 11$. Из рис.1 видно, что значение $\Delta_{1/2}$ в зависимости от k уменьшается. Так при $k = 2$ $\Delta_{1/2} = 34$ см, при $k = 10$ $\Delta_{1/2} = 23$ см, при $k = 1000$ $\Delta_{1/2} = 19$ см. Для указанных значений $\Delta_{1/2}$ по формуле (3.8) вычисляем значения d , равные 374, 253, 209 см соответственно. Точное решение задачи получаем из универсальных таблиц: $d = 246$ см.

С хорошей точностью защиту можно рассчитать, если учесть изменение значения слоя ослабления с толщиной защиты. Учесть изменение значения слоя ослабления от толщины защиты при $k \leq 103$ удобно, используя значения слоев ослабления $\Delta_{1/10}$, $\Delta_{1/100}$, $\Delta_{1/1000}$. При этом следует иметь в виду, что начиная с толщины защиты, соответствующей кратности ослабления $k > 103$, значение слоя десятичного ослабления практически не изменяется с толщиной среды и может быть принято постоянным и равным асимптотическому значению $\Delta_{1/10}$.

Если $k = l \cdot 10^m$ ($1 \leq l \leq 10$, m — целое положительное число), толщину защиты с хорошей точностью можно рассчитать по формулам:

$$\text{при } m = 0 \quad d = \Delta_{1/10} \xi, \quad (3.9)$$

$$\text{при } m = 1 \quad d = \Delta_{1/10} + (\Delta_{1/100} - \Delta_{1/10}) \xi, \quad (3.10)$$

$$\text{при } m = 2 \quad d = \Delta_{1/100} + (\Delta_{1/1000} - \Delta_{1/100}) \xi, \quad (3.11)$$

$$\text{при } m \geq 3 \quad d = \Delta_{1/1000} + \Delta_{1/10} (m-3) + \Delta_{1/10} \xi, \quad (3.12)$$

где ξ — коэффициент, связывающий слой $\Delta_{1/l}$ со слоем $\Delta_{1/l}$, ослабляющим излучение в l раз; $\Delta_{1/l} = \Delta_{1/l} \xi$.

3.4. Метод конкурирующих линий для расчета защиты от немонотонных энергетических источников.

Метод конкурирующих линий [1,4] сводит расчеты защиты для немонотонных энергетических источников к расчету защиты от монотонных энергетических источников, например по универсальным таблицам или по слоям ослабления.

Рекомендуется следующая последовательность расчетов методом конкурирующих линий для немонотонных энергетических источников, испускающих m энергетических групп фотонов с энергией i -й группы E_{oi} и вкладом фотонов i -й группы в дозу или керма-эквивалент p_i ($\sum p_i = 1$).

1. Определяют необходимую кратность ослабления излучения источника защитой k .

2. Рассчитывают парциальную кратность ослабления фотонов i -й энергетической группы

$$k_i = k p_i. \quad (3.13)$$

3. Для каждой энергии фотонов E_{oi} и k_i по универсальным таблицам или по слоям ослабления определяют требуемую толщину защиты d_i .

Энергию фотонов, требующую наибольшей толщины защиты d_r , называют главной линией спектра. Энергию фотонов, которая требует следующую по величине после главной линии толщину защиты d_k , называют конкурирующей линией.

4. Окончательную толщину определяют равной:

$$d = d_r + \Delta_{1/2}, \text{ если } (d_r - d_k) = 0; \quad (3.14)$$

$$d = d_k + \Delta_{1/2}, \text{ если } 0 < (d_r - d_k) < \Delta_{1/2}; \quad (3.15)$$

$$d = d_r, \text{ если } (d_r - d_k) > \Delta_{1/2}, \quad (3.16)$$

где $\Delta_{1/2}$ — наибольшее значение из слоев половинного ослабления для главной и конкурирующей линий для удвоенных кратностей ослабления при максимальной энергии фотонов (определяется, например, по универсальным таблицам для толщины защиты d_r и d_k соответственно).

Особо следует отметить, что в конкретной задаче главные и конкурирующие линии часто меняются в зависимости от толщины защиты, пропорциональной кратности ослабления.

3.5. Метод расчета защиты от гамма-излучения объемных источников

Для некоторых типов задач при расчете защиты от гамма-излучения необходимо учитывать размеры и конфигурации источников. Формулы для расчета мощности дозы протяженных источников указаны в приложение П9.

3.6. Защита от рентгеновского излучения

Одна из основных характеристик генератора рентгеновского излучения (рентгеновской трубки) — радиационный выход (вместо термина “радиационный выход” используется также термин “лучевая отдача” рентгеновской трубки) [1]. Радиационный выход \dot{D}_T — мощность поглощенной дозы в воздухе, создаваемая на расстоянии 1 м от анода рентгеновской трубки при силе тока 1 мА (рис.2).

Радиационный выход зависит прежде всего от напряжения, тока трубки, фильтрации пучка. Радиационный выход зависит также от конструкции трубки, материала мишени, геометрии облучения. Поэтому, если возможно, радиационный выход лучше определять для каждой конкретной трубки (установки).

Защиту из свинца от широкого пучка рентгеновского излучения можно рассчитать по номограммам рис.3а,б. Параметром номограмм является коэффициент

$$k_1 = 2,5 \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{T_0}} m \frac{i}{R^2}, \quad (3.17)$$

где \dot{D}_T — радиационный выход конкретной рентгеновской

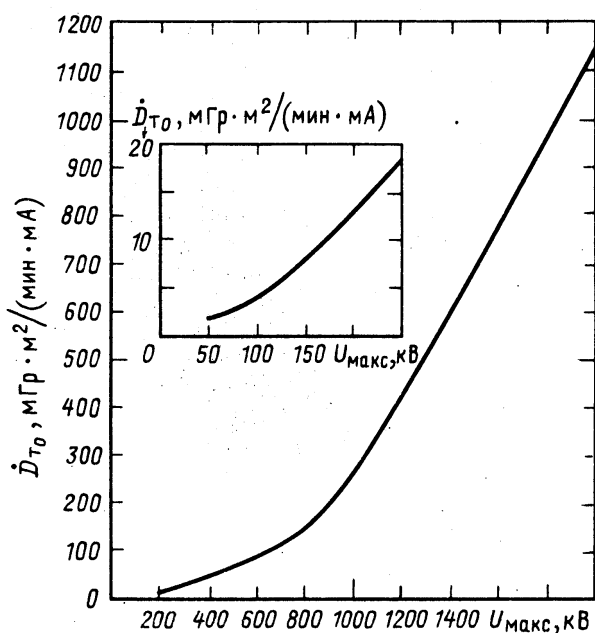


Рис. 2. Радиационный выход рентгеновских трубок в зависимости от напряжения на трубке по данным работ [1] (эти данные приняты за стандартную величину при построении номограмм).

трубки, для которой определяется в задаче защита; \dot{D}_{T_0} — радиационный выход некоторой стандартной рентгеновской трубки, определяемый из рис.2; заметим, что \dot{D}_T и \dot{D}_{T_0} при подстановке в формулу (3.17)

выражаются в одних единицах; m —

отношение проектной предельно допустимой мощности эквивалентной дозы для помещений постоянного пребывания персонала категории А при 36-

часовой рабочей неделе к проектной мощности эквивалентной дозы для данной конкретной задачи при t ч работы в неделю в тех же единицах; i — сила тока в рентгеновской трубке, мА; R — расстояние от анода трубки до рабочего места, м.

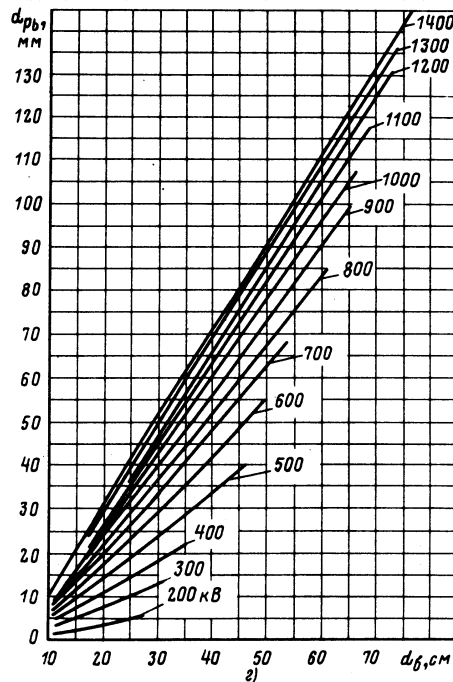
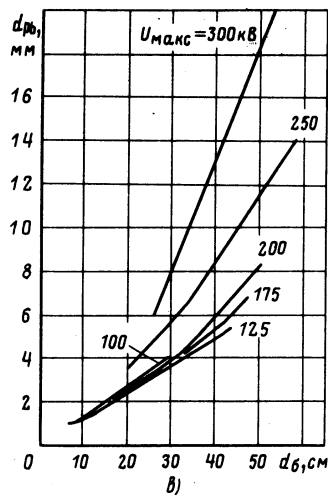
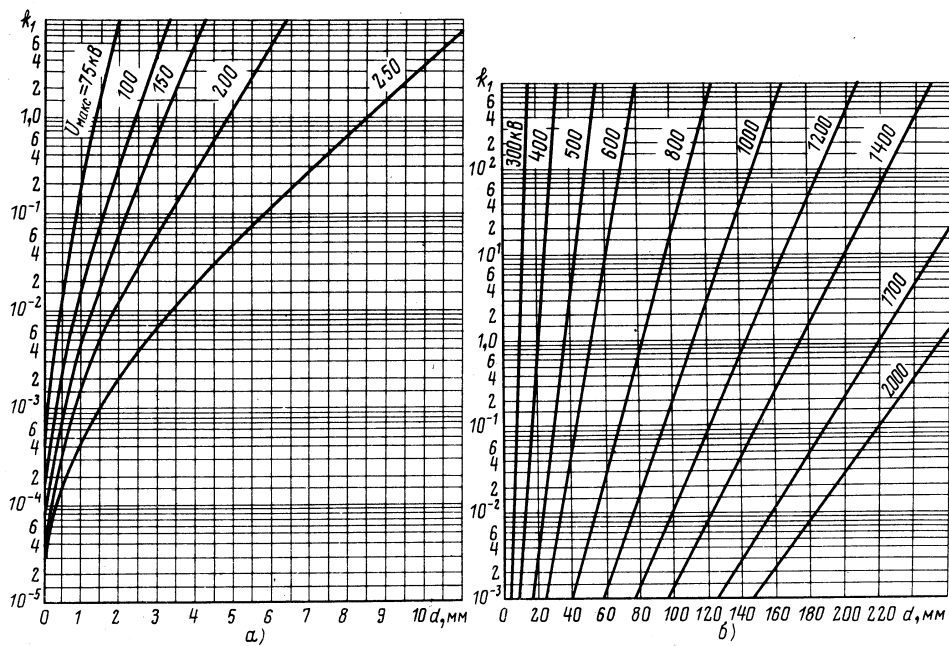


Рис. 3. Номограмма для расчета защиты из свинца d от рентгеновского излучения при различных значениях максимального напряжения на рентгеновской трубке $U_{\text{макс}}$ (а,б) и отношение между эквивалентной толщиной свинца и бетона ($\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$) для рентгеновского излучения различной энергии (в,г) [1].

Если величина \dot{D}_T для используемой трубки неизвестна, можно попробовать подобрать эту величину из данных рис.4. Если и это не удастся сделать, то с некоторой погрешностью для оценок защиты можно принять $\dot{D}_T = \dot{D}_{T_0}$ (рис.2).

Для 36-часовой рабочей недели при $\dot{D}_T = \dot{D}_{T_0}$ и $m=1$ формула (3.17) приобретает совсем простой вид:

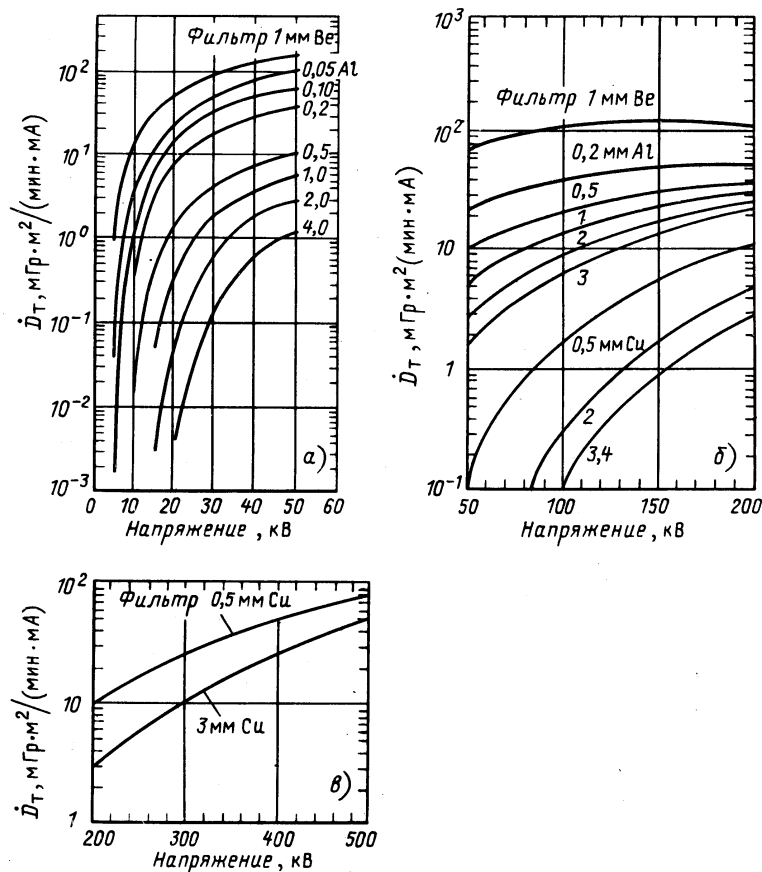


Рис.4. Радиационный выход рентгеновского излучения (данные по воздушной керме) в зависимости от напряжения на трубках с вольфрамовой мишенью с окном трубки из бериллия толщиной 1 мм после различных фильтров (а), с вольфрамовой мишенью с окном трубки из бериллия толщиной 1 мм после различных фильтров (б), с вольфрамовой мишенью после фильтра из меди (в) [1]. На рис. “а” в [6] приведен радиационный выход для расстояния от мишени 10 см. Здесь эти данные пересчитаны по закону “обратных квадратов” к расстоянию 1 м.

$$k_1 = 2,5i/R^2. \quad (3.18)$$

Заметим, что при использовании данных рис.2 и 4 на больших расстояниях, чем приведенные на рисунках, необходимо, строго говоря, учитывать ослабление излучения в воздухе, особенно при низких напряжениях.

Отметим, что защиту следует рассчитывать исходя из номинальных значений тока и напряжения рентгеновской трубки.

Толщину защиты из бетона ($\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$) можно оценить, исходя из рассчитанной по указанной выше методике толщины защиты из свинца с использованием данных рис.3в,г.

Если плотность используемого строительного материала (кирпича, бетона) не равна $2,35 \text{ г/см}^3$, то найденное значение толщины защитного слоя бетона следует умножить на $2,35/\rho$, где ρ — плотность используемого материала, г/см^3 .

Пример. Определить толщину защиты из свинца для рентгеновской установки с максимальным напряжением 200 кВ при токе на мишень $i=5 \text{ мА}$, если расстояние от анода трубки до рабочего места $R=2 \text{ м}$, время работы персонала 18ч в неделю, радиационный выход трубки $\dot{D}_T=13,6 \text{ мГр}\cdot\text{м}^2/(\text{мин}\cdot\text{мА})$. По найденной толщине защиты из свинца оценить эквивалентную толщину защиты из бетона.

Решение. По формуле (3.17)

$$k_1 = 2,5 \frac{\dot{D}_T}{D_{T_0}} m \frac{i}{R^2} = 2,5 \cdot \frac{13,6}{13} \cdot \frac{18}{36} \cdot \frac{5}{4} = 1,63 ,$$

где $\dot{D}_{T_0} = 13 \text{ мГр}\cdot\text{м}^2/(\text{мин}\cdot\text{мА})$ найдено из рис.10.2, $m=18/36$. По номограмме рис.3а находим, что $k_1=1,63$ и $U_{\text{макс}}=200 \text{ кВ}$ соответствует толщине $d=5,3 \text{ мм}$ свинца. Из рис.3в можно оценить, что эквивалентная толщина защиты из бетона ($\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$) равна $d = 37 \text{ см}$.

4. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

При рассмотрении расчета защиты от нейтронного излучения следует иметь в виду процессы взаимодействия нейтронов с веществом среды .

1. Защита от нейтронного излучения основывается на поглощении тепловых нейтронов. Быстрые нейтроны должны быть сначала замедлены.

2. Нейтроны с энергией свыше 0,5 МэВ рассеиваются на ядрах поглощающей среды, испытывая неупругие столкновения с выходом нейтронов меньшей энергии. При этом ядра переходят в возбужденное состояние и возвращаются в основное состояние, испуская гамма-излучение и (или) бета-частицы.

3. Нейтроны, имеющие энергию до 0,5 МэВ, испытывают в основном упругое рассеяние. В результате неупругого рассеяния нейтроны замедляются до тепловых и приходят в тепловое равновесие с окружающей средой. Тепловые нейтроны, диффундируя в защите, могут либо выйти за ее пределы, либо быть поглощены в самой защите. При этом возникает захватное гамма-излучение, которое необходимо учитывать при расчете защиты.

4. Под действием нейтронного облучения многие материалы активируются. Это следует учитывать при выборе защиты.

Ослабление узкого моноэнергетического пучка быстрых нейтронов происходит по экспоненте:

$$\varphi_x = \varphi \cdot \exp(-\Sigma_t x) , \quad (4.1)$$

где φ_x — плотность потока нейтронов, нейтр./(м²·с), после ослабления в защите толщиной x , см; φ — плотность потока без защиты; Σ_t — полное макроскопическое сечение защитного материала, см⁻¹; $\Sigma_t = \sigma_t n_A$ (n_A — число ядер,

находящихся в 1 см^3 поглощающего вещества, $n_A = \rho \cdot 6,023 \cdot 10^{23} / A$). Для сложного состава защиты

$$\Sigma_t = \sigma_1 n_{A_1} + \sigma_2 n_{A_2} + \dots, \quad (4.2)$$

где σ_1, σ_2 — микроскопические сечения отдельных элементов, входящих в состав сложного вещества, см^2 ; n_{A_1}, n_{A_2} — числа ядер отдельных элементов, находящихся в 1 см^3 вещества.

Ослабление плотности потока нейтронов (формула (4.1)) в зависимости от толщины защиты x и длины релаксации нейтронов $\lambda = 1/\Sigma$ может быть определено по формуле

$$\varphi_x = \varphi \cdot \exp(-x/\lambda). \quad (4.3)$$

Форма кривой ослабления (на начальном участке от источника в 2-3 длины релаксации) может отличаться от экспоненциальной формы. Это отличие учитывается введением коэффициента f .

Плотность потока нейтронов от моноэнергетического точечного изотропного источника за защитой толщиной x (защита находится между источником и детектором) будет равна

$$\varphi_x = \frac{Ff}{4\pi r^2} \exp(-\Sigma x), \quad (4.4)$$

где F — поток нейтронов, нейтр./с.

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

При расчете защиты от быстрых нейтронов можно использовать величину слоя половинного и десятикратного ослабления

$$\Delta_{1/2} = 0,693/\Sigma \text{ и } \Delta_{1/10} = 2,303/\Sigma.$$

Зная кратность ослабления (отношение какого-либо параметра, например плотности потока без защиты, к аналогичной величине с защитой)

$$k = \varphi / \varphi_x = \exp(\Sigma x) = 2^n \cdot 10^{n'}, \quad (4.5)$$

можно найти толщину защитного слоя

$$x = n\Delta_{1/2} + n'\Delta_{1/10}. \quad (4.6)$$

Для расчета водной защиты от (α, n) — источников нейтронов можно использовать номограммы, как это показано ниже.

4.1. Номограммы для расчета водной защиты от нейтронов (α, n) -источников.

В настоящем параграфе приведены номограммы трех типов для расчета (по максимальной эквивалентной дозе) защиты от нейтронов наиболее широко используемых лабораторных (α, n) -источников: Po- α -Be, Ra- α -Be, Pu- α -Be, Po- α -B [1].

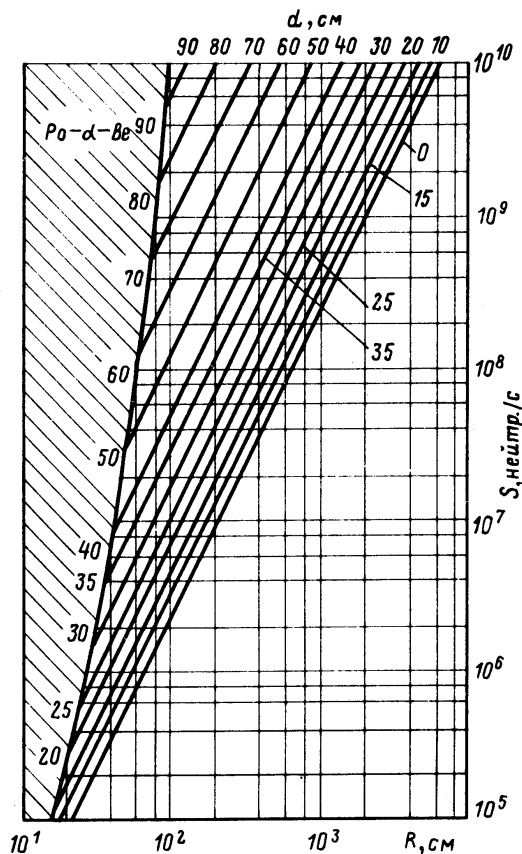


Рис. 5. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов (Po- α -Be).

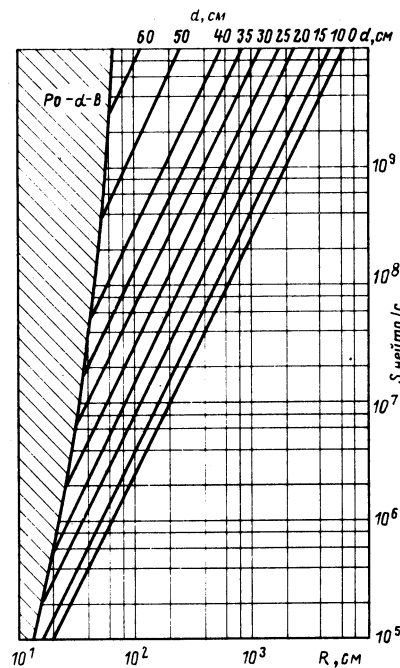


Рис. 6. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов (Po- α -B).

Номограммы построены по данным пространственно-энергетического распределения нейтронов в бесконечной водной среде от точечных моноэнергетических источников, рассчитанным методом моментов [1]. Оценки показывают, что для барьерных защит можно ожидать уменьшения полной дозы на границе по сравнению с расчетами по номограммам приблизительно на 25-50 %.

Номограммы первого типа (рис.5 и 6) связывают мощность источника S , расстояние от источника до точки детектирования R и толщину водной защиты d . Номограммы построены для времени облучения 36 ч/неделя и предельно допустимой дозы для персонала (категория облучения А) 1 мЗв/неделя.

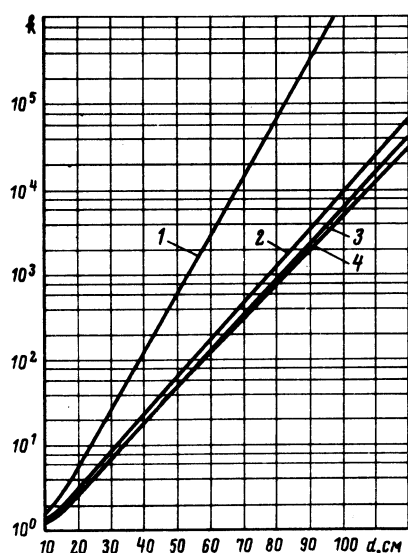


Рис.7. Номограмма второго типа для расчета защиты по кратности ослабления водой нейтронов (Po- α -Be)-источника для источников: 1 - Po- α -B; 2 - в зависимости от мощности Ra- α -Be; 3 - Po- α -Be; 4 — максимальная эквивалентной Pu- α -Be.

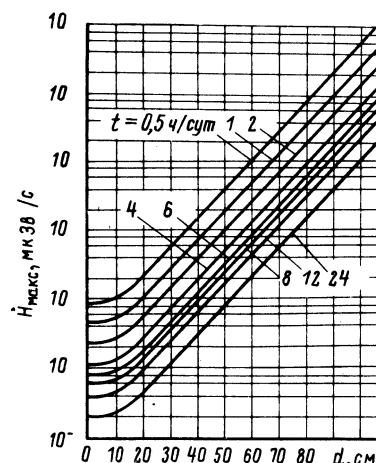


Рис.8. Номограмма третьего типа для расчета защиты от кратности ослабления водой нейтронов (Po- α -Be)-источника для источников: 1 - Po- α -B; 2 - в зависимости от мощности Ra- α -Be; 3 - Po- α -Be; 4 — максимальная эквивалентной Pu- α -Be. \dot{H}_{\max} и времени облучения t , ч/сут, при шестидневной рабочей неделе.

Номограммы второго типа (рис.7) показывают зависимость кратности ослабления k от толщины водной защиты для разных источников нейтронов.

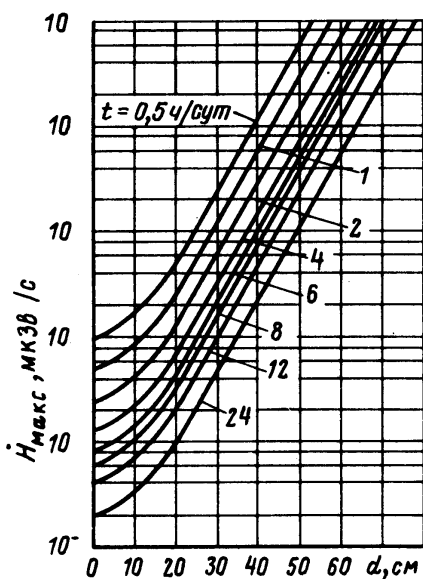


Рис. 9. Номограмма третьего типа для расчета защиты от нейтронов ($Po-\alpha-V$)-источника в зависимости от мощности максимальной эквивалентной дозы \dot{H}_{max} и времени облучения t , ч/сут, при шестидневной рабочей неделе.

Номограммы третьего типа (рис.8 и 10.9) связывают между собой измеренную или рассчитанную мощность максимальной эквивалентной дозы, время облучения и толщину защиты. Номограммы построены для предельно допустимой дозы для персонала.

Номограммы первого и третьего типов для ($Po-\alpha-V$)-источника могут быть с достаточной точностью применены для ($Pu-\alpha-V$)-источников и с несколько худшей точностью для ($Ra-\alpha-$

Ve)-источников. Неточность в этом случае можно оценить исходя из номограммы второго типа, по которой определяют длину релаксации нейтронов по дозе (табл.1).

В случае расчетов для предельно допустимых доз, отличных от условий профессионального облучения, следует вводить

Таблица 1
Длина релаксации нейтрона L по максимальной эквивалентной дозе в воде для различных источников.

Источник	L , см
$Po-\alpha-V$	6,3
$Ra-\alpha-Ve$	9,8
$Po-\alpha-Ve$	10,3
$Pu-\alpha-Ve$	10,5

фиктивную мощность источника для номограмм первого типа или фиктивную мощность дозы для номограмм третьего типа. Значения фиктивных мощностей источника и мощностей дозы должны отличаться от истинных значений во столько раз, во сколько предельно допустимая доза для персонала отличается от принятой для данной задачи предельно допустимой дозы.

Аналогичным образом можно ввести поправку на время работы, отличное от принятого в расчетах.

При расчете защиты из парафина следует учитывать, что длина релаксации в парафине меньше длины релаксации в воде в 1,2 раза для (Po- α -V)-источника и в 1,16 раза для (Po- α -Be)-источника. При расчете защиты лабораторных нейтронных источников необходимо известными способами проверять пригодность выбранной защиты и от γ -излучения.

4.2. Активация материалов в поле нейтронов.

Для расчета наведенной активности удобно ввести понятие активационного интеграла q , характеризующего скорость протекания реакции. Отнесенный к одному ядру изотопа мишени активационный интеграл

$$q = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE, \quad (4.7)$$

где $\sigma(E)$ — энергетическая зависимость сечения активации; $\varphi(E)$ — энергетический спектр нейтронов.

Объемная наведенная активность A_V изотопа продукта реакции с постоянной распада λ в материале с первоначальным числом атомов изотопа мишени в единице объема n_0 за время облучения T в стабильном потоке нейтронов через время после окончания облучения t в потоке нейтронов с

энергетическим спектром $\varphi(E)$, сечением активации $\sigma(E)$, сечением выгорания изотопа продукта реакции $\sigma^*(E)$,

активационными интегралами $q = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE$,

$q^* = \int_0^{\infty} \sigma^*(E) \varphi(E) dE$ определяется по следующим формулам:

а) с учетом выгорания ядер изотопа мишени и изотопа продукта реакции:

$$A_V = \frac{\lambda n_0 q [1 - e^{-(\lambda + q^* - q)T}]}{\lambda + q^* - q} e^{-qT} e^{-\lambda t}; \quad (4.8)$$

б) с учетом выгорания изотопа продукта реакции, пренебрегая выгоранием ядер изотопа мишени:

$$A_V = \frac{\lambda n_0 q [1 - e^{-(\lambda + q^*)T}]}{\lambda + q^*} e^{-\lambda t}; \quad (4.9)$$

в) без учета процессов выгорания:

$$A_V = n_0 q (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}. \quad (4.10)$$

Для большинства практических задач процессами выгорания можно пренебречь и пользоваться формулой (4.10).

Если активация происходит только на тепловых нейтронах, то в формулах (4.8) - (4.10) $q = \sigma_{m.n} \varphi_{m.n}$, $q^* = \sigma^*_{m.n} \varphi_{m.n}$ и тогда, например, формула (4.10) запишется в виде

$$A_V = n_0 \sigma_{m.n} \varphi_{m.n} (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}. \quad (4.11)$$

Если при этом n_0 выразить в числе ядер в 1 см^3 , $\sigma_{m.n}$ в см^2 , $\varphi_{m.n}$ в $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, то объемную активность A_V определим в $\text{Бк}/\text{см}^3$.

Если в процессе активации наряду с основным изотопом (G) с постоянной распада λ_G образуется его изомер (M) с постоянной распада λ_M , распадающийся с вероятностью p_M на основной уровень, а активационные интегралы для основного

и изомерного состояний равны q_G и q_M соответственно, то объемная наведенная активность основного изотопа без учета процессов выгорания [7]

$$A_{V_G} = n_0 \left(q_G + p_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_G} q_M \right) (1 - e^{-\lambda_G T}) e^{-\lambda_G t} - p_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_G} n_0 q_M (1 - e^{-\lambda_G T}) e^{-\lambda_G t} \quad (4.12)$$

Если $\lambda_M T \gg 1$; $T_M \ll T_G$; $\lambda_M \gg \lambda_G$, то соотношение (4.12) переходит в

$$A_{V_G} = n_0 (q_G + p_M q_M) (1 - e^{-\lambda_G T}) e^{-\lambda_G t} \quad (4.13)$$

Для нестабильного по времени потока нейтронов можно обычно выделить некоторое число l временных интервалов, когда в течение j -го интервала T_j плотность потока φ_j можно считать стабильной. Тогда полная наведенная активность определяется суперпозицией наведенных активностей от каждого j -го интервала. Например, в этом случае, формула (4.10) приобретает вид

$$A_{V_G} = n_0 \sum_{j=1}^l q_j (1 - e^{-\lambda T_j}) e^{-\lambda t_j}, \quad (4.14)$$

где $q_j = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi_j(E) dE$; t_j — время “выдержки” после облучения для j -го интервала.

Заметим, что в приведенных выше формулах число атомов изотопа мишени в единице объема n_0 , атом/см³,

$$n_0 = p \rho \frac{N_A}{A}, \quad (4.15)$$

где p — относительное содержание изотопа мишени в химическом элементе; ρ — плотность материала мишени, г/см³; N_A — число Авогадро; A — атомная масса изотопа мишени.

Удельную активность A_m можно рассчитать из простого соотношения

$$A_m = A_V / \rho. \quad (4.16)$$

Приведенные формулы справедливы, если в пределах рассматриваемого активизируемого объема можно пренебречь изменением нейтронного потока вследствие поглощения и рассеяния.

4.3. Вторичное гамма-излучение в защитах

Напомним, что под вторичным понимается ионизирующее излучение, возникающее в результате взаимодействия первичного излучения с рассматриваемой средой.

Одним из наиболее проникающих видов вторичного излучения является вторичное гамма-излучение в защите, сопровождающее захват и неупругое рассеяние нейтронов на ядрах изотопов конструкционных, строительных материалов и материалов биологической защиты.

Высокие потоки нейтронов в защитах ядерно-технических установок могут создавать высокую плотность источников вторичного гамма-излучения. Поэтому в ряде случаев радиационная обстановка за защитой ядерно-технических установок целиком определяется вторичным гамма-излучением. Эти вопросы подробно рассмотрены в [1]. Там же приведены сечения радиационного захвата.

Задача определения поля вторичного гамма-излучения в среде сводится к интегрированию вкладов в поле излучения в данной точке детектирования, обусловленных вторичными фотонами, образующимися в актах взаимодействия с нейтронами во всем объеме защиты. Решение таких задач приводится, например, в работах [8].

В заключение отметим некоторые важные закономерности формирования вторичного гамма-излучения в средах [5].

1. В легких средах отношение $\dot{H}_{\text{макс } \gamma} / \dot{H}_{\text{макс } \text{сп}}$ растет с ростом толщины среды d , проходит при некотором d_0 через 1 и с дальнейшим ростом d становится больше 1. Величина d_0 для нейтронов спектра деления при измерении дозовых характеристик равняется 36 см для воды, 50 см для водорода, 67 см для гидрида лития, 54 см для борированной воды с массовой долей бора 1 %.

2. Для тяжелых веществ $\dot{H}_{\text{макс } \gamma} / \dot{H}_{\text{макс } \text{сп}}$ с толщиной защиты d изменяется слабо (значительно слабее, чем в легких средах).

3. Отношение $\dot{H}_{\text{макс } \gamma} / \dot{H}_{\text{макс } \text{сп}}$ как функция толщины защиты практически не зависит от углового распределения нейтронов на входе в защиту для широкого класса азимутально-симметричных угловых распределений излучения источников нейтронов [9].

4. Гамма-излучение, сопровождающее неупругое рассеяние нейтронов на ядрах, обычно вносит значительный вклад в характеристики поля вторичного гамма-излучения, когда на входе в среду имеется жесткий спектр нейтронов.

5. Задание спектра гамма-излучения, генерируемого при радиационном захвате, не зависящем от энергии захватываемых нейтронов, может приводить к погрешностям зависимости $\dot{H}_{\text{макс } \gamma} / \dot{H}_{\text{макс } \text{сп}}$ от d до 30-40 % [9].

6. К существенным погрешностям расчетов может приводить неучет вклада в поле вторичного гамма-излучения различных изотопов примесей с большими сечениями захвата, особенно для материалов, имеющих, подобно свинцу, небольшие сечения радиационного захвата.

7. Наилучшими с точки зрения минимума выхода вторичного гамма-излучения являются среды, состоящие из смеси легких и тяжелых веществ.

8. Для снижения выхода захватного гамма-излучения можно использовать гомогенное или гетерогенное борирование среды.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица П1

Физические константы

Скорость света в вакууме	c	299 792 458 м/с
Число Авогадро	N_A	$6,0221415(10) \cdot 10^{23}$
Постоянная Планка	h	$4,13566743(35) \times 10^{-15}$ эВ·с
Постоянная Больцмана	$k=R/N_A$	$1,3806505(24) \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Элементарный электрический заряд	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона	m_e	$9,1093826(16) \cdot 10^{-31}$ кг
Масса протона	m_p	$1,67262171(29) \cdot 10^{-27}$ кг
Масса нейтрона	m_n	$1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг
Магнетон Бора	μ_B	$0,92740 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл
Ядерный магнетон	μ_N	$5,050813 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл
Магнитная постоянная	μ_0	$1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м
Электрическая постоянная	ϵ_0	$0,885 \cdot 10^{-11}$ Ф/м
Комптоновская длина	λ_C	$2,426310238(16) \cdot 10^{-12}$ м
Постоянная тонкой структуры	α	$7,297352568(24) \cdot 10^{-3}$

Таблица П2

Свойства некоторых нуклидов

Z	Символ элемента	A	Содержание изотопов в природе, %	Вид радиоактивности, период полураспада	Энергия связи, МэВ
1	H	1	99,985	β^- , 12 г	2,2 8,5
		2	0,015		
		3	космогенн.		
2	He	3	10		28,3 32,0
		4	100		
3	Li	6	7,4	β^- , 0,84 с	39,2 41,3
		7	92		
		8			
4	Be	7		β^- , 2,7·10 ⁶ г β^+ , 0,78 с	37,6 58,2
		8	100		
		10			
5	B	8		β^- , 1,8·10 ⁻² с β^+	37,7 64,7 76,2
		10	20		
		11	80		
		12			
6	C	9-11		β^- , 5730 г	73,4 (C ¹¹) 92,2 97,1 105,3
		12	99		
		13	1,1		
		14	космогенн.		
7	N	14	100		104,7 115,5
		15	0,36		
18	Ar	36	0,34		
		38	0,063		
		40	100		
19	K	39	93	β^+ , β^- , e-захват 1,4·10 ⁹ г	
		40	долгожив.		
		41	6,7		
20	Ca	37-39		β^+ e-захват 8·10 ⁴ г β^- β^-	
		40	97		
		41			
		42-44	2,9 (сумм)		
		45			
		46	3,3		
		47			
38	Sr	48	0,18	e-захват, 64 д	728,9 734,5 748,9 757,3 768,4 782,6
		84	0,55		
		85			
		86	9,9		
		87	7,0		
		88	83		
		90		β^- , 28 г	

Таблица П2
(продолжение)

Z	Символ элемента	A	Содержание изотопов в природе, %	Вид радиоактивности, период полураспада	Энергия связи, МэВ
39	Y	82-88		β^+, β^-	
		89	100		775
40	Zr	90	51	β^- , 64 час.	782,4
		91	11		783,8
		92	17		
		94	17		
		96	2,8		
46	Pd	108	27		925,2
		110	12		940,8
47	Ag	107	51		915,4
		108		β^+, β^- , е-захват, 2,4 мин	922,6
		109	49		931,8
		110		β^- , 25 с	938,6
48	Cd	110	12		940,7
60	Nd	142	27		1185,4
		143	12		1191,4
		144	24		1199,2
		148	5,7		1225,4
		144	3,1		1196
		145		е-захват, 340 д	1202,9
		146		α , $7 \cdot 10^7$ г	
147	15	α , 10^{11} г			
62	Sm	148	11	α , $2 \cdot 10^{14}$ г	
		150	7,5		1239,5
		152	27	α , $1,7 \cdot 10^{11}$ г	
		154	23		1267,1
		154	23		
		154	23		
		154	23		
80	Hg	204	6,8		
82	Pb	204	1,4	α , $1,4 \cdot 10^{17}$ г	
		205		е-захват, $3 \cdot 10^7$ г	
		206	25		1622,3
		207	22		1629,0
		208	52		1636,4

Таблица П3

Линейный коэффициент ослабления гамма-излучения μ (см⁻¹) и массовый коэффициент передачи энергии μ_{tr} (см²/г) для алюминия, железа и свинца

E _γ , МэВ	Вода		Алюминий		Железо		Свинец	
	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}
0,01	4,87	4,72	69,44	25,70	1328	139	1407	124
0,02	0,68	0,50	8,16	3,06	192	22	943	66
0,04	0,23	0,06	1,27	0,33	27	3,2	151	12
0,08	0,17	0,02	0,48	0,05	4,2	0,4	23,5	1,9
0,10	0,16	0,02	0,42	0,04	2,6	0,2	60,4	2,1
0,20	0,13	0,03	0,32	0,03	1,06	0,05	10,6	0,6
0,30	0,12	0,03	0,28	0,03	0,82	0,03	4,2	0,25
0,40	0,10	0,03	0,25	0,03	0,72	0,03	2,44	0,14
0,50	0,10	0,03	0,23	0,03	0,65	0,03	1,70	0,10
0,60	0,09	0,04	0,21	0,03	0,60	0,03	1,33	0,07
0,80	0,08	0,03	0,18	0,03	0,52	0,03	0,95	0,05
1,00	0,07	0,03	0,16	0,03	0,47	0,03	0,77	0,04
1,25	0,06	0,03	0,15	0,02	0,42	0,02	0,67	0,03
1,50	0,06	0,03	0,13	0,02	0,38	0,02	0,56	0,03
2,00	0,05	0,03	0,12	0,02	0,33	0,02	0,51	0,02

Таблица П4

Коэффициенты качества для разных видов ионизирующих излучений k , Зв/Гр

Фотоны		Нейтроны		Электроны		β -излучение*		Протоны	
E ₀ , МэВ	k	E ₀ , МэВ	k	E ₀ , МэВ	k	E ₀ , МэВ	k	E ₀ , МэВ	k
5·10 ⁻³	2,6	тепловые	2,9	1·10 ⁻¹	1,1	0,2	1,1	2	13,5
1·10 ⁻²	1,8	1·10 ⁻⁷	2,4	≥2·10 ⁻¹	1,0	0,3	1,1	5	11,7
2·10 ⁻²	1,4	1·10 ⁻⁶	1,9			0,4	1,1	10	9,4
3·10 ⁻²	1,5	1·10 ⁻⁵	1,7			0,5	1,1	20	7,0
5·10 ⁻²	1,7	1·10 ⁻⁴	1,7			≥0,7	1,0	50	4,7
1·10 ⁻¹	1,5	5·10 ⁻³	2,8						
2·10 ⁻¹	1,2	2·10 ⁻²	4,9						
5·10 ⁻¹	1,1	1·10 ⁻¹	8,0						
≥1	1,0	5·10 ⁻¹	12						
		1	12						
		2,5	10						
		5	8,4						
		10	6,7						
		20	5,4						

*Для кожи как критического органа.

Таблица П5

Средние значения коэффициента качества \bar{k} , Зв/Гр

Вид ионизирующего излучения	\bar{k}
Фотоны с энергией более 350 кэВ	1,0
Фотоны с энергией 150-350 кэВ	1,5
Фотоны с энергией менее 150 кэВ	2,0
Электроны и позитроны с энергией более 100 кэВ	1,0
Бета-излучение с граничной энергией более 200 кэВ ¹	1,0
Нейтроны с энергией более 100 МэВ	5,0
Нейтроны с энергией 0,03-100 МэВ	10
Нейтроны с энергией менее 30 кэВ	3,0
Протоны с энергией более 50 МэВ ¹	2,5
Протоны с энергией более 5 МэВ ²	2,5
Альфа-излучение с энергией менее 6 МэВ	20
Тяжелые ядра	20

¹При облучении тела на глубине 1 см и более.²При облучении кожи.

Таблица П6

Массовый $(\mu_{en})_m$ и линейный μ_{en} коэффициент поглощения энергии для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения

E_γ , МэВ	$(\mu_{en})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹	$(\mu_{en})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹
	Вода, $\rho = 1,0$ г/см ³		Воздух, $\rho = 1,2928 \cdot 10^{-3}$ г/см ³		Алюминий, $\rho = 2,70$ г/см ³	
0,01	4,84	4,84	4,65	6,01	25,4	68,6
0,015	1,34	1,34	1,30	1,68	7,32	19,8
0,02	0,536	0,536	0,527	0,681	3,06	8,26
0,03	0,152	0,152	0,150	0,194	0,857	2,31
0,04	0,0680	0,0680	0,0671	0,0867	0,353	0,953
0,05	0,0415	0,0415	0,0404	0,0522	0,181	0,489
0,06	0,0315	0,0315	0,0301	0,0889	0,108	0,292
0,08	0,0258	0,0258	0,0239	0,0309	0,0542	0,146
0,1	0,0254	0,0254	0,0232	0,0300	0,0373	0,101
0,145	0,0273	0,0273	0,0247	0,0319	0,0281	0,0759
0,15	0,0276	0,0276	0,0249	0,0322	0,0277	0,0748
0,2	0,0297	0,0297	0,0267	0,0345	0,0272	0,0734
0,279	0,0316	0,0316	0,0284	0,0367	0,0279	0,0753
0,3	0,0319	0,0319	0,0287	0,0371	0,0281	0,0759
0,4	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381	0,0286	0,0772
0,412	0,0329	0,0329	0,0295	0,0381	0,0286	0,0772
0,5	0,0330	0,0330	0,0297	0,0384	0,0290	0,0783
0,6	0,0328	0,0328	0,0295	0,0381	0,0283	0,0764
0,662	0,0326	0,0326	0,0294	0,0380	0,0281	0,0759
0,8	0,0320	0,0320	0,0288	0,0372	0,0277	0,0748
1,0	0,0310	0,0310	0,0279	0,0361	0,0268	0,0724
1,25	0,0296	0,0296	0,0266	0,0344	0,0255	0,0688
1,5	0,0283	0,0283	0,0254	0,0328	0,0243	0,0656
2,0	0,0260	0,0260	0,0234	0,0302	0,0225	0,0608
2,75	0,0235	0,0235	0,0212	0,0274	0,0206	0,0556
3,0	0,0228	0,0228	0,0206	0,0266	0,0202	0,0545
4,0	0,0206	0,0206	0,0187	0,0242	0,0188	0,0508
5,0	0,0192	0,0192	0,0174	0,0225	0,0180	0,0486
6,0	0,0180	0,0180	0,0165	0,0213	0,0175	0,0472
8,0	0,0166	0,0161	0,0152	0,0196	0,0170	0,0459
10,0	0,0156	0,0156	0,0144	0,0186	0,0168	0,0454

Таблица П6 (Продолжение)

Массовый $(\mu_{\text{en}})_m$ и линейный μ_{en} коэффициент поглощения энергии для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения

E_γ , МэВ	$(\mu_{\text{en}})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹	$(\mu_{\text{en}})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹	$(\mu_{\text{en}})_m$, см ² /г	μ_{en} , см ⁻¹
	Бетон, $\rho = 2,3$ г/см ³		Железо, $\rho = 7,86$ г/см ³		Свинец, $\rho = 11,34$ г/см ³	
0,01	25,1	57,7	138	1080	123	1390
0,015	7,65	17,6	49,2	387	88,4	1000
0,02	3,21	7,38	22,6	178	68,3	774
0,03	0,910	2,09	7,21	56,7	25,1	285
0,04	0,384	0,883	3,14	24,7	12,0	136
0,05	0,198	0,455	1,62	12,7	6,66	75,5
0,06	0,117	0,269	0,952	7,48	4,10	46,5
0,08	0,0591	0,126	0,408	3,21	1,90	21,5
0,1	0,0407	0,0936	0,217	1,70	2,23	25,3
0,145	0,0301	0,0693	0,0850	0,668	1,22	13,8
0,15	0,0298	0,0685	0,0787	0,618	1,14	12,9
0,2	0,0286	0,0658	0,0479	0,376	0,625	7,09
0,279	0,0291	0,0669	0,0361	0,284	0,300	3,40
0,3	0,0293	0,0674	0,0335	0,263	0,259	2,94
0,4	0,0298	0,0685	0,0303	0,238	0,144	1,63
0,412	0,0298	0,0685	0,0301	0,236	0,137	1,55
0,5	0,0299	0,0688	0,0292	0,230	0,0956	1,08
0,6	0,0296	0,0681	0,0284	0,223	0,0715	0,811
0,662	0,0293	0,0674	0,0280	0,220	0,0645	0,731
0,8	0,0287	0,0660	0,0272	0,214	0,0485	0,550
1,0	0,0278	0,0639	0,0260	0,204	0,0378	0,429
1,25	0,0266	0,0612	0,0249	0,196	0,0320	0,363
1,5	0,0254	0,0584	0,0238	0,187	0,0276	0,313
2,0	0,0236	0,0543	0,0221	0,174	0,0244	0,277
2,75	0,0211	0,0485	0,0208	0,163	0,0237	0,269
3,0	0,0208	0,0478	0,0205	0,161	0,0236	0,268
4,0	0,0194	0,0446	0,0199	0,156	0,0248	0,281
5,0	0,0183	0,0421	0,0198	0,156	0,0264	0,299
6,0	0,0177	0,0407	0,0200	0,157	0,0276	0,313
8,0	0,0170	0,0391	0,0207	0,163	0,0299	0,339
10,0	0,0166	0,0382	0,0213	0,167	0,0317	0,359

Таблица П7

Толщина защиты из железа, см, ($\rho = 7,87 \text{ г/см}^3$) для различной кратности ослабления γ -излучения (широкий пучок)

Кратность ослаблен.	Энергия γ -излучения											
	0,1	0,145	0,2	0,279	0,3	0,4	0,5	0,6	0,661	0,7	0,8	0,9
1,5	0,5	0,7	1	1,1	1,3	1,6	1,8	1,7	1,8	2,1	2,2	2,3
2	0,3	0,9	1,3	1,6	1,8	2,3	2,6	2,8	2,8	3	3,2	3,3
5	1,5	1,9	2,5	3,2	3,4	4,2	4,8	5,3	5,3	5,7	6	6,3
8	1,9	2,3	3,1	4	4,2	5,1	5,8	6,4	6,5	6,9	7,4	7,7
10	2,1	2,5	3,4	4,4	4,5	5,4	6,2	6,8	7,1	7,3	7,8	8,2
20	2,6	3,1	4,3	5,4	5,5	6,6	7,5	8,3	8,6	8,9	9,5	10
30	2,8	3,3	4,7	9,8	6	7,2	8,2	9	9,6	9,8	10,5	11
40	3	3,5	5	6,2	6,4	7,6	8,7	9,6	10,2	10,4	11,1	11,8
50	3,1	3,9	5,1	6,7	6,6	7,9	9	10	10,7	10,9	11,6	12,3
60	3,3	4,1	5,3	7,1	6,9	8,2	9,3	10,2	11,1	11,2	12	12,7
80	3,6	4,3	5,7	7,3	7,2	8,6	9,8	10,8	11,7	11,8	12,6	13,3
100	3,8	4,5	5,9	7,7	7,5	9	10,2	11,2	12,2	12,2	13,1	14
2·10 ²	4,1	5,4	6,5	8,7	8,4	10,1	11,6	12,7	13,6	13,8	14,7	15,6
5·10 ²	4,6	5,8	7,4	9,6	9,6	11,6	13,4	14,7	15,6	15,8	16,9	17,7
10 ³	5	6,1	8	10	10,5	12,7	14,7	16,2	18	17,5	18,6	19,6
2·10 ³	5,3	6,6	8,6	10,7	11,4	13,8	16	17,7	18,5	19,0	20,2	21,2
5·10 ³	6,7	7,5	10,2	11,9	13	15,5	17,6	19,2	20	20,7	22,1	23,3
10 ⁴	7,4	8,8	11,1	13	14	16,6	18,8	20,7	21,6	22,2	23,6	24,9
2·10 ⁴	7,8	10	11,7	15	15	17,7	20	22	22,8	23,6	25,2	26,5
5·10 ⁴	8,3	10,8	12,6	16	16	19	21,6	23,6	24,6	25,5	27,1	28,5
10 ⁵	8,5	12	13,1	17,7	16,9	20	22,7	25	26	26,9	28,6	30,3
2·10 ⁵	8,9	13	13,6	18,6	17,5	20,8	23,9	26,3	27	28,4	30,1	31,8
5·10 ⁵	9,3	14	14,3	19,7	18,5	22,1	25,5	27,9	29	30,1	32	33,8
10 ⁶	9,9	14,6	15,4	20,6	19,9	23,6	26,7	29,2	30	31,5	33,5	35,4
2·10 ⁶	10,1	15,8	15,8	21,4	20,5	24,5	27,8	30,5	31,8	32,9	35	36,9
5·10 ⁶	10,9	16,8	16,8	22,4	21,8	25,9	29,4	32,4	33,7	34,8	37,8	39
10 ⁷	11,6	17,1	17,7	23,5	22,8	27	30,5	33,5	34,8	36,1	38,4	40,5

Таблица П7 (Продолжение)

Толщина защиты из железа, см, ($\rho = 7,87 \text{ г/см}^3$) для различной кратности ослабления γ -излучения (широкий пучок)

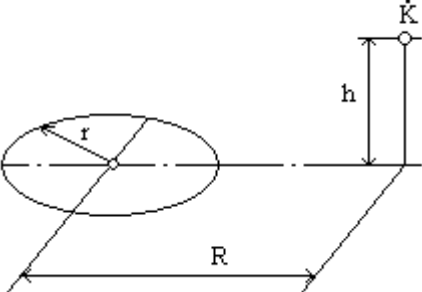
Кратность ослаблен.	Энергия γ -излучения											
	1	1,25	1,5	1,75	2	2,2	2,75	3	4	6	8	10
1,5	2,3	2,3	2,3	2,4	2,5	2,5	2,6	2,9	2,5	2,4	2,4	2
2	3,4	3,6	3,8	3,9	4	4	4,3	4,4	4,2	4,1	4,1	3,4
5	6,5	6,9	7,3	7,7	8,1	8,4	8,7	9	9,1	9,1	8,9	8
8	8	8,7	9,2	9,7	10,1	10,4	10,9	11,2	11,4	11,6	11,4	10,4
10	8,5	9,3	10	10,5	11	11,3	11,9	12,2	12,5	12,7	12,6	12
20	10,5	11,5	12,2	13	13,7	14,1	14,9	15,3	16	16,4	16,1	15
30	11,6	12,7	13,7	14,4	15,1	15,6	16,6	17	17,8	18,6	18,2	17
40	12,4	13,6	14,7	15,5	16,3	16,8	17,6	18,3	19,1	20,1	19,7	19
50	13	14,4	15,5	16,5	17,1	17,6	18,6	19,3	20,2	21,2	20,8	20
60	13,4	14,8	16	16,9	17,7	18,3	19,4	20	21	22	21,7	21
80	14,1	15,5	16,8	17,9	18,8	19,4	20,6	21,3	22,3	23,4	23,2	22
100	14,7	16,3	17,6	18,8	19,7	20,4	21,5	22,3	23,4	24,6	24,4	23,1
$2 \cdot 10^2$	16,4	18,2	19,7	21	22,2	23	24,3	25,2	26,6	27,8	27,8	27
$5 \cdot 10^2$	18,6	20,5	22,4	24	25,5	26,6	27,9	29,1	30,7	32,3	32,3	31,2
10^3	20,4	22,5	24,6	26,4	28	29,1	30,7	31,9	33,7	35,6	35,6	35
$2 \cdot 10^3$	22,1	24,4	26,5	28,4	30,3	31,6	33,5	34,7	36,7	39	39	38
$5 \cdot 10^3$	24,4	27,5	28,4	31,5	33,4	34,7	36,9	38,8	38,2	40,3	43,2	42,2
10^4	26,2	28,9	31,4	33,7	35,8	37,2	39,6	41	43,2	46,5	46,6	46
$2 \cdot 10^4$	27,8	30,9	33,6	36	38,1	39,5	42	43,8	46	49,6	50	49,8
$5 \cdot 10^4$	30	33,3	36,3	39,9	41,2	42,7	45,7	47,2	49,9	53,9	54,3	54,2
10^5	31,8	35,1	38,2	40,9	43,5	45,1	48,6	50	53	57,2	57,8	57,7
$2 \cdot 10^5$	33,3	36,8	40	42,9	45,6	47,4	51	52,7	56	60,2	61	61
$5 \cdot 10^5$	35,5	39,2	42,6	45,9	48,8	50,4	54,5	56,1	60	64,4	65,3	65,1
10^6	37,1	41	44,6	47,8	51	53	56,8	58,8	63	67,5	68,5	68,3
$2 \cdot 10^6$	38,7	42,8	46,5	50	53,3	55,5	59	61,5	66	70,6	71,7	71,6
$5 \cdot 10^6$	40,8	45,1	49,1	52,9	56,3	58,6	62,6	65,1	70	75	76,2	76,1
10^7	42,4	46,9	51,1	55	58,6	61,2	65,1	67,8	72,8	78	79,4	79,3

Таблица П8

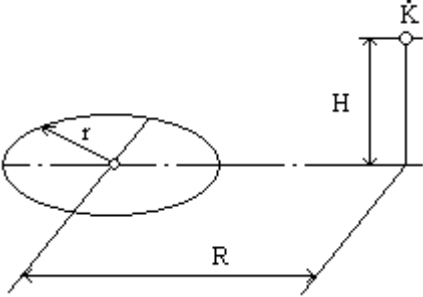
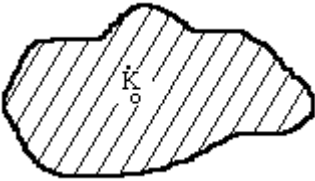
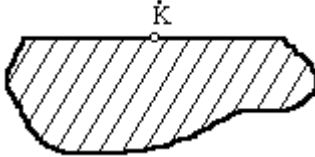
Толщина защиты из свинца, см, ($\rho = 11,3 \text{ г/см}^3$) для различной кратности ослабления γ -излучения (широкий пучок)

Кратн. ослабл.	Энергия γ -излучения											
	1	1,25	1,5	1,75	2	2,2	2,75	3	4	6	8	10
1,5	0,8	0,95	1,1	1,2	1,2	1,2	1,27	1,3	1,2	1,0	0,9	0,9
2	1,3	1,5	1,7	1,85	2,0	2,0	2,07	2,1	2,0	1,6	1,5	1,35
5	2,8	3,4	3,8	4,1	4,3	4,4	4,54	4,6	4,5	3,8	3,3	3,0
8	3,8	4,5	5,1	5,6	5,9	6,1	6,4	6,5	6,4	5,5	4,9	4,2
10	3,8	4,5	5,1	5,6	5,9	6,1	6,4	6,5	6,4	5,5	4,9	4,2
20	4,9	5,8	6,6	7,2	7,6	7,8	8,2	8,3	8,2	7,1	6,3	5,6
30	5,5	6,5	7,3	8,0	8,5	8,8	9,1	9,3	9,2	8,0	7,2	6,3
40	5,8	6,85	7,8	8,6	9,1	9,4	9,8	10,0	9,9	8,7	7,8	6,8
50	6,0	7,2	8,2	9,0	9,6	10,0	10,4	10,6	10,5	9,2	8,3	7,3
60	6,3	7,5	8,6	9,5	10,1	10,4	10,8	11,0	10,9	9,7	8,7	7,7
80	6,7	8,0	9,2	10,1	10,7	11,1	11,5	11,7	11,6	10,4	9,4	8,2
100	7,0	8,45	9,65	10,6	11,3	11,7	12,0	12,2	12,1	10,9	9,9	8,7
2·10 ²	8,0	9,65	11,1	12,2	12,9	13,4	13,8	14,0	13,8	12,6	11,4	10,2
5·10 ²	9,2	11,3	12,9	14,2	15,0	15,4	15,9	16,3	16,1	14,9	13,3	11,9
10 ³	10,2	12,3	14,1	15,5	16,5	17,0	17,7	18,0	17,8	16,5	15,1	13,3
2·10 ³	11,1	13,5	15,4	16,8	17,9	18,5	19,3	19,7	19,5	18,1	16,6	14,8
5·10 ³	12,4	14,9	17,0	18,6	19,8	20,5	21,5	21,9	21,7	20,3	18,5	16,6
10 ⁴	13,3	16,1	18,3	20,1	21,3	22,1	23,1	23,5	23,4	22,0	20,1	18,0
2·10 ⁴	14,2	17,2	19,5	21,4	22,7	23,5	24,6	25,1	25,0	23,6	21,7	19,5
5·10 ⁴	15,6	18,8	21,4	23,3	24,7	25,5	26,7	27,3	27,2	25,8	23,7	21,5
10 ⁵	16,5	20,1	22,7	24,7	26,2	27,0	28,3	28,9	28,2	27,5	25,3	22,9
2·10 ⁵	17,4	21,3	24,1	26,1	27,6	28,5	30,5	29,9	30,5	29,2	26,9	24,3
5·10 ⁵	18,5	22,3	25,4	27,8	29,5	30,4	32,7	32,0	32,7	31,4	28,9	26,3
10 ⁶	19,5	23,5	26,8	29,2	31,0	32,0	32,0	33,6	34,4	33,0	30,4	27,7
2·10 ⁶	20,4	24,4	27,8	30,5	32,4	33,5	33,5	35,2	36,1	34,6	32,0	29,2
5·10 ⁶	21,6	26,2	29,7	32,3	34,3	35,5	35,5	37,2	38,3	36,8	34,0	31,1
10 ⁷	22,5	27,5	31,2	33,9	35,8	37,0	37,0	38,9	39,9	38,4	35,5	32,5

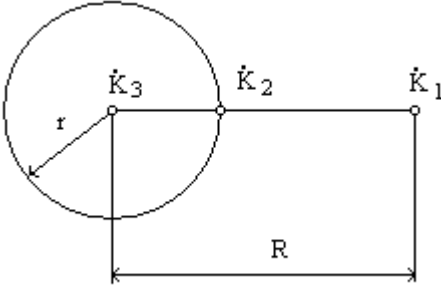
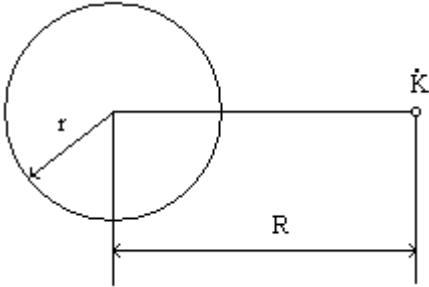
П9. Соотношение мощности дозы от некоторых протяженных источников

Источник Геометрия источника	Формула для расчета мощности дозы в воздухе в точках \dot{K}_1 \dot{K}_2 \dot{K}_3 \dot{K}_4
<p>Линейный изотропный поглощающий с равномерно распределенной активностью</p>	$\dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A_e}{\sqrt{h^2 + c^2}} \left[\operatorname{arctg} \frac{L-R}{\sqrt{h^2 + c^2}} + \operatorname{arctg} \frac{L+R}{\sqrt{h^2 + c^2}} \right]$ <p>При $c=0, h=0, \dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{R^2 - L^2}$</p>
<p>Линейный изотропный с равномерно распределенной активностью с учетом самопоглощения</p> 	$\dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{R^2} \frac{1}{2\mu_0 L} [1 - \exp(-2\mu_0 L)] =$ $= \frac{\Gamma_{\delta} A}{R^2} F(\mu_0 L)$ <p>При $R > 3L, c=0, h=0$</p>
<p>Кольцевой изотропный с равномерно распределенной активностью по длине окружности</p> 	$\dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{\sqrt{(R^2 - r^2)^2 + 2h^2(R^2 + r^2) + h^4}}$ <p>При $R=0 \dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{h^2} + r^2$</p> <p>При $R=r \dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{h^2} + \sqrt{(h^2 + 4r^2)}$</p> <p>При $h=0 \dot{K} = \frac{\Gamma_{\delta} A}{h^2} - r^2$</p>

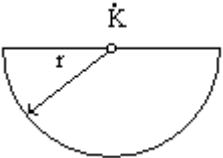
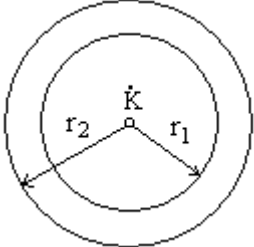
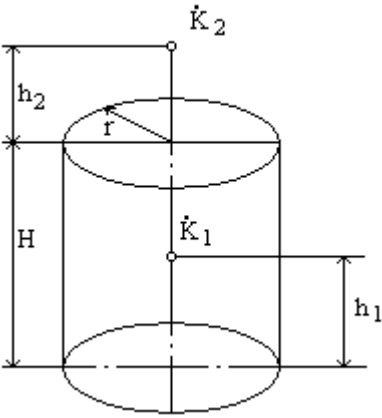
П9 (Продолжение 1)

Источник Геометрия источника	Формула для расчета мощности дозы в воздухе в точках $\dot{K}_1 \dot{K}_2 \dot{K}_3 \dot{K}_4$
<p>Диск, равномерно покрытый бесконечно тонким слоем активности</p> 	$\dot{K} = \pi A_S \Gamma_\delta \times \ln \frac{H^2 + r^2 - R^2 + \sqrt{r^4 + 2r^2(H^2 - R^2) + (H^2 + R^2)}}{2H^2}$ <p>При $R=0 \quad \dot{K} = \pi A_S \Gamma_\delta \ln \frac{H^2 + r^2}{H^2}$</p> <p>При $R=r \quad \dot{K} = \pi A_S \Gamma_\delta \ln \frac{H + \sqrt{4r^2 + H^2}}{2H}$</p> <p>При $R=0 \quad \dot{K} = \pi A_S \Gamma_\delta \ln \frac{R^2}{H^2 - r^2}$</p>
<p>Бесконечно однородная среда с равномерно распределенной по объему активностью</p> 	$\dot{K} = \frac{4\pi \Gamma_\delta A_V}{\mu_0}$
<p>Полубесконечная однородная среда с равномерно распределенной по объему активностью</p> 	$\dot{K} = \frac{2\pi \Gamma_\delta A_V}{\mu_0}$ $\dot{K} = \frac{4\pi \Gamma_\delta A_V}{R} \left[2Rr + (R^2 - r^2) \ln \frac{R-r}{R+r} \right]$

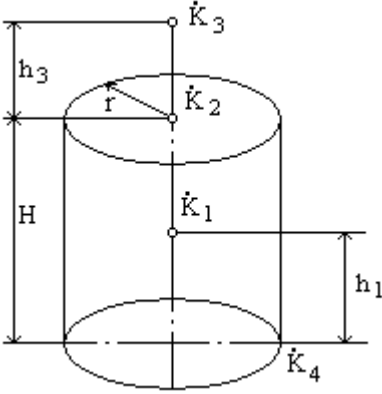
П9 (Продолжение 2)

<p>Источник Геометрия источника</p>	<p>Формула для расчета мощности дозы в воздухе в точках \dot{K}_1 \dot{K}_2 \dot{K}_3 \dot{K}_4</p>
<p>Шар с равномерно распределенной по объему активностью</p> 	<p>С учетом самопоглощения вблизи шара:</p> $\dot{K}_1 = \frac{3}{4} \pi r^3 A_V \Gamma_\delta \times$ $\times \left[1 - \frac{3}{4} \mu_0 r + \frac{4}{10} (\mu_0 r)^2 - \frac{1}{6} (\mu_0 r)^3 + \frac{2}{35} (\mu_0 r)^4 + \dots \right]$ <p>С учетом самопоглощения вдали от шара:</p> $\dot{K}_1 = \frac{4}{3} \pi \frac{r^3 A_V \Gamma_\delta}{R^2} F(\mu_0 r)$ $\dot{K}_2 = \frac{2 \pi A_V \Gamma_\delta}{\mu_0} \left[1 - \frac{1}{2 \mu_0 r} (1 - \exp(-2 \mu_0 r)) \right]$ $\dot{K}_3 = \frac{4 \pi A_V \Gamma_\delta}{\mu_0} [1 - \exp(-2 \mu_0 r)]$ <p>при $r = \infty$ для точки K_3 формула переходит в соотношение для бесконечной однородной среды</p>
<p>Шар с равномерно распределенной по поверхности активностью. Полость шара – непоглощающее вещество</p> 	$\dot{K} = \frac{2 \pi A_V \Gamma_\delta r}{R} \ln \frac{R+r}{R-r}$

П9 (Продолжение 3)

Источник Геометрия источника	Формула для расчета мощности дозы в воздухе в точках \dot{K}_1 \dot{K}_2 \dot{K}_3 \dot{K}_4
<p>Полушаровой источник с равномерно распределенной по объему активностью</p> 	$\dot{K} = \frac{2\pi A_V \Gamma_\delta}{\mu_0} [1 - \exp(-\mu_0 r)]$ <p>при $r = \infty$ формула переходит в соотношение для полубесконечной однородной среды</p>
<p>Шаровой слой с равномерно распределенной по слою активностью</p> 	$\dot{K} = \frac{4\pi A_V \Gamma_\delta}{\mu_0} [1 - \exp(-\mu_0 (r_2 - r_1))]$
<p>Цилиндр с равномерно распределенной по боковой поверхности активностью. Полость цилиндра – непоглощающее вещество</p> 	$\dot{K}_1 = 2\pi A_V \Gamma_\delta \left[\operatorname{arctg} \frac{h_1}{r} + \operatorname{arctg} \frac{H-h_1}{r} \right]$ $\dot{K}_2 = 2\pi A_V \Gamma_\delta \left[\operatorname{arctg} \frac{H+h_2}{r} - \operatorname{arctg} \frac{h_2}{r} \right]$ <p>Если крышки цилиндра имеют на поверхности активность, их надо рассматривать как дополнительные дисковые источники</p> $\dot{K}_1 = 2\pi A_V \Gamma_\delta \times$ $\times \left[r \cdot \operatorname{arctg} \frac{h_1}{r} + r \cdot \operatorname{arctg} \frac{H-h_1}{r} - \right.$ $\left. - h_1 \cdot \ln \frac{h_1}{\sqrt{h_1^2 + r^2}} - (H-h_1) \cdot \ln \frac{H-h_1}{\sqrt{(H-h_1)^2 + r^2}} \right]$ $\dot{K}_2 = 2\pi A_V \Gamma_\delta \left[r \operatorname{arctg} \frac{H}{r} - H \cdot \ln \frac{H}{\sqrt{H^2 + r^2}} \right]$

П9 (Продолжение 4)

Источник Геометрия источника	Формула для расчета мощности дозы в воздухе в точках \dot{K}_1 \dot{K}_2 \dot{K}_3 \dot{K}_4
<p>Цилиндр с равномерно распределенной по объему активностью. Полость цилиндра – непоглощающее вещество</p> 	<p>При $\frac{H}{r} \gg 6$ $\dot{K}_2 = \pi^2 A_V \Gamma_\delta r$</p> <p>При $\frac{H}{r} \leq 6$ $\dot{K} = 2\pi A_V \Gamma_\delta H \left(1 + \ln \frac{r}{H} \right)$</p> <p>$\dot{K}_3 = 2\pi A_V \Gamma_\delta \times$ $\times \left[r \cdot \arctg \frac{H+h_3}{r} - (H+h_3) \cdot \ln \frac{H-h_3}{\sqrt{(H-h_3)^2+r^2}} - \right.$ $\left. - r \cdot \arctg \frac{h_3}{r} - h_3 \cdot \ln \frac{h_3}{\sqrt{h_3^2+r^2}} \right]$</p> <p>$\dot{K}_4 = \pi A_V \Gamma_\delta r \left[\frac{H}{r} \left(1 - \ln \frac{2H}{r} \right) + \right.$ $\left. + \frac{H}{r} \cdot \ln \left(\frac{H}{r} + \sqrt{4 + \left(\frac{H}{r} \right)^2} \right) + 2 - \sqrt{4 - \left(\frac{H}{r} \right)^2} \right]$</p>

Примечание: A_V , A_l , A_S — активность на единицу объема, длины и поверхности соответственно; A — полная активность; Γ_δ — керма-постоянная; μ_0 — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в материале источника, m^{-1} ; $F(\mu_0, L, r)$ — коэффициент самопоглощения. Поскольку A выражено в Бк, Γ_δ в $\frac{a\Gamma p \cdot m^2}{c \cdot Бк}$, то \dot{K} — в $\frac{a\Gamma p}{c}$ (1 аГр = 10^{-18} Гр) на расстоянии 1 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. — М.: Энергоатомиздат, 1995, 495 с.
2. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. — М.: Атомиздат, 1974.
3. Немец О.Ф., Гофман Ю.В., Справочник по ядерной физике. — Киев, Наукова думка, 1975.
4. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. — М.: Энергоатомиздат, 1986, 461с.
5. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
6. Радиационная защита при использовании источников внешнего ионизирующего излучения в медицине. Рекомендации МКРЗ. Публикация 83. Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Брискман Б.А., Генералов В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Внутрореакторная дозиметрия. Практическое руководство. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. Руководство по радиационной защите для инженеров. Т. 2. Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1973.
9. Абагян А.А., Вражков Ю.Н., Гермогенова Т.А. и др. Характеристики вторичного гамма-излучения, выходящего из тяжелого компонента защиты атомных реакторов. Доклад на IV международной конференции по защите реакторов. — Париж, 1972.