

О. И. ЛЕЙПУНСКИЙ

539.53

Л-42

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМНОГО ВЗРЫВА

227246

БИБЛИОТЕКА
МИНИСТЕРСТВА

6702
чр06

ИЗДАТЕЛЬСТВО ГЛАВНОГО УПРАВЛЕНИЯ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Москва 1959

ОГЛАВЛЕНИЕ

Обозначения	4
Предисловие	7
Введение	8

Глава I. Основные источники γ -излучения при атомном взрыве

§ 1. Источники γ -излучения и время их высвечивания	13
§ 2. Гамма-излучение осколков деления U^{235} и Pu^{239}	15
§ 3. Гамма-излучение при захвате нейтронов азотом	23
§ 4. Гамма-излучение от активированной земли	24

Глава II. Распространение γ -излучения в поглощающих средах

§ 5. «Хорошая» и «плохая» геометрия	33
§ 6. Элементарные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом	35
§ 7. Распространение γ -излучения точечного источника в однородной бесконечной среде	48
§ 8. Мощность дозы γ -излучения в воздухе над поверхностью земли, покрытой источниками γ -излучения	66
§ 9. Мощность дозы γ -излучения над плоским слоем поглотителя, содержащим источники γ -излучения	70
§ 10. Ослабление параллельного пучка γ -лучей в плоском слое поглотителя	76
§ 11. Альбедо γ -излучения	80

Глава III. Доза γ -излучения атомного взрыва

§ 12. Интенсивность осколочного γ -излучения атомного взрыва. Влияние ударной волны	86
§ 13. Интенсивность короткопериодного γ -излучения. Суммарная мощность дозы	101
§ 14. Доза γ -излучения. Жесткий компонент	104
§ 15. Доза γ -излучения. Осколочный компонент. Суммарная доза	106
§ 16. Время накопления дозы γ -излучения. Соотношение доз осколочного и жесткого компонентов	116
§ 17. Замечания о расчете дозы γ -излучения в защитных сооружениях	120
Литература	122
Приложение I. Гамма-излучение осколков деления	123
Приложение II. Дополнительные сведения о прохождении γ -излучения через вещество	145

ОБОЗНАЧЕНИЯ

- p — рентген;
 $E_{т.т.}$ — энергия взрыва в единицах «тысяча тонн тротила»
 (1 т.т. = 1 тысяча тонн тротила = 10^{12} мкал =
 = $4,18 \cdot 10^{19}$ эрг);
 E — энергия взрыва в произвольных единицах;
 R — расстояние от источника γ -излучения;
 » » центра взрыва;
 R_{ϕ} — радиус фронта ударной волны;
 $R_{\text{л}}$ — летальный радиус;
 $R_{1,2}; R_{2,3}$ — расстояния, разграничивающие области применения
 интерполяционных формул для вычисления доз;
 r — радиус активной поверхности на земле;
 H — высота детектора над землей;
 x — толщина активного слоя поглотителя; толщина пло-
 ского слоя поглотителя;
 l_0 — минимальное расстояние от детектора до земли;
 $l = \frac{x}{\cos \varphi}$ — косая толщина плоского слоя поглотителя;
 φ — угол падения квантов на поверхность;
 θ — угол между заданным направлением и направлением
 движения кванта до рассеяния;
 Θ — угол между направлениями от детектора на источник
 и на рассматриваемый элемент объема рассеивающей
 среды;
 α — энергия кванта в единицах $m_0 c^2$;
 α — коэффициент в эмпирическом выражении для коэф-
 фициента ослабления (7.14);
 σ_{ϕ} — сечение фотоэффекта в расчете на один атом;
 $\sigma_{\text{п}}$ — сечение образования пар в расчете на один атом;
 $\sigma_{\text{к}}$ — сечение комптоновского рассеяния в расчете на один
 электрон;
 σ_e — сечение передачи энергии электрону;
 σ_{γ} — сечение передачи энергии кванту;
 $\sigma_{\text{к}}, \sigma_e, \sigma_{\gamma}$ — соответствующие сечения в расчете на один атом;
 σ_t — полное сечение взаимодействия в расчете на один
 атом;
 σ_{te} — полное сечение поглощения энергии в расчете на один
 атом;
 $\sigma_{\text{акт}}, \sigma_{\text{захв}}$ — сечения активации и захвата нейтронов изотопами;
 σ — плотность активации при поверхностном распределе-
 нии;

- n_e — число электронов в 1 см^3 ;
 N_e — число электронов в столбе поглотителя площадью поперечного сечения в 1 см^2 ;
 n — число атомов в 1 см^3 ;
 n — показатель степени в формуле изменения плотности воздуха (12.8);
 N — плотность потока квантов, квант/см^2 ;
 ρ — плотность среды;
 ρ_0 — » невозмущенной среды;
 ρ_f — » на фронте ударной волны;
 μ — линейный коэффициент поглощения, см^{-1} , $\mu = n\sigma$;
 μ/ρ — массовый коэффициент поглощения, $\text{см}^2/\text{г}$;
 $\lambda = 1/\mu$ — длина свободного пробега;
 $\mu_e = n\sigma_{te}$ — линейный коэффициент поглощения энергии, см^{-1} ;
 $1/\mu_e$; μ_e/ρ — длина пробега и массовый коэффициент поглощения, соответствующие μ_e ;
 μ_f , μ_{Π} — линейные коэффициенты поглощения фотоэффекта и образования пар;
 $\mu_{\text{эфф}}$ — эффективный линейный коэффициент поглощения в эмпирическом выражении для мощности дозы (7.14);
 $\lambda_{\text{эфф}}$ — эффективная длина пробега;
 ϵ — энергия кванта;
 E — плотность потока энергии квантов, равная $N\epsilon$;
 ϵ_0 — начальная энергия квантов в непрерывном спектре, произошедшем в результате рассеяния квантов с энергией ϵ_0 ;
 λ_0 , μ_0 — соответствующие ϵ_0 длина свободного пробега и коэффициент поглощения;
 ϵ_1 — условная средняя энергия кванта в немонотонном излучении;
 ϵ_γ — энергия кванта после рассеяния;
 ϵ_e — энергия электрона отдачи;
 G — активность источника, Мэв/сек ;
 G_3 — активность источника захватного излучения, Мэв/сек ;
 g — удельная активность источника $\text{Мэв/сек} \cdot \text{см}^3$;
 $u(t)$ — активность осколков деления в расчете на один акт деления;
 $u_3(t)$ — наведенная активность грунта в расчете на один акт деления;
 ν — показатель степени в формуле уменьшения активности с временем (2.1);
 A — коэффициент в формуле уменьшения активности осколков с временем (2.1);
 A — коэффициент в эмпирической формуле для вычисления доз (14.3);
 $A_{\text{ж}}$ — коэффициент в эмпирической формуле в случае дозы жесткого компонента;
 A — атомный вес;
 Q — число нейтронов, образовавшихся при взрыве;
 W_{t_1, t_2} — энергия, излученная осколками в интервале времени $t_1 - t_2$ в расчете на один акт деления;
 $\overline{W}$ — энергия, излученная осколками за все время распада;
 $\overline{W}$ — энергия, излученная осколками за эффективное время излучения при взрыве $t_{\text{эфф}}$;
 J — интенсивность излучения, $\text{Мэв/см}^2\text{сек}$;

- J_0 — интенсивность излучения прямого луча;
 J_v — » » в вакууме;
 B_r — фактор накопления дозы;
 B_J — » » интенсивности;
 B_N — » » числа квантов;
 K_r — фактор ослабления дозы;
 K_J — » » интенсивности;
 K_N — » » числа квантов;
 P — мощность дозы, $p/\text{сек}$;
 P_0 — » » прямого луча;
 P_z — » » захватного излучения;
 K_D — фактор полости дозы;
 K_P — » » мощности дозы;
 L — радиус полости, окружающей источник;
 $L_{\text{эфф}}$ — эффективный радиус полости в ударной волне;
 $\bar{L}_{\text{эфф}}$ — среднее значение эффективного радиуса полости за время излучения γ -квантов $t_{\text{эфф}}$;
 $L_{\text{ош}}$ — радиус огненного шара;
 Δ — оптическая толщина;
 D — доза γ -излучения;
 $D_{\text{ж}}$ — » » жесткого компонента;
 D_0 — доза перед защитным слоем;
 $D(\omega)$ — доза, создаваемая излучением, идущим из занимающего телесный угол ω пространства;
 $\delta(\theta)$ — доза, создаваемая излучением, идущим в единице телесного угла, выраженная в единицах полной дозы в рассматриваемом месте;
 δ_z — доза, создаваемая излучением, идущим из «заднего» полупространства, выраженная в единицах полной дозы;
 $a(\varphi, \varepsilon, K)$ — коэффициент уменьшения ослабления в толще поглотителя вследствие косого падения под углом φ квантов с энергией ε ;
 t — время;
 $t_{\text{эфф}}$ — эффективное время накопления дозы от осколков деления при взрыве;
 T — период распада;
 $T_{\text{эфф}}$ — эффективный период уменьшения γ -активности осколков;
 $T_{1/2}$ — период полураспада;
 $\lambda_i = 1/T_i$ — постоянная распада i -го изотопа;
 τ — время жизни нейтронов в воздухе;
 Π — плотность потока нейтронов, $\text{нейтр}/\text{см}^2$;
 z — атомный номер;
 q — доля нейтронов, поглощенных в воздухе;
 $f(H, \varepsilon, r)$ — коэффициент, выражающий зависимость дозы над активной поверхностью от H и ε ;
 $F(H, \varepsilon, r, x)$ — коэффициент, выражающий зависимость дозы над активным слоем от H , ε , r и x ;
 (H, T, D) — нормальные температура и давление.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Если подойти к атомному взрыву как к физическому явлению, то возникает ряд задач по анализу физической картины взрыва. Настоящая книга посвящена физике действия γ -излучения при атомном взрыве. Известно, что в поражающее действие атомного взрыва входит существенным образом лучевая болезнь, вызываемая действием γ -излучения и нейтронов. Мы ограничиваемся рассмотрением только γ -излучения, как основного фактора, определяющего поражающее действие. Действие γ -излучения определяется величиной так называемой дозы, т. е. поглощенной энергии γ -излучения.

Целью книги является оценка дозы γ -излучения и анализ физических факторов, влияющих на ее величину.

В основе анализа лежат результаты теории многократного рассеяния (диффузии) γ -квантов. Новым обстоятельством в теории является отмеченное Я. Б. Зельдовичем и автором действие ударной волны на распространение γ -излучения.

Вычисления доз доведены до энергии взрыва 20 000 т.т. Эта цифра не имеет никакого отношения к состоянию техники и выбрана произвольно.

Задачи, возникающие при анализе физической картины действия γ -излучения атомного взрыва, близки к задачам по защите от γ -излучения, встречающимися в ядерной промышленности. Поэтому книга может быть полезной для широкого круга научных работников и инженеров, интересующихся вопросами защиты и дозиметрии.

Автор пользовался вниманием и многими советами Я. Б. Зельдовича и приносит ему глубокую благодарность.

Автор благодарен также В. Н. Сахарову, П. А. Ямпольскому, М. Я. Гену, Н. Я. Бубену и Б. В. Новожилову за обсуждение отдельных разделов книги.

При составлении книги большую помощь автору оказали Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров, В. И. Колесников-Свинарев и В. И. Терещенко, которые взяли на себя изготовление большей части таблиц и рисунков, а также Б. П. Булатов и А. С. Стрелков. Автор пользуется случаем поблагодарить их за помощь.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Общая картина действия γ -лучей атомного взрыва следующая. Начиная с момента взрыва, в течение нескольких секунд в объеме около центра взрыва внутри области раскаленного воздуха находится мощный источник γ -лучей. Он состоит преимущественно из продуктов деления. Меньшую, но заметную роль играют источники другого происхождения, например, γ -лучи от захвата нейтронов азотом воздуха. Через несколько секунд после взрыва раскаленный воздух поднимается вверх, унося с собой продукты взрыва в виде радиоактивного облака.

Несмотря на непродолжительное время пребывания радиоактивных продуктов около центра взрыва, они успевают создать значительное облучение в районе взрыва, т. е. в пространстве радиусом несколько километров от центра взрыва. Например, при взрыве бомбы мощностью 20 т. т. радиус смертельного поражения γ -лучами на открытой местности равен 1,2 км.

В области эпицентра взрыва, после ухода радиоактивного облака, может остаться длительно действующий источник γ -лучей. Он образуется осколками деления, осевшими на землю, а также действием нейтронов атомного взрыва, достигающих земли и активирующих грунт, который затем в течение длительного времени испускает γ -лучи. Унесенные вверх потоками воздуха осколки деления распространяются над землей в виде радиоактивного облака и постепенно оседают на землю, создавая обширную область радиоактивного заражения — след.

Наибольшие заражения на следе получаются при наземных взрывах, когда пыль, поднятая взрывом, перемешивается с осколками и ускоряет их осаждение. В этом случае около центра взрыва образуется участок сильного загрязнения, в то время как при воздушных взрывах осаждение осколков в районе взрыва ничтожно.

След может простираться на многие сотни километров от эпицентра взрыва в длину и на десятки и сотни километров в ширину. Часть осколков попадает в стратосферу и оседает по всему земному шару с приблизительным периодом осаждения 10 лет.

Таким образом, γ -излучение, как следствие атомного взрыва, наблюдается не только одновременно со взрывом, но и

как отдаленные последствия взрыва в результате радиоактивности длиннопериодных осколков.

Область действия γ -лучей не ограничивается районом взрыва, а включает в себя большие пространства земли и воздуха. На следе поражающим фактором атомного взрыва является только γ -излучение длиннопериодных осколков (β -частицы играют существенную роль только при попадании осколков внутрь организма). В районе же взрыва, т. е. в области радиусом несколько километров от центра взрыва, действуют все поражающие факторы атомного взрыва — γ -излучение, ударная волна, нейтроны и свет.

В районе взрыва основная часть энергии γ -лучей испускается осколками и в захватном излучении в течение нескольких секунд после взрыва, а длительное γ -излучение активированного грунта и осевших из облака осколков дает существенно меньшую долю общего количества энергии γ -излучения (хотя по абсолютной величине эта доля может быть велика).

В настоящей книге речь идет только о γ -излучении в районе взрыва. След и радиоактивное облако не рассматриваются.

Поражающее действие γ -лучей характеризуется величиной дозы, т. е. энергии γ -лучей, поглощенной в воздухе. Доза определяется интенсивностью и спектром γ -лучей, проходящих через рассматриваемое место, т. е. в конечном счете свойствами образующихся при взрыве источников γ -излучения и свойствами поглощающих сред, находящихся на пути распространения γ -лучей от их источников к месту действия.

Таким образом, для физической характеристики действия γ -лучей атомного взрыва нужно перечислить источники γ -излучения при взрыве и рассмотреть образование и величины доз с точки зрения теории распространения γ -лучей в поглощающих толщах.

Приведем наиболее типичные примеры действия γ -лучей в районе взрыва и соответствующие им схемы задач по распространению γ -лучей.

1. Действие на открытой местности γ -лучей, выходящих из радиоактивного облака в первые секунды после взрыва, т. е. до подъема облака (рис. 1а). Этот вид действия создает в районе взрыва основную часть дозы γ -лучей.

В течение нескольких секунд после взрыва осколки деления еще находятся вблизи от центра взрыва и на расстоянии в несколько сот метров совокупность их можно рассматривать как точечный источник γ -лучей. Вследствие прохождения ударной волны, позади фронта которой находится область разрежения воздуха, плотность воздуха на пути распространения γ -лучей непостоянна.

Этому виду действия γ -лучей соответствует следующая схема расчетной задачи: точечный источник γ -лучей находится в бесконечной воздушной среде. Воздушная среда может быть

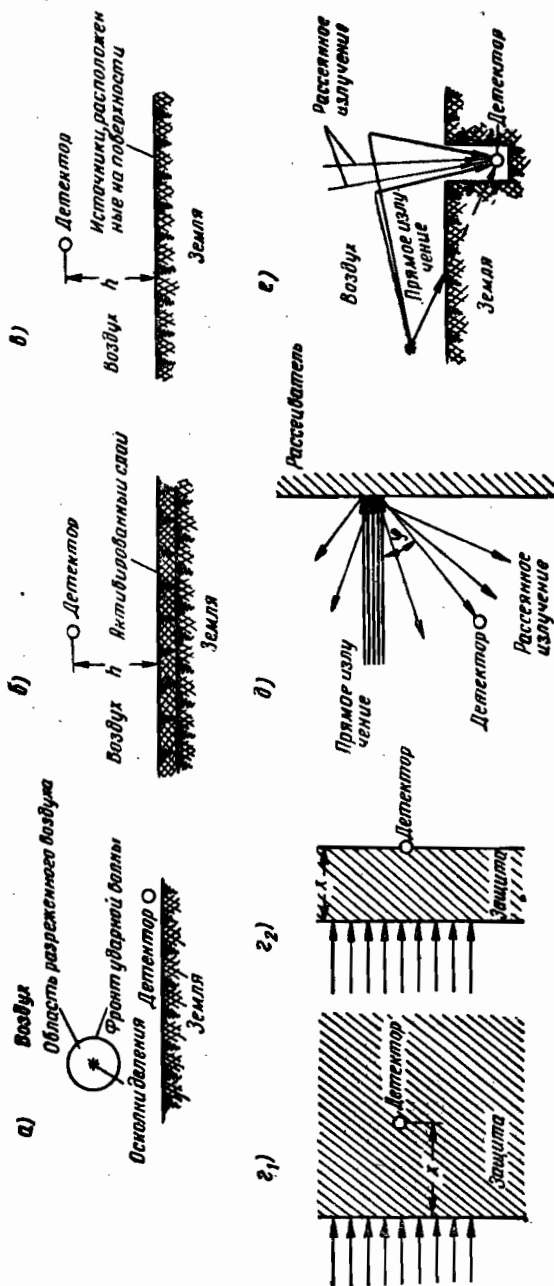


Рис. 1. Типичные для воздушного атомного взрыва случаи действия γ -излучения; схемы расположения источников γ -излучения, поглощающих и рассеивающих сред и детектора:

а) излучение от атомного взрыва на открытой местности; б) излучение от плоского активного слоя (например, активированная земля); в) излучение от активности, распределенной по поверхности (например, осадок осколков деления); г) ослабление излучения в защитном слое; д) излучение, рассеянное от стен (задача об альбедо); е) излучение, рассеянное от воздуха.

неоднородна, плотность воздуха меняется с расстоянием от источника по определенному закону, так что вокруг источника имеется область разреженного воздуха.

В случае наземного взрыва воздушную среду, в которой находится источник γ -лучей, следует считать полубесконечной и граничащей с полубесконечной областью более плотной среды — земли.

2. Действие γ -лучей элементов составляющих почву и активированных выделявшимися при взрыве нейтронами. Эти γ -лучи выходят из верхнего слоя почвы (рис. 1 б).

Соответствующая схема расчетной задачи следующая: источники γ -лучей распределены в плоском слое поглотителя. Детектор находится в воздухе над слоем.

3. Действие γ -лучей осколков, осевших из радиоактивного облака на землю (рис. 1 в).

Эквивалентная схема расчетной задачи: источники γ -лучей распределены на поверхности земли, т. е. на границе двух полубесконечных сред — земли и воздуха. Детектор находится в воздухе над землей.

Приведенные выше примеры относились к действию γ -лучей на открытой местности.

В защитных сооружениях γ -лучи ослабляются поглощающими толщами. Приведем три типичных примера действия γ -лучей в укрытиях.

4. Действие γ -лучей, проходящих через защитную толщу укрытия (рис. 1 г).

Схема расчетной задачи: широкий параллельный пучок γ -лучей проходит через поглощающую толщу. Детектор находится за поглощающей толщей.

5. Действие γ -лучей, рассеянных от плотных слоев вещества. Этот случай имеет место в укрытиях с отверстием или слабым местом в защите, через которое внутрь укрытия попадает пучок γ -лучей. Рассеиваясь на внутренней поверхности защитных толщ, γ -лучи действуют в местах, не лежащих на пути исходного пучка γ -лучей (рис. 1 д).

Схема расчетной задачи: γ -лучи падают под определенным углом на плотный слой вещества. Детектор укрыт от прямого излучения и воспринимает только излучение, рассеянное от слоя. Это задача об альбедо γ -лучей.

6. Действие γ -лучей, рассеянных в атмосфере. Этот случай действия в чистом виде возникает, когда детектор защищен от лучей, идущих прямо из источника, и открыт излучению в определенном телесном угле (например, детектор находится во рву — рис. 1 е).

В расчетном отношении этот случай сводится к задаче об азимутальном распределении γ -лучей, рассеянных в бесконечной среде.

Большая часть перечисленных схематизированных задач решена в теории многократного рассеяния квантов или в модельных экспериментах. В реальных условиях взрыва действуют многие осложняющие факторы, которые препятствуют точному решению задач о γ -излучении атомного взрыва.

Однако решения схематизированных задач могут быть все же использованы для объяснения физической картины проявления γ -излучения взрыва и для приближенных количественных оценок доз.

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ИСТОЧНИКИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ АТОМНОМ ВЗРЫВЕ

§ 1. Источники γ -излучения и время их высвечивания

Компоненты γ -излучения взрыва. Наблюдающееся при взрыве атомной бомбы γ -излучение состоит из многих компонентов, отличающихся своим временем высвечивания, происхождением, энергией квантов и излучений энергией. По времени высвечивания удобно выделить следующие группы излучения.

Мгновенное — действующее от 0 до 10^{-5} сек. Это γ -излучение выделяется в течение времени протекания составляющих атомный взрыв цепных ядерных реакций и в течение примыкающего за ним времени до разлета вещества бомбы. Его компонентами являются γ -излучение деления и осколков деления, γ -излучение от неупругого рассеяния нейтронов и от захвата нейтронов в материале бомбы.

Короткопериодное — от 10^{-5} до $3 \cdot 10^{-1}$ сек. Это, в основном, излучение, образующееся при захвате нейтронов взрыва азотом воздуха (соображение, высказанное П. А. Ямпольским). Оно высвечивается после разлета вещества бомбы. Возможно также излучение осколков (см. § 2).

Секундное — от $3 \cdot 10^{-1}$ до 15 сек. Это, в основном, излучение продуктов деления, выделяющееся за время от взрыва до уноса осколков вверх раскаленным воздухом.

Остаточное — от 15 сек до ∞ . Это излучение от активности, наведенной нейтронами в грунте и других веществах в районе центра взрыва, и от длиннопериодных осколков деления, осевших в районе взрыва и на след.

В районе взрыва наибольший вклад в дозу создает группа секундного и отчасти короткопериодного излучений.

Вследствие небольшого времени высвечивания роль мгновенного излучения в образовании дозы незначительна, хотя это излучение создает наибольшую мощность дозы.

По своему происхождению γ -излучение атомного взрыва можно разделить на следующие группы.

Гамма-излучение осколков деления. В нем различают обычно γ -излучение деления и собственно γ -излучение осколков, хотя оба эти излучения принадлежат осколкам. Различие заключается во времени высвечивания. Гамма-излучение деления примыкает непосредственно к моменту деления и отстоит от него на время, не различимое применявшимися измерительными приборами, т. е. на время, меньше 10^{-8} сек, а вероятно на 10^{-11} сек. Поэтому γ -излучение деления, подобно испусканию нейтронов деления, присоединяют в терминологии к акту деления.

Под собственно γ -излучением осколков подразумевают излучение, происходящее в измеримые отрезки времени после деления. Подробные данные о γ -излучении осколков приведены в § 2.

Гамма-излучение, связанное с действием нейтронов. Это γ -излучение происходит от разнообразных реакций нейтронов с ядрами и проявляется во всех группах времени высвечивания.

Упомянем следующие виды γ -излучения от нейтронов.

Гамма-излучение неупругого рассеяния быстрых нейтронов в материалах бомбы и в окружающих веществах — воздухе, грунте и др. Это излучение относится к группе мгновенного излучения.

Неупругое рассеяние в бомбе происходит в течение времени существования бомбы и оболочки, т. е. в течение $\sim 10^{-5}$ сек.

В окружающих веществах неупругое рассеяние можно ожидать в течение времени замедления быстрых нейтронов в воздухе до энергии ~ 1 Мэв, т. е. в течение нескольких микросекунд.

Гамма-излучение, происходящее при захвате нейтронов. Здесь можно отметить следующие виды излучения:

1. Излучение, возникающее при захвате нейтронов в бомбе, т. е. основным ядерным горючим, конструктивными материалами и взрывчатым веществом. В последнем нейтроны захватываются водородом с образованием дейтерия и азотом с образованием N^{15} .

Это излучение относится к группе мгновенного излучения, т. к. высвечивается в течение времени существования бомбы и ее оболочки, т. е. в течение 10^{-5} сек.

2. Излучение, возникающее при захвате нейтронов азотом воздуха с образованием N^{15} . Время жизни нейтронов в воздухе (относительно реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$ при $P = 760$ мм рт. ст. и $T = 0^\circ C$) равно $\sim 60 \cdot 10^{-3}$ сек).

Таким образом, ко времени 0,3 сек после взрыва практически все нейтроны захватываются и высвечивание захватного γ -излучения прекращается. Это γ -излучение относится к группе короткопериодного.

3. Излучение, возникающее при захвате нейтронов в почве. Время жизни нейтронов в почве равно $\sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ сек, т. е.

значительно меньше, чем в воздухе. Однако почва «отсасывает» нейтроны из воздуха. Поэтому время, в течение которого может происходить захват нейтронов в почве с испусканием γ -лучей, равно времени существования нейтронов в воздухе, т. е. $\sim 0,3$ сек.

Это излучение также относится к группе короткопериодного.

Гамма-излучение искусственно радиоактивных элементов, образовавшихся в результате реакций нейтронов с ядрами типа (n, γ) ; (n, p) ; (n, α) ; $(n, 2n)$. Здесь следует отметить искусственно радиоактивные изотопы, образующиеся при захвате нейтронов в грунте и в других различных материалах в районе взрыва.

В обычных грунтах наибольшее значение имеет γ -излучение Al^{28} (период полураспада $T^{1/2}=2,3$ мин, Mn^{56} ($T^{1/2}=2,6$ ч)) Na^{24} ($T^{1/2}=15$ ч), Fe^{59} ($T^{1/2}=47$ дней). Гамма-излучение известных искусственно радиоактивных элементов относится к группе остаточного излучения.

Кроме активации элементов в результате реакции (n, γ) , возможно образование радиоактивных продуктов по другим реакциям (n, p) ; (n, α) ; $(n, 2n)$. Также может возникнуть испускание γ -лучей вследствие образования короткопериодных изотопов.

Второстепенные источники γ -лучей. В этой группе можно отметить тормозное излучение (β -частиц, комптоновских электронов), термическое рентгеновское излучение в начальной стадии развития взрыва рентгеновское излучение при заполнении внутренних оболочек тяжелых атомов, ионизированных при взрыве.

Вклад этих источников в общее γ -излучение взрыва мал и поэтому здесь не рассматривается.

Все перечисленные типы источников γ -лучей проявляются при атомной взрыве. Но поражающее действие связано лишь с немногими из них. В районе взрыва поражающее действие γ -лучей создается, в основном, γ -лучами осколков деления и короткопериодным γ -излучением захвата нейтронов азотом воздуха (причем главным является γ -излучение осколков). В районе следа поражающее действие γ -лучей определяется γ -излучением осколков и в малой степени γ -излучением активированного грунта (главным является γ -излучение осколков).

§ 2. Гамма-излучение осколков деления

U^{235} и Pu^{239}

В действии γ -излучения осколков существенное значение может иметь только то γ -излучение, которое испускается после разлета вещества бомбы.

Энергия γ -излучения деления (7,8 Мэв на один акт деления) практически равна энергии γ -излучения осколков (8,4 Мэв на один акт деления), но γ -излучение деления поглощается в веществе бомбы и поэтому не сказывается на величине дозы и дальше не рассматривается.

Непосредственно при делении U^{235} и Pu^{239} образуется около 60 изотопов. На рис. 2 изображено распределение по массам осколков деления U^{235} и Pu^{239} медленными нейтронами.

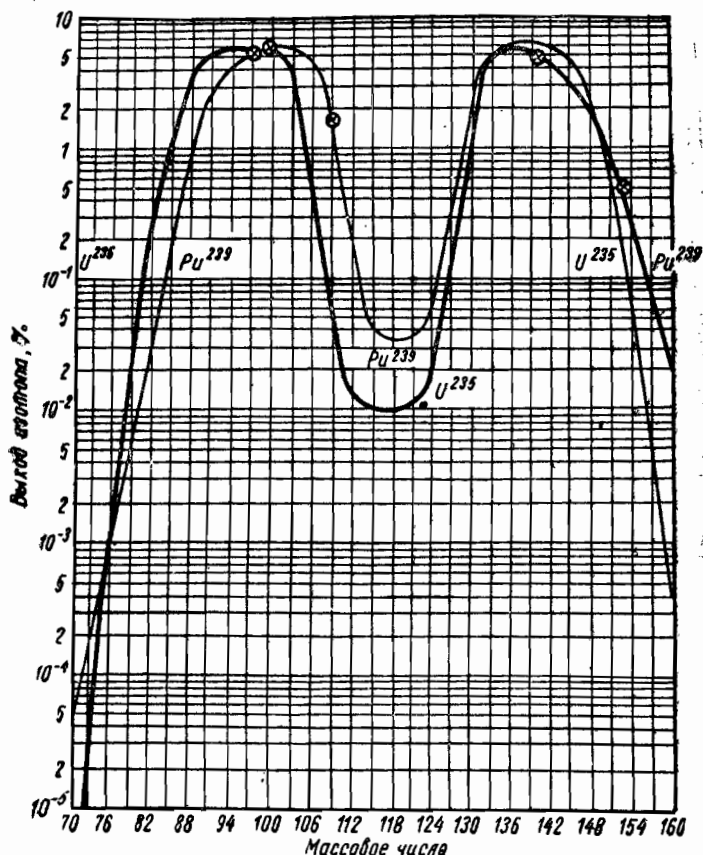


Рис. 2. Распределение осколков деления U^{235} и Pu^{239} по массам.

Каждый образовавшийся осколок в дальнейшем претерпевает, в среднем, три β -распада с различными периодами. Таким образом, в продуктах деления фигурирует около 200 радиоактивных ядер с периодами распада от долей секунд до десятков лет. Большая часть распадов сопровождается γ -излучением,

энергия квантов которого варьирует в пределах от 0,002 Мэв (Tc^{99}) до 2,9 Мэв (Rb^{88}).

В каждый данный момент времени γ -излучение определяется распадом 10—30 осколков и только при времени, большем года после деления, основная часть γ -активности создается 1—2 изотопами.

Так как в излучении участвуют ядра с различными периодами распада, закон убывания γ -активности излучения с течением времени не является простым экспоненциальным законом.

Эффективный период распада растет с течением времени, потому что короткопериодные изотопы распадаются и остаются действующими все более длиннопериодные осколки. Излучение с течением времени становится мягче, но существенное смягчение происходит только в течение первого часа после деления.

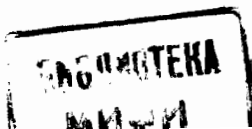
В табл. 1 приведены значения γ -активности осколков, т. е. скорости испускания энергии γ -излучения $u(t)$ в Мэв/сек. дел. для U^{235} и Pu^{239} в различные моменты времени в интервалах $0 < t < 60$ сек и $1 \text{ ч} < t < 1000 \text{ ч}$ [1].

Точность приведенных значений $u(t)$ оценивается в $\pm 25\%$. При атомном взрыве с энергией 1 т.т. происходит $1,45 \cdot 10^{23}$ делений. Суммарная γ -активность продуктов деления взрыва с энергией $E_{\text{т.т.}}$ равна $G = 1,45 \cdot 10^{23} E_{\text{т.т.}} u(t)$ Мэв/сек. Гамма-активность продуктов взрыва бомбы с энергией 20 т.т. (т. н. но-

Таблица 1

Гамма-активность осколков деления на один акт деления

t , сек	$u(t)$ Мэв/сек. дел.	t , ч	$u(t)$ Мэв/сек. дел.
0	0,82	0,9	$1,7 \cdot 10^{-4}$
0,2	0,64	1	$1,5 \cdot 10^{-4}$
0,4	0,52	1,25	$1,1 \cdot 10^{-4}$
0,6	0,45	1,5	$9,0 \cdot 10^{-5}$
0,8	0,41	2	$6,3 \cdot 10^{-5}$
1	0,37	3	$3,5 \cdot 10^{-5}$
2	0,26	5	$1,6 \cdot 10^{-5}$
3	0,20	10	$5,9 \cdot 10^{-6}$
4	0,16	25	$1,7 \cdot 10^{-6}$
5	0,13	50	$7,8 \cdot 10^{-7}$
6	0,12	100	$3,5 \cdot 10^{-7}$
8	0,09	200	$1,8 \cdot 10^{-7}$
10	0,074	300	$1,2 \cdot 10^{-7}$
15	0,052	400	$8,5 \cdot 10^{-8}$
20	0,043	500	$6,9 \cdot 10^{-8}$
30	0,031	800	$4,6 \cdot 10^{-8}$
40	0,023	1000	$3,8 \cdot 10^{-8}$
60	0,016	—	—



минальная бомба) равна $2,9 \cdot 10^{24} u(t)$ Мэв/сек и эквивалентна γ -активности следующих источников:

$8,1 \cdot 10^{13} u(t)$ кюри условного излучения с энергией квантов 1 Мэв;

$3,24 \cdot 10^{13} u(t)$ кюри Co^{60} (2,5 Мэв/расп);

$5,8 \cdot 10^{13} u(t)$ кюри радия (1,4 Мэв/расп).

В табл. 2 приведены значения $G_{20\text{т.т.}}$ для различных моментов времени.

Таблица 2

Гамма-активность осколков деления при взрыве бомбы с энергией 20 т.т. — $G_{20\text{т.т.}}$ Мэв/сек, и $G_{20\text{т.т.}}$ кюри

t	$G_{20\text{т.т.}}, \text{Мэв/сек}$	$G_{20\text{т.т.}}, \text{кюри при энерг. кв-в. Мэв}$
1 сек	$1,1 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{13}$
1 мин	$4,8 \cdot 10^{22}$	$1,3 \cdot 10^{12}$
1 ч	$44 \cdot 10^{20}$	$1,2 \cdot 10^{10}$
1 день	$5,1 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^8$
1 неделя	$6 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^7$
1 месяц	$1,5 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^6$
1 год	$1,4 \cdot 10^{15}$	$3,8 \cdot 10^4$
10 лет	$6,6 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^3$
100 лет	$1,0 \cdot 10^{13}$	$2,7 \cdot 10^2$

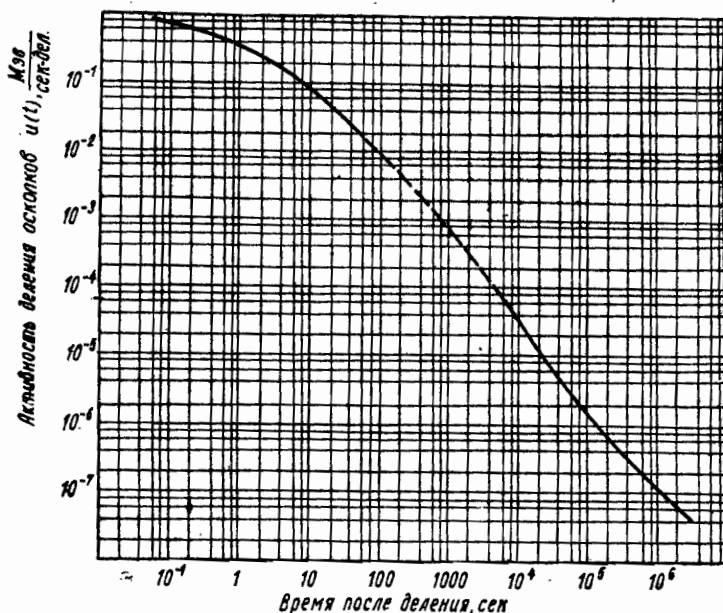


Рис. 3. Активность осколков деления $u(t)$, Мэв/сек. дел в разные моменты времени после деления, рассчитанная на один акт деления.

Кривая зависимости $u(t)$ от времени, построенная по данным табл. 1, изображена на рис. 3. Величина γ -активности осколков деления $u(t)$ может быть записана в виде формулы

$$u(t) = At^{-\gamma} \text{ Мэв/сек} \cdot \text{дел.} \quad (2.1)$$

Значения A и γ для различных интервалов времени приведены в табл. 3. В последней графе таблицы указано максимальное отклонение значений $u(t)$, вычисленных по формуле (2.1), от значений, приведенных на рис. 3. Эффективный период уменьшения γ -активности.

$$T_{\text{эфф}} = - \frac{1}{\frac{1}{u} \cdot \frac{du}{dt}} = \frac{t}{\gamma} \quad (2.2)$$

Таблица 3

Значения коэффициентов в интерполяционных формулах для вычисления γ -активности осколков в разное время (2.1)

$$u(t) = A \cdot t^{-\gamma} \text{ Мэв} \cdot \text{сек} \cdot \text{дел.}$$

Отрезки времени, для которых формула применима	Единица измерения времени в формуле	A	γ	Максимальное отклонение от данных рис. 3, %
$0,05 \text{ сек} < t < 1 \text{ сек}$	сек	0,4	0,27	10
$1 \text{ сек} < t < 20 \text{ сек}$	"	0,4	0,72	10
$20 \text{ сек} < t < 10 \text{ мин}$	"	0,95	1,01	10
$10 \text{ мин} < t < 10 \text{ ч}$	"	7,1	1,32	10
$10 \text{ ч} < t < 100 \text{ ч}$	"	5,9	1,31	10
$100 \text{ ч} < t < 1000 \text{ ч}$	"	0,0276	0,89	10
$10 \text{ ч} < t < 100 \text{ ч}$	ч	$1,3 \cdot 10^{-4}$	1,31	10
$100 \text{ ч} < t < 1000 \text{ ч}$	"	$1,9 \cdot 10^{-5}$	0,89	10
$10 \text{ мин} < t < 200 \text{ ч}$	сек	7,1	1,33	15
$20 \text{ сек} < t < 1000 \text{ ч}$	"	2	1,20	30

Так как при $t > \text{сек}$ γ близко к 1, то $T_{\text{эфф}} \approx t$, т. е. приблизительно, равно времени, прошедшему с момента деления. Например, через месяц $T_{\text{эфф}}$ равно ~ 1 месяцу. При $t > 1$ года закон убывания γ -активности приближается к экспоненциальному, так как γ -излучение определяется практически Cs^{137} с периодом распада 47,6 лет. Ряд авторов отмечает, что при $t < 1 \text{ сек}$ спад γ -активности происходит экспоненциально с периодом распада 0,64 сек.

Специальные опыты показали, что γ -излучение с периодами, лежащими в интервале $10^{-3} \div 0,5 \text{ сек}$, отсутствует.

Излучение в интервале времени $= 10^{-8} \div 10^{-3} \text{ сек}$ подробно не исследовано. Есть указания о наличии излучения в микро-секундной области [2].

Зная $u(t)$, можно вычислить энергию, излучаемую в отдельных интервалах времени t_1-t_2 и за все время распада

$$W_{t_1, t_2} = \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt,$$

Т а б л и ц а 4

Количество энергии γ -излучения осколков деления
за различные интервалы времени

Интервал времени, сек	0—1	0—2	0—5	0—10	0—20	0—3600	3600— ∞	0— ∞
Выделенная энергия, Мэв/дел.	0,54	0,82	1,35	1,80	2,35	6,8	1,6	8,4
Примечание. Энергия γ -излучения деления составляет 7,8 Мэв/дел.								

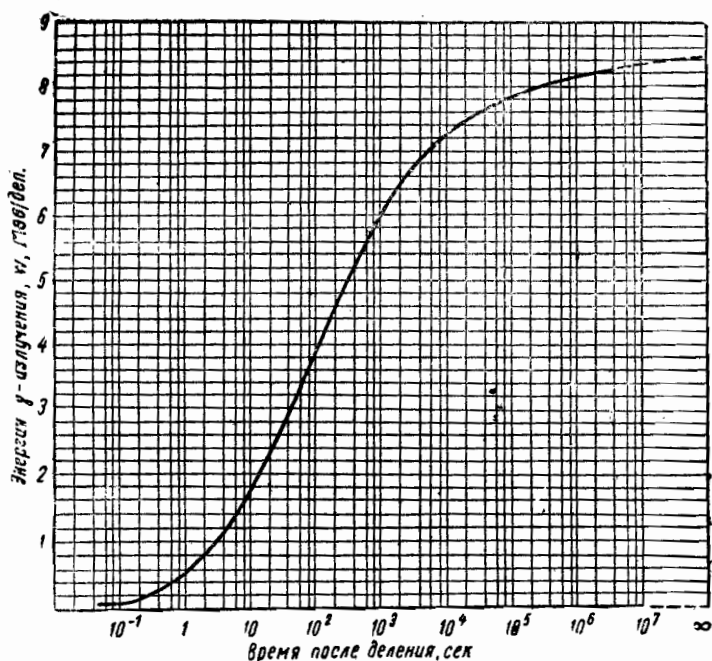


Рис. 4. Количество энергии γ -излучения осколков деления в различные интервалы времени.

выразив $u(t)$ степенным законом (2.1):

$$W_{t_1, t_2} = \frac{A}{\nu - 1} \left(\frac{1}{t_1^{\nu - 1}} - \frac{1}{t_2^{\nu - 1}} \right). \quad (2.3)$$

Энергия, излучаемая при полном распаде радиоактивных осколков, равна:

$$W = \int_0^{\infty} u(t) dt = 8,4 \text{ Мэв/дел.} \quad (2.4)$$

Количество энергии, излучаемое за различные интервалы времени, приведено в табл. 4 и на рис. 4.

Спектр γ -лучей продуктов деления состоит из большого числа линий. В табл. 5 приводятся имеющиеся данные о средней энергии γ -излучения, приходящейся на один квант в различные моменты времени.

Т а б л и ц а 5

Энергия, приходящаяся в среднем на 1 квант
 γ -излучения осколков

Время излучения, t	Средняя энер- гия кванта $\bar{\epsilon}$, Мэв	Метод определения
0—1 сек	2,2	Измерения люминесцентным спектрометром [3] Измерения методом поглоще- ния [4]
1 сек—7 "	1,6	
1 ч	1,2	
3 "	1,0	
20 "	0,7	
3 дня	0,8	Вычисления по данным о спектре излучения отдель- ных изотопов (см. приложе- ние I)
30 дней	1,0	
200 "	0,7	
3 года	0,7	
20 лет	0,7	
100 "	0,7	

П р и м е ч а н и е. Энергия, приходящаяся в среднем на 1 квант γ -излучения деления, составляет 1,1 Мэв.

На рис. 5 приведен вид спектрального распределения γ -лучей продуктов деления (по данным М. Я. Гена, Е. И. Интезаровой и М. С. Зискина).

Приведенные характеристики γ -излучения осколков относятся к суммарному γ -излучению смеси всех образовавшихся осколков.

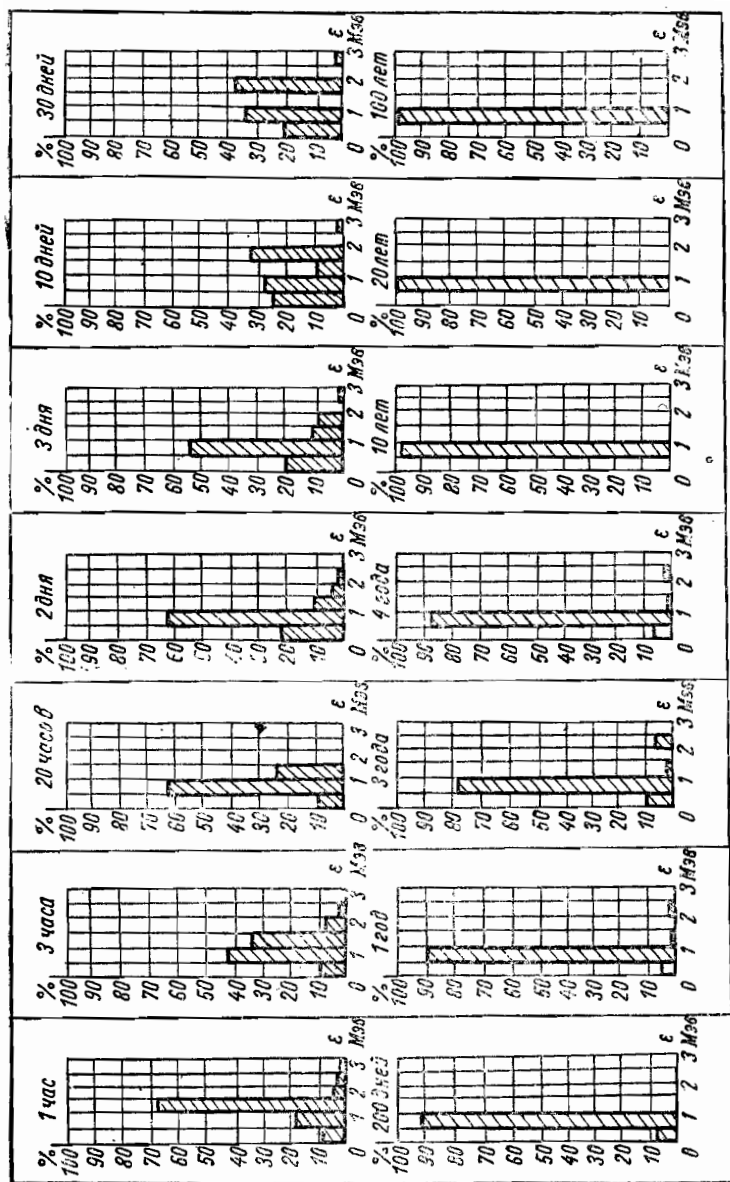


Рис. 5. Спектральное распределение γ -излучения осколков деления в различные моменты времени после деления. По оси абсцисс отложена энергия квантов. По оси ординат — процент, энергии, излучаемой в данном спектральном интервале.

Сведения о γ -излучении индивидуальных осколков приведены в конце книги в приложении I, содержащем сводку литературных данных об энергии и числе квантов и времени полураспада осколков, взятую из обзорной работы М. Я. Гена, Е. И. Интезаровой и М. С. Зискина.

§ 3. Гамма-излучение при захвате нейтронов азотом

Часть короткопериодного γ -излучения при атомном взрыве представляет собой γ -излучение, выделяющееся при захвате нейтронов азотом N^{14} . По данным Кинсей, Бартоломью и Уолкера [5] на один акт захвата выделяется 10,82 Мэв в виде γ -квантов (определено по дефекту масс). Сечение захвата равно 0,1 барн $\pm 0,05$ [6], т. е. в 16 раз меньше, чем сечение конкурирующей реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$.

Таким образом, на один поглощенный в воздухе нейтрон излучается $10,82/17 = 0,64$ Мэв энергии γ -излучения. Так как при одном акте деления испускается свободными 1,5 нейтрона (U^{235}) или 2 нейтрона (Pu^{239}), то в случае поглощения всех нейтронов азотом воздуха выделяется γ -излучение в количестве $0,96 \div 1,28$ Мэв/дел. Данные о спектре γ -излучения приведены в работе [5]. Измерения производились с помощью парного спектрометра, так что сведения о спектре имеются только для энергии квантов > 4 Мэв. Вопрос о наличии γ -излучения с энергией 4 Мэв и меньше остается открытым. Поэтому неизвестно, какая доля энергии из 10,82 Мэв приходится на жесткое γ -излучение, измеренное в работе [5]. Однако есть основания полагать, что большая часть энергии излучения находится в измеренной части спектра.

В табл. 6 приведены сведения об энергии квантов и относительной интенсивности захватного излучения азота.

Таблица 6

Спектр γ -излучения реакции $N^{14}(n, \gamma)N^{15}$ (жесткая часть спектра)

Энергия кванта, Мэв	4,48	5,29	5,55	6,32	7,16	7,36	8,28	9,16	10,82
Относительная интенсивность, %	18,3	30,5	2,44	12,2	0,6	4,9	2,4	0,6	6,1

Примечания:

1) 45% энергии жесткой части спектра связано с квантами, имеющими энергию 5,3—6,3 Мэв;

2) 15% энергии связано с квантами, имеющими энергию больше 7 Мэв.

§ 4. Гамма-излучение от активированной земли

Верхний слой земли становится источником γ -лучей в результате захвата нейтронов и образования при этом радиоактивных изотопов входящих в состав земли элементов.

Гамма-излучение из земли выделяется в момент захвата нейтронов (~ 8 Мэв на 1 захваченный нейтрон для всех элементов, кроме H, при захвате нейтрона которым выделяется 2,2 Мэв) и при последующем распаде искусственно-радиоактивных ядер. Дальше рассматривается только излучение от распада радиоактивных изотопов, являющееся существенной частью остаточного γ -излучения в районе эпицентра взрыва.

При данном потоке нейтронов интенсивность и энергия квантов γ -излучения определяется элементным составом верхнего слоя земли. Он может быть различен в разных местностях, но перечень практически важных элементов не велик: 99,4% веса земной коры составляется из 15 элементов.

В табл. 7¹ приведен средний элементный состав земной коры. Там же приведены данные о γ -излучении радиоактивных изотопов, получившихся при захвате нейтронов, сечения захвата и другие сведения.

Приведенные в табл. 7 значения G_i и λ_i позволяют определить g — удельную γ -активность земли в момент времени t после облучения

$$g = \rho \Pi \sum_i G_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \text{ Мэв/сек} \cdot \text{см}^3, \quad (4.1)$$

где Σ — сумма по всем элементам, входящим в состав земли;
 ρ — удельный вес земли, г/см³; G_i — активность элемента в 1 г земли.

Π — поток медленных нейтронов в месте активации за все время облучения нейтронами, нейтр./см².

В столбце Σ дана сумма всех сечений активации в 1 г сухой земли, равная $8,9 \cdot 10^{-4}$ см²/г и сечение захвата нейтронов в 1 г земли, равное $5 \cdot 10^{-3}$ см²/г. Таким образом, только 1/6 общего количества поглощенных в сухой земле нейтронов приводит к ее активации. Во влажном грунте сечение захвата увеличится (за счет водорода воды), так что доля нейтронов, создающих искусственную радиоактивность, уменьшается.

Величина g может варьировать в зависимости от состава почвы. Для значительной части поверхности земного шара эти вариации не столь велики, чтобы сильно сказаться на γ -излучении, но в отдельных местностях отклонения от среднего состава могут быть значительными и создавать специфичную картину γ -излучения.

¹ Таблица 7 составлена В. Н. Сахаровым.

В качестве примера вычислим g для местности, почва которой имеет элементный состав, совпадающий с приведенным в табл. 7 средним элементным составом земной коры.

Удельный вес сухой почвы принимается равным $1,7 \text{ г/см}^3$, содержание воды — $0,1 \text{ г/см}^3$, общий удельный вес — $1,8 \text{ г/см}^3$. Сечение захвата нейтронов в 1 г такой земли равно $6,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$, сечение активации $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$.

На рис. 6 приведены значения $g(t)$ в разные моменты времени.

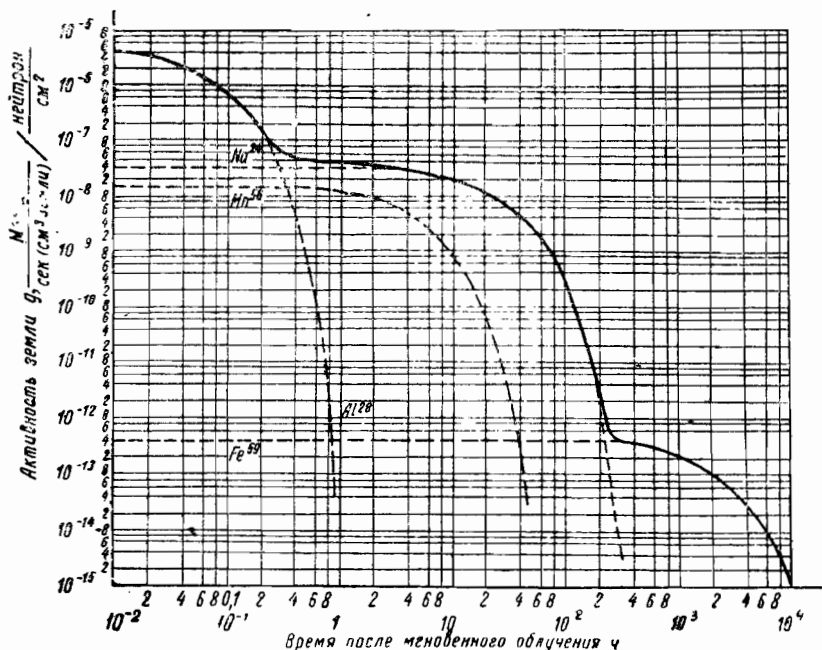


Рис. 6. Активность земли g вследствие активации нейтронами в разные моменты времени после мгновенного облучения. Пунктиром обозначена удельная активность различных элементов земли в соответствии с химическим составом земной коры (табл. 7).

Из табл. 7 и рис. 6 видно, что в интервалах времени от 0 до 15 мин преобладает γ -излучение Al^{28} ,
 » 15 мин до 200 ч » Na^{24} ,
 » 300 ч » Fe^{59} .

В интервале времени от 2—3 ч до 5—10 ч на фоне γ -излучения Na^{24} проявляется γ -излучение Mn^{56} .

Найдем, какая доля нейтронов, захваченных в земле, активирует перечисленные характерные элементы. Для этого надо

¹ Включая захват в воде, имеющейся в количестве $0,1 \text{ г/см}^3$.

Средний элементарный состав земной коры

Характеристика элемента	O	Si	Al
Распространенность в земной коре, %	46,5	27,7	7,85
Массовое число	18	—	27
Содержание в естественной смеси изотопов, %	0,2	Не дает γ -лучей	100
Период полураспада, $T_{1/2}$	27 сек	—	2,3 мин
Постоянная распада λ , сек ⁻¹	$2,57 \cdot 10^{-2}$	—	$5,02 \cdot 10^{-3}$
Сечение активации изотопа тепловыми нейтронами $\sigma_{ак}$, барн	$2,1 \cdot 10^{-4}$	—	0,215
Сечение активации, рассчитанное на естественную смесь изотопов, $\sigma_{ак}$, барн	$4,2 \cdot 10^{-7}$	—	$2,15 \cdot 10^{-1}$
Сечение активации в 1 г земли, $S_{ак}$, см ² /г земли	$7,35 \cdot 10^{-9}$	—	$3,77 \cdot 10^{-4}$
Сечение захвата тепловых нейтронов естественной смесью изотопов, $\sigma_{захв}$, барн	$2,10^{-3}$	—	$2,15 \cdot 10^{-1}$
Сечение захвата в 1 г земли, $S_{захв}$, см ² /1 г земли	$3,7 \cdot 10^{-5}$	—	$3,77 \cdot 10^{-4}$
Энергия испускаемых γ -лучей, Мэв	1,7 (70%)	—	1,8 (100%)
Энергия γ -излучения на один акт распада изотопа, Мэв/расп.	0,85	—	1,8
Энергия γ -излучения на один захваченный в грунте нейтрон, Мэв/захв. нейтр.	$1,25 \cdot 10^{-6}$	—	$1,36 \cdot 10^{-1}$
Энергия γ -излучения, испускаемого 1 г элемента, актив. потоком нейтронов 1 нейтр./см ² , Мэв/г элем. нейтр./см ²	$1,35 \cdot 10^{-8}$	—	$8,6 \cdot 10^{-3}$
Энергия γ -излучения, испускаемого 1 г земли, активированной потоком нейтронов 1 нейтр./см ² , Мэв/г земли · нейтр./см ² (G_i)	$6,25 \cdot 10^{-9}$	—	$6,8 \cdot 10^{-4}$
Гамма-активность отдельных элементов в 1 г земли (G_i) в различные моменты времени:			
$t = 0$ ч	$1,6 \cdot 10^{-10}$	—	$3,4 \cdot 10^{-6}$
$t = 1$ ч	—	—	$5,3 \cdot 10^{-14}$
$t = 4$ ч	—	—	—
$t = 20$ ч	—	—	—
$t = 200$ ч	—	—	—
$t = 2000$ ч	—	—	—

и γ -излучение активированной земли

Fe	Ca	Na	K	Mg	Ti
4,85	3,75	2,8	2,62	2,25	0,75
58	46	23	41	26	50
0,34	0,00032	100	6,9	11,3	5,34
47,1 дн.	4,3 дн.	15 ч	12,5 ч	9,4 мин	6 мин
$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,87 \cdot 10^{-6}$	$1,28 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^{-5}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$1,92 \cdot 10^{-3}$
0,7	0,25	0,51	1,0	0,05	0,14
$2,4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$5,65 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$
$1,26 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$3,15 \cdot 10^{-6}$	$7,1 \cdot 10^{-7}$
2,43	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$5,1 \cdot 10^{-1}$	1,97	$5,9 \cdot 10^{-2}$	5,6
$1,27 \cdot 10^{-3}$	$2,42 \cdot 10^{-4}$	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$
0,2 (2,8%) 1,1 (56%) 1,28 (43%)	1,4 (81%)	1,4 (100%) 2,8 (100%)	1,5 (25%)	0,84 (700%) 1,05 (20%)	0,32 (70%)
1,2	1,1	4,2	0,37	1,05	0,22
$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3,15 \cdot 10^{-1}$	$2,05 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$3,15 \cdot 10^{-5}$
$3,1 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$1,45 \cdot 10^{-4}$	$2,05 \cdot 10^{-5}$
$1,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$1,57 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$1,56 \cdot 10^{-7}$
$2,55 \cdot 10^{-13}$	$9,35 \cdot 10^{-15}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-8}$
$2,55 \cdot 10^{-13}$	—	$1,9 \cdot 10^{-8}$	—	—	—
$2,55 \cdot 10^{-13}$	—	$1,65 \cdot 10^{-8}$	—	—	—
$2,53 \cdot 10^{-13}$	—	$8 \cdot 10^{-9}$	—	—	—
$2,53 \cdot 10^{-13}$	—	$2 \cdot 10^{-12}$	—	—	—
$7,5 \cdot 10^{-14}$	—	—	—	—	—

Характеристика элемента	P	H	Mn
Распространенность в земной коре, %	0,11	0,11	0,075
Массовое число	—	—	55
Содержание в естественной смеси изотопов, %	Не дает γ -лучей	Не дает γ -лучей	
Период полураспада, $T_{1/2}$	—	—	2,57 ч
Постоянная распада λ , сек^{-1}	—	—	$7,47 \cdot 10^{-5}$
Сечение активации изотопа тепловыми нейтронами $\sigma_{\text{ак}}$, барн	—	—	12,7
Сечение активации, рассчитанное на естественную смесь изотопов, $\sigma_{\text{ак}}$, барн	—	—	12,7
Сечение активации в 1 г земли, $S_{\text{ак}}$ $\text{см}^2/\text{г} \cdot \text{земли}$	—	—	$1,05 \cdot 10^{-4}$
Сечение захвата тепловых нейтронов естественной смесью изотопов, $\sigma_{\text{захв}}$, барн	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	12,7
Сечение захвата в 1 г земли, $S_{\text{захв}}$, $\text{см}^2/1 \text{ г} \cdot \text{земли}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,05 \cdot 10^{-4}$
Энергия испускаемых квантов γ -лучей, Мэв	—	—	0,85 (69%) 1,8 (18,5%) 2,13 (12,5%)
Энергия γ -излучения на один акт распада изотопа, Мэв/расп.	—	—	1,2
Энергия γ -излучения на один захваченный в грунте нейтрон, Мэв/захв. нейтр	—	—	$2,55 \cdot 10^{-2}$
Энергия γ -излучения испускаемого 1 г элемента, актив. потоком нейтронов 1 нейтр/см ² , Мэв/г элем. нейтр./см ²	—	—	$1,7 \cdot 10^{-1}$
Энергия γ -излучения испускаемого 1 г земли, активированной потоком нейтронов 1 нейтр/см ² , Мэв/г земли нейтр./см ²	—	—	$1,27 \cdot 10^{-4}$
Гамма-активность отдельных элементов в 1 г земли (G_l) в различные моменты времени			
$t = 0$ ч	—	—	$9,5 \cdot 10^{-9}$
$t = 1$ ч	—	—	$7,2 \cdot 10^{-9}$
$t = 4$ ч	—	—	$3,2 \cdot 10^{-9}$
$t = 20$ ч	—	—	—
$t = 200$ ч	—	—	—
$t = 2000$ ч	—	—	—

F	Cl	S	Сумма	g/p
0,075	0,037	0,037	—	—
19	37	37	—	—
100	24,6	0,017	—	—
10,7 сек	37,3 мин	5,04 мин	—	—
$6,5 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	—	—
0,009	0,56	0,14	—	—
$9 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	—	—
$2,14 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$8,9 \cdot 10^{-4}$	—
$1 \cdot 10^{-3}$	31,6	$4,9 \cdot 10^{-1}$	—	—
$2,4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$5,0 \cdot 10^{-8}$	—
1,63 (93%)	1,6 (31%)	2,75 (90%)	—	—
1,6	2,12 (47%)	2,5	—	—
$6,9 \cdot 10^{-5}$	$2,63 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-8}$	0,478 Мэв/ захв. нейтр.	—
$4,6 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	—	—
$3,42 \cdot 10^{-7}$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	$4,25 \cdot 10^{-10}$	—	—
$2,2 \cdot 10^{-8}$	$4,1 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	—	$3,4 \cdot 10^{-6}$
—	—	—	—	$2,6 \cdot 10^{-8}$
—	—	—	—	$1,97 \cdot 10^{-8}$
—	—	—	—	$8 \cdot 10^{-9}$
—	—	—	—	$2,2 \cdot 10^{-12}$
—	—	—	—	$7,5 \cdot 10^{-14}$

сечение активации элемента в 1 г земли разделить на сумму сечений захвата и активации земли $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$.

На образование Al^{28} идет $5,4 \cdot 10^{-2}$ всех захваченных в земле нейтронов, на Na^{24} — $5,4 \cdot 10^{-2}$, на Mn^{56} — $1,5 \cdot 10^{-2}$ и на Fe^{59} — $1,8 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 6 показаны интервалы времени, в которых преобладает γ -излучение отдельных элементов.

Из-за наличия в почве малого количества элементов, образующих изотопы с длинными периодами полураспада (например, Co^{60} с $T_{1/2} = 5,3$ года) может возникать длительная радиоактивность, заметная после распада Fe^{59} .

Остаточное γ -излучение в районе эпицентра может вызываться не только активацией земли, но и осколками деления, осевшими на землю.

Для выяснения роли наведенной активности земли (в особенности при наземном взрыве) представляет интерес оценить наибольшее возможное γ -излучение из земли, т. е. то, которое получится при поглощении $1/2$ всех нейтронов в земле и при отсутствии самопоглощения γ -излучения в земле, и сравнить его с γ -излучением осколков.

Предполагается, что земля захватывает 1 нейтр./дел. Данные о составе земли и сечения активации приведены в табл. 7. В γ -излучение такой земли наиболее существенный вклад дают до 200 ч:

в первые минуты — алюминий ($T_{1/2} = 2,3$ мин, $1,8 \text{ Мэв/расп.}$),

в первые часы — марганец ($T_{1/2} = 2,57$ ч, $1,2 \text{ Мэв/расп.}$),

в первые часы — натрий ($T_{1/2} = 15$ ч, $4,2 \text{ Мэв/расп.}$),

после 200 ч — железо ($T_{1/2} = 47$ дней, $1,2 \text{ Мэв/расп.}$).

Энергия γ -излучения, которая высветится, начиная от 10 сек (условное окончание действия облака осколков) до ∞ , равна от осколков $6,6 \text{ Мэв/дел}$ (табл. 4) и от земли $0,48 \text{ Мэв/дел}$ (табл. 7). Из них от натрия $0,31 \text{ Мэв/захв} \cdot \text{нейтр.}$, от алюминия $0,13 \text{ Мэв/захв} \cdot \text{нейтр.}$, от марганца $0,02 \text{ Мэв/захв} \cdot \text{нейтр.}$ и от железа $3 \cdot 10^{-1} \text{ Мэв/захв} \cdot \text{нейтр.}$

Таким образом, даже в самых благоприятных для активации земли условиях, когда поглощается половина всех нейтронов, земля, как источник остаточного излучения, излучает на порядок меньше энергии, чем осколки.

В создании длительного, в течение дней, остаточного излучения земли участвует только натрий и железо, которые излучают $0,31 \text{ Мэв/дел.}$ и $3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв/дел.}$ соответственно. Излучение осколков в интервале от одного часа до ∞ составляет $1,6 \text{ Мэв/дел.}$, т. е. в интервале времени действия активности натрия 10—200 ч энергия, излученная землей, ближе (хотя, в несколько раз меньше) к энергии, излученной осколками.

При наземном взрыве чистой водородной бомбы может выделяться на единицу энергии на порядок больше нейтронов, чем при взрыве бомбы деления. Тогда можно ожидать, что

излучения, как осколки при взрыве бомбы деления одинаковой энергии. Это само по себе не означает, что наземный взрыв чистой водородной бомбы может в такой же степени заразить огромные площади «следа», как и наземный взрыв бомбы деления. Приведенная выше энергия активированного грунта излучается элементами, находящимися в слое земли толщиной 30 см. Для образования «следа» с тем же выделением энергии, что и при осколочном «следе», надо, чтобы весь этот слой активированного грунта был унесен и осажден так же, как уносятся и осаждаются осколки.

Земля в своей массе менее дисперсна, чем пыль, на которой конденсируются осколки. Поэтому условия уноса и осаждения земли не благоприятствуют образованию следа такой же протяженности и активности, как осколочный «след», даже если активность земли равна активности осколков, как это может случиться при взрыве чисто водородной бомбы. Различие в образовании «следа» из земли и из осколков трудно оценить количественно, поэтому мы ограничимся только вышеприведенной оценкой излучаемой энергии.

Сравним кинетику γ -излучения земли и осколков.

В табл. 8 приведена интенсивность испускания γ -излучения осколков и земли в предположении, что земля захватывает один нейтрон на одно деление.

Таблица 8

Интенсивность γ -излучения земли $u_z(t)$ и осколков $u(t)$

Время после взрыва, ч	Интенсивность излучения, Мзв/сек·дел		$\frac{u_z(t)}{u(t)} 100$
	земли	осколков	
$\frac{1}{6}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,3
1	$5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,3
2	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	0,7
5	$3,4 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	2,1
10	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	4,2
18	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$2,75 \cdot 10^{-6}$	6,2
26	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	7,5
50	$4 \cdot 10^{-8}$	$7,8 \cdot 10^{-7}$	5,1
100	$4 \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	1,1
150	$4 \cdot 10^{-10}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	0,2

Из таблицы видно, что до 5 ч после взрыва u_z не превышает 2% u ; от 5 до 50 ч u_z в ~ 20 раз меньше u ; после 50 ч величина u_z опять сильно падает по сравнению с u . При чисто водородном взрыве $u_z(t)$ может увеличиться примерно на порядок величины.

Из таблицы видно, что в интервале 1—10 ч осколки распадаются быстрее, чем активная земля, u_3/u растет с ростом t ; в интервале 10—50 ч закон спада активности со временем практически одинаков для земли и осколков $u_3/u = \text{const}$; после 50 ч наведенная активность спадает быстрее, чем активность осколков (u_3/u падает с ростом t).

В интервале 10—50 ч трудно отличить наведенную активность от осколочной по кинетике спада активности. Различить эти активности по кинетике спада можно по измерениям до 10 ч или после 50. Например, отношения часовой и пятичасовой активностей земли и осколков, сильно отличающихся друг от друга, равны:

$$\frac{u_3(1 \text{ ч})}{u_3(5 \text{ ч})} = 1,5; \quad \frac{u(1 \text{ ч})}{u(5 \text{ ч})} = 9,1.$$

При воздушных взрывах остаточное излучение определяется наведенной активностью земли.

При наземных взрывах вблизи от эпицентра, т. е. в районе оседания осколков остаточное излучение определяется осколками. Из табл. 8 видно, что если в районе эпицентра осядет 1% всех осколков, то остаточное излучение определится осколками, а не землей.

Вдали от эпицентра (расстояние зависит от энергии взрыва) при наземных взрывах остаточное излучение определяется наведенной активностью.

На промежуточных расстояниях земля и осколки дают сравнимые вклады¹.

В тех случаях, когда остаточное излучение определяется активностью земли, мощность дозы может быть связана с удельной активностью земли или с потоком нейтронов и ее можно вычислить. Это вычисление проведено в § 9.

¹ Следует отметить, что излучение осколков может проявиться не только там, где они выпали, но и в соседних местах, где их нет, на расстоянии, сравнимом с длиной пробега квантов. В этой области спад мощности дозы может носить осколочный или смешанный характер.

ГЛАВА II

РАСПРОСТРАНЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

§ 5. «Хорошая» и «плохая» геометрия

Почти для всех случаев действия γ -лучей атомного взрыва характерно, что дозы γ -лучей образуются не только прямым излучением источников, прошедшим толщи поглощения без взаимодействия с веществом, но и рассеянными квантами, претерпевшими однократное или многократное рассеяние в веществе.

Во многих случаях при атомном взрыве рассеянное излучение имеет решающее значение при образовании доз γ -лучей.

Большая роль рассеянного излучения связана с тем, что γ -излучение при атомном взрыве распространяется широким пучком и проходит через толстые слои поглотителя.

Рис. 7. иллюстрирует особенности распространения γ -лучей широким и узким пучками.

На рис. 7, а показано прохождение узкого параллельного пучка γ -лучей через тонкий поглотитель. В детектор попадает только прямое излучение, т. е. такое излучение, которое проходит поглотитель без взаимодействия с атомами, т. е. не поглощается и не рассеивается. Рассеянное излучение выбывает из пучка и не попадает в детектор. Такие условия распространения излучения называют «хорошей» геометрией. В этих условиях при прохождении излучения через поглотитель не изменяется спектральный состав и направленность попадающего в детектор излучения, а количество γ -квантов в пучке N изменяется по известному закону

$$N = N_0 e^{-\mu x},$$

N_0 — поток γ -квантов до поглотителя; N — поток γ -квантов после поглотителя;

μ_0 — линейный коэффициент поглощения излучения. Соответственно интенсивность излучения J изменяется по закону

$$J = J_0 e^{-\mu x}. \quad (5.1)$$

Приведенные формулы справедливы для поглощения монохроматического излучения. При сложном спектральном составе излучения интенсивность каждой спектральной компоненты ослабляется по аналогичному экспоненциальному закону с другим значением μ .

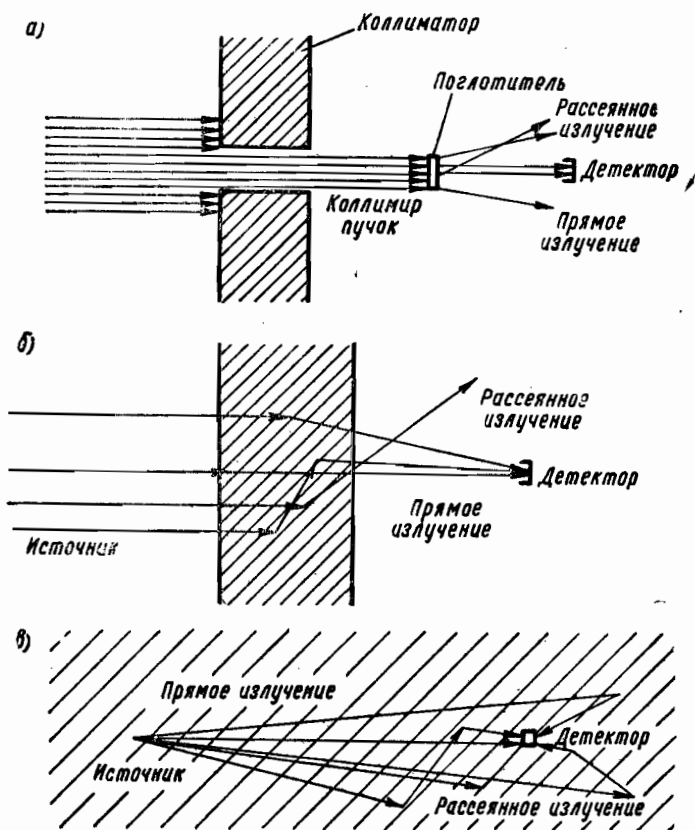


Рис. 7. Прохождение узкого пучка γ -лучей через тонкий рассеиватель (а) и широкого пучка γ -лучей через толстый рассеиватель (б) и внутри поглощающей среды (в). Случай а — «хорошая» геометрия. Случаи б, в — «плохая» геометрия.

На рис. 7, б и 7, в показаны характерные особенности распространения широкого пучка γ -лучей через толстый слой поглотителя (б) и внутри поглощающей среды (в). В этих случаях в детектор попадает не только прямой луч, но и рассеянное излучение. Такие условия распространения излучения называют «плохой» геометрией.

В условиях «плохой» геометрии ослабление интенсивности излучения с толщиной поглотителя происходит медленнее, чем по экспоненциальной формуле (5.1), т. к. к потоку излучения прямого луча в поглотителе добавляются потоки рассеянного излучения. При этом спектральный состав и направленность излучения не остаются постоянными на пути распространения излучения в поглотителе, потому что рассеянное излучение, добавляющееся к прямому, отличается от него по спектральному составу и направлению распространения.

Количество рассеянного излучения, добавляющегося к прямому излучению, его спектральный состав и угловое распределение зависят от взаимного расположения источников γ -лучей, поглощающих сред, детекторов и от свойств поглощающих сред.

Полное решение задачи о распространении излучения в условиях «плохой» геометрии должно содержать сведения об интенсивности, спектральном составе и угловом распределении излучения в любой точке пространства.

Для решения необходимо знать геометрические условия расположения источников и поглотителей, спектральный состав первичного излучения, атомный номер и плотность поглотителей. Решение этой задачи составляет предмет теории многократного рассеяния γ -квантов.

Задачу можно решить как теоретическими, так и экспериментальными методами. Теоретически, зная вероятность элементарных процессов взаимодействия квантов с веществом, можно в принципе решить любую задачу о многократном рассеянии γ -лучей. При этом обычно возникает большой объем вычислительных работ. Применение электронных счетных машин делает возможным решение кинетических уравнений, описывающих многократное рассеяние квантов.

К настоящему времени имеется большой расчетный материал о распространении широких пучков γ -лучей в поглощающих средах и дальнейшая информация продолжает поступать.

В ряде случаев можно изготовить экспериментальную модель, в которой в натуральную величину или в некотором масштабе создаются изучаемые условия распространения γ -лучей. С помощью таких моделей можно экспериментально решить частные задачи о распространении γ -лучей и проверить полученные вычислительными методами теоретические результаты.

§ 6. Элементарные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом

Виды взаимодействия излучения с веществом. Элементарные процессы взаимодействия квантов с веществом подробно освещены в физической литературе и учебниках, поэтому мы ограничимся изложением минимума сведений, нужных для

обозначения величин и для удобства усвоения менее общеизвестных разделов книги.

Прохождение γ -излучения через вещество сопровождается поглощением и рассеянием γ -квантов. В интересующих нас задачах основными являются следующие три типа взаимодействия излучения с веществом: фотоэлектрическое поглощение; комптоновское рассеяние; образование электронно-позитронных пар. Остальными процессами — когерентным рассеянием, ядерным фотоэффектом, ядерным рассеянием и другими можно пренебречь.

Перечисленные процессы приводят к поглощению энергии γ -квантов и одновременно вызывают в среде различные вторичные γ -излучения: флуоресценцию, тормозное излучение электронов, аннигиляционное излучение.

Все вторичные излучения значительно мягче первичного. Оценка показывает, что в интересующих нас вопросах вторичным излучением можно пренебречь, поэтому оно здесь не рассматривается.

Фотоэлектрическое поглощение. При фотоэлектрическом поглощении γ -квант с энергией, превышающей энергию связи электрона в атоме, вырывает электрон из атома.

Энергия кванта полностью переходит в кинетическую энергию вырванного электрона за вычетом энергии связи электрона в атоме.

Таким образом, квант, претерпевший фотоэлектрическое поглощение, полностью выбывает из потока γ -лучей. Как следствие фотопоглощения γ -кванта, происходит вторичное флуоресцентное излучение возбужденных атомов. Вероятность фотоэффекта особенно велика по сравнению с вероятностями других процессов при малых значениях энергии квантов и при больших атомных номерах Z поглотителя. При заданной энергии кванта сечение фотоэффекта растет с ростом атомного номера $\sim Z^{4,5}$. При заданном атомном номере Z сечение фотоэффекта возрастает с уменьшением энергии по закону [7] при $\epsilon > 0,5$ Мэв — как $1/\epsilon$, при $\epsilon < 0,2$ Мэв — как $1/\epsilon^3$.

В табл. 9 приведены значения энергий γ -квантов, при которых сечение фотоэффекта σ_{ϕ} становится равным сечению комптоновского рассеяния σ_k и энергии, при которых $\sigma_{\phi} = \frac{1}{5} \sigma_k$.

При значении энергии кванта меньшей, чем указано в столбце для $\sigma_{\phi} = \sigma_k$, фотоэффект является преобладающим видом поглощения.

В табл. П. 15 приложения II приведены сечения фотоэффекта σ_{ϕ} , рассчитанные на один атом вещества. Для сравнения в таблице приведены сечения комптоновского рассеяния σ_k , тоже рассчитанные на один атом.

Комптоновское рассеяние. Комптоновское рассеяние происходит на электронах атома. Квант в результате рассеяния те-

Энергия квантов ϵ , при которой сечение фотоэффекта равно
н в 5 раз меньше сечения рассеяния

Вещество	ϵ , Мэв, при	
	$\sigma_f = a\sigma_k$	$\sigma_f = 1/5 a\sigma_k$
Азот	0,02	0,04
Алюминий	0,05	0,08
Железо	0,12	0,2
Свинец	0,5	1,5

ряет часть своей энергии и изменяет направление первоначального движения.

Энергия, теряемая γ -квантами, переходит в кинетическую энергию электрона, на котором происходит рассеяние. В области энергий γ -квантов, в которой комптоновское рассеяние более вероятно, чем фотоэффект, можно пренебрегать энергией связи электрона в атоме по сравнению с энергией кванта. Поэтому можно считать, что комптоновское рассеяние происходит на свободных электронах.

Величины энергии ϵ_e , полученной электроном отдачи, и энергии ϵ_γ , сохранившейся у рассеянного кванта, зависят от угла отклонения кванта Θ от первоначального направления:

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon\alpha(1 - \cos \Theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \Theta)}, \quad \epsilon_\gamma = \frac{\epsilon}{1 + \alpha(1 - \cos \Theta)} \quad (6.1)$$

(здесь α — энергия исходного кванта, выраженная в единицах $mc^2 = 511$ кэв).

Таким образом, квант, претерпевший комптоновское рассеяние, не выбывает из состава γ -излучения в веществе, а лишь теряет часть своей энергии и изменяет направление движения. Потерянная при рассеянии γ -квантом энергия равна ϵ_e , т. е. той энергии, которая передается электрону отдачи.

Наибольшая энергия $\epsilon_{e \text{ макс}}$, которая может быть передана электрону, а следовательно, потеряна γ -квантом, равна

$$\epsilon_{e \text{ макс}} = \frac{\epsilon}{1 + \frac{1}{2\alpha}}. \quad (6.2)$$

Это осуществляется при рассеянии кванта на 180° , т. е. «назад» (электрон при этом вылетает «вперед»). Энергия кванта после рассеяния на 180° наименьшая и равна

$$\epsilon_{\gamma \text{ мин}} = \frac{\epsilon}{1 + 2\alpha} = mc^2 \frac{\epsilon}{mc^2 + 2\epsilon}. \quad (6.3)$$

При $\epsilon \gg mc^2$ эта величина не может быть больше $mc^2/2 = 250$ кэв, а при $\epsilon = 0,5$ Мэв $\epsilon \gamma_{\text{мин}} = 170$ кэв, т. е. $\epsilon \gamma_{\text{мин}}$ мало зависит от энергии кванта при $\epsilon > 0,5$ Мэв.

При малых углах рассеяния ($\cos \Theta \approx 1$), т. е. при рассеянии кванта «вперед» энергия рассеянного кванта мало отличается от энергии исходного кванта, а поглощение энергии при рассеянии мало. В этом случае электрон вылетает в направлении, близком к перпендикулярному к движению кванта.

При комптоновском рассеянии γ -кванты могут рассеиваться во всех направлениях, а электроны отдачи — вылетать только в пределах $\frac{\pi}{2} > \Theta > -\frac{\pi}{2}$, т. е. только в направлении «вперед».

Кванты рассеиваются преимущественно «вперед».

Чем больше энергия кванта, тем меньше вероятность его рассеяния на большие углы. Это видно из рис. 8, где изображено в относительных единицах дифференциальное сечение рассеяния кванта на угол Θ в зависимости от энергии кванта (дифференциальное сечение рассеяния «вперед» принято за 1).

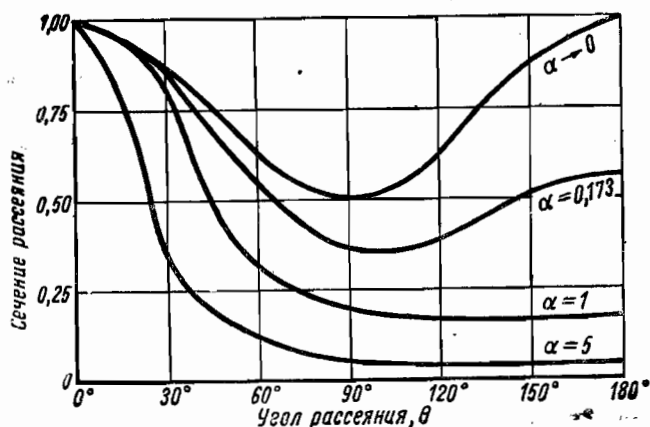


Рис. 8. Дифференциальное сечение рассеяния квантов в зависимости от угла рассеяния Θ для разных энергий квантов $\epsilon = \alpha mc^2$ [19].

Вероятность рассеяния «вперед» не зависит от энергии кванта; с ростом энергии кванта уменьшается вероятность рассеяния на углы, отличные от 0.

Вероятность рассеяния кванта при прохождении через вещество характеризуется сечением рассеяния и равна сечению рассеяния, приходящемуся на 1 см^2 площади рассеивателя $S \text{ см}^2$ на 1 см^2 перпендикулярно потоку квантов

$$S = N_e \sigma_k. \quad (6.4)$$

где σ_k — сечение рассеяния на один электрон; N_e — число электронов вдоль пути кванта в объеме с поперечным сечением 1 см^2 .

Сечение рассеяния на один атом σ_a Z раз больше сечения на один электрон (Z — атомный номер вещества):

$$\sigma_a = Z \sigma_k. \quad (6.5)$$

Распределение энергии кванта, претерпевшего рассеяние между электроном отдачи и рассеянным квантом характеризуется такими сечениями σ_e и σ_γ , что переданная электрону энергия равна $\epsilon \frac{\sigma_e}{\sigma_k}$, а энергия, оставшаяся у рассеянного кванта, равна

$\epsilon \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_k}$ (ϵ — начальная энергия кванта). Очевидно,

$$\sigma_k = \sigma_e + \sigma_\gamma. \quad (6.6)$$

Сечение рассеяния уменьшается с ростом энергии квантов. На рис. 9 в табл. П. 2 приложения II приведены значения σ_e , σ_k в расчете на один электрон в зависимости от энергии квантов.

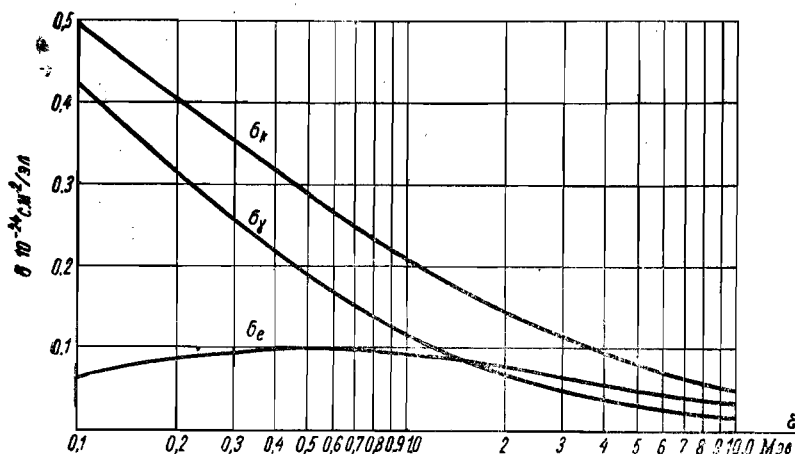


Рис. 9. Сечения комптоновского рассеяния σ_k , передачи энергии электрону σ_e и передачи энергии кванту σ_γ для разных величин энергии квантов.

Если размеры рассеивающей среды достаточно велики, то однократно рассеянный квант может претерпеть вторичное и т. д. рассеяние. Таким образом, в средах, размеры которых достаточно велики по сравнению с длиной свободного пробега квантов, происходит многократное рассеяние квантов. При каждом рассеянии квант теряет часть своей энергии и изменяет

направление движения. В результате в рассеивающей среде, кроме первичных квантов, появляются кванты с меньшими энергиями — тем меньшими, чем больше рассеяний испытывает квант.

На рис. 10 изображено отношение средней энергии кванта после однократного рассеяния к начальной энергии кванта ϵ в зависимости от ϵ . Из рисунка видно, что чем меньше энергия кванта, тем меньшую долю энергии квант в среднем теряет при рассеянии.

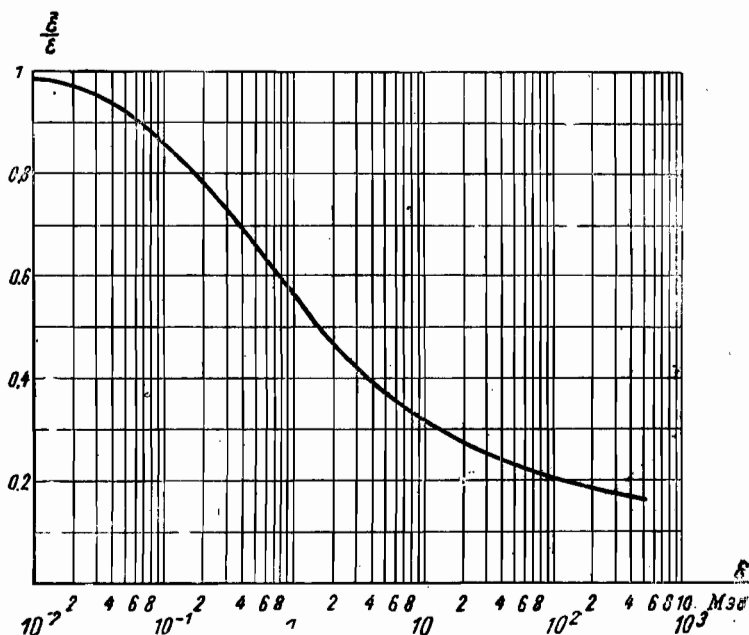


Рис. 10. Отношение средней энергии кванта $\bar{\epsilon}$ после однократного комптоновского рассеяния к энергии кванта до рассеяния для разных энергий квантов ϵ [20].

Предел многократному рассеянию кванта в среде ставится фотоэффектом. Когда энергия кванта уменьшается до такой величины, что фотоэффект становится более вероятным, чем комптоновское рассеяние, γ -квант поглощается в результате фотоэффекта.

В воздухе вероятность фотоэффекта становится сравнимой с вероятностью комптоновского рассеяния (табл. 9) при $\epsilon = 30$ кэв. Квант с начальной энергией $\epsilon = 3$ Мэв должен до своего поглощения совершить в среднем ~ 20 рассеяний. В воздухе время жизни такого кванта равно $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ сек, в воде $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ сек.

Образование электронно-позитронных пар. Пары образуются в результате взаимодействия γ -излучения с кулоновским полем ядра. Процесс становится возможным только при энергии кванта, превышающей количество энергии соответствующей суммы масс покоя электрона и позитрона, т. е. при $\epsilon > 2m_0c^2 = 1,02 \text{ Мэв}$. При этом процессе γ -квант полностью теряет свою энергию, которая за вычетом $2m_0c^2$ переходит в кинетическую энергию электрона и позитрона.

При образовании пары γ -квант полностью выбывает из состава γ -излучения в веществе. Однако этот процесс приводит к образованию вторичного излучения, возникающего при аннигиляции позитрона. Аннигиляция с наибольшей вероятностью происходит, когда энергия позитрона близка к 0. При аннигиляции испускается два γ -кванта с энергией 511 кэв каждый.

Сечение образования пар $\sigma_{\text{п}}$ возрастает с увеличением энергии γ -излучения и с ростом атомного номера поглотителя ($\sim Z^2$).

Процесс образования пар является преобладающим среди других процессов при больших энергиях γ -лучей. В табл. 10 приведены величины энергии γ -квантов, при которых $\sigma_{\text{п}}$ становится равным $\frac{1}{5} \sigma_{\text{к}}$ и $\frac{1}{5} \sigma_{\text{к}}$.

Таблица 10

Энергия квантов ϵ , при которой сечение образования пар равно и в 5 раз меньше сечения рассеяния

Вещество	$\epsilon, \text{ Мэв}$	
	$\sigma_{\text{п}} = \sigma_{\text{к}}$	$\sigma_{\text{п}} = 1/5 \sigma_{\text{к}}$
Азот	23	7,5
Алюминий	15	5,3
Железо	9,5	4,0
Свинец	4,7	2,3

Суммарные линейные коэффициенты взаимодействия излучения с веществом. При прохождении параллельного пучка γ -квантов через вещество любое взаимодействие кванта с веществом приводит к тому, что квант выбывает из параллельного пучка либо вследствие поглощения, либо вследствие изменения направления движения при рассеянии. Поэтому полное сечение взаимодействия $\sigma_{\text{т}}$ относительно выбывания кванта из параллельного потока квантов равно сумме сечений всех трех отдельных процессов.

$$\sigma_{\text{т}} = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}. \quad (6.7)$$

Количество квантов, выбывающих из параллельного потока γ -квантов плотностью $N \text{ кв/см}^2$ при прохождении им слоя

поглотителя толщиной dx в случае нормального падения квантов на поглотитель равно

$$dN = -N\sigma_t n dx = -N\mu dx = -N \frac{\mu}{\rho} dm = -N \frac{dx}{\lambda}. \quad (6.8)$$

Здесь σ_t — суммарное сечение взаимодействия, рассчитанное на один атом; n — число атомов в 1 см^3 среды; ρ — плотность среды в г/см^3 ; dm — масса вещества, находящаяся в слое площадью в 1 см^2 и толщиной dx ; ($dm = \rho dx \frac{1}{\text{см}^2}$); $\mu = \sigma_t n$ — линейный коэффициент поглощения излучения, имеющий размерность см^{-1} . Этот коэффициент равен вероятности взаимодействия кванта с веществом на единице длины пути кванта в поглотителе.

Коэффициент μ/ρ называется массовым коэффициентом поглощения и имеет размерность $\text{см}^2/\text{г}$. Он равен вероятности взаимодействия кванта с веществом в единице массы, находящейся на пути излучения в слое площадью 1 см^2 .

Величина $\lambda = 1/\mu$ — длина свободного пробега γ -квантов в веществе.

Все эти величины характеризуют полную вероятность взаимодействия излучения с веществом, приводящего как к поглощению, так и к рассеянию квантов. Сечение σ_t и коэффициенты μ и λ характеризуют полную вероятность взаимодействия квантов с веществом, но не характеризуют величины поглощаемой при этом энергии γ -лучей.

Поглощенной энергией γ -лучей является та часть энергии, которая передается электрону в процессах фотоэффекта, рассеяния и образования пары и расходуется им на ионизацию и оптическое возбуждение атомов. Та часть энергии, которая осталась в виде γ -квантов, естественно, не является поглощенной энергией γ -излучения (это энергия рассеянного кванта, рентгеновских квантов, флуоресценции после фотоэффекта, квантов аннигиляции позитрона после образования пар, тормозное излучение электрона отдачи). Поэтому сечение поглощения энергии γ -квантов при взаимодействии с веществом равно

$$\sigma_{te} = f_1 \sigma_{\phi} + f_2 \sigma_e + f_3 \sigma_{\text{п}}. \quad (6.9)$$

Коэффициент f_1 учитывает, что при фотопоглощении часть поглощенной энергии γ -кванта излучается в виде вторичного флуоресцентного излучения.

Коэффициент f_2 учитывает, что при торможении электронов отдачи возникает вторичное тормозное излучение.

Коэффициент f_3 учитывает аннигиляционное излучение и тормозное излучение электрона и позитрона. Коэффициенты $f < 1$.

Аппроксимация σ_{te} с помощью коэффициентов f приведена в работе [8] с целью учета вторичных источников излучения в задаче о поглощении γ -лучей при наличии многократного рассеяния.

В интересующих нас случаях роль флуоресцентного, тормозного и аннигиляционного излучений мала и выражение для σ_{te} принимает обычный вид

$$\sigma_{te} = \sigma_f + \sigma_a + \sigma_{\pi} = \sigma_t - \sigma_{\gamma} . \quad (6.10)$$

Уменьшение энергии γ -излучения при прохождении им слоя вещества толщиной dx равно

$$\begin{aligned} dE &= -N\epsilon\sigma_{te} n dv = -N\epsilon\mu_e dx = \\ &= -N\epsilon \frac{\mu_e}{\rho} dm = -N\epsilon \frac{dx}{\lambda_e} . \end{aligned} \quad (6.11)$$

Здесь ϵ — энергия первичных квантов; μ_e , $\frac{\mu_e}{\rho}$, λ_e — коэффициенты, характеризующие вероятность процесса поглощения энергии γ -лучей средой:

$$\left. \begin{aligned} \mu_e &= \sigma_{te} n, \text{ см}^{-1} \\ \lambda_e &= 1/\mu_e, \text{ см} \end{aligned} \right\} \quad (6.12)$$

В табл. П. 17—П. 21 приложения II приведены величины μ , μ_e , λ , λ_e , μ/ρ , μ_e/ρ для воды, воздуха, алюминия, железа и свинца при ϵ от 0,1 до 10 Мэв. Величины для воздуха получены из соответствующих значений для воды умножением на соотношение электронных плотностей ($\rho/\rho_0 = 8,0$).

На рис. 11 приведены значения μ для воздуха. Пунктирной линией даны величины μ_e без учета вторичных излучений (флуоресценции, аннигиляции, тормозного). Значения μ_e даны с учетом вторичных излучений. В приложении II в табл. П. 22 приведены значения μ для воды, алюминия, железа и свинца. На рис. 11 даны значения μ_e , μ_f , μ_k , μ , т. е. линейных коэффициентов поглощения энергии излучения, фотопоглощения, комптоновского рассеяния, поглощения излучения при процессе образования пар.

На рис. 12 приведены значения λ для воздуха при различной энергии квантов.

Из приведенных рисунков и таблиц видно, что μ_e воздуха и воды мало меняются в интервале энергии квантов от 0,1 до 2 Мэв, и его можно в пределах ошибки, не превосходящей $\pm 12\%$, считать постоянным и равным для воздуха $3,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1} \pm 12\%$ и для воды $0,029 \text{ см}^{-1} \pm 12\%$.

С ростом энергии излучения коэффициент μ сначала уменьшается и достигает некоторой минимальной величины $\mu_{\min}$ при $\epsilon_{\min}$, а затем снова возрастает. Уменьшение коэффициента μ связано с уменьшением вероятности процессов фотопоглощения и комптоновского рассеяния с ростом энергии γ -излучения.

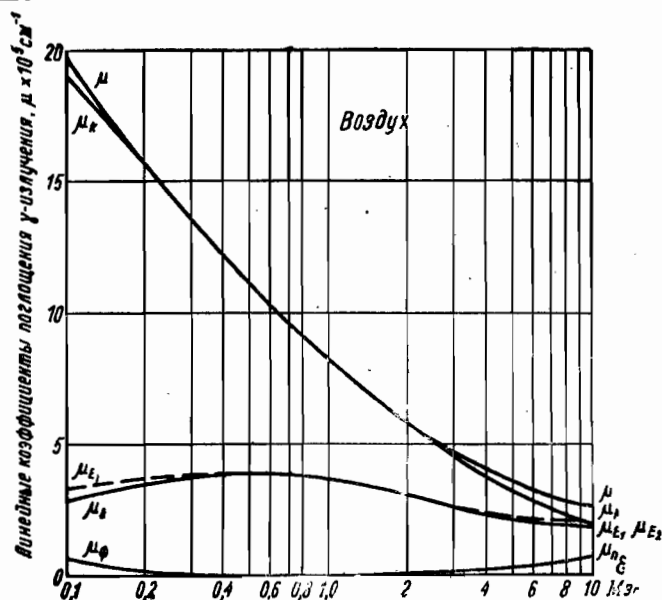


Рис. 11. Линейные коэффициенты поглощения γ -излучения в воздухе (Н. Т. Д.) для разной энергии квантов. Пунктирной линией даны значения μ_e без учета вторичных излучений (флуоресценции, аннигиляции, тормозного). Значения μ_e даны с учетом вторичных излучений.

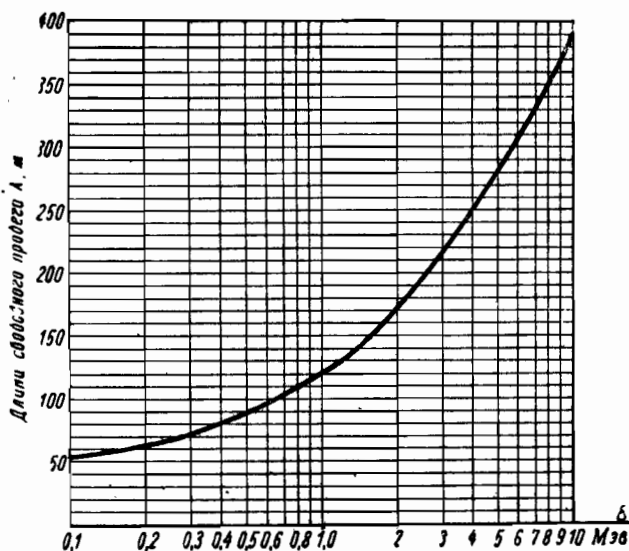


Рис. 12. Длина свободного пробега λ в воздухе (Н. Т. Д.) для разной энергии квантов.

Возрастание коэффициента μ при больших энергиях излучения связано с возникновением процесса образования пар при $\epsilon > 2m_0c^2$ и с увеличением вероятности этого процесса при дальнейшем увеличении ϵ .

Величина $\epsilon_{\text{мин}}$ зависит от атомного номера вещества: чем меньше Z , тем больше ϵ . В табл. 11 приведены значения $\epsilon_{\text{мин}}$ для различных веществ.

Таблица 11

Энергия кванта, при которой μ принимает минимальное значение

Элемент	Be	B	C	N	O	Al	Fe	Zn	Cd	W	Pb	U
$\epsilon_{\text{мин}}, \text{Мэв} \dots$	94	70	56	46	39	21	9	7,6	4,4	3,5	3,4	3,3

Роль процессов образования пар и фотоэффекта в поглощении γ -излучения существенна только при взаимодействии излучения с тяжелыми элементами. Для легких элементов преобладающим процессом является процесс комптоновского рассеяния. Например, для воздуха, по крайней мере в пределах энергии кванта от 100 кэв до 3—4 Мэв (рис. 11), взаимодействие излучения с веществом определяется только комптоновским рассеянием.

В табл. 12 приведены интервалы энергии γ -квантов, в которых один из трех основных процессов взаимодействия квантов с веществом является преобладающим.

Таблица 12

Величина энергии квантов, при которой в поглощении преобладает один из трех процессов взаимодействия кванта с веществом

Вещество	Фотоэффект $\epsilon, \text{кэв}$	Комптоновское рассеяние	Образование пар $\epsilon, \text{Мэв}$
Воздух	> 20	$30 \text{ кэв} < \epsilon < 23 \text{ Мэв}$	> 23
Алюминий	> 50	$50 \quad " \quad 15 \quad "$	> 15
Железо	> 120	$120 \quad " \quad 10 \quad "$	> 10
Свинец	> 500	$500 \quad " \quad 5 \quad "$	> 5

Из таблицы видно, что в воздухе, алюминии и железе в области энергий γ -кванта от 100 кэв до 10 Мэв преобладающим является процесс комптоновского рассеяния. При комптоновском рассеянии линейный коэффициент поглощения определяется плотностью электронов в веществе

$$\mu = \sigma_K n = \sigma_K n Z = \sigma_K n_e. \quad (6.13)$$

Здесь $n_e = nZ$ — плотность электронов в веществе, электрон/см³,

$$n = \frac{N\rho}{A} \quad (6.14)$$

(N — число Авогадро; ρ — плотность вещества; A — атомный вес).

Подставляя (6.14) в (6.13), получим

$$\mu = \sigma_k \rho N \frac{Z}{A} \quad (6.15)$$

или

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_k N \frac{Z}{A}. \quad (6.16)$$

Для легких элементов величина Z/A близка к 1/2 (за исключением водорода, у которого $Z/A=1$).

В табл. 13 приведены значения Z/A для нескольких элементов и химических соединений.

Таблица 13

Величина отношения $\frac{Z}{A}$

Вещество	Z/A	Вещество	Z/A
Углерод	0,50	Дерево	0,52
Азот	0,50	Натрий	0,48
Кислород	0,50	Алюминий	0,48
Воздух	0,50	Кремний	0,50
Вода	0,55	Железо	0,46

Согласно этим данным и формуле (6.15), линейные коэффициенты поглощения μ легких элементов и их соединений (т. е. большинства строительных материалов) пропорциональны плотности вещества и практически не зависят от Z . Массовые коэффициенты поглощения μ/ρ не зависят от плотности вещества. Поэтому, зная μ для одного вещества, можно определить μ для другого умножением на отношение плотностей веществ.

Это простое правило справедливо только в случае такой величины энергии кванта, при которой преобладающим является комптоновское рассеяние, а поэтому оно является приближительным. Степень точности этого правила определяется постоянством отношения Z/A (табл. 13) при переходе от одного вещества к другому. Оно точно только для веществ с одинаковым отношением Z/A . Например, у пары веществ вода—воздух значения Z/A не равны, поэтому правило пропорциональности μ и ρ для этих веществ неточно;

$$\frac{\rho_{\text{воды}}}{\rho_{\text{воздуха}}} = \frac{1}{0,00129} = 770.$$

Это отношение несколько отличается от отношения коэффициентов поглощения, равного отношению электронных плотностей

$$\frac{\mu_{\text{воды}}}{\mu_{\text{воздуха}}} = \frac{n_{\text{е воды}}}{n_{\text{е воздуха}}} = 860.$$

Рентген. Конечной целью физической оценки действия γ -излучения является определение количества энергии γ -лучей, поглощаемого в 1 см³ воздуха. Эта величина, называемая дозой¹, характеризует биологическое действие излучения. Дозу можно выражать в единицах поглощенной в воздухе энергии и в единицах количества электричества, выделяющегося в результате ионизации воздуха при поглощении энергии γ -лучей. Доза измеряется в рентгенах (p). По определению доза в один рентген — это количество поглощенной энергии излучения, которое в 0,00129 г воздуха образует ионы, составляющие одну CGSE каждого знака.

Между рентгеном и другими единицами, употребляемыми при вычислении доз, существует следующая связь.

1 рентген соответствует ионизации в воздухе, равной:

- а) 1 CGSE/см³ воздуха,
- б) $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов/см³ воздуха,
- в) $1,61 \cdot 10^{12}$ пар ионов/г воздуха;

1 рентген соответствует поглощенной энергии γ -лучей, равной:

- а) $6,86 \cdot 10^4$ Мэв/см³ воздуха,
- б) 0,11 эрг/см³ воздуха,
- в) 84 эрг/г воздуха,
- г) $5,3 \cdot 10^7$ Мэв/г воздуха,
- д) 93 эрг/г ткани,

Таблица 14

Плотность потока квантов и интенсивность излучений, создающие дозу в 1 р при разной энергии квантов [27]

ϵ , Мэв	$N_0 \cdot 10^{-9}$ кв/см ²	$N_0 \epsilon \cdot 10^{-9} \frac{\text{Мэв}}{\text{см}^2}$	ϵ , Мэв	$N_0 10^{-9} \cdot \frac{\text{кв}}{\text{см}^2}$	$N_0 10^{-9} \cdot \frac{\text{Мэв}}{\text{см}^2}$
0,020	4,7	0,094	1,2	1,7	2,05
0,060	26	1,55	1,8	1,3	2,35
0,120	19	2,3	2,4	1,0	2,4
0,300	6	1,8	3,0	0,9	2,7
0,600	3	1,8	4,5	0,73	3,3
0,900	2,1	1,9	12	0,4	4,3

¹ В официальном определении дозы речь идет о дозе излучения, а не о дозе поглощенной энергии излучения. Но так как биологическое действие оказывает поглощенная энергия излучения, а не излучение, проходящее через рассматриваемое место, то мы здесь говорим о дозе поглощенной энергии, тем более, что в официальном определении доза излучения измеряется, в конечном счете, по поглощенной энергии в воздухе.

1 $\text{Мэв/см}^3 \text{ воздуха} = 1,48 \cdot 10^{-5} \text{ р,}$

1 $\text{кулон/см}^3 \text{ воздуха} = 3 \cdot 10^9 \text{ р.}$

В табл. 14 приведены значения плотности потока γ -лучей N_0 , квантов/см^2 , и соответствующие им плотности потока энергии $\epsilon = N_0 \epsilon \text{ Мэв/см}^2$, которые создают дозу в один рентген.

Интенсивность γ -излучения, необходимые для образования дозы в один рентген в интервале энергии γ -квантов от 0,1 до 2,5 Мэв , практически не зависит от энергии (так как μ_e в воздухе $\approx \text{const}$) и равна $2,1 \cdot 10^9 \text{ Мэв/см}^2 \pm 15\%$.

§ 7. Распространение γ -излучения точечного источника в однородной бесконечной среде

Распределение интенсивности и доз γ -лучей на разных расстояниях от источника. Эта задача является основной для практического применения, так как действие любой конфигурации источников может быть составлено из суммы действий точечных источников. Она соответствует схеме действия γ -излучения взрыва п. 1. Введения (стр. 10, рис. 1а).

Эта задача была предметом многих теоретических и экспериментальных работ. Наиболее полные теоретические результаты были опубликованы Фано и Спенсером [9], Гольдштейном и Вилкинсом [10]. Методом моделирования в воде наиболее полные результаты были получены Лейпунским и Сахаровым (энергия квантов 0,41 Мэв , 1,25 Мэв , 2,88 Мэв), Уайт [11] (энергия квантов 1,25 Мэв) Ройсом и др. [22] (энергия квантов 6 Мэв).

Можно считать, что задача пространственного распределения доз и интенсивности γ -излучения точечного источника в бесконечной среде решена полностью.

Мало исследованы следующие практически важные вопросы: случай неоднородной среды (например, переменная плотность среды, границы двух полупространств земля—воздух), угловое распределение доз, спектральное распределение интенсивности рассеянного излучения в разных телесных углах и др.

Рассматриваемая задача обладает сферической симметрией. Поэтому распределение интенсивностей и доз γ -лучей в пространстве зависит только от одной пространственной координаты — расстояния от источника R .

Интенсивность излучения изотропного точечного источника ослабляется с увеличением R из-за удаления от источника и из-за взаимодействия с веществом.

В вакууме ослабление вызывается только геометрическим фактором, поэтому

$$J_s = \frac{G}{4\pi R^2} \quad (7.1)$$

(G — активность источника, Мэв/сек).

В среде интенсивность уменьшается, кроме того, в результате поглощения энергии в веществе.

Определенная доля квантов проходит через вещество без рассеяния и поглощения. Они составляют, так называемое, прямое излучение, в отличие от рассеянного излучения, состав которого определяется многократным рассеянием (диффузией) квантов. Поскольку вероятность прохождения квантом пути R без взаимодействия равна $e^{-\mu R}$, то интенсивность прямого излучения J_0 равна

$$J_0 = \frac{G}{4\pi R^2} e^{-\mu_0 R}. \quad (7.2)$$

Очевидно, что искомое $J(R)$ меньше $J_B(R)$, так как в (7.1) не учтено поглощение, но больше $J_0(R)$, потому что в (7.2) поглощение переоценено (к квантам прямого излучения добавляются рассеянные кванты, не учтенные в (7.2)). Таким образом

$$J(R) > J_B(R) > J_0(R). \quad (7.3)$$

В соответствии с (7.1), (7.2), (7.3) выражение для $J(R)$ может быть записано в виде

$$J = \frac{G}{4\pi R^2} K_J, \quad (7.4)$$

где K_J — фактор ослабления интенсивности ($K_J < 1$), равный отношению в данной точке пространства интенсивности γ -лучей при наличии поглотителя к интенсивности в отсутствии поглотителя, или в виде

$$J = \frac{G}{4\pi R^2} e^{-\mu R} B_J = J_0 B_J, \quad (7.5)$$

где B_J — фактор накопления интенсивности¹, равный отношению интенсивности излучения к той ее части, которая связана только с прямым излучением

$$B_J = \frac{J_p + J_0}{J_0} \quad (7.6)$$

(J_p — интенсивность рассеянного излучения).

Очевидно, что

$$K_J = B_J e^{-\mu R}. \quad (7.7)$$

Выражения (7.3), (7.4), (7.5), (7.6), (7.7) написаны для интенсивности γ -излучения, однако их можно обобщить на все эффекты, связанные с действием квантов. Тогда, в соответствии с (7.6), под коэффициентом B в общем смысле подразумевают отношение результата определенного воздействия полного потока квантов γ -лучей к результату воздействия потока квантов

¹ Его называют также «build up» — фактор.

только прямого излучения. Индекс у коэффициента B в этом случае указывает, о каком именно воздействии излучения идет речь. Например, B_N — отношение полного количества квантов к количеству квантов прямого луча; B_J — отношение полной интенсивности к интенсивности прямого луча; B_r — отношение полной мощности дозы к мощности, создаваемой прямым лучом. Можно ввести и коэффициенты B для отношения показаний определенных приборов и т. д.

Такие же обозначения приняты и для коэффициентов ослабления K .

Интересующая нас мощность дозы P , т. е. мощность поглощенной энергии, согласно (6.11), для случая моноэнергетического излучения связана с интенсивностью J Мэв/см²сек соотношением

$$P = \mu_e J \cdot 1,48 \cdot 10^{-5}, \text{ п/сек} \quad (7.8)$$

($1,48 \cdot 10^{-5}$ — коэффициент перехода от поглощенной энергии, Мэв/см³, к дозе, р).

В случае немоноэнергетического излучения выражение (7.8) нужно заменить выражением

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \int \mu_e(\epsilon) J(\epsilon) d\epsilon, \text{ п/сек.} \quad (7.9)$$

При прохождении в веществе γ -излучение становится немоноэнергетическим, даже если действует источник моноэнергетического излучения, энергия квантов которого ϵ_0 . В этом случае выносят $\mu_e(\epsilon_0)$ за знак интеграла

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e(\epsilon_0) \int \frac{\mu_e(\epsilon)}{\mu_e(\epsilon_0)} J(\epsilon) d\epsilon. \quad (7.10)$$

В соответствии с (7.10), (7.4), (7.5) и учитывая обобщение смысла коэффициентов B и K , можно записать следующие выражения для мощности дозы от моноэнергетического источника с энергией квантов ϵ_0 :

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \frac{G \mu_e(\epsilon_0)}{4\pi R^2} K_r, \text{ п/сек;} \quad (7.11)$$

$$P = P_0 B_r = 1,48 \cdot 10^{-5} \frac{G \mu_e(\epsilon_0) B_r}{4\pi R^2} e^{-\mu(\epsilon_0)R}, \text{ п/сек;} \quad (7.12)$$

$$K_r = B_r e^{-\mu(\epsilon_0)R}. \quad (7.13)$$

Как уже указывалось, в широком диапазоне энергий квантов $\mu(\epsilon)$ практически не зависит от ϵ , поэтому $J \approx P$, $K_r \approx K_J$ и $B_r \approx B_\tau$.

Определение коэффициентов $K_r(R, \epsilon_0)$ или $B_r(R, \epsilon_0)$ является задачей теории многократного рассеяния квантов или модельных опытов.

Теоретическое определение B_r . На рис. 13 и табл. П. 22 приложения II приведены вычисленные значения B_r [10]. В этих данных расстояние от источника R выражено в единицах длины свободного пробега первичного излучения в среде $\lambda_0 = \frac{1}{\mu(\epsilon_0)}$.

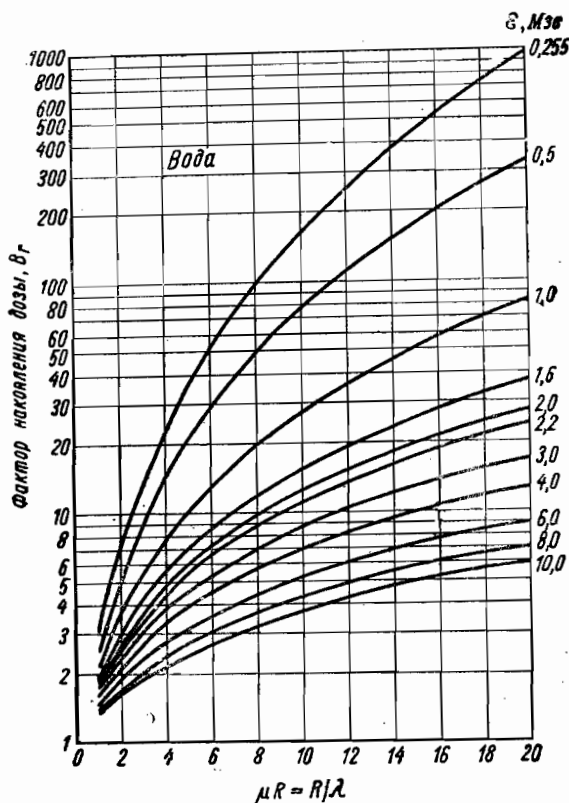


Рис. 13. Фактор накопления дозы $B_r(\epsilon_0, \mu R)$ для γ -излучения точечного источника в воде при разных величинах энергии квантов ϵ_0 [10].

При таком выражении пространственной координаты величина коэффициента ослабления излучения на единицу длины поглотителя не зависит от его плотности, и все законы поглощения излучения в средах с одинаковым Z , но различной плотностью принимают одинаковый вид. Это правило сохраняется и для веществ с разным Z в случае, если во взаимодействии квантов с веществом существенно только рассеяние на свободных электронах (табл. 12).

Согласно этому правилу, коэффициенты B для двух поглощающих сред равны, если толщина поглотителя выражена в единицах $\lambda_0 = 1/\mu(\epsilon_0)$.

Отношение величин λ_0 для воды и воздуха при 0°C и давлении 760 мм рт. ст. равно 860. При измерении расстояний в обычных единицах длины коэффициенты B для воды и воздуха равны на расстояниях от источника, различающихся в 860 раз. На этом правиле основана возможность моделирования условий распространения γ -лучей в воздухе с помощью малогабаритных водяных моделей.

Точность вычислений B_r и B_j оценивается авторами для железа и свинца на ближних расстояниях от источника $\pm 5\%$ и на дальних $\pm 15\%$, для легких элементов — воды и алюминия $\pm 10\%$ на ближних расстояниях, $\pm 25 \div 30\%$ — на дальних.

На рис. 13 приведены значения B_r в воде для различных расстояний от источника (значения ϵ даны в конце каждой кривой). Из табл. П. 22 приложения II и рис. 13 видно, что с увеличением расстояния от источника коэффициенты B_r непрерывно возрастают, и, что, следовательно, роль рассеянного излучения в образовании дозы γ -лучей также непрерывно возрастает.

Для первичного излучения $\epsilon_0 = 0,5 \text{ Мэв}$ на расстоянии от источника $10 R/\lambda_0$ в воде создаваемая рассеянным излучением доза в 80 раз больше дозы, создаваемой прямым излучением. Интерполяцией данных табл. П. 22 приложения II можно получить величины B_r для элементов с различным Z и для различной энергии кванта ϵ_0 . Так, получены значения B_r для $\epsilon_0 = 1,6$ и $2,2 \text{ Мэв}$, характерных для источников γ -лучей, образующихся в районе атомного взрыва. Величины B_r можно вычислить и по интерполяционным формулам.

Приведенные на рис. 13 и в табл. П. 22 приложения II значения B_r позволяют вычислять дозы γ -лучей до $\mu_0 R = 15 \div 20$. При больших расстояниях от источника даже с помощью электронных счетных машин трудно решить кинетическое уравнение распределения γ -лучей с достаточной степенью точности.

При больших значениях $\mu_0 R$ найден асимптотический вид закона ослабления интенсивности и мощности дозы γ -лучей [9].

Экспериментальное определение K_r . На рис. 14 приведено сравнение результатов экспериментального определения коэффициентов ослабления при модельных опытах в воде (по данным работы [11, 21, 22] с теоретическими значениями, полученными по формуле (7.13).

Законы ослабления доз γ -лучей в больших толщах не являются простыми экспоненциальными законами. Наблюдаемый эффективный линейный коэффициент поглощения мощности дозы γ -лучей $\mu_{\text{эфф}}$ (изменение логарифма коэффициента ослабления мощности дозы на единицу длины поглотителя) не является постоянным, а зависит от расстояния источника. На малых расстояниях $\mu_{\text{эфф}}$ близок по величине к μ_{0e} — коэффициенту, определяющему поглощение энергии прямого излучения. Это естественно, так как на малых расстояниях от источника мало вероят-

но двукратное или многократное рассеяние, а потеря энергии при однократном рассеянии излучения определяется коэффициентом μ_{0e} .

Для мягкого излучения на малых расстояниях от источника коэффициент $\mu_{эфф}$ может быть даже меньше μ_{0e} , когда к идущему от источника прямого и однократного рассеянного излучения добавляется поток обратно рассеянного излучения из глубоких слоев поглотителя.

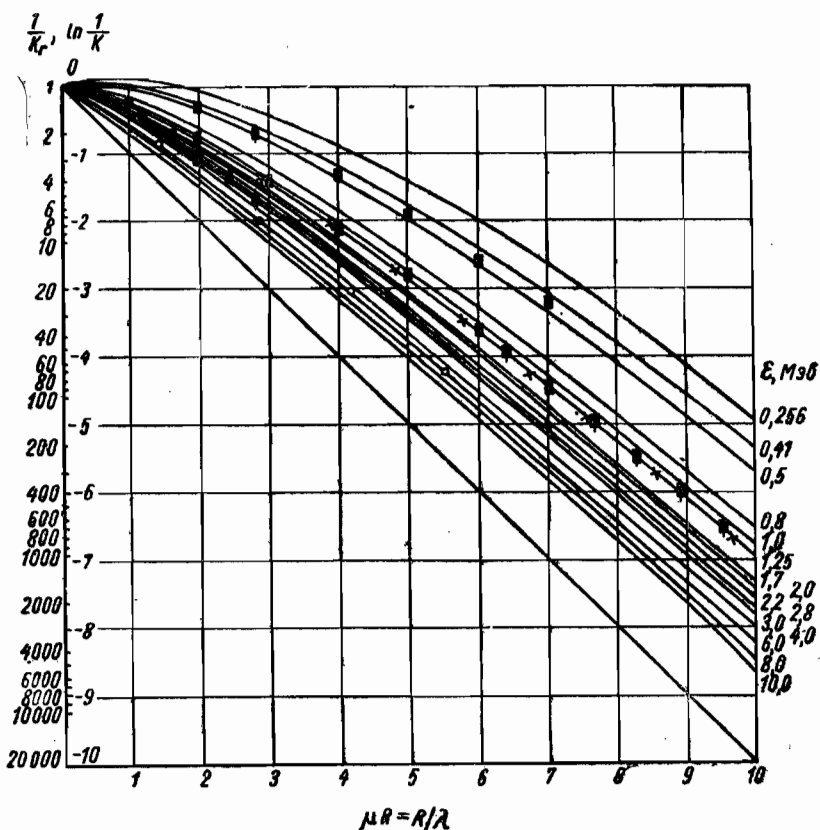


Рис. 14. Коэффициент ослабления дозы K_r (ϵ_0 , μ_0 , R) γ -излучения точечного источника в воде для разной энергии квантов.

Например, при $\epsilon_0 = 0,41$ Мэв и меньше на расстоянии от источника $\mu_0 R = 1$ доза γ -лучей не только не ослабляется поглотителем, но, наоборот, увеличивается. По мере удаления от источника величина $\mu_{эфф}$ возрастает, приближаясь к μ_0 , т. е. к линейному коэффициенту поглощения первичного излучения.

Как видно, в широком диапазоне энергий квантов источника экспериментальные и теоретические методы исследования

дают одинаковые результаты в пределах ошибок вычислений и измерений. Так как точность теоретических вычислений величины K для $\epsilon_0 = 0,41$ Мэв меньше точности эксперимента, то в дальнейших вычислениях мы для этой энергии будем пользоваться экспериментальными данными.

Из рис. 14 видно, что в определенном интервале расстояний от источника законы ослабления доз γ -лучей можно приближенно представить эмпирической формулой

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \frac{G \mu_e(\epsilon_0)}{4\pi R^2} a e^{-\mu_{\text{эфф}} R}, \text{ р/сек.} \quad (7.14)$$

При такой записи вместо коэффициента B_r , сильно зависящего от расстояния, и $\mu(\epsilon_0)$, не зависящего от расстояния, вводятся два коэффициента a и $\mu_{\text{эфф}}$, слабо зависящие от расстояния. Коэффициент a не зависит от плотности вещества, коэффициент $\mu_{\text{эфф}}$ пропорционален плотности ρ . Поэтому выражение для коэффициента ослабления K_r можно записать в виде

$$K_r = a e^{-\mu_{\text{эфф}} R} = a e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}} \quad (7.13')$$

вместо (7.13).

Формулами (7.13') и (7.14) удобно пользоваться в том случае, если их применять в интервале расстояний, в котором a и $\mu_{\text{эфф}}$ могут считаться постоянными.

На рис. 15 приведены значения a и $\mu_{\text{эфф}}$ воздуха для двух интервалов расстояний, в которых a и $\mu_{\text{эфф}}$ принимались постоянными.

Интервалы расстояний 400—1000 м и 1000—2000 м выбраны так, чтобы формула (7.14) давала результат с точностью до $\pm 10\%$. При большей допустимой погрешности ширина интервала применимости (7.14)¹ с постоянными a и $\mu_{\text{эфф}}$ может быть увеличена.

Интенсивность γ -излучения при наличии сферической полости вокруг источника. Сферическая полость вокруг источника является простейшей моделью неоднородности воздуха, возникающей при атомном взрыве на пути γ -лучей вследствие распространения ударной волны.

Сведения о распространении излучения в воздухе в этом случае получены с помощью модельных опытов в воде. Область разрежения вокруг источника моделировалась в воде с помощью тонких пустых алюминиевых сфер, в центре каждой из которых помещался источник. Радиусы сфер были 18,5; 29,5 и 40 см, что эквивалентно областям разрежения в воздухе с радиусами 160, 254 и 342 м. Измерения проводились с тремя источниками γ -лучей с $\epsilon_0 = 0,41$; 1,25 и 2,8 Мэв.

¹ В главе III формулу (7.14) будем применять вместо (7.12).

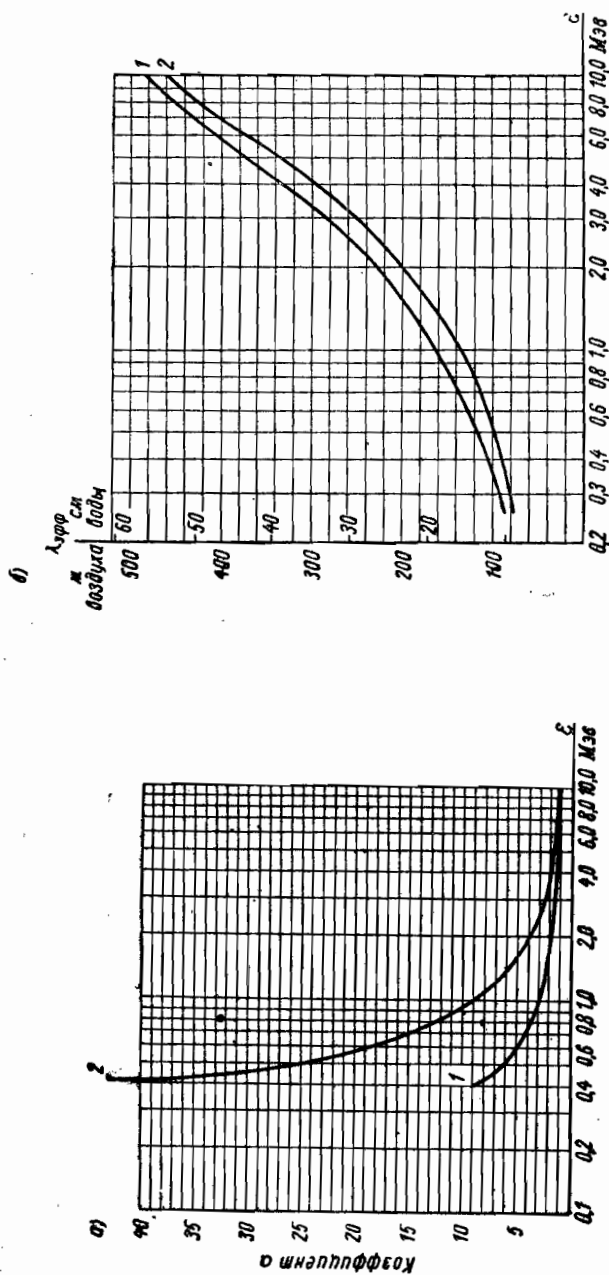


Рис. 15. Коэффициент α и $\lambda_{эфф}$ интерполяционной формулы (7.14) для вычисления мощности дозы точечного источника γ -излучения в воздухе (Н. Т. Д.) и в воде при разной энергии квантов: 1 — интервал применимости формулы (7.14) — 400—1000 м воздуха (46,5 ÷ 116,3 см воды); 2 — интервал применимости формулы (7.14) — 1000 ÷ 2000 м воздуха (116,3 ÷ 232,6 см воды).

На рис. 16. приведены результаты опытов, причем по оси абсцисс отложена толщина слоя воды ($R-L$) на пути γ -лучей, т. е. величина, численно равная «оптической» толщине Δ (так как $\rho = 1$). На рисунке энергия квантов в Мэв указана в конце каждой кривой. Приблизительное совпадение коэффициентов ослабления в опытах с полостью и без полости показывает, что K_r и, следовательно, B_r и $\mu_{\text{эфф}}$ являются функциями «оптической» толщины $R-L$.

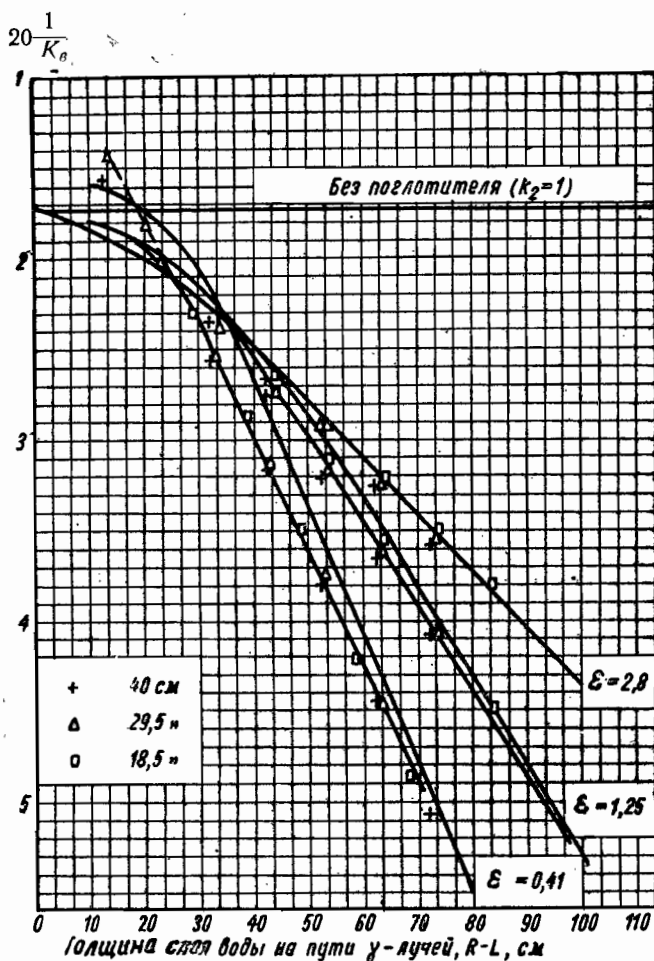


Рис. 16. Коэффициент ослабления дозы K_r γ -излучения в воде в произвольных единицах при наличии сферической полости радиуса L вокруг точечного источника для разной энергии квантов: — — измерения без полости; + + + — для $L = 40$ см; $\Delta \Delta \Delta$ — для $L = 29,5$ см; $\square \square \square$ — для $L = 18,5$ см.

Результатом опытов является вывод, что коэффициент ослабления излучения K_r , как в однородной поглощающей среде, так и в среде при наличии разрежения поглотителя вокруг источника почти одинаков при одинаковой толщине поглотителя $R-L$ на пути γ -лучей. Это следует из приблизительного совпадения значений K_r в опытах с полостью и без полости. Таким образом, величина K_r , равная

$$B_r (\mu R) e^{-\mu R},$$

является функцией $\mu(R-L)$.

Полученный результат можно интерпретировать в более общем виде. Коэффициенты, характеризующие ослабление излучения поглотителем B_r и K_r в точке, удаленной на расстояние R от точечного источника, определяются не значением μR или R/λ , а величиной, аналогичной так называемой «оптической толщине» Δ :

$$\Delta = \int_0^R \mu \, dR. \quad (7.15)$$

Если плотность вещества переменная и зависит от R по закону $\rho(R)$, то коэффициент $\mu(\rho)$ изменяется в зависимости от ρ по закону

$$\mu(\rho) = \mu(\rho_0) \frac{\rho(R)}{\rho_0}, \quad (7.16)$$

тогда

$$\Delta = \int_0^R \mu \, dR = \int_0^R \mu(\rho_0) \frac{\rho(R)}{\rho_0} \, dR. \quad (7.17)$$

Если плотность вещества постоянная, то

$$\int_0^R \mu(\rho_0) \frac{\rho(R)}{\rho_0} \, dR = \mu(\rho_0) R,$$

т. е. «оптическая толщина» в этом случае равна параметру μR .

Если источник окружен полостью радиусом L , то при $R < L$ $\rho = 0$, а при $R > L$ $\rho = \rho_0$ и, следовательно,

$$\Delta = \int_0^R \mu(\rho_0) \frac{\rho(R)}{\rho_0} \, dR = \mu(\rho_0) (R - L) = \frac{R - L}{\lambda}. \quad (7.17')$$

На рис. 16 показано, что вместо μR или R/λ в качестве параметра, определяющего значение коэффициентов B и K

в случае неоднородной плотности среды, надо брать (7.15) и (7.17') — «оптическую толщину». Эта операция является приблизительной. Степень приближения видна из рис. 16.

Понятие «оптической толщины» используется в гл. III при оценке влияния ударной волны на интенсивность γ -излучения.

Замечания о распространении γ -излучения в воздухе вблизи земли. Если атомная бомба взорвана близко от поверхности земли, то распространение γ -излучения происходит в условиях неоднородной среды, состоящей из двух полупространств — земли и воздуха.

Влияние земли на распространение γ -лучей в воздухе мало исследовалось.

Взаимодействие излучения с землей особенно важно учитывать при вычислении доз γ -лучей на поверхности земли — на границе земли и воздуха.

Рассмотрим возможное отличие этого случая от случая распространения γ -лучей в гомогенной воздушной среде.

В гомогенной среде на больших расстояниях от источника интенсивность γ -лучей определяется, в основном рассеянным излучением, порождаемым широким пучком первичных γ -лучей.

При наличии земли часть этого широкого пучка γ -лучей поглощается землей в непосредственной близости от источника и не участвует в создании рассеянного излучения.

Если точечный источник и точка, в которой исследуется излучение, находятся на уровне земли, то половина широкого пучка идущих по направлению от источника γ -лучей попадает на землю и поглощается в ней. Поэтому можно ожидать, что в данном случае полная интенсивность γ -излучения на больших расстояниях от источника приблизительно в два раза меньше, чем в случае гомогенной воздушной среды.

На малых расстояниях от источника можно ожидать, наоборот, некоторое завышение интенсивности γ -лучей на 10—20% из-за наличия обратно рассеянного от земли излучения.

Характерные особенности распространения γ -лучей в воздухе над землей показаны на рис. 17. Рассеянное в воздухе излучение, составляющее на больших расстояниях основной вклад в дозу, приходит только из верхней половины пространства, в то время как в случае гомогенной воздушной среды оно приходило бы также и из нижнего полупространства (пунктир). Поэтому доза в случае, изображенном на рис. 17, приблизительно в два раза меньше дозы в бесконечной гомогенной среде. Если источник находится не на земле, а над нею, то по мере удаления его от земли влияние на образование доз γ -лучей на ее поверхности должно уменьшаться.

Приведенные качественные соображения о распространении γ -лучей в воздухе над землей подтверждаются экспериментальными данными.

На рис. 18 приведены кривые ослабления мощности дозы γ -лучей по данным автора и В. Н. Сахарова. Опыты проводились с источником Co^{60} , находящимся на высоте 1 м над землей.

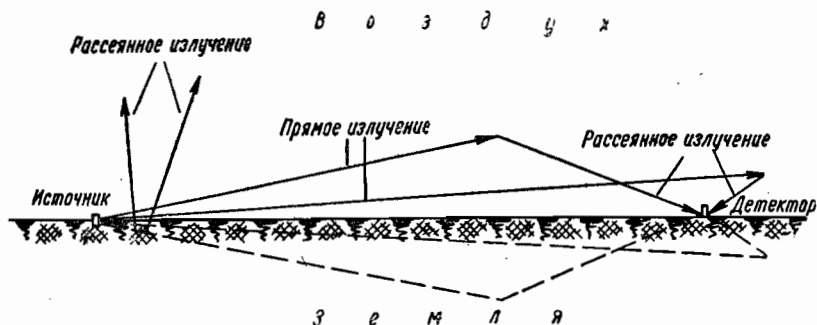


Рис. 17. Особенности распространения γ -излучения в случае, когда источник и детектор находятся на границе полупространств воздух — земля.

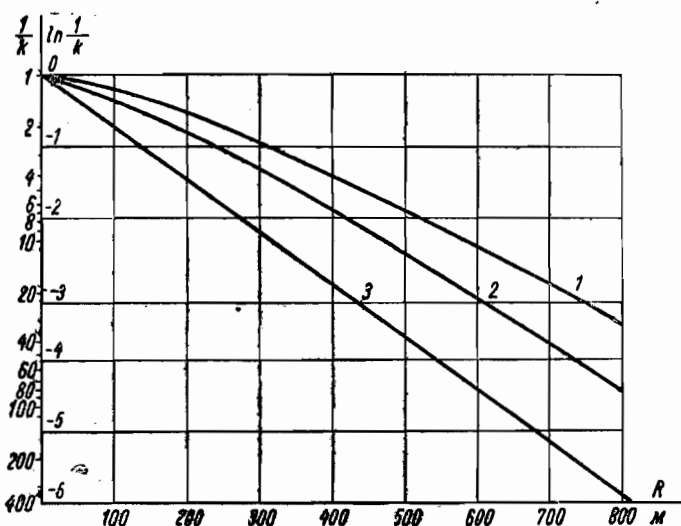


Рис. 18. Коэффициент ослабления дозы γ -излучения точечного источника Co^{60} в воздухе при расположении источника и детектора на границе земля — воздух на высоте 1 м над землей (кривая 2). Для сравнения даны вычисленные по измерениям в воде коэффициенты ослабления в однородной воздушной среде (кривая 1) и коэффициенты ослабления прямого луча (кривая 3).

Спектральный состав γ -излучения. В работе [10] вычислено спектральное распределение γ -излучения в поглощающей среде на различных расстояниях от точечного источника. На

рис. 19 показан спектральный состав гамма-излучения точечного монохроматического источника единичной активности ($G=1 \text{ Мэв/сек}$) с $\epsilon_0=2 \text{ Мэв}$ в воде. Спектральное распределение выражается функцией

$$f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R] = \frac{dJ}{d\epsilon}. \quad (7.18)$$

По оси абсцисс отложена энергия квантов в Мэв , а по оси ординат — значения функции (7.18), отнесенной к интенсивности прямого излучения источника, т. е. значения $f(\epsilon, \mu(\epsilon_0)R)/J_0$.

$$\frac{1}{J_0} \frac{dJ}{d\epsilon} = \frac{f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R]}{J_0 [\mu(\epsilon_0) R]} = \frac{f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R]}{G} 4\pi R^2 e^{\mu(\epsilon_0) R};$$

Функция $f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R]$ дает возможность вычислять интенсивность γ -лучей в различных интервалах энергий на различных расстояниях от источника.

$$\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R] d\epsilon = J_{\epsilon_1, \epsilon_2}$$

(в интервале от ϵ_1 до ϵ_2 на расстоянии от источника $\mu(\epsilon_0) R$);

$$\int_0^{\epsilon_0} f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R] d\epsilon = J[\mu(\epsilon_0) R];$$

$$\int_0^{\epsilon_0} \frac{f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R] d\epsilon}{J_0} = \frac{J}{J_0} = B_J;$$

$$\int_0^{\epsilon_0} \frac{f[\epsilon, \mu(\epsilon_0) R] d\epsilon}{J[\mu(\epsilon_0) R]} = 1.$$

(7.19)

В табл. 15 и на рис. 19 приведены значения интенсивности в различных спектральных интервалах $J_{\epsilon_1, \epsilon_2}$ в процентах общей интенсивности γ -лучей J для $\mu(\epsilon_0)R = 4,7$ и 15 .

На рис. 20 сравнивается вид спектрального распределения γ -лучей в воде при различных $\mu(\epsilon_0)R$ с энергией 2 Мэв . Кривые, приведенные на этом рисунке, совмещены в мягкой части спектра.

Как видно из рис. 20 и табл. 15, установившееся на расстоянии $2 \div 4 R/\lambda_0$ от источника относительное спектральное распределение мало меняется при дальнейшем увеличении R/λ_0 . Примерно $1/4$ всей энергии излучения приходится на долю мягкого излучения с энергией $\epsilon < 0,25 \text{ Мэв}$.

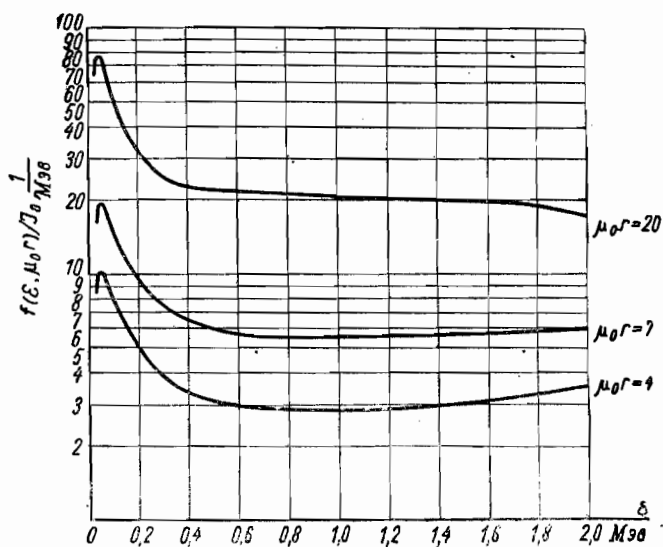


Рис. 19. Спектральное распределение интенсивности γ -излучения в воде на различных расстояниях $\mu_0 r$ от точечного источника квантов с энергией $\varepsilon = 2$ Мэв. Значения интенсивности излучения выражены в единицах интенсивности прямого луча J_0 в данном месте [10].

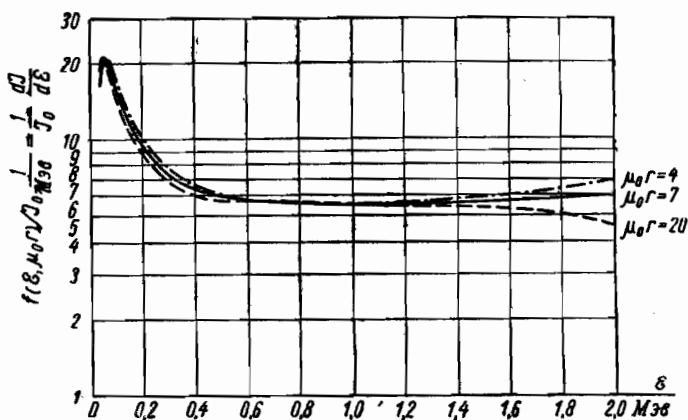


Рис. 20. Сравнение спектральных распределений интенсивности γ -излучения в воде на разных расстояниях $\mu_0 r$ от точечного источника квантов с энергией 2 Мэв. Кривые на рис. 19 при $\mu_0 r = 4$ и 20 совмещены с кривой $\mu_0 r = 7$, которой принадлежит масштаб на оси ординат.

При изменении $\mu(\epsilon_0)R$ от 4 до 20 соотношение интенсивностей отдельных спектральных компонентов в мягкой части спектра при $\epsilon < 1,5$ Мэв почти не изменяется, а при $\epsilon > 1,5$ Мэв изменяется не более чем на 30%.

Т а б л и ц а 15

Спектральное распределение γ -излучения в воде от источника квантов с энергией 2 Мэв, %

Интервал энергии, Мэв	$\mu(\epsilon_0)R = 4$	$\mu(\epsilon_0)R = 7$	$\mu(\epsilon_0)R = 15$
0—0,050	3,5	3,6	3,6
0—0,100	10,5	10,5	10,5
0—0,25	22,9	22,9	22,9
0—0,5	35,9	35,6	35,6
0—1,0	56,4	57	57,5
0—1,5	77	78	79,1
0—2,0	100	100	100

Примечание. Интенсивность излучения в интервале энергии дана в процентах от суммарной интенсивности $J[\mu(\epsilon_0)]R$

Угловое распределение γ -излучения. Задача об угловом распределении излучения возникает в случаях, когда часть излучения задерживается защитой, и в детектор попадают только γ -лучи, идущие из рассеивающей среды в определенном телесном угле. Такая задача встречается во всех схемах действия γ -лучей.

Опубликованного расчетного решения такой задачи нет. Имеющиеся экспериментальные данные приводятся ниже.

Угловое распределение излучения точечного источника в однородной среде вследствие симметрии рассматриваемой задачи зависит только от двух пространственных координат: от расстояния до источника и от угла Θ между направлениями на точечный источник и на излучающий объем в среде. «Переднему» полупространству отвечает интервал Θ от 0 до $\pi/2$, а «заднему» — интервал Θ от $\pi/2$ до π . В случае, когда источник и детектор находятся на поверхности земли, телесные углы переднего и заднего полупространств равны π стерадиан вместо 2π в однородной среде.

Доза $D(\omega)$, создаваемая излучением от пространства, занимающего телесный угол ω , равна

$$D(\omega) = D \int_{\omega} \delta(\Theta) d\omega, \quad (7.20)$$

где D — полная доза в данном месте, $\delta(\Theta)$ — доза, создаваемая излучением, идущим в единице телесного угла под углом Θ и выраженная в долях полной дозы, т. е.

$$\delta(\Theta) = \frac{1}{D} \frac{dD(\omega)}{d\omega},$$

$$\int_{\Theta=0}^{\pi} \delta(\Theta) d\omega = 1. \quad (7.21)$$

Имеются отдельные сведения о дозе, создаваемой излучением от всего «заднего» полупространства, т. е. о величине

$$\delta_3 = \int_{\pi/2}^{\pi} \delta(\Theta) d\omega,$$

и отдельные сведения о величине $\delta(\Theta)$ в «переднем» полупространстве.

В работе автора и В. Н. Сахарова, а также в работе А. А. Воеводского определялось количество излучения, попадающего в точку измерения из рассеивающей среды в широком угле Θ от $\pi/2$ до π , т. е. из «заднего» полупространства рассеивающей среды. В одной из работ опыты проводились в воде с точечными источниками квантов с $\varepsilon_0 = 0,41$ и $1,25$ Мэв, а в другой — для случая распространения параллельного пучка квантов с $\varepsilon_0 = 1,25$ Мэв в бетоне.

В обеих работах для оценки количества излучения, идущего из «заднего» полупространства в телесном угле 2π стерadian, сравнивались дозы γ -лучей, измеренные в гомогенной среде, с дозой γ -лучей, измеренной при изъятии «заднего» полупространства воды или бетона соответственно¹.

В работе [12] экспериментально определено угловое распределение излучения точечного источника Co^{60} в воздухе над землей (источник и детектор находятся на высоте 1 м над землей). «Заднее» полупространство занимает угол π стерadian, а не 2π стерadian.

В работе [12] проводятся также сведения о дозе γ -лучей, идущих из «заднего» полупространства, и об угловом распределении γ -лучей в пределах «переднего» полупространства.

Результаты, полученные в работах об угловом распределении доз в «заднем» полупространстве, приведены в табл. 16, в которой дано в процентах отношение дозы γ -лучей, идущих от «заднего» полупространства, к полной дозе γ -лучей, т. е. δ_3 .

¹ Такой метод измерения дает несколько завышенную величину дозы от «заднего» полупространства ввиду возможного многократного прохождения излучения из «заднего» полупространства в «переднее» и обратно.

Таблица 16

Зависимость дозы γ -лучей в «заднем» полупространстве (δ_z , %) от толщины поглотителя R/λ_0

Среда и вид источника	R/λ_0	δ_z , %
1. Бетон. Параллельный пучок γ -лучей с $\epsilon_0 = 1,25$ Мэв	$\left\{ \begin{array}{l} 1,42 \\ 2,88 \\ 4,32 \\ 5,75 \\ 7,8 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5,6 \\ 9,1 \\ 11,5 \\ 13,8 \\ 26 \end{array} \right.$
2. Вода. Точечный источник γ -лучей		
а) при $\epsilon_0 = 0,41$ Мэв	4,18	33
б) при $\epsilon_0 = 1,25$ Мэв	3,8	13
3. Воздух. Точечный источник γ -лучей на границе воздух—земля при $\epsilon_0 = 1,25$ Мэв	$\left\{ \begin{array}{l} 0,66 \\ 1,33 \\ 2,00 \\ 2,66 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5,1 \\ 7,6 \\ 9,4 \\ 10,2 \end{array} \right.$
Примечание. Величины δ_z для случая распространения γ -лучей в воздухе над землей близки к величинам δ_z в гомогенной среде.		

Доля дозы от «заднего» полупространства возрастает с увеличением R/λ_0 и с уменьшением энергии квантов.

Предельное значение этой доли, очевидно, не может превышать 50% общей дозы γ -лучей. Ввиду отсутствия детальных данных о спектральном и дифференциальном угловых распределениях излучения в пределах «заднего» полупространства при практических расчетах можно исходить из следующих оценок.

1. Угловое распределение излучения в пределах $\pi/2 < \Theta < \pi$ равномерно, т. е. не зависит от Θ , и, следовательно, выражается для гомогенной среды формулой

$$\delta(\Theta) = \delta_z \frac{\omega}{2\pi} \quad (7.22)$$

и для случая, когда источник и детектор находятся на границе земля — воздух, — формулой

$$\delta(\Theta) = \delta_z \frac{\omega}{\pi} \quad (7.23)$$

(значения δ_z указаны в табл. 16).

2. По аналогии со спектром излучения при обратном рассеянии (§ 11) энергия излучения, идущего от «заднего» полупространства, лежит, в основном, в интервале $\epsilon = 100 \div 300$ кэв.

Угловое распределение доз от излучения, идущего из «переднего» полупространства, можно определить по данным работы [12], относящейся к источнику Co^{60} и к небольшому интервалу значений R/λ_0 .

В табл. 17 приведены значения $\delta(\Theta)$ в «переднем» полупространстве при $R/\lambda_0 = 2,66$, вычисленные по данным [12].

Таблица 17

Угловое распределение доз, создаваемых излучением из «переднего» полупространства

Интервал угла измерения излучения Θ , град	$\frac{D_{\omega^*}}{D} \cdot 100\%$	$\delta(\Theta) 100\%^{**}$
0—5	45,7	—
5—10	5,1	157
10—20	8,8	61,4
20—30	7,2	31,6
30—40	5,9	18,9
40—50	4,9	12,6
50—60	4,0	9,0
60—70	3,3	6,7
70—80	2,7	5,1
80—90	2,2	4,0
90—180	10,2	3,2 ***

* $D(\omega)/D$ — отношение дозы, создаваемой излучением, приходящим в точку измерения в пределах данных углов Θ , к полной дозе γ -лучей.

** $\delta(\Theta)$ — отношение дозы, в среднем приходящееся на единицу телесного угла в заданных пределах Θ , к полной дозе γ -лучей.

*** Среднее значение по телесному углу π .

Из табл. 17 видно, что угловое распределение γ -лучей резко анизотропно¹.

В пределах Θ от $7,5^\circ$ до 90° при $R/\lambda_0 = 2,661$

$$\delta(\Theta) = \frac{0,04}{1,035 - \cos \Theta}, \quad 1/\text{стер.}$$

В пределах Θ от 90° до 180°

$$\delta(\Theta) = 0,032, \quad 1/\text{стер.} \quad (7.24)$$

¹ Следует ожидать, что анизотропия углового распределения доз будет уменьшаться с ростом R/λ .

Близость среднего значения $\delta(\Theta)$, взятого по «заднему» полупространству [$\delta(\Theta) = 3,25 \cdot 10^{-2}$] к значению $\delta(\Theta)$ при $\Theta = 80 \div 90^\circ$ [$\delta(\Theta) = 4 \cdot 10^{-2}$], определенного в телесном угле в три раза меньшем, чем угол «заднего» полупространства, показывает, что угловое распределение излучения в «заднем» полупространстве существенно изотропнее, чем в «переднем».

§ 8. Мощность дозы γ -излучения в воздухе над поверхностью земли, покрытой источниками γ -излучения

Эта задача соответствует случаю «в» (см. Введение и рис. 1 в).

Любое поверхностное распределение γ -активности можно рассматривать как состоящее из отдельных точечных источников и рассчитывать мощность дозы над землей как сумму доз от этих отдельных точечных источников.

Приведем результаты вычислений мощности дозы γ -лучей над участками земли, равномерно покрытыми моноэнергетическими источниками γ -лучей.

Дозы γ -лучей в воздухе от точечного источника определялись по данным проведенных с источниками γ -квантов трех различных энергий ($\epsilon_0 = 0,41, 1,25$ и $2,8$ Мэв) модельных опытов в воде, относящихся к распространению γ -излучений в бесконечной однородной среде. В этих вычислениях не учтена неоднородность среды, т. е. влияние земли на образование дозы в воздухе.

Результаты вычислений даются в виде формулы¹

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \sigma f(\epsilon_0, H, r), \text{ п/сек}, \quad (8.1)$$

где P — мощность дозы γ -лучей в воздухе на высоте H над центром площадки земли радиусом r , на которой равномерно распределены источники γ -лучей, активность которых равна σ Мэв/сек $\cdot$ см², μ_e — линейный коэффициент поглощения энергии в воздухе.

Как показано в § 6, μ_e слабо зависит от ϵ и для квантов с ϵ от 0,1 до 2 Мэв его можно принимать равным $3,4 \cdot 10^{-5} \pm 12\%$.

Значения коэффициента $f(H, \epsilon_0, r)$ для вычисления по формуле (8.1) доз над поверхностью, равномерно покрытой источниками γ -квантов с энергией ϵ_0 Мэв даны в табл. 18 (радиус r γ -активности поверхности — в метрах).

Значения $f(H, \epsilon_0, r)$ для величин ϵ_0, H, r , отличных от приведенных в табл. 18, можно получить интерполяцией.

На рис. 22 для удобства интерполяции приведены значения $f(H, \epsilon_0)$ в зависимости от ϵ_0 . Из табл. 18 и рис. 22 следует, что на небольшой высоте над землей ($H < 200$ м) величина дозы

¹ Расчет произведен В. Н. Сахаровым.

Значения коэффициентов $f(H, \epsilon_0, r)$ для вычисления γ -излучения

ϵ_0 Мэв	Высота H точки изме- рения над поверхн., м	$f(H, \epsilon_0, r)$ при радиусе γ -активной поверхности r , м					
		25	50	100	200	500	∞
0,41	0,7	—	—	—	—	—	2,87
	1	1,6	1,95	2,79	2,555	2,695	2,7
	25	—	—	—	—	—	1,1
	50	0,55	0,165	0,38	0,605	0,74	0,75
	100	—	—	—	—	—	0,405
	200	0,00205	0,00825	0,0305	0,085	0,14	0,1435
	250	0,00105	0,00425	0,016	0,0435	0,081	0,085
	300	—	—	—	—	—	0,0485
	500	$0,435 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	0,00215	0,00525	0,00625
	1000	—	—	—	—	—	0,00006
1,25	0,7	—	—	—	—	—	2,9
	1	1,6	1,95	2,28	2,535	2,71	2,73
	25	—	—	—	—	—	1,125
	50	0,0535	0,165	0,37	0,585	0,76	0,78
	100	—	—	—	—	—	0,45
	200	0,0022	0,00875	0,0375	0,093	0,18	0,193
	250	0,00125	0,005	0,0185	0,0525	0,1165	0,13
	300	—	—	—	—	—	0,09
	500	$1 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$14,5 \cdot 10^{-4}$	0,005	0,0135	0,018
	1000	—	—	—	—	—	0,0005
2,8	0,7	—	—	—	—	—	2,9
	1	1,6	1,93	2,25	2,525	2,735	2,785
	25	—	—	—	—	—	1,19
	50	0,053	0,16	0,365	0,595	0,8	0,855
	100	—	—	—	—	—	0,535
	200	0,0024	0,0095	0,0375	0,1	0,215	0,26
	250	0,0015	0,006	0,0225	0,06	0,15	0,19
	300	—	—	—	—	—	0,145
	500	$1,65 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$25 \cdot 10^{-4}$	0,009	0,035	0,052
	1000	—	—	—	—	—	0,0055

γ -лучей зависит только от поверхностной плотности излучения энергии и практически не зависит от энергии γ -квантов ϵ_0 в интервале ϵ_0 от 0,41 до 3 Мэв. Это обстоятельство позволяет

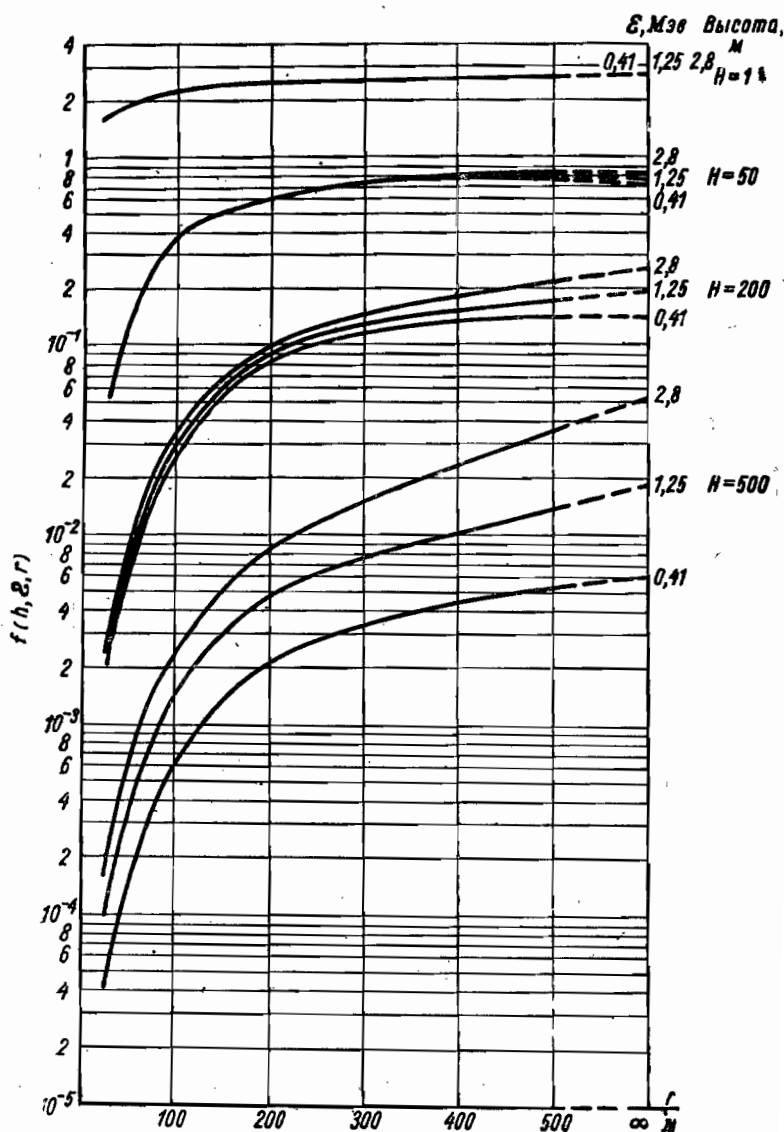


Рис. 21. Зависимость коэффициента $f(\epsilon_0, H, r)$ в формуле (8.1) от радиуса r поверхности, равномерно покрытой источниками γ -излучения.

по данным дозиметрических измерений, произведенных на высоте до 200 м, определять плотность поверхностного загрязнения земли или мощность дозы на поверхности земли вне зависимости от энергии квантов излучения источников, покрывающих землю.

Из табл. 18 видно, что для $H \approx 0,7 \div 1$ м интенсивность и мощность дозы γ -лучей можно вычислять по простым формулам:

$$J \approx 3\sigma, \text{ Мэв/сек} \cdot \text{см}^2, \quad (8.2)$$

$$P \approx 1,5 \cdot 10^{-9} \sigma, \text{ р/сек}. \quad (8.3)$$

На рис. 21 приведены значения коэффициента $f(H, \epsilon_0, r)$ в зависимости от величины радиуса γ -активности на поверхности земли (величины энергии квантов написаны в конце каждой кривой. В конце каждой группы из трех кривых, относящихся к энергиям квантов 0,41; 1,25 и 2,8 Мэв указана высота детектора H над землей).

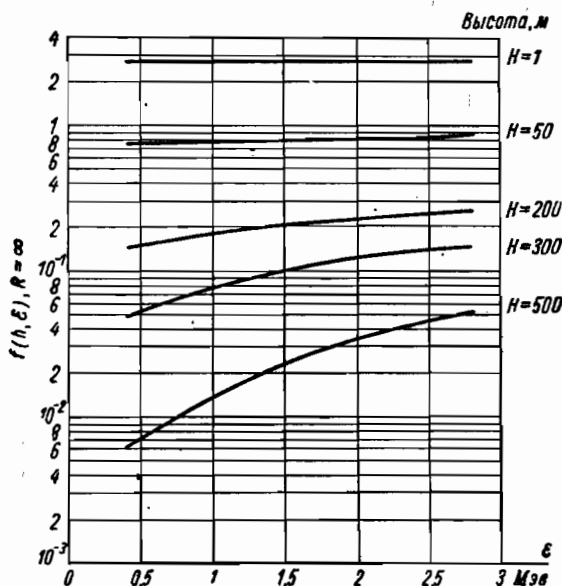


Рис. 22. Значения коэффициентов $f(\epsilon_0 H, r = \infty)$ для разных энергий квантов ϵ , определяющего согласно (8.1) мощность дозы в воздухе на высоте H над бесконечной плоскостью, равномерно покрытой источниками поверхностной активности σ Мэв/см² · сек).

Как видно из рисунка, на небольшой высоте над землей ($H \approx 1$ м) доза γ -лучей, в основном (до 90%), определяется источниками, находящимися не далее 200—300 м от точки измерения. Гамма-активность более удаленных участков создает лишь незначительный процент полной дозы.

При увеличении высоты точки измерения дозы над землей повышается роль удаленных участков. В табл. 19 приведены радиусы участков, γ -активность которых определяет 50, 80 и 90% полной дозы γ -излучения над бесконечной поверхностью земли, равномерно покрытой источниками γ -лучей.

Таблица позволяет оценить роль в образовании дозы γ -лучей участков заражения, различно удаленных от точки измерения. Это существенно знать при измерениях доз над областями с неравномерной плотностью излучения энергии σ .

Т а б л и ц а 19

Радиусы участков (r , м),
создающие определенную долю общей дозы γ -лучей

Высота точки измерения над землей H , м	$\epsilon_0 = 0,41 \text{ Мэв}$			$\epsilon_0 = 1,25 \text{ Мэв}$			$\epsilon_0 = 2,8 \text{ Мэв}$		
	50%	80%	90%	50%	80%	90%	50%	80%	90%
1	15	75	140	15	85	160	15	95	130
50	100	200	290	110	230	325	130	270	370
200	140	300	375	210	340	460	260	475	—
250	200	370	450	250	370	470	300	500	—
500	280	460	—	325	550	—	450	—	—

Если в пределах нескольких сот метров распределение активности над землей равномерно, т. е. $\sigma = \text{const}$, то при определении дозы на не очень большой высоте над землей можно пользоваться значениями коэффициента f , вычисленными для бесконечной плоскости, т. е. коэффициентом $f(H, \epsilon, r = \infty)$.

§ 9. Мощность дозы γ -излучения над плоским слоем поглотителя, содержащим источники γ -излучения

Эта задача соответствует случаю «б» (см. Введение, рис. 16) действия γ -лучей при атомном взрыве.

При активации земли, а также при распределении γ -активности в водном объеме отдельные точечные источники γ -лучей распределены в толще поглотителя — земли или воды. Для вычисления доз γ -излучения над поверхностью γ -активного слоя поглотителя необходимо учесть поглощение излучения в этом слое.

Как и в случае, описанном в § 8, дозу γ -лучей можно вычислять как сумму доз от отдельных точечных источников. Выход γ -излучения отдельного точечного источника из слоя поглотителя в воздух над его поверхностью исследован экспериментально на опытах в воде. С ошибкой, не превышающей

$\pm 10\%$, коэффициент ослабления мощности дозы γ -лучей при толщине слоя поглотителя до $4 \div 6\lambda_0$ можно представить в виде (7.13') [21].

$$K_r = \alpha e^{-x/\lambda_{\text{эфф}}}, \quad (9.1)$$

где x — толщина слоя поглотителя на пути γ -лучей от источника к точке измерения, α и $\lambda_{\text{эфф}}$ — эмпирические коэффициенты.

Величины коэффициентов α и $\lambda_{\text{эфф}}$ для случая поглощения излучения в воде при наличии точечных источников γ -квантов с энергией ϵ_0 , равной 0,41; 1,25 и 2,8 Мэв и γ -лучей Na^{24} , даны в табл. 20.

Излучение Na^{24} , состоящее из γ -лучей с $\epsilon_0 = 1,4$ и 2,8 Мэв, является наиболее характерным для излучения грунта и воды, активированных нейтронами. Величины $\lambda_{\text{эфф}}$ для грунта, бетона или других веществ, состоящих из легких элементов, могут быть получены умножением приведенных значений $\lambda_{\text{эфф}}$ для воды на отношение электронных плотностей веществ. Так получены значения λ для грунта в табл. 20.

Таблица 20

Параметры α и $\lambda_{\text{эфф}}$ коэффициента ослабления K_r в формуле (9,1)

Энергия квантов ϵ_0 , Мэв	α	$\lambda_{\text{эфф}}$, см	
		в воде	в грунте ($\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$)
0,41	1,36	18	10,6
1,25	1,33	24	14,1
2,8	1,2	39	23,0
γ -лучи Na^{24}	1,23	34	20,0

Коэффициент α для поглотителей из легких элементов не зависит от плотности веществ. Значения α и $\lambda_{\text{эфф}}$ для величин энергии квантов, отличных от приведенных в табл. 20, можно получить интерполяцией, пользуясь рис. 23.

Если известно распределение γ -активности в слое поглотителя, то, используя данные табл. 20, можно вычислить дозы γ -лучей над поверхностью поглотителя. При равномерном распределении γ -активности можно получить решение в виде простых формул.

На рис. 24 приведена схема решаемой задачи¹. Мощность дозы γ -лучей на высоте H над бесконечно протяженным слоем поглотителя толщиной x и с равномерно распределенными

¹ Расчет мощности дозы произведен В. Н. Сахаровым.

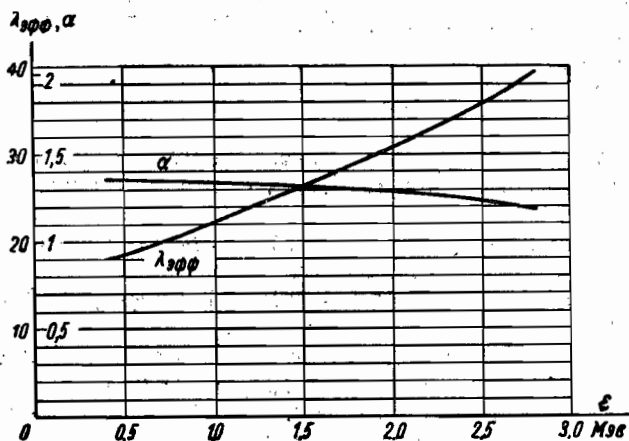


Рис. 23. Ослабление мощности дозы от точечного источника при прохождении через плоский слой воды. Величины коэффициента $\lambda_{\text{эфф}}$ и α в ф-ле (9.1) для разных энергий квантов ϵ .

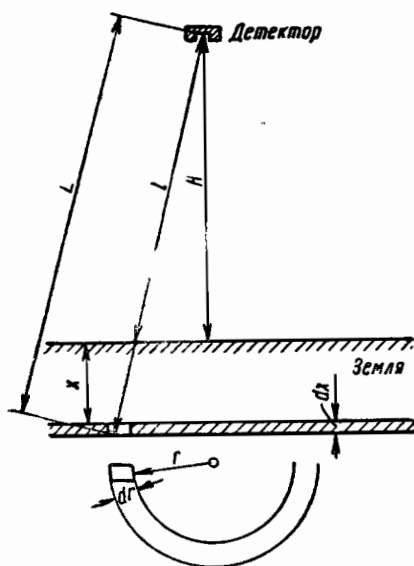


Рис. 24. Схема вычисления мощности дозы на высоте H над слоем поглотителя, в котором равномерно распределены источники γ -излучения.

источниками, так что удельная активность их соответствует g Мэв/сек · см³, равна

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \int_0^x \int_{l_0}^{\infty} \frac{2\pi r dr}{4\pi L^2} g e^{-\frac{x l}{\lambda_{эфф} H}} dx, p/сек. \quad (9.2)$$

Из рис. 24 видно, что

$$\frac{dL}{L} = \frac{dl}{l}; l dl = r dr \quad (9.3)$$

(l_0 — минимальное расстояние от детектора до земли, с которого начинается интегрирование, $l_0 \geq H$). При интегрировании от l_0 до ∞ вычисляется мощность дозы γ -лучей, создаваемая γ -активностью всего активного слоя, за исключением участков этого слоя, находящихся на расстоянии $l < l_0$ от детектора $P(l_0)$. При интегрировании от $l_0 = H$ до ∞ вычисляется мощность дозы от всего активного слоя $P(H)$. Разность между $P(H)$ и $P(l_0)$ определяет мощность дозы γ -лучей от γ -активности, находящейся на расстоянии $l < l_0$ от детектора; x — толщина активного слоя, измеряемая в тех же единицах длины, что и $\lambda_{эфф}$. Расстояния H и l измеряются в одинаковых произвольных единицах длины. Поглощение рассеяние квантов в воздухе не учитывается, поэтому (9.2) справедливо лишь для небольших значений высоты H .

В результате интегрирования по x и l с использованием формулы (9.3) получим

$$P(l_0, x, H) = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha \frac{g}{2} \left\{ x \left[-Ei \left(\frac{-x l_0}{\lambda_{эфф} H} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{\lambda_{эфф} H}{l_0} \left(1 - e^{-\frac{x l_0}{\lambda_{эфф} H}} \right) \right\}, p/сек. \quad (9.4)$$

Для всего бесконечного активированного слоя поглотителя толщиной x , т.е. при $l_0 = H$

$$P(x, l_0 = H) = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha \frac{g}{2} \left\{ x \left[-Ei \left(-\frac{x}{\lambda_{эфф}} \right) \right] + \right. \\ \left. + \lambda_{эфф} \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_{эфф}}} \right) \right\}, p/сек. \quad (9.5)$$

Для бесконечно толстого слоя, т.е. при $x \rightarrow \infty$

$$P(l_0, x = \infty) = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha g \frac{\lambda_{эфф}}{2} \frac{H}{l_0}, p/сек. \quad (9.6)$$

При $l_0 = H$ и при $x \rightarrow \infty$, т. е. для бесконечного равномерно активированного полупространства поглотителя

$$P = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha g \frac{\lambda_{\text{эфф}}}{2}, \text{ п/сек.} \quad (9.7)$$

Особенностью формул (9.5) и (9.7), выведенных для бесконечно протяженного слоя поглотителя, является то, что мощность дозы γ -лучей не зависит от высоты точки измерения над слоем, т. е. от H до тех пор, пока можно пренебрегать поглощением γ -лучей в воздухе — пока высота точки измерения над землей не станет больше 20—50 м.

Используя выведенные формулы, можно определять мощность дозы не только над бесконечными, но и над ограниченными участками γ -активного слоя поглотителя.

Мощность дозы над слоем поглотителя радиусом r с толщиной x равна

$$\begin{aligned} P(r, x) &= P(H, x) - P(l_0 = \sqrt{H^2 + r^2}, x) = \\ &= 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha \frac{g}{2} F(\epsilon_0, H, r, x). \end{aligned} \quad (9.8)$$

На рис. 25 приведены значения коэффициентов $F(\epsilon_0, H, r, x)$, вычисленных по формулам (9.4), (9.5), (9.8) для высоты 1 м над поверхностью γ -активного грунта плотностью $\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$. Коэффициенты F вычислены для энергий γ -квантов ϵ_0 , равных 0,41, 1,25 Мэв и для γ -лучей Na^{24} при различной толщине и радиусах активного слоя грунта. На правой оси ординат даны значения для бесконечно толстого слоя активного поглотителя, т. е. для случая $x \rightarrow \infty$. Значения энергии квантов ϵ , к которым относятся кривые, написаны в конце каждой группы кривых. Верхняя группа кривых относится к состоящему из квантов с энергиями 2,8 и 1,4 Мэв немонотонноэнергетическому γ -излучению радиоактивного Na^{24} .

Как видно из рис. 25, верхний слой грунта толщиной 5 см создает ~ 50% дозы, создаваемой бесконечно толстым радиоактивным слоем.

Слой активированного грунта, залегающие на глубине свыше 20 см, при равномерной активации грунта могут создавать не свыше 15% полной дозы γ -лучей. Поэтому можно считать, что для образования дозы над поверхностью грунта существенную роль играют только верхние активные слои толщиной 20—30 см. Для радиоактивных слоев такой толщины практически можно пользоваться простыми формулами (9.6), (9.7), выведенными для бесконечно толстых слоев. В соответствии с (9.8)

$$P(\epsilon_0, H, r) = 1,48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha g \frac{\lambda_{\text{эфф}}}{2} \left(1 - \frac{H}{l_0}\right), \quad (9.9)$$

(зависимость от ϵ входит через $\lambda_{\text{эфф}}$).

Здесь

$$l_0 = \sqrt{H^2 + r^2}.$$

Из этой формулы так же, как и из данных, приведенных на рис. 25, можно сделать выводы о зависимости мощности дозы над активным слоем от радиуса этого слоя r . При равномерной активации грунта участки активного грунта, удаленные от точки измерения на расстояние, большее l_0 , создают $H/l_0 \cdot 100\%$ пол-

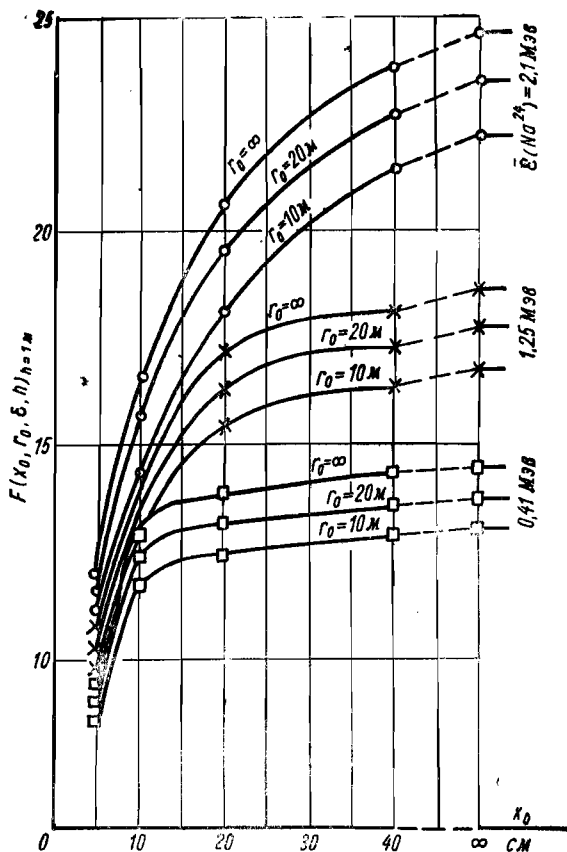


Рис. 25. Значения коэффициентов $F(x, r, \epsilon_0)$, определяющие, согласно (9.8), мощность дозы над плоским круглым слоем поглотителя толщиной x см, радиусом r , в котором равномерно распределены источники γ -излучения.

ной дозы γ -лучей от всего бесконечного протяженного слоя грунта. Например, при $H=1 \text{ м}$, участки грунта, удаленные более, чем на 10 м от точки измерения, создают лишь 10%

полной дозы, а участки, удаленные более, чем на 20 м — лишь 5% полной дозы.

Принимая во внимание сказанное выше о малой зависимости мощности дозы над активным слоем грунта от толщины этого слоя при $x > 20$ см и от радиуса слоя при $H = 1$ м для $r > 20$ м и учитывая, что в реальных случаях при атомном взрыве в указанных пределах x и r грунт активизируется равномерно, можно для вычисления доз от активированного грунта пользоваться формулами:

$$P = 1 \cdot 48 \cdot 10^{-5} \mu_e \alpha g \frac{\lambda_{эфф}}{2}, \text{ р/сек}, \quad (9.10)$$

$$J = \alpha g \frac{\lambda_{эфф}}{2}, \text{ Мэв/сек}, \quad (9.11)$$

т. е. формулами, выведенными для активированного полупространства грунта.

Подставив в формулу (9.10) значения коэффициентов α и $\lambda_{эфф}$ для натрия из табл. 18 ($\alpha = 1,23$, $\lambda = 20$ см, $\rho = 1,7$ г/см³, $\mu_e = 3 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹), получим

$$P = 5,8 \cdot 10^{-9} \cdot \Pi g, \text{ р/сек}, \quad (9.12)$$

где Π — поток нейтронов, нейтр/см².

Значения g даны в табл. 7.

Сразу после взрыва

$$P = 3,35 \cdot 10^{-14} \Pi, \text{ р/сек},$$

через 1 час

$$P = 2,6 \cdot 10^{-16} \Pi, \text{ р/сек},$$

через 20 часов

$$P = 7,9 \cdot 10^{-17} \Pi, \text{ р/сек},$$

§ 10. Ослабление параллельного пучка γ -лучей в плоском слое поглотителя

Эта задача соответствует п. 2 Введения и рис. 1 г. В работах Хиршфельдера, Адамса и Хула [13] имеется приближенное, а в работе [10] — более точное решение задачи для случая нормального падения γ -лучей на плоский слой поглотителя.

В работе [13] рассматривается плоский слой поглотителя конечной толщины, по обе стороны которого — вакуум (рис. 1 г₂). В работе же [10] принято, что слой поглотителя занимает полубесконечное пространство (рис. 1 г₁). Таким образом, постановка задачи в этих двух работах несколько различна.

В первой работе вычисляется интенсивность γ -лучей, прошедших слой поглотителя.

Во второй работе вычисляется интенсивность γ -лучей внутри поглотителя, т. е. суммарная интенсивность γ -лучей, прошедших определенный слой поглотителя, и γ -лучей, отраженных от более глубоких слоев.

Таким образом, дозы в случае рис. 1 g_1 и рис. 1 g_2 должны различаться на величину интенсивности обратно рассеянного излучения. В количественном отношении обратно рассеянное излучение зависит от толщины слоя поглотителя, пройденного излучением, и может составлять от 10 до 50% полной дозы γ -излучения.

Результаты экспериментального исследования прохождения параллельных потоков γ -лучей через слой поглотителя получены А. А. Воеводским и Л. Б. Пикельнером.

Они изучали ослабление доз γ -лучей Co^{60} в бетонных плитах. Дозы, измеренные экспериментально, оказались меньше доз, рассчитанных по данным работы [13].

Расчетные дозы могут превысить измеренные в 1,3—2 раза и тогда рассчитанная толщина бетонной защиты будет превышать правильную на 5—10 см. Такие расхождения можно считать приемлемыми.

Таким образом, измерения Воеводского и Пикельнера показывают, что при практических расчетах защиты от γ -лучей можно пользоваться данными теоретических работ [13] и [10]. Расчет защиты по этим данным будет содержать некоторый «запас прочности».

Ослабление доз, вычисленное в работе [10], может быть представлено интерполяционными формулами типа (7.13'). т. е.

$$D = D_0 K_r = D_0 \alpha e^{-x/\lambda_{эфф}}. \quad (10.1)$$

На рис. 26а и 26б приведены значения коэффициентов α и $\lambda_{эфф}$ из формулы (10.1), при которых эта формула дает погрешность $\pm 10\%$ по сравнению с данными работы [10]¹.

Все сказанное выше относится к нормальному падению γ -лучей на слой поглотителя. При косом падении интенсивность γ -лучей ослабляется сильнее, чем при нормальном падении γ -лучей на тот же слой. Это естественно, так как путь первичных γ -лучей в слое поглотителя удлиняется, т. е. увеличивается толщина слоя вдоль пучка γ -лучей, которую мы назовем косой толщиной слоя.

При падении γ -лучей под углом φ на поверхность слоя поглотителя толщиной x косая толщина равна

$$l = \frac{x}{\cos \varphi}. \quad (10.2)$$

¹ Расчет α и $\lambda_{эфф}$ по данным работы [10] выполнен В. И. Терещенко

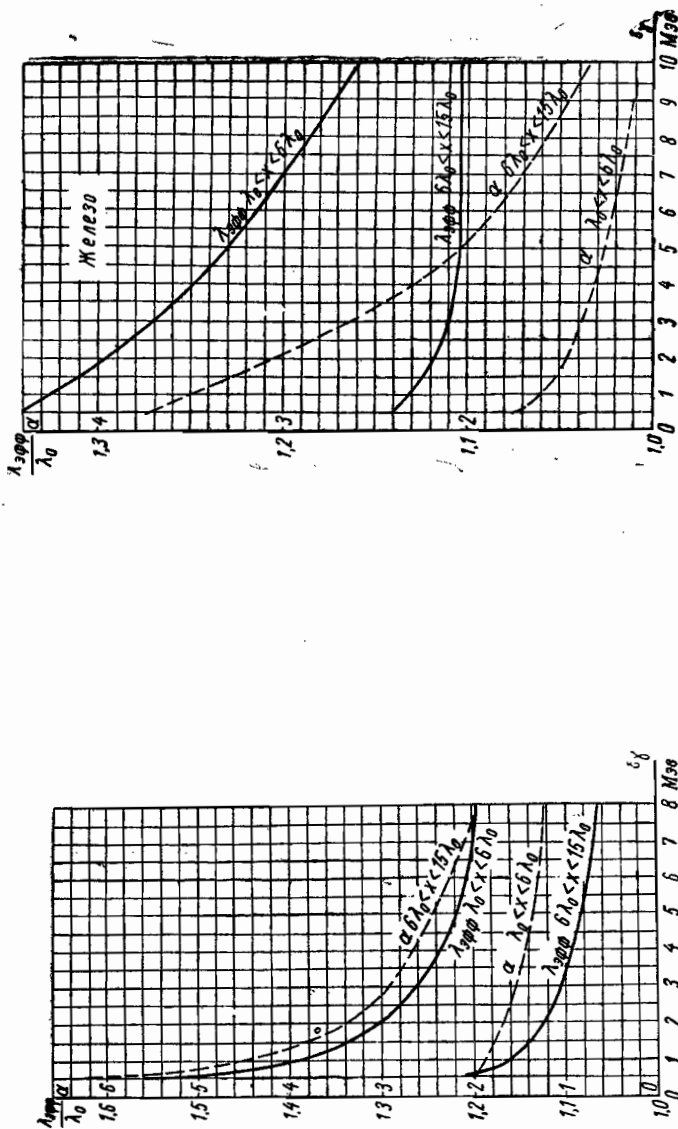


Рис. 26. Ослабление мощности дозы параллельного пучка γ -квантов в полубесконечном пространстве воды (а) и железа (б) при нормальном падении квантов на поверхность раздела вакуум — среда [коэффициенты в формуле (10.1)].

Было бы ошибочно предполагать, что можно вычислять ослабление мощности дозы γ -лучей по формулам для нормального падения γ -лучей с помощью замены в этих формулах толщины слоя x косой толщиной слоя l (10.2). При таком расчете можно получить заниженные дозы γ -лучей. Дело в том, что при косом падении γ -лучей часть рассеянного излучения может пройти слой поглотителя более коротким путем, чем прямое излучение, поэтому эффективная толщина слоя при косом падении γ -лучей меньше косой толщины слоя $\frac{x}{\cos \varphi}$,

а при нормальном падении γ -лучей путь рассеянных γ -квантов сквозь слой поглотителя всегда больше пути прямого излучения.

Рис. 27 иллюстрирует возможность того, что рассеянное излучение пройдет в толще меньший путь, чем прямое.

Отклонение эффективной толщины слоя от $\frac{x}{\cos \varphi}$ отмечено в измерениях А. А. Воеводского и Л. Б. Пикельнера, а также Уайкофа и др. [14].

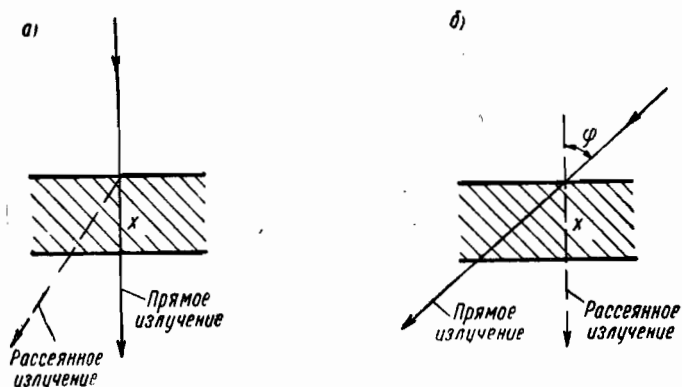


Рис. 27. Падение квантов на плоский слой поглотителя: а — прямое; б — косое.

Коэффициент ослабления дозы в случае косого падения потока квантов можно выразить соотношением

$$K_r(l, \varphi, \epsilon_0) = a(\varphi, \epsilon_0, K) K_r(l, \epsilon_0). \quad (10.3)$$

Коэффициент $a(\varphi, \epsilon_0, K)$ учитывает специфику косого падения, $a(\varphi, \epsilon_0, K) > 1$, $K_r(l, \epsilon_0)$ — коэффициент ослабления дозы на толщине l , получаемый из теоретического расчета или измеренный на опыте. Коэффициент $K_r(l, \epsilon_0)$ теоретический и экспериментальный относится к нормальному падению параллельного потока квантов на слой толщиной l .

При $\varphi = 0$

$$l = x; a(\varphi, \epsilon_0, K) = 1. \quad (10.4)$$

В табл. 21 приводятся значения a (φ, ϵ_0, K), полученные в работе [14]. В этой работе K , измерялось в опытах с нормальным падением γ -лучей.

Таблица 21

Зависимость коэффициента a (φ, E_0, K) в выражении (10.3) от энергии квантов E_0 и коэффициента ослабления K , при разных углах падения φ

Энергия квантов $\epsilon_0, \text{Мэв}$	Коэффициент ослабления при нормальном падении γ -лучей, K_r	Величина a (φ, ϵ_0, K) при		
		$\varphi = 50^\circ$	$\varphi = 60^\circ$	$\varphi = 70^\circ$
0,41	0,1	1,1	1,2	1,2
	0,01	2,0	2,7	4,0
	0,001	3,7	7,0	15,0
0,66	0,1	1,2	1,2	1,3
	0,01	1,7	2,5	3,7
	0,001	2,3	5,2	10,1
1,25	0,1	1,0	1,0	1,2
	0,01	1,4	1,9	2,5
	0,001	2,0	3,5	5,6

В интервале углов падения $0-30^\circ$ можно считать, что $a(\varphi, \epsilon_0) = 1$, т. е. что «косая» толщина слоя эквивалентна «прямой» толщине. При больших углах падения нужно учитывать неэквивалентность «прямой» и «косой» толщин и применять в вычислениях коэффициенты a (φ, ϵ_0, K) согласно (10.3).

Величина a (φ, ϵ_0, K) растет с увеличением φ и K и падает с увеличением ϵ_0 . Таблица 21 является пока что единственным источником сведений о величинах a (φ, ϵ_0, K), которыми можно пользоваться для оценки доз при косом падении γ -лучей на защитную толщу.

§ 11. Альбе́до γ -излучения

При анализе действия γ -лучей атомного взрыва возникает задача об альбе́до (Введение, рис. 1). Экспериментальные сведения об альбе́до γ -лучей недостаточны, в особенности в отношении спектрального и углового распределений рассеянного излучения. Большую часть информации об альбе́до можно получить из немногих теоретических работ [15], [16], расчеты в которых выполнены методом «Монте-Карло». Что касается спектра и углового распределения рассеянного излучения, то

точность вычислений, вероятно, превышает в настоящее время точность измерений.

Выходящие из поверхности поглотителя рассеянные кванты образуются в бетоне и в легких элементах, в основном, в результате многократного, а не однократного рассеяния. При рассеянии от бетона многократное рассеяние поставляет в 2—3 раза больше энергии, чем однократное. С возрастанием Z роль многократного рассеяния уменьшается из-за увеличения фотоэлектрического поглощения и величина альбеда приближается к значению, определенному однократным рассеянием, в особенности, при малой энергии квантов.

На рис. 28 приведены расчетные значения альбеда энергии γ -лучей в случае рассеяния от бетона при разной энергии падающих квантов и при разных углах падения [15].

В табл. 22 приведены значения альбеда энергии γ -излучения квантов, которые имеют энергию 1 Мэв. Альбеда вычислено при разных углах падения и при рассеянии от веществ с разными Z [16] (в таблице приведены вещества, эффективные атомные веса которых приближенно соответствуют указанным номерам элементов).

Альбеда растет с уменьшением энергии квантов и с уменьшением Z . С возрастанием угла падения альбеда увеличивается, а зависимость альбеда от Z проявляется слабее.

Таблица 22

Альбеда энергии γ -квантов с $\epsilon = 1$ Мэв
в зависимости от атомного номера Z и угла падения φ

Вещество	Атомный номер элемента Z	Альбеда энергии при			Альбеда энергии изотропного источника, лежащего на поверх- ности рас- сеивателя
		$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 45^\circ$	$\varphi = 80^\circ$	
Вода	8	0,051	0,085	0,198	0,15
Бетон, грунт . .	13	0,044	0,078	0,192	0,13
Железо, медь . .	29	0,027	0,061	0,175	0,12
Олово, барий . .	50	0,012	0,038	0,410	0,08
Свинец	82	0,002	0,03	0,092	0,05

На рис. 29 и 30 приведены зависимость альбеда энергии γ -квантов Co^{60} от атомного номера рассеивателя по измерениям Б. П. Булатова и Е. А. Гарусова [18]. Измерения относятся к опытам с нормальным падением γ -квантов на поверхность рассеивателя.

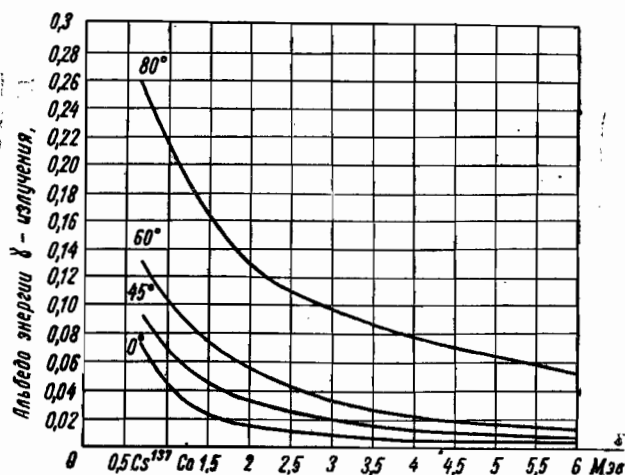


Рис. 28. Вычисленные значения альбеда энергии γ -излучения при рассеянии на бетоне γ -квантов с энергией ε падающих на бетон под углами $\phi = 0^\circ; 45^\circ; 60^\circ; 80^\circ$, обозначенными в начале каждой кривой [15].

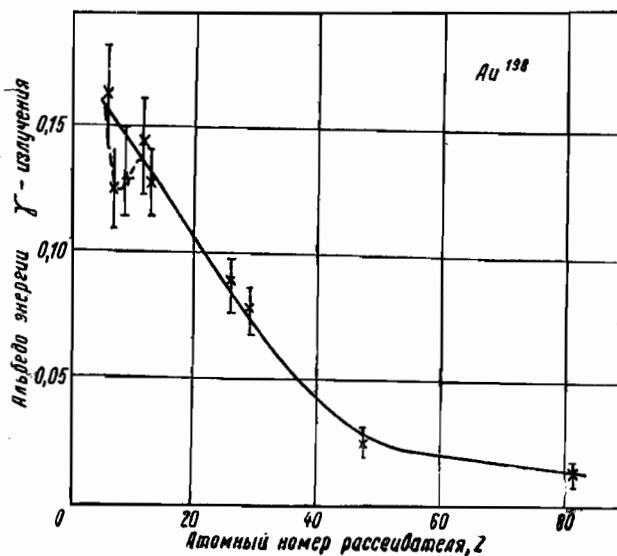


Рис. 29. Измеренные значения альбеда энергии γ -излучения с энергией квантов 0,41; Мэв, падающего перпендикулярно к поверхности рассеивателя с атомным номером Z [18].

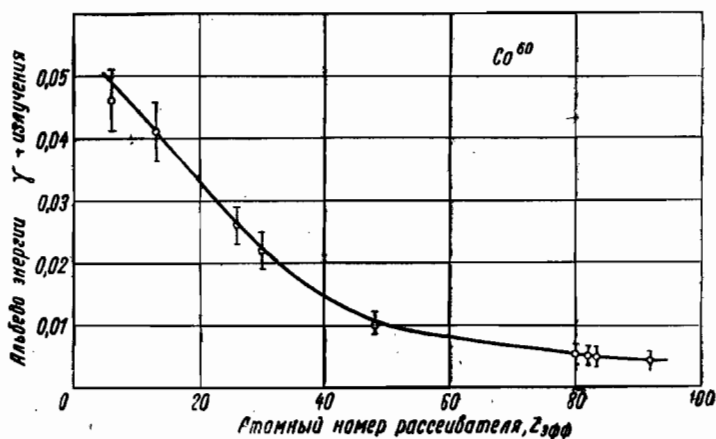


Рис. 30. Измеренные значения альbedo энергии γ -излучения Co^{60} (средняя энергия кванта 1,25 Мэв), падающего перпендикулярно к поверхности рассеивателя с атомным номером $Z[18]$.

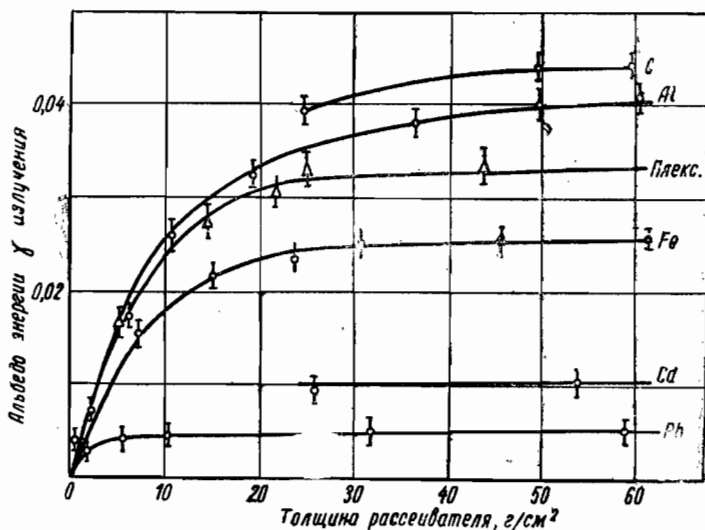


Рис. 31. Зависимость альbedo энергии γ -излучения Co^{60} , падающего перпендикулярно поверхности рассеяния, от толщины рассеивателя (средняя энергия кванта 1,25 Мэв) [18].

На рис. 31 показано изменение альбедо при увеличении толщины рассеивателя (в конце каждой кривой указано вещество рассеивателя [18]). Из рис. 31 видно, что альбедо принимает свое полное значение, приведенное на рис. 29 и 30, при толщине, равной приблизительно, одной длине пробега для легких элементов и $\sim 0,5$ длины пробега для тяжелых элементов.

Расчетные сведения об угловом распределении рассеянного излучения имеются только для случая нормального падения γ -квантов источника Co^{60} на бетон. Интенсивность рассеянного излучения, излучающего от поверхности под углом φ к нормали, приблизительно пропорциональна $\cos \varphi$.

При косом падении γ -лучей закон косинуса не верен. В направлении «вперед» поток рассеянной энергии больше; количественную оценку его дать в настоящее время затруднительно.

На рис. 32 изображен рассчитанный спектр рассеянного излучения Co^{60} от бетона при разных углах падения. Наибольшее количество рассеянной энергии лежит в интервале 100—300 кэв. Немногие эксперименты не противоречат данным рис. 32 и показывают, что интервал энергии квантов, на который приходится максимум рассеянной энергии, практически

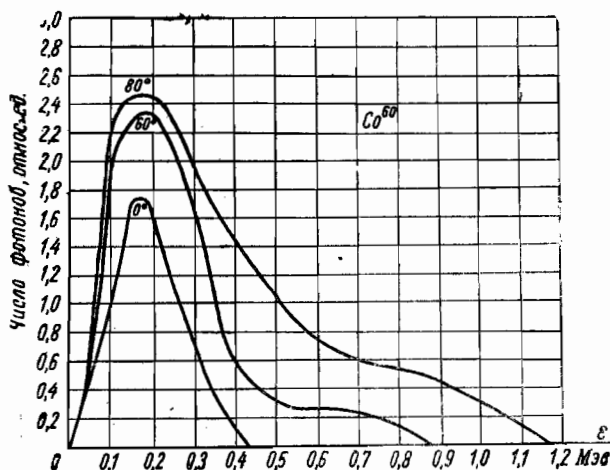


Рис. 32. Вычисленное спектральное распределение квантов, рассеянных от бетона при падении на него γ -излучения Co^{60} ($\epsilon_0 = 1,25$ Мэв) для различных углов падения φ [15].

не зависит от атомного номера рассеивателя и, по крайней мере, для нормального падения — от энергии падающих γ -лучей в исследовавшемся интервале 0,28—1,25 Мэв.

Гамма-излучение атомного взрыва рассеивается и смягчается при прохождении через воздух, поэтому альbedo для него больше приведенного на рис. 29 и 30.

Так как величина альbedo зависит от энергии и угла падения квантов, то альbedo γ -излучения взрыва может зависеть от расстояния от центра взрыва, от угла между потоком падающих на рассеиватель квантов и направлением от центра взрыва и т. д. Для оценки альbedo γ -излучения взрыва можно приближенно считать, что оно подобно γ -излучению Co^{60} , окруженного имитирующим воздух слоем парафина толщиной несколько длин пробега. Альbedo энергии такого излучения при рассеянии на бетоне составляет, по измерениям В. В. Миллера $\sim 0,15$.

Поскольку расчеты доз часто не требуют большой точности, при условии, что расчетная доза явно не будет занижена, то можно принять эту величину в качестве значения альbedo для легких элементов γ -излучения взрыва. При более точном рассмотрении следует учесть, что излучение, идущее «спереди» (от центра взрыва), имеет меньшее альbedo, чем идущие «сзади», а излучение «прямого луча» имеет меньшее альbedo, чем рассеянное.

ГЛАВА III

ДОЗА γ -ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНОГО ВЗРЫВА

§ 12. Интенсивность осколочного γ -излучения атомного взрыва.

Влияние ударной волны

Величины интенсивности γ -излучения $J(R)$ и мощности дозы $P(R)$ можно получить применением к атомному взрыву результатов по распространению γ -излучения точечного источника в бесконечной воздушной среде (Введение, п. 1). Тогда мощность дозы выразится формулой (7.12) или эквивалентной ей формулой (7.14). Введем в (7.14) коэффициенты, характерные для γ -излучения осколков деления (наряду с $\mu_{\text{эфф}}$ будем пользоваться обратной величиной, $\lambda_{\text{эфф}} = 1/\mu_{\text{эфф}}$).

Выразим в (7.14) $G(t)$ числом делений и активностью осколков на одно деление $u(t)$

$$\dot{G}(t) = 1,45 \cdot 10^{23} \cdot E_{\text{т.т.}} u(t), \text{ Мэв/сек.}$$

Значения $u(t)$ приведены в табл. 1. Коэффициенты $\mu_{\text{эфф}}$, α , $\lambda_{\text{эфф}}$ и μ_e зависят от энергии квантов, испускаемых осколками. В соответствии с табл. 5 примем, что в интересующем нас интервале времени (несколько секунд после деления) средняя энергия квантов равна 2 Мэв. Тогда $\mu_e = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Значения α и $\lambda_{\text{эфф}}$ в двух интервалах расстояний от центра взрыва приведены в табл. 23.

Подставляя в формулу (7.14) численные значения коэффициентов и выражая R в метрах, получим

$$P(t, R) = \frac{5,12 \cdot 10^8 \cdot E_{\text{т.т.}} u(t) \alpha e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}}}{R^2}, \text{ п/сек} \quad (12.1)$$

В соответствии с табл. 23 получим

$$P(t, R) = \frac{9,32 \cdot 10^8 \cdot E_{\text{т.т.}} u(t) e^{-R/255}}{R^2}, \text{ п/сек} \quad (12.2)$$

Формулу (12.2) можно употреблять и в более широком интервале расстояний, но погрешность при этом будет больше 10%.

**Значения α и $\lambda_{\text{эфф}}$ формулы (7.14)
при энергии квантов 2 Мэв ($\mu_e = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$)**

Коэффициенты	Величины коэффициентов при интервале расстояний R , м	
	$400 < R < 1000$	$1000 < R < 2000$
α	1,82	3,9
$\lambda_{\text{эфф}} / \lambda_0$	1,31	1,13
$\lambda_{\text{эфф}}$, м (при давлении 760 мм рт. ст. и температуре 0°C)	231	200
$\lambda_{\text{эфф}}$, м (при давлении 760 мм рт. ст. и температуре 25°C)	255	220
$\lambda_{\text{эфф}}$, м (при плотности ρ , мг/см ³)	$300/\rho$	—

Выражение (12.1) оказалось недостаточно точным, так как оно не учитывает существенной особенности распространения γ -лучей в условиях атомного взрыва.

Я. Б. Зельдович и автор обратили внимание на то, что поглощение γ -лучей на пути от центра взрыва до рассматриваемой точки должно быть чувствительно к вызванному прохождением ударной волны перераспределению масс воздуха. При расчете распространения γ -излучения в воздухе нужно учитывать реальное распределение плотности воздуха, создаваемое ударной волной во время испускания γ -излучения. Формула (12.1) является поэтому чрезмерно приближенной, не учитывающей качественной стороны явления. Ниже будет показано, что она занижает значения мощности дозы, в результате чего ошибка может превысить порядок величины.¹

Рассмотрим распределение плотности воздуха в ударной волне, сказывающееся на распространении γ -лучей.

В сильной ударной волне, расходящейся от центра взрыва, весь воздух сосредоточен практически в узкой кромке около фронта волны и движется в сторону от центра. Тем самым внутри ударной волны образуется область с малой плотностью воздуха, т. е. полость.

После прохождения ударной волны и восстановления начального давления воздуха область с малой плотностью воздуха все же остается. В ударной волне энтропия возрастает, воздух не возвращается в исходное состояние и остается нагретым после прохождения ее и восстановления начального давления.

¹ В работе [26], появившейся после написания данной книги, есть упоминание о влиянии разрежения воздуха. Механизм этого влияния остался неуточненным.

В той области, где ударная волна была сильной, остаточный разогрев велик и приводит к свечению воздуха. Огненный шар, образующийся после атомного взрыва, является «следом» ранее прошедшей сильной ударной волны. Давление в нем равно атмосферному, а плотность мала вследствие высокой температуры воздуха, т. е. огненный шар является полостью в воздухе.

В табл. 24 приводится распределение плотности воздуха на разных расстояниях при взрыве бомбы с энергией 300 т.т. в момент времени 0,765 сек, когда радиус фронта ударной волны R_{ϕ} равен 1000 м, а в табл. 25 в момент времени 5,35 сек, когда $R_{\phi} = 3000$ м.

Таблица 24

Плотность воздуха в ударной волне
на различных расстояниях от центра атомного взрыва энергией 300 т. т.
в момент времени 0,765 сек после взрыва

Расстояние от центра $R, \text{ м}$	1000	900	800	700	600	500	400	300	200
Плотность воздуха ρ/ρ_0	2,34	1,58	0,913	0,456	0,187	0,0585	0,000	0,000	0,000

На рис. 33 сплошной кривой изображено распределение плотности воздуха на разных расстояниях от центра в момент 0,765 сек.

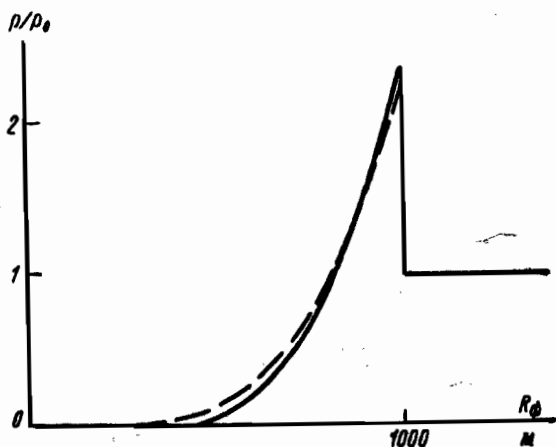


Рис. 33. Распределение плотности воздуха в сильной ударной волне ($E_{\text{т.т.}} = 300$ т.т., 0,765 сек после взрыва, $R_{\phi} = 1000$ м).

На рис. 34 сплошной кривой изображено распределение плотности воздуха на разных расстояниях от центра в момент 5,35 сек.

Из табл. 24 видно, что через 0,765 сек после взрыва на расстоянии до 600 м от центра $\rho/\rho_0 \ll 1$. Поглощение γ -лучей в этой области ничтожно и можно считать, что внутри сильной ударной волны¹ имеется полость, радиус которой L равен 600 м.

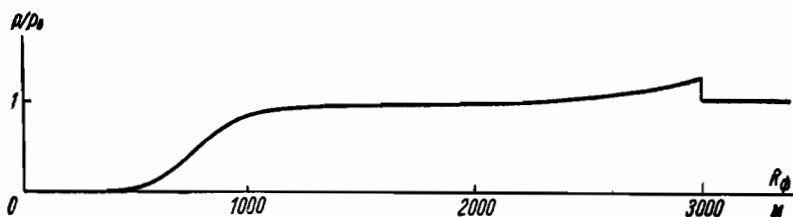


Рис. 34. Распределение плотности воздуха после прохождения сильной ударной волны ($E_{т.т.} = 300$ т.т.; $t = 5,35$ сек после взрыва, $R_{\phi} = 3000$ м).

С увеличением времени и радиуса фронта давление во фронте ударной волны уменьшается, ударная волна становится слабой, воздух частично возвращается обратно, в центральные области, и всюду, за исключением небольшого пика на фронте волны, восстанавливается атмосферное давление. Однако температура в центральной области остается большой, а плотность воздуха — малой.

В дальнейшем ударная волна, распространяясь на все большее расстояние, непрерывно ослабевает и превращается в звуковую. Явление ударной волны заканчивается, но воздух остается разогретым ее прохождением. Его охлаждение (и восстановление нормальной плотности) происходит путем лучеиспускания и конвекции в течение длительного времени, значительно превышающем время испускания большей части γ -излучения.

Из табл. 24 и 25 видно, что через несколько секунд после взрыва радиус полости, определяемый из условия, например, что $\rho/\rho_0 < 0,2$, равен 600 м.

Таким образом, область вокруг центра взрыва, в которой ударная волна сильная, является областью с малой плотностью воздуха как во время прохождения ударной волны, так и после, т. е. во все время испускания γ -лучей осколков деления.

Радиус огненного шара $L_{ог}$ фиксирует крайнее расстояние, на котором ранее прошедшая ударная волна была еще сильной.

Эволюция полости оказывает сильное влияние на интенсив-

¹ Сильной ударной волной называется такая волна, у которой давление на фронте значительно больше начального давления.

**Плотность воздуха в ударной волне
на различных расстояниях от центра атомного взрыва энергией 300 т.т.
в момент времени 5,35 сек после взрыва**

Расстояние от центра $R, м$	3000	2700	2400	2100	1800	1500	1200	900	600	300
Плотность воздуха ρ/ρ_0	1,22	1,1	1,01	0,952	0,939	0,927	0,878	0,732	0,122	0,000

ность ионизации воздуха в любой рассматриваемой точке внутри полости и вне ее.

Гамма-лучи проходят через полость практически без поглощения; их поток ослабевает внутри полости только обратно пропорционально квадрату расстояния от центра, как будто распространение γ -лучей происходит в пустоте.

Приведем пример влияния полости на интенсивность ионизации в условиях табл. 24 для точки, находящейся на расстоянии $R=600 м$ от центра взрыва в момент времени 0,765 сек; когда ударная волна распространилась на расстояние $R_\phi=1000 м$ от центра.

На рис. 35 изображена схема этого примера.

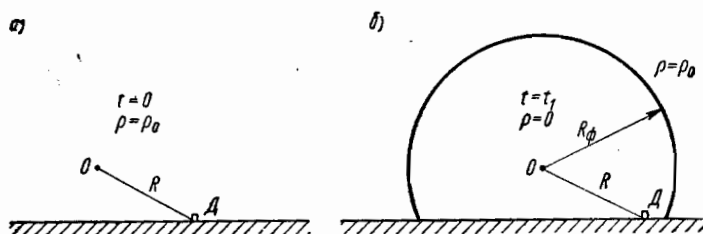


Рис. 35. Уменьшение поглощающей толщи воздуха при попадании детектора D внутрь ударной волны (б); а — состояние в момент взрыва.

Когда детектор D (например, ионизационная камера, измеряющая интенсивность ионизации) оказывается внутри полости (рис. 35б), то, очевидно, интенсивность или мощность дозы излучения, регистрируемая детектором, может быть больше, чем в первый момент после взрыва (рис. 35а), потому, что в этом случае (случай а) между источником γ -лучей (облако осколков) и детектором находится поглощающая толща воздуха R , а через 0,765 сек (случай б) значительная часть воздуха, расположенного между облаком осколков и камерой, уходит с фронтом ударной волны.

Согласно формулам (12.4) и (12.2) и табл. 1 мощность дозы равна:

1) для случая *a*

$$P(0) = \frac{5,12 \cdot 10^8 E_{т.т.} u(0) \alpha e^{-R/\lambda_{эфф}}}{R^2};$$

2) для случая *б*

$$P(0,765 \text{ сек}) = \frac{5,12 \cdot 10^8 E_{т.т.} u(0,76)}{R^2};$$

$$\frac{P(0)}{P(0,765 \text{ сек})} = \frac{u(0,76)}{\alpha u(0)} e^{-R/\lambda_{эфф}} = \frac{0,41}{1,8 \cdot 0,82} e^{-600/255} = 2,9. \quad (12.3)$$

Интенсивность ионизации к моменту 0,765 сек должна была уменьшиться в два раза вследствие распада осколков, однако, в результате прохождения ударной волны интенсивность ионизации не только не уменьшилась, но возросла в 2,9 раза по сравнению с начальным моментом.

Из приведенного примера видно, что образование полости внутри ударной волны является сильным физическим фактором, определяющим в значительной степени интенсивность γ -излучения и дозу γ -лучей при атомном взрыве.

Мы выбрали для иллюстрации крайний случай действия сильной ударной волны на прохождение γ -лучей, а именно, случай, когда фронт ударной волны переместился за место нахождения камеры (рис. 35 б) так, что между детектором и центром взрыва практически нет воздуха.

Однако и в том случае, когда фронт ударной волны еще не дошел до детектора (рис. 36 а) и, следовательно, общее количество воздуха между источником в центре взрыва и детектором осталось тем же, что и до взрыва, наличие ударной волны уменьшает поглощение γ -лучей.

Пока полости (т. е. ударной волны) не было, γ -излучение, вышедшее из источника *O*, проходило до детектора *D* длину *R* в поглощающей среде с плотностью ρ_0 (рис. 36 а).

При образовании ударной волны воздух, заполнявший сферу радиусом R_ϕ (рис. 36 а) вытесняется в кромку у поверхности фронта толщиной $\Delta R \ll R$, а в сфере радиусом $R_\phi - \Delta R$ образуется полость (рис. 36 б). Длина пути, на котором происходит поглощение γ -лучей, в случае б значительно меньше, чем в случае а, потому что $\Delta R \ll R_\phi$. Например, при $R_\phi = 1000 \text{ м}$ весь воздух сосредоточен практически в слое толщины около 300 м. Правда, плотность воздуха ρ на пути ΔR больше, чем раньше была на пути R_ϕ , но возрастание плотности воздуха в кромке ударной волны не компенсирует уменьшения длины поглощающей среды. Очевидно, что при распределении заданной массы воздуха в сферическом слое чем больше радиус сферы, тем меньше толщина слоя (рис. 37). А так как

поглощение γ -лучей определяется толщиной слоя, то оказывается, что та же самая масса воздуха более «прозрачна» для γ -лучей, если она, распределена в сферическом слое большого радиуса. Поэтому поглощение γ -лучей в случае б оказывается меньше, чем в случае а.

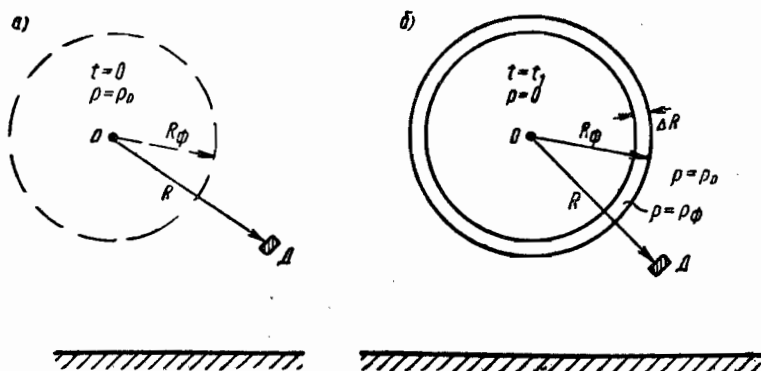


Рис. 36. Уменьшение поглощающей толщи воздуха при нахождении детектора вне ударной волны (б); а — состояние до взрыва.

Проиллюстрируем сказанное в идеализированном случае, когда распределение плотности во фронте ударной волны имеет вид прямоугольника (рис. 38) вместо распределения, изображенного на рис. 33.

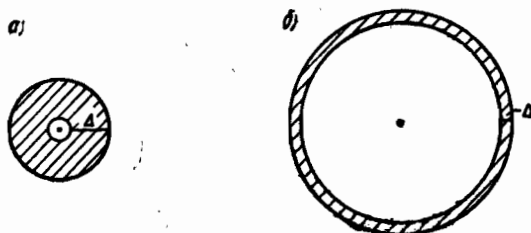


Рис. 37. Поглощающая толщина Δ для излучения, идущего из центра сферы, при распределении постоянного количества вещества: а — в сфере малого радиуса (начальное время) и б — в сфере увеличенного радиуса (последующее время).

Пока ударной волны не было, интенсивность γ -излучения, вышедшего из сферы радиусом R , была пропорциональна множителю

$$e^{-R/\lambda_{эфф}} = e^{-\mu_{эфф} R}$$

[см. (12.2), (7.14)].

Возникновение ударной волны приводит к неоднородности среды, плотность воздуха вдоль луча неодинакова. В § 7 было показано, что в случае неоднородности среды можно для описания поглощения γ -лучей приближенно пользоваться «оптической толщиной» и вместо величины $\mu_{\text{эфф}} R$ в (7.14) писать $\int \mu_{\text{эфф}}(R) dR$.

В рассматриваемом случае (рис. 38) ρ равно 0 всюду, за исключением слоя толщиной ΔR , где $\rho = \rho_\phi$. Поэтому

$$\int_0^{R_\phi} \mu \frac{\rho}{\rho_0} dr = \mu \frac{\rho_\phi}{\rho_0} \Delta R. \quad (12.4)$$

Интенсивность γ -излучения, выходящего из той же сферы, после образования полости (т. е. ударной волны) радиусом R_ϕ , пропорциональна $e^{-\mu_{\text{эфф}} \Delta R \rho_\phi / \rho_0}$. Величина $\Delta R \rho_\phi$ определяется из условия равенства масс воздуха, бывшего в объеме полости до образования ударной волны и находящегося теперь на поверхности полости радиусом R_ϕ в слое толщиной ΔR

$$\frac{4}{3} \pi R_\phi^3 \rho_0 = 4 \pi R_\phi^2 \Delta R \rho_\phi,$$

откуда

$$\rho_\phi \Delta R = \frac{\rho_0 R_\phi}{3}. \quad (12.5)$$

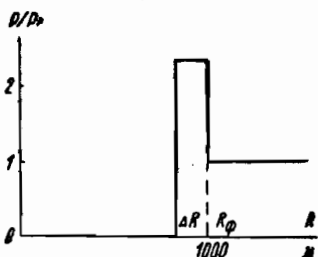


Рис. 38. Схематизированное представление распределения плотности воздуха во фронте ударной волны.

Подставляя (12.5) в (12.4) и (12.1), получим, что в результате образования в воздухе полости при вытеснении воздуха на периферию интенсивность γ -излучения, выходящего из сферы радиусом R_ϕ , возрастает в

$$\frac{e^{-\frac{\mu_{\text{эфф}} R_\phi}{3}}}{e^{-\mu_{\text{эфф}} R_\phi}} = e^{\mu_{\text{эфф}} \cdot \frac{2}{3} R_\phi} = e^{\mu_{\text{эфф}} L_{\text{эфф}}} \quad (12.6)$$

Введенную в (12.6) величину $L_{\text{эфф}}$ в дальнейшем будем называть эффективным радиусом полости. Он равен радиусу обычной полости, образованной изъятием воздуха вокруг источника, которая уменьшает поглощение γ -лучей так же, как и рассматриваемая ударная волна.

Эффективный радиус полости $L_{\text{эфф}}$ равен двум третям радиуса фронта ударной волны

$$L_{\text{эфф}} = \frac{2}{3} R_\phi. \quad (12.7)$$

Это заключение справедливо только для идеализированного распределения плотностей, изображенного на рис. 38. При распределении плотности в ударной волне, изображенном на рис. 33.

$$L_{эфф} < \frac{2}{3} R_{\phi}.$$

Таким образом, и в случае, когда детектор находится вне фронта ударной волны (рис. 36) и, следовательно, между детектором и источником γ -лучей находится то же количество воздуха, которое было в момент взрыва, поглощение γ -лучей все же уменьшается так, как будто источники окружены полостью радиусом $L_{эфф}$. В рассмотренных случаях (рис. 35 и 36) имеется в виду полость, образованная сильной ударной волной в момент ее прохождения.

Когда ударная волна заканчивается и восстанавливается атмосферное давление, центр взрыва остается окруженным полостью, образованной остаточным разогревом воздуха — «огненным шаром».

Все сказанное относительно уменьшения поглощения γ -излучения остается, очевидно, справедливым и для этой стадии эволюции полости, как при расположении детектора внутри полости, так и вне ее.

Пользуясь изложенными качественными представлениями о влиянии перераспределения плотности воздуха в ударной волне на прохождение γ -лучей, оценим мощность дозы γ -излучения $P(t, R)$ по схеме, предложенной Я. Б. Зельдовичем.

При этом положим, что:

1) источник γ -излучения является практически точечным и неподвижным;

2) поглощение γ -лучей определяется «оптической толщиной»

$$\int_0^R \mu_{эфф} \frac{\rho}{\rho_0} dR,$$

3) плотность воздуха внутри фронта ударной волны определяется в соответствии с интерполяционной формулой

$$\rho(r) = \rho_{\phi} \left(\frac{r}{R_{\phi}} \right)^n, \quad (12.8)$$

справедливой лишь для сильной ударной волны¹:

r — расстояние от фронта ударной волны, отсчитанное внутрь ударной волны.

¹ На рис. 33 пунктиром показано распределение плотностей согласно формуле (12.8).

Показатель степени n зависит от величины ρ_Φ и определяется из подсчета количества воздуха в ударной волне. До возникновения ударной волны количество воздуха, бывшее в объеме радиусом R_Φ , равнялось $\frac{4}{3} \pi R_\Phi^3 \rho_0$.

Таким образом,

$$\frac{4}{3} \pi R_\Phi^3 \rho_0 = 4\pi \int_0^{R_\Phi} \rho(r) r^2 dr. \quad (12.8')$$

Подставляя в интеграл вместо $\rho(r)$ выражение (12.8), найдем, что

$$4\pi \frac{\rho_\Phi}{R_\Phi^n} \frac{R_\Phi^{n+3}}{n+3} = \frac{4}{3} \pi \rho_0 R_\Phi^3.$$

Отсюда

$$n = 3 \left(\frac{\rho_\Phi}{\rho_0} - 1 \right). \quad (12.9)$$

При расчете $P(t, R, E_{т.т.})$ можно пользоваться либо точным решением задачи о распространении γ -излучения точечного источника в бесконечной среде в виде формул (7.12) и интерполяционных формул для $B_r(\mu R, \epsilon)$ (см. Приложение II, табл. П. 22), либо приближенными интерполяционными формулами (7.14), (12.1), достаточно точными в области их применимости, но дающими возрастающую погрешность при расширении интервала расстояний их применения. И в том и в другом случаях специфика атомного взрыва учитывается введением в формулу для мощности дозы оптической толщины,

т. е. заменой выражения μR на $\int_0^R \mu dR$ в экспоненте и коэф-

фициенте B_r в (7.12) и $\mu_{эфф} R$ на $\int_0^R \mu_{эфф} dR$ в экспонентах

формул (7.14), (12.1). Интерполяционные формулы (7.14) дают большие погрешности, но позволяют более наглядно представить результаты, поэтому в дальнейшем за основу примем (7.14) и (12.1).

Введя в (12.1) вместо $\mu_{эфф} R$ «оптическую толщину», получим

$$P(t, R, E_{т.т.}) = \frac{5,12 \cdot 10^8 E_{т.т.} u(t) \alpha}{R^n} e^{-\frac{\mu_{эфф}}{\rho_0} \int_0^R \rho dR} \quad (12.10)$$

Оптическую толщину будем рассчитывать для двух случаев:

- 1) детектор находится внутри ударной волны ($R < R_\Phi$);
- 2) детектор находится вне ударной волны ($R > R_\Phi$).

В первом случае ($R < R_\phi$)

$$\begin{aligned}
 -\mu_{эфф} \int_0^R \frac{\rho}{\rho_0} dR &= \mu_{эфф} \left(-R + R - \frac{1}{\rho_0} \cdot \int_0^R \rho dR \right) = \\
 &= -\mu_{эфф} R + \mu_{эфф} \left(R - \int_0^R \frac{\rho}{\rho_0} dR \right) = -\mu_{эфф} R + \mu_{эфф} L_{эфф}, \quad (12.11)
 \end{aligned}$$

где

$$L_{эфф} = R - \int_0^R \frac{\rho}{\rho_0} aR. \quad (12.12)$$

Заменяя в (12.12) ρ выражением (12.8) и выполнив интегрирование, получим

$$L_{эфф} = R \left[1 - \frac{\rho_\phi/\rho_0}{\frac{3\rho_\phi}{\rho_0} - 2} \left(\frac{R}{R_\phi} \right)^{3\left(\frac{\rho_\phi}{\rho_0} - 1\right)} \right]. \quad (12.13)$$

Подставив (12.11) в (12.10), получим

$$P(t, R, E \dots) = \frac{5,12 \cdot 10^8 E_{т.т.} \alpha u(t) e^{-\mu_{эфф} R} e^{\mu_{эфф} L_{эфф}}}{R^2}, \quad p/\text{сек.} \quad (12.14)$$

В случае 2 ($R > R_\phi$).

$$\begin{aligned}
 -\mu_{эфф} \int_0^R \frac{\rho}{\rho_0} dR &= -\mu_{эфф} \int_0^{R_\phi} \frac{\rho}{\rho_0} dR - \mu_{эфф} \int_{R_\phi}^R dR^1 = \\
 &= \mu_{эфф} \int_0^{R_\phi} \frac{\rho}{\rho_0} dR - \mu_{эфф} [R - R_\phi] = \\
 &= -\mu_{эфф} R + \mu_{эфф} \left(R_\phi - \int_0^{R_\phi} \frac{\rho}{\rho_0} dR \right) = \\
 &= -\mu_{эфф} R + \mu_{эфф} L_{эфф}, \quad (12.15)
 \end{aligned}$$

где

$$L_{эфф} = R_\phi - \int_0^{R_\phi} \frac{\rho}{\rho_0} dR. \quad (12.16)$$

¹При $R > R_\phi$ $\rho/\rho_0 = 1$.

Подставив в (12.16) выражение (12.8) и выполнив интегрирование, получим

$$L_{эфф} = R_{\phi} \frac{2 \frac{\rho_{\phi}}{\rho_0} - 2}{3 \frac{\rho_{\phi}}{\rho_0} - 2} \quad (12.17)$$

Подставляя (12.15) в (12.10) получим формулу, идентичную (12.14). Формула (12.14) охватывает оба случая расположения детектора относительно ударной волны. Различие заключается в выражениях для $L_{эфф}$ (12.12) и (12.16), которые отличаются друг от друга тем, что в (12.12) вместо R_{ϕ} стоит R .

Из сравнения (12.14) с (12.1) видно, что распределение плотности воздуха, вызванное ударной волной, увеличивает мощность дозы в $e^{\mu_{эфф} L_{эфф}}$ раз. Множитель, показывающий, во сколько раз мощность дозы при наличии ударной волны больше мощности дозы в тот же момент времени, но при отсутствии ударной волны, называется фактором полости мощности дозы K_p . В формуле (12.14) величина фактора полости мощности дозы аппроксимирована выражением

$$K_p = e^{\mu_{эфф} L_{эфф}(t, E)} \quad (12.18)$$

Учтя сказанное о влиянии ударной волны, введем K_p в исходную формулу (7.14)

$$\begin{aligned} P(R, t, E) &= \frac{1,48 \cdot 10^{-5} G(t) \mu_e \alpha e^{-\mu_{эфф} R} K_p}{4\pi R^2} = \\ &= \frac{1,48 \cdot 10^{-5} G(t) \mu_e \alpha e^{-\mu_{эфф} R} e^{\mu_{эфф} L_{эфф}}}{4\pi R^2} \quad (12.18') \end{aligned}$$

В примере (12.3) фактор полости мощности дозы равен

$$K_p = e^{\mu_{эфф} L_{эфф}} = e^{L_{эфф}/\lambda_{эфф}} = e^{600/225} = 7,8. \quad (12.18'')$$

Зависимость $L_{эфф}$ от t и E выражается через R_{ϕ} и ρ_{ϕ}/ρ_0 , значения которых зависят от энергии взрыва и от времени, прошедшего после взрыва. При очень сильной ударной волне (т. е. при $\rho_{\phi}/\rho_0 \gg 1$) для $L_{эфф}$ получаются следующие предельные выражения:

в случае 1

$$L_{эфф} = R \quad (12.19)$$

и следовательно, не зависит от времени;

в случае 2 в соответствии с (12.17)

$$L_{эфф} = \frac{2}{3} R_{\phi} \quad (12.20)$$

Характер изменения ρ_ϕ и R_ϕ в зависимости от времени и энергии взрыва следующий.

Очевидно, что при данном взрыве радиус фронта $R_\phi(t)$ с увеличением времени увеличивается, а $\rho_\phi(t)/\rho_0$ — уменьшается. Сравнивая два взрыва с энергиями E_1 и E_2 , можно отметить, что при $R_\phi = \text{const}$ (т. е. $R_{\phi 1} = R_{\phi 2}$) ρ_ϕ/ρ_0 увеличивается с увеличением энергии взрыва ($\rho_{\phi 2} > \rho_{\phi 1}$); при $t = \text{const}$ R_ϕ увеличивается с увеличением энергии взрыва вследствие возрастания скорости распространения ударной волны, т. е. $R_{\phi 2} > R_{\phi 1}$. При этом одновременно и $\rho_{\phi 2} > \rho_{\phi 1}$ (характер изменения ρ_ϕ и R_ϕ с энергией следует из закона подобия ударных волн:

Если известны значения $R_{\phi 1}$ и $\rho_{\phi 1}$ при взрыве бомбы с энергией E_1 , то те же самые значения ρ_ϕ получаются при взрыве бомбы с энергией E_2 , но в другой момент времени t_2 и на другом расстоянии, а именно:

в момент времени

$$t_2 = t_1 \sqrt[3]{E_2/E_1}$$

и на расстоянии

$$R_{\phi 2} = R_{\phi 1} \sqrt[3]{E_2/E_1}.$$

Величина R_ϕ и, следовательно, $L_{\text{эфф}}$ зависят еще от условий взрыва. При наземном взрыве R_ϕ больше, чем при воздушном взрыве с той же энергией. Происходит это потому, что при наземном взрыве та часть энергии взрыва, которая должна была бы уйти в нижнее полупространство, т. е. половина энергии взрыва остается в верхнем полупространстве, где тем самым создается удвоенная, по сравнению с воздушным взрывом, плотность энергии. Поэтому параметры ударной волны при наземном взрыве такие, какие были бы при воздушном взрыве удвоенной энергии. В частности, в формулах подобия при сравнении воздушного и наземного взрывов следует для наземного взрыва брать удвоенную энергию).

Изменения R_ϕ и ρ_ϕ определяют зависимость $L_{\text{эфф}}$ от времени и от энергии взрыва.

При данном взрыве $L_{\text{эфф}}$ увеличивается с увеличением времени вследствие возрастания R . Это возрастание происходит в затухающем темпе. С дальнейшим увеличением времени после взрыва $L_{\text{эфф}}$ уменьшается из-за увеличения плотности воздуха в полости вследствие охлаждения и перемешивания с окружающим воздухом. При $t \rightarrow 0$ $L_{\text{эфф}} \rightarrow 0$ и $K_p \rightarrow 1$.

При постоянном t величина $L_{\text{эфф}}$ растет с ростом энергии взрыва вследствие роста R_ϕ с увеличением энергии взрыва.

Это возрастание $L_{\text{эфф}}$ приводит к тому, что мощность дозы в данный момент времени не линейна по отношению к энергии взрыва и растет быстрее, чем энергия (т. е. быстрее, чем число осколков).

Только при малых значениях t , когда $L_{\text{эфф}}$ мало и, следовательно, $K_p \approx 1$, мощность дозы прямо пропорциональна числу делений, т. е. энергии взрыва

$$P[t = 0, R] = \frac{4,2 \cdot 10^8 E_{\text{т.т.}} e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}}}{R^2} =$$

$$= \frac{7,64 \cdot 10^8 E_{\text{т.т.}} e^{-R/230}}{R^2}, \text{ п/сек.} \quad (12.21)$$

(подставлены выражения для $u(0)$ из табл. 1 и α и $\lambda_{\text{эфф}}$ — из табл. 23).

Мощность дозы осколочного излучения как функция времени определяется произведением двух множителей

$\mu_{\text{эфф}} L_{\text{эфф}}(t)$ и $u(t)e$, из которых один (активность осколков) уменьшается, а другой (фактор полости мощности дозы) увеличивается с ростом времени. Вследствие конкуренции эти двух факторов величина $P(t)$ имеет максимум.

На рис. 39 изображена зависимость $P(t)$ (сплошная кривая), вычисленная Б. В. Новожиловым¹ для случаев взрывов с энергией 2, 20, 200 и 20 000 т.т.

За единицу мощности дозы принята мощность дозы осколочного излучения в первый момент времени после взрыва.

Кривой 3 характеризуется падение мощности дозы только вследствие радиоактивного распада осколков, она дает значения $u(t)$ в табл. 1.

Подъем облака осколков, приводящий к увеличению расстояния от источников до детектора и охлаждение раскаленного воздуха уменьшают $L_{\text{эфф}}$ и должны привести к уменьшению максимума в области большого времени с момента взрыва к более быстрому спаду $P(t)$, чем это изображено на рис. 39. Отношение ординат кривых 2 и 3 равно фактору полости мощности дозы K_p (12.18).

Как видно из рис. 39, K_p при сильных взрывах в области максимума может достигать нескольких порядков величины. С уменьшением энергии взрыва K_p уменьшается. В максимуме при энергии взрыва 2 т.т. K_p равно 2 и стремится к 1 при $E_{\text{т.т.}} \rightarrow 0$. Момент наступления максимума мощности дозы зависит от расстояния и от энергии взрыва. На близких расстояниях, там, где ударная волна сильная, максимум появляется раньше, чем на дальних расстояниях, а именно, тогда, когда сильная ударная волна прошла за место нахождения детектора.

На больших расстояниях максимум может появиться до прохождения ударной волны через рассматриваемую точку. С увеличением энергии взрыва максимум мощности дозы появляется позже (если не рассматривать близкие расстояния).

¹ В этом вычислении за основу принята ф-ла (7.12), а не (7.14).

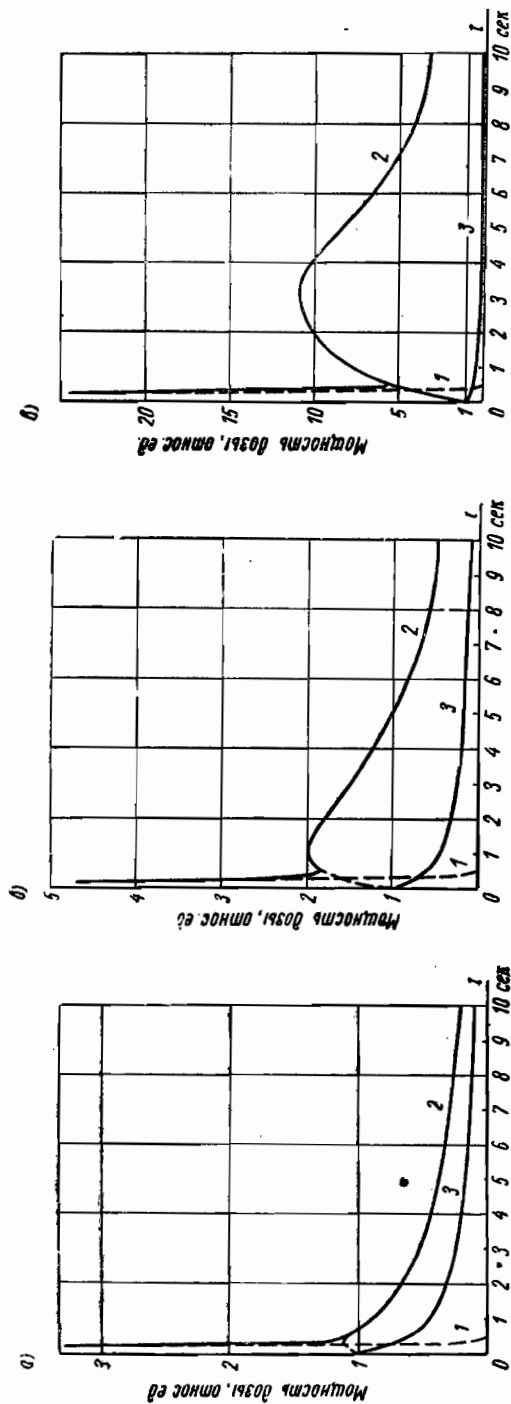


Рис. 39. Зависимость мощности дозы γ -излучения от времени, прошедшего после момента взрыва, для случаев энергий взрыва $E = 2$ т.т. и $R = 750$ м (а); $E = 20$ т.т. и $R = 750$ м (б) и $E = 200$ т.т. и $R = 1500$ м (в): 1 — мощность дозы захватного излучения; 2 — мощность дозы излучения осколков. Для сравнения приведено изменение активности осколков с временем (кривая 3). Сплошная линия изображает суммарную мощность дозы. Она параллельна кривой 3 только при большом времени, когда закончилось развитие полости.

Все сказанное о мощности дозы относилось к осколочному излучению. Кроме него существует короткопериодное излучение от захвата нейтронов азотом (§ 13). Действующие интенсивность γ -излучения и мощность дозы составляют суммирование обоих видов излучения, при котором возникают характерные особенности в мощности дозы.

§ 13. Интенсивность короткопериодного γ -излучения. Суммарная мощность дозы

Из группы короткопериодного излучения в настоящем параграфе рассматривается только γ -излучение, происходящее от захвата нейтронов азотом воздуха, как дающее заметный вклад в дозу γ -лучей взрыва (§ 1). Соображение о том, что при атомном взрыве должно проявиться короткопериодное γ -излучение по реакции $N^{14}(n, \gamma)N^{15}$, было впервые высказано П. А. Ямпольским. Интенсивность этого излучения убывает с течением времени по экспоненциальному закону, так как число актов захвата в единицу времени пропорционально концентрации медленных нейтронов, а концентрация нейтронов убывает экспоненциально с периодом, называемым временем жизни нейтронов τ . При 0°C и давлении 760 мм рт. ст.

$$\tau = \frac{1}{n v \sigma_c} = \frac{1}{4,32 \cdot 10^{19} \cdot 1,7 \cdot 10^{-24} \cdot 2,2 \cdot 10^3} = 62 \cdot 10^{-3} \text{ сек.} \quad (13.1)$$

Здесь n — концентрация ядер азота; $\sigma_c = 1,7 \cdot 10^{-24}$ — суммарное сечение реакций $N^{14}(n, p)C^{14}$ и $N^{14}(n, \gamma)N^{15}$ с тепловыми нейтронами; $v = 2,2 \cdot 10^3$ см/сек — скорость движения тепловых нейтронов. Время жизни нейтрона обратно пропорционально плотности воздуха.

Так как захват нейтронов происходит во время прохождения сильной ударной волны, то часть нейтронов захватывается во фронте волны, т. е. в условиях повышенной плотности воздуха и, следовательно, с меньшим временем жизни, отчего возникает захватное γ -излучение с меньшим периодом. Эффективный период излучения определяется распределением нейтронов в полости, во фронте ударной волны и в невозмущенном воздухе и временем жизни нейтрона в этих местах.

Рассмотрим γ -излучение с периодом $62 \cdot 10^{-3}$ сек.

Так как на каждый нейтрон, прореагировавший с азотом, выделяется в виде γ -излучения 0,64 Мэв, то активность источника короткопериодного излучения равна

$$G_3(t) = q \frac{Q}{\tau} e^{-t/\tau} \cdot 0,64, \text{ Мэв/сек,} \quad (13.2)$$

где Q — число нейтронов, вышедших в воздух, т. е. не поглощенных в оболочке бомбы; q — доля нейтронов, захваченных в воздухе.

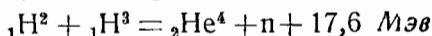
При наземных и низких воздушных взрывах часть нейтронов захватывается землей¹, так что число нейтронов, захватываемых в воздухе, составляет долю общего числа нейтронов. При воздушном взрыве $q = 1$, при наземном взрыве $q = 0,5$. Q практически равно числу нейтронов, образовавшихся при делении, так как можно считать, что нейтроны не поглощаются в оболочке, потому что время существования оболочки ($\sim 10^{-5}$ сек) меньше времени жизни нейтрона в оболочке ($\sim 10^{-4}$ сек) и оболочка разлетается, не успев захватить нейтроны. Однако нейтроны успевают существенно замедлиться в оболочке и поэтому их путь диффузии в воздухе невелик (длина свободного пробега нейтрона в воздухе сильно уменьшается с уменьшением энергии нейтрона). Таким образом, большая часть нейтронов взрыва оказывается вблизи центра взрыва, образуя так называемое «облако нейтронов».

Следовательно, большая часть захватного γ -излучения испускается в районе «облака нейтронов», образуя объемный источник γ -лучей. На расстояниях, больших по сравнению с размерами этого объемного источника, его можно рассматривать как точечный.

Таким образом, мощность дозы от захватного излучения можно оценить с помощью формулы (12.18'), в которую вместо $G(t)$ надо подставить (13.2):

$$P_3 = \frac{1,48 \cdot 10^{-5} q \frac{Q}{\tau} e^{-t/\tau} \cdot 0,64 \mu_e \alpha e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}} e^{L/\lambda_{\text{эфф}}}}{4\pi R^2} \quad (13.3)$$

Число выделяющихся при атомном взрыве нейтронов Q определяется энергией взрыва и типом реакции. В бомбах деления выделяется два нейтрона на один акт деления (при делении плутония) или 1,5 нейтрона (при делении U^{235}). В случае термоядерной реакции образуется больше нейтронов на одинаковую энергию реакции, чем в случае деления. Например, в реакции



на 180 Мэв образуется 10 нейтронов, а при делении урана — 1,5 нейтрона.

Оценку $P(R, t)$ произведем для плутониевой бомбы ($Q = 2 \cdot 1,45 \cdot 10^{23} E_{\text{т.т.}} = 2,9 \cdot 10^{23} E_{\text{т.т.}}$) в случае воздушного взрыва ($q = 1$).

Величина μ_e , α и $\lambda_{\text{эфф}}$ зависит от средней энергии квантов, которую примем равной 6 Мэв, хотя не исключена возможность, что она меньше, так как мягкая часть спектра не иссле-

¹ Кроме γ -излучения, идущего из области вблизи центра взрыва, имеет место излучение от захвата нейтронов, продиффундировавших на большое расстояние. Оценка показывает, что на всех расстояниях преобладает излучение, идущее из «облака нейтронов».

довалась. Тогда $\mu_e = 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 1,2$ (для интервала расстояний 400—1000 м, рис. 15), $\lambda_{\text{эфф}} = 410 \text{ м}$.

Подставляя значения коэффициентов в (13.3), получим

$$P_3 [R, t] = \frac{8,1 \cdot 10^9 E_{\text{т.т.}} e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}} e^{L_{\text{эфф}}/\lambda_{\text{эфф}}} e^{-t/0,062}}{R^2}, \text{ п/сек} \quad (13.4)$$

(R — в метрах, t — в секундах).

Мощность дозы экспоненциально убывает с периодом 0,06 сек. Основная часть захватного излучения высвечивается за 0,1 сек. За это время $L_{\text{эфф}}$ не успевает принять значительных размеров, поэтому $e^{L_{\text{эфф}}/\lambda_{\text{эфф}}} \approx 1$.

Ударная волна оказывает на интенсивность захватного излучения гораздо меньшее влияние, чем на интенсивность осколочного излучения. Поэтому интенсивность захватного излучения, в отличие от осколочного, пропорциональна энергии взрыва.

Мощность дозы захватного излучения через 0,05 сек после взрыва ($L_{\text{эфф}} \approx 0$) равна

$$P [t = 0,05; R] = \frac{3,6 \cdot 10^9 E_{\text{т.т.}} e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}}}{R^2} \text{ п/сек.} \quad (13.5)$$

А. И. Хованович показал, что если учесть действие полости, то в формуле (13.5) надо $E_{\text{т.т.}}$ заменить $E_{\text{т.т.}}^{1,06}$.

В табл. 26 приведены величины мощности дозы короткопериодного излучения в момент времени 0,05 сек на расстоянии 1300 м от центра взрыва.

Количественные оценки (13.4), (13.5) табл. 26 относились к плутониевой бомбе. В случае термоядерных бомб количество нейтронов на единицу энергии возрастает и интенсивность короткопериодного излучения увеличивается.

Т а б л и ц а 26

Мощность дозы короткопериодного излучения через 0,05 сек после взрыва на расстоянии 1300 м

Энергия плутониевой бомбы, т.т.	20	200	2000	20 000
Мощность дозы, п/сек	$4,8 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$	$6,8 \cdot 10^6$

Излучаемая при захвате нейтронов энергия $1 \div 1,28 \text{ Мэв/дел}$ (§ 3) почти равна энергии 1,8 Мэв (табл. 3), излучаемой осколками за время их действия при взрыве (т. е. за $\sim 10 \text{ сек}$). Но так как время высвечивания захватного излучения гораздо

меньше, чем осколочного, то активность источника захватного излучения значительно больше активности осколков.

В начальный момент времени после взрыва активность захватного излучения плутониевой бомбы равна

$$\frac{1,28 \text{ Мэв/дел}}{0,062 \text{ сек}} = 20,6 \frac{\text{Мэв}}{\text{сек} \cdot \text{дел}}, \text{ т. е.}$$

в 25 раз больше активности осколков ($0,82 \text{ Мэв/сек} \cdot \text{дел}$).

Сравним мощность дозы захватного и осколочного излучения в начальное время, т. е. (13.4) и (12.21). Примем R равным 1000 м, тогда

$$\frac{P_3}{P_0} = \frac{8,1 \cdot 10^8 e^{-1000/410}}{7,64 \cdot 10^8 e^{-1000/230}} \approx 40.$$

Мощность дозы захватного излучения в начальное время больше, чем на порядок превышает мощность дозы осколочного излучения. С течением времени мощность дозы осколочного излучения возрастает из-за действия полости, а короткопериодное излучение быстро и монотонно убывает. Через несколько десятых долей секунды захватным излучением можно пренебречь по сравнению с осколочным.

На рис. 39 графически изображена зависимость мощности доз обоих видов излучений и суммарной мощности дозы от времени, прошедшего с момента взрыва.

Кривая зависимости мощности дозы имеет характерный вид. Обнаруживая минимум и максимум, эта кривая определяется конкуренцией действия полости и уменьшения активности источников с течением времени. Характер кривой рис. 39 изменяется в зависимости от энергии взрыва и расстояния от центра взрыва. Экстремумы кривой вызваны действием полости на осколочное излучение, поэтому чем меньше энергия взрыва, т. е. чем меньше полость, тем они менее заметны.

Захватное излучение жестче осколочного, поэтому с увеличением расстояния происходит фильтрация излучения по жесткости: более мягкое осколочное излучение поглощается раньше и мощность дозы все более определяется захватным излучением.

Взаимное положение экстремумов варьирует с изменением расстояния, величины полости (т. е. энергии взрыва) и т. п. Конкуренция влияния $u(t)$ и $L(t, E, R)$ может исказить форму максимума на кривой рис. 39. Экстремумы могут превратиться в перегиб кривой. На большом расстоянии осколочное излучение поглощается и практически проявляется только левая ветвь кривой рис. 39, отвечающая чисто захватному излучению.

§ 14. Доза γ -излучения. Жесткий компонент

Гамма-излучение взрыва состоит из квантов разной энергии. Большая часть энергии излучения находится в двух спектральных интервалах, «центры тяжести» которых (§ 2 и 3) равны

2 Мэв — для осколочного излучения и 6 Мэв — для захватного короткопериодного излучения. Соответственно будем говорить о мягком и жестком компонентах γ -излучения атомного взрыва. Это разделение, в основном, соответствует разному происхождению излучения, хотя в осколочном излучении возможно есть небольшая часть квантов с энергией, большей 2,2 Мэв, а в захватном излучении возможно присутствие мягкого излучения. В дальнейшем мы будем отождествлять жесткий компонент с излучением от захвата нейтронов воздухом.

При прохождении γ -излучения через воздух происходит постепенное преимущественное поглощение более мягких компонентов, так что на большие расстояния проходит только жесткий компонент. Дозу жесткого компонента можно найти интегрированием выражения (13.3) или (13.4) по времени:

$$D_{\text{ж}}[R, E] = \int_0^{\infty} P[t, R, E] dt =$$

$$= \frac{8,1 \cdot 10^9 E_{\text{т.т.}} e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}}}{R^2} \int_0^{\infty} e^{-t/0,062} dt, p, \quad (14.1)$$

$$D_{\text{ж}} = \frac{5 \cdot 10^8 E_{\text{т.т.}} e^{-R/410}}{R^2}, p. \quad (14.2)$$

Здесь и в дальнейшем доза от γ -лучей атомного взрыва аппроксимируется выражением

$$D = \frac{A}{R^2} e^{-R/\lambda_{\text{эфф}}}, p. \quad (14.3)$$

В случае жесткого компонента

$$A_{\text{ж}} = 5 \cdot 10^8 E_{\text{т.т.}}, p \cdot \text{м}^2. \quad (14.4)$$

Доза жесткого компонента пропорциональна числу нейтронов, образовавшихся при взрыве, а не числу актов деления. Поэтому при изменении числа нейтронов на единицу выделяющейся энергии (например, в случае термоядерной бомбы) численный коэффициент при $E_{\text{т.т.}}$ в выражениях (14.2) и (14.3) должен быть изменен. При взрывах бомб с одинаковым числом нейтронов на единицу энергии $D_{\text{ж}}$ пропорционально энергии. При сильных взрывах в дозе жесткого компонента может проявиться влияние полости. Оно всегда значительно меньше влияния полости на дозу осколочного компонента, во-первых, потому, что жесткий компонент излучается за короткое время, когда полость мала и, во-вторых, потому, что чем жестче излучение, т. е. чем больше $\lambda_{\text{эфф}}$, тем влияние полости меньше (13.3).

§ 15. Доза γ -излучения. Осколочный компонент. Суммарная доза

Дозу осколочного компонента можно оценить интегрированием (12.14) по времени до того момента времени $t_{эфф}$, когда вследствие радиоактивного распада осколков и подъема облака с осколками интенсивность γ -излучения падает до величины, которой можно пренебречь:

$$D(R, E) = 5,12 \cdot 10^8 E_{т.т.} \alpha e^{-R/\lambda_{эфф}} \int_0^{t_{эфф}} u(t) e^{-\frac{L_{эфф}(t, E)}{\lambda_{эфф}}} dt, p. \quad (15.1)$$

Входящий в выражение (15.1) интеграл можно представить в виде

$$\begin{aligned} & \int_0^{t_{эфф}} u(t) e^{-\frac{L_{эфф}(t, E)}{\lambda_{эфф}}} dt = \\ & = e^{-\frac{\bar{L}_{эфф}(E)}{\lambda_{эфф}}} \int_0^{t_{эфф}} u(t) dt = e^{-\frac{\bar{L}_{эфф}(E)}{\lambda_{эфф}}} \bar{W}, \end{aligned} \quad (15.2)$$

Примем, что $t_{эфф} = 10$ сек (рис. 34). Тогда

$$\bar{W} = \int_0^{10} u(t) dt = 1,8 \text{ Мэв/дел.} \quad (15.3)$$

Подставим в (15.1) выражения (15.3), (15.2), $\alpha = 1,8$ и $\lambda_{эфф} = 255$ м (табл. 21).

$$D(R, E) = 1,66 \cdot 10^9 E_{т.т.} e^{-R/\lambda_{эфф}} e^{-\frac{\bar{L}_{эфф}(E)}{255}} \frac{e}{R}, p \cdot m^2. \quad (15.4)$$

В соответствии с обозначением (14.3)

$$A = 1,66 \cdot 10^9 E_{т.т.} e^{-\frac{\bar{L}_{эфф}(E)}{255}} p \cdot m^2. \quad (15.5)$$

Задача свелась к вычислению $\bar{L}_{эфф}(E)$ — среднего значения радиуса полости за все время испускания квантов. Ее можно упростить, если предположить, что полость образовалась и приняла свои окончательные размеры быстро по сравнению со временем испускания большей части γ -излучения, т. е., что боль-

шая часть γ -излучения высветится при постоянном $L_{\text{эфф}}$ близком к окончательному размеру полости. Вычислим (15.1) в этом предположении, приняв, кроме того, что $L_{\text{эфф}}(E)$ близок к окончательному радиусу огненного шара:

$$\bar{L}_{\text{эфф}}(E) \approx L_{\text{ош}}, \quad (15.6)$$

Решение в этом приближении тем точнее, чем меньше время образования окончательных размеров полости по сравнению с временем испускания γ -лучей, т. е. тем точнее, чем меньше энергия взрыва.

Приближение $\bar{L} = L_{\text{ош}}$ заведомо неверно для взрывов с большой энергией, при которых огненный шар сравнительно медленно принимает свои окончательные размеры, так что большая часть γ -излучения высвечивается до принятия огненным шаром своих окончательных размеров, т. е.

$$\bar{L}_{\text{эфф}}(E) < L_{\text{ош}}. \quad (15.7)$$

Величину $\bar{L}_{\text{ош}}$, и тем самым $\bar{L}_{\text{эфф}}$ можно оценить по количеству заключенной в огненном шаре энергии. Из теории сильного точечного взрыва Л. И. Седова [17] следует, что энергия раскаленного воздуха составляет $\sim 0,5$ энергии взрыва. Тогда

$$\frac{4}{3} \pi L_{\text{ош}}^3 a = 0,5 E; L_{\text{ош}} = \sqrt[3]{\frac{0,5 E}{\frac{4}{3} \pi a}}. \quad (15.8)$$

Здесь a — энергия в единице объема огненного шара. Так как энергия одного грамма воздуха равна¹

$$\frac{5 R (T - T_n)}{28,8} = 0,35 (T - T_n), \text{ кал/г}, \quad (15.9)$$

то, пренебрегая T_n по сравнению с T , получим

$$\begin{aligned} a &= \rho \cdot 0,35 T = \frac{\rho T_0}{\rho_0} \frac{P_n}{T} 0,35 T = \\ &= 0,123 P_n, \text{ кал/см}^3 \end{aligned} \quad (15.10)$$

(P_n, T_n — давление и температура воздуха до взрыва; ρ_0, P_0, T_0 — соответственно нормальные плотность, давление и температура воздуха).

Подставляя (15.10) в (15.8) и далее в (15.4) и (15.5) получим

$$L_{\text{ош}} = 100 \sqrt[3]{\frac{E_{\text{т.т.}}}{P_n}} \quad (15.11)$$

¹ В этой оценке не учитывается возрастание теплоемкости с температурой и диссоциация.

(P_H в атмосферах),

$$D = 1,66 \cdot 10^9 \cdot E_{т.т.} \cdot e^{0,4 \sqrt[3]{\frac{E_{т.т.}}{P_H}}} \cdot \frac{e}{R^2} - R/255, p \quad (15.12)$$

$$A = 1,66 \cdot 10^9 E_{т.т.} \cdot e^{0,4 \sqrt[3]{\frac{E_{т.т.}}{P_H}}}, p \cdot m^2. \quad (15.13)$$

Выражение (15.12) можно сравнить с дозами, бывшими в Хиросиме, т. е. с дозами от взрыва так называемой номинальной бомбы $E_{т.т.} = 20$ т.т.

Дозы в Хиросиме на разных расстояниях от эпицентра приведены в статье Льюиса [23]. Расстояния до центра взрыва вычислялись в предположении, что взрыв произошел на высоте 2000 футов.

Таблица 27

Дозы облучения на различных расстояниях от эпицентра (по данным взрыва в Хиросиме)

Расстояние от эпицентра, м	Расстояние от центра, м	Доза, p	Доза, вычисленная по (15.12) p
750	950	2500	2600
1000	1170	800	720
1500	1620	90	64

Если учесть, что (15.12) носит характер оценки с точностью вряд ли лучшей 100%, то согласие (15.12) с дозами в Хиросиме следует считать хорошим.

Доза осколочного излучения растет не пропорционально количеству осколков, т. е. энергии взрыва, а быстрее энергии взрыва. Это обстоятельство объясняется (§ 12) уменьшением поглощения γ -излучения в образованной ударной волной полости. Специфика атомного взрыва заключается в том, что источник γ -лучей (взрыв) меняет во время излучения поглощающую способность среды.

Множитель, показывающий, во сколько раз доза увеличивается из-за действия ударной волны, называют фактором полости дозы K_D .

Коэффициент A в формуле (14.3) составляется, тем самым, из двух множителей: множителя, пропорционального числу осколков и фактора полости дозы

$$K_D = e^{\frac{\bar{L}_{эфф}(E)}{\lambda_{эфф}}}. \quad (15.4)$$

В табл. 28 приведены вычисленные по формуле (15.19) величины факторов полости дозы для взрывов.

Т а б л и ц а 28

Фактор полости дозы при взрывах разной энергии

Энергия взрыва $E_{т.т.}$, т.т.	2	20	200	2000	20 000
Фактор полости дозы K_D	1,3	2,5	6,8	29	112

В разбираемом случае формулы (15.13) фактор полости дозы

$$K_D = e^{0,4 \sqrt[3]{E_{т.т.}/P_H}}$$

Выражение (15.12) относится к точкам, лежащим вне огненного шара, т. е. вне полости.

Внутри полости отсутствует поглощение γ -лучей (§ 12) и доза меняется с расстоянием обратно пропорционально квадрату расстояния

$$D \approx 1/R^2.$$

На рис. 40 изображена зависимость дозы от расстояния в полулогарифмическом масштабе. По оси ординат отложен логарифм произведения дозы на квадрат расстояния ($\ln DR^2$); по оси абсцисс — расстояния от места взрыва.

Величины коэффициентов A и $\lambda_{эфф}$ в формулах типа (14.3), которые применяются для вычисления доз, можно получить из рис. 40:

$$\ln A = \ln (DR^2)_{R \rightarrow 0}, \quad (15.15)$$

$$\lambda_{эф} = - \frac{dR}{d(\ln DR^2)}. \quad (15.16)$$

Описываемые формулой (14.3) и изображенные на рис. 40 прямыми линиями 2 и 3 дозы можно приближенно описать формулой и с другими значениями λ' и соответственно A' (пунктир). Совместим оба описания в середине интересующего нас интервала $\bar{R}$:

$$\frac{A' e^{-\bar{R}/\lambda'_{эфф}}}{\bar{R}^2} = \frac{A e^{-\bar{R}/\lambda_{эфф}}}{\bar{R}^2},$$

тогда

$$\ln A' = \ln A - \frac{\bar{R}}{\lambda_{эфф}} \left(1 - \frac{\lambda_{эфф}}{\lambda'_{эфф}} \right). \quad (15.17)$$

Небольшая погрешность в дозе при выражении ее прямой 2' вместо прямой 2 составляет

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{R - \bar{R}}{\lambda_{эфф}} \left(1 - \frac{\lambda_{эфф}}{\lambda'_{эфф}} \right). \quad (15.18)$$

На рис. 40 отмечены три характерные области изменения дозы с расстоянием: область 1 — внутри полости, в ней доза меняется по закону $\sim 1/R^2$; область 2 — в ней преобладает действие осколочного излучения; область 3 — в ней действует жесткий компонент.

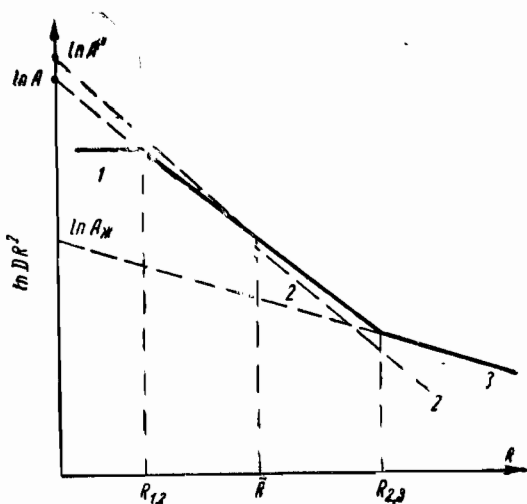


Рис. 40. Зависимость дозы γ -излучения от расстояния. 1, 2 — области, где доза создается осколочным излучением; 3 — область жесткого компонента. Кривые 1 и 3 соответствуют интерполяционным формулам.

Расстояния $R_{1,2}$ и $R_{2,3}$ разграничивают эти области. При $R_{1,2} < R < R_{2,3}$ справедливо выражение (15.12) и более точные выражения, приводимые далее. При $R > R_{2,3}$ следует пользоваться выражением (14.2).

В табл. 29 приведены значения $R_{1,2}$ и $R_{2,3}$ при разной энергии взрыва.

Наиболее тяжелые повреждения от γ -лучей происходят в областях 1 и 2. Летальный радиус, т. е. то значение R , при котором доза равна 400 р и, следовательно, в 50% случаев лучевая болезнь ведет к смерти, находится в области 2.

Как уже указывалось, использование при расчетах величины $L_{\text{ош}}$ в качестве среднего радиуса полости $\bar{L}$ дает результаты приближенные, годные лишь для взрывов бомб с малой энергией.

Расстояния, разграничивающие области действия жесткого и осколочного компонентов, а также области экспоненциального поглощения γ -лучей и области «вакуума»

Энергия бомбы т.т.	2	20	200	2000	20 000
$R_{1,2}, \text{ м}$	250	400	1180	2000	3500
$R_{2,3}, \text{ м}$	1050	1400	2400	3500	5250

В случае большой энергии взрыва нельзя ожидать удовлетворительной точности результатов расчетов по формулам (15.12) и (15.8), так как L заведомо меньше $L_{\text{ош}}$. Кроме того, с ростом энергии взрыва L должен возрастать медленнее, чем $\sim \sqrt[5]{E}$ (15.8). При мощных взрывах ударная волна является сильной в течение времени испускания большей части γ -излучения. По теории Седова радиус фронта сильной ударной волны в данный момент времени $\sim \sqrt[5]{E}$, поэтому следует ожидать, что в правильной теории L растет с увеличением энергии $\sim \sqrt[5]{E}$.

Детальное рассмотрение вопроса о дозах приводит к численным значениям, которые могут быть описаны различными интерполяционными формулами. Интерполяционная формула [15.19]

$$D = 6,6 \cdot 10^8 E_{\text{т.т.}} e^{0,925 \sqrt[5]{E_{\text{т.т.}}}} - 6,25 \cdot 10^{-5} E_{\text{т.т.}} \times$$

$$\times \frac{e^{+5} R \rho / 300}{R^2}, \rho \quad (15.19)$$

написана в виде, соответствующем физическим представлениям о действии ударной волны.

Можно пользоваться также другой формулой¹:

$$D = 1,4 \cdot 10^9 E_{\text{т.т.}} (1 + 0,2 E_{\text{т.т.}}^{0,65}) \frac{e^{-R \rho / 300}}{R^2} \quad (15.20)$$

Эти формулы действительны при $R_{1,2} < R < R_{2,3}$

$$\frac{1}{\mu_{\text{эфф}}} = \lambda_{\text{эфф}} = \frac{300}{\rho} \text{ м.} \quad (15.21)$$

(ρ — в мг/см^3)

¹ Формула (15.20) предложена И. А. Солодухиным и П. А. Ямпольским.

Формулам (15.19) и (15.20) соответствуют следующие значения A и K_D :

$$\left. \begin{aligned} A &= 6,6 \cdot 10^8 E_{т.т.} e^{0,925 E_{т.т.}^{1/5}} - 6,25 \cdot 10^{-5} E_{т.т.} \\ K_D &= 0,47 e^{0,925 E_{т.т.}^{1/5}} - 6,25 \cdot 10^{-5} E_{т.т.} \end{aligned} \right\} \quad (15.19')$$

$$\left. \begin{aligned} A &= 1,4 \cdot 10^9 E_{т.т.} (1 + 0,2 E_{т.т.}^{0,65}), \\ K_D &= 1 + 0,2 E_{т.т.}^{0,65}. \end{aligned} \right\} \quad (15.20')$$

При наземном взрыве радиус полости больше, он соответствует радиусу полости при воздушном взрыве с удвоенной энергией (§ 12). Поэтому доза при наземном взрыве больше, чем при воздушном взрыве бомбы такой же энергии.

Удвоенный объем полости при наземном взрыве по сравнению с воздушным взрывом сохраняется только в течение части времени высвечивания γ -лучей, так как полусферическая область раскаленного воздуха с течением времени отрывается от земли и становится сферической.

Однако с достаточным приближением можно вычислить дозу в случае наземного взрыва, если заменить $E_{т.т.}$ на $2E_{т.т.}$ в экспоненте (15.19) и в члене $E_{т.т.}^{0,65}$ в (15.20), как будто бы

полость все время была полусферической.

На рис. 41 и 42 приведены номограммы¹ для вычисления дозы от γ -лучей в области 2 рис. 40, т. е. в практически наиболее существенных случаях.

Рис. 41 относится к воздушному взрыву, а рис. 42 — к наземному.

Величины дозы отложены по левой стороне средней вертикальной шкалы и читаются в местах пересечения с ней прямой линии, соединяющей значения $E_{т.т.}$, отложенные на правой вертикальной шкале, и R , км, отложенные на левой вертикальной шкале.

На правой стороне средней вертикальной шкалы отложена толщина защиты, необходимая для уменьшения найденной дозы до 1 р. Толщина защиты дана в эффективных длинах пробега квантов в материале защиты $\lambda_{эфф}$ (§ 17).

На графике, помещенном на номограмме, нанесены значения $R_{1,2}$ и $R_{2,3}$, показывающие, при каких расстояниях можно пользоваться номограммой:

$$R_{1,2} < R < R_{2,3}.$$

Приведенные в номограмме дозы рассчитаны для стандартной плотности воздуха при 25°C, атмосферном давлении $\rho = 1,17 \text{ мг/см}^3$ и $\lambda_{эфф} = 300/\rho = 255 \text{ м}$. При другой плотности воздуха надо вносить поправку в величину дозы, полученной с помощью номограммы.

¹ Эти номограммы составлены Б. В. Новожиловым в соответствии с формулой (15.19).

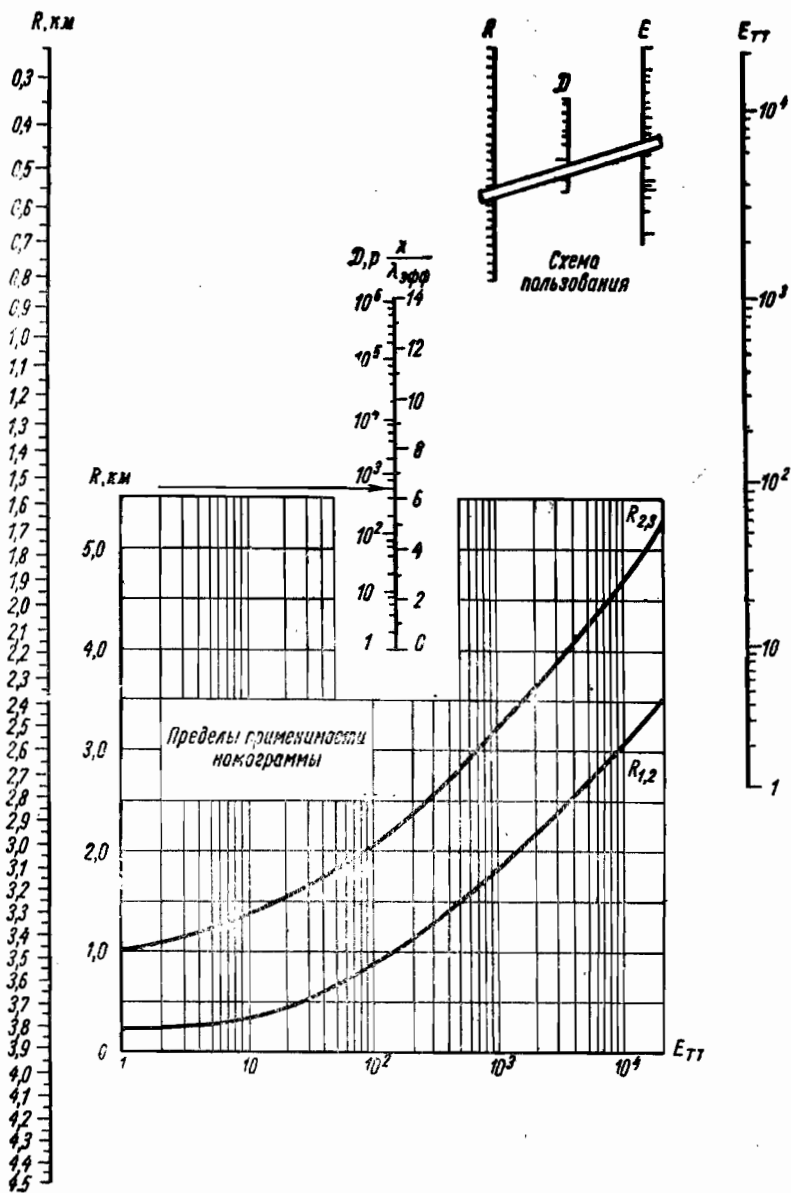


Рис. 41. Номограмма для вычисления дозы γ -излучения при воздушном атомном взрыве (стрелкой указана летальная доза)

С изменением плотности воздуха меняются величины $\lambda_{эфф}$ и A в (14.3). $\lambda_{эфф}$ меняется обратно пропорционально плотности, так что это изменение легко учесть. Параметры ударной волны и, следовательно, фактор полости, входящий множителем в A , зависят от плотности воздуха иначе, чем λ .

Точное вычисление поправки номограммы на изменение плотности было бы громоздко. Мы даем два приближения. Одно основано на предположении, что в формуле (15.19) и (15.19') величина A не зависит от плотности воздуха. Тогда, дифференцируя (14.3) или (15.19) по λ с учетом (15.21) и принимая, что $\Delta D/D \ll 1$, получим

$$\frac{\Delta D}{D} = -\frac{R}{255} \frac{\Delta \rho}{\rho}. \quad (15.22)$$

Другое приближение получится, если учесть, что в фактор полости входит также $\lambda_{эфф}(\rho)$ (15.14), но считать, что $\bar{L}_{эфф}$ не зависит от плотности. Тогда

$$\frac{\Delta D}{D} = -\frac{R - \bar{L}_{эфф}}{255} \frac{\Delta \rho}{\rho}. \quad (15.23)$$

Так как на самом деле радиус полости несколько уменьшается с возрастанием плотности воздуха, то отношение $\bar{L}_{эфф}/\lambda_{эфф}$, определяющее, согласно (15.14) и (15.15), величину A , меняется с изменением ρ слабее, чем при $\lambda_{эфф}$, не зависящем от плотности. Поэтому (15.23) должно дать завышенные значения $\Delta D/D$, т. е.

$$(15.22) < \frac{\Delta D}{D} < (15.23).$$

Поскольку речь идет о небольшой поправке $\Delta D/D$, то можно для вычисления ее ограничиться более простым выражением, а именно (15.22).

Поражающее действие γ -излучения можно охарактеризовать величиной летального радиуса R_L , т. е. значения R , при котором доза равна 400 ρ и, следовательно, лучевая болезнь в 50% случаев приводит к летальному исходу¹. Летальный радиус находится в области 2 рис. 40, т. е. в области действия осколочного излучения, когда доза выражается формулами (15.19), (15.20), (15.12).

В табл. 30 приведены значения летального радиуса γ -излучения при взрывах атомных бомб разной энергии.

При взрывах, энергия которых не превышает 200 т.т., R_L можно выразить интерполяционной формулой, предложенной В. В. Звоновым:

$$R_L = 622 \cdot E_{т.т.}^{0.238}, \text{ м.}$$

¹ Кроме γ -излучения, доза облучения создается также и нейтронами. Однако в большинстве случаев доза от нейтронов меньше дозы от γ -излучения, так что биологические последствия в районе взрыва определяются γ -излучением.

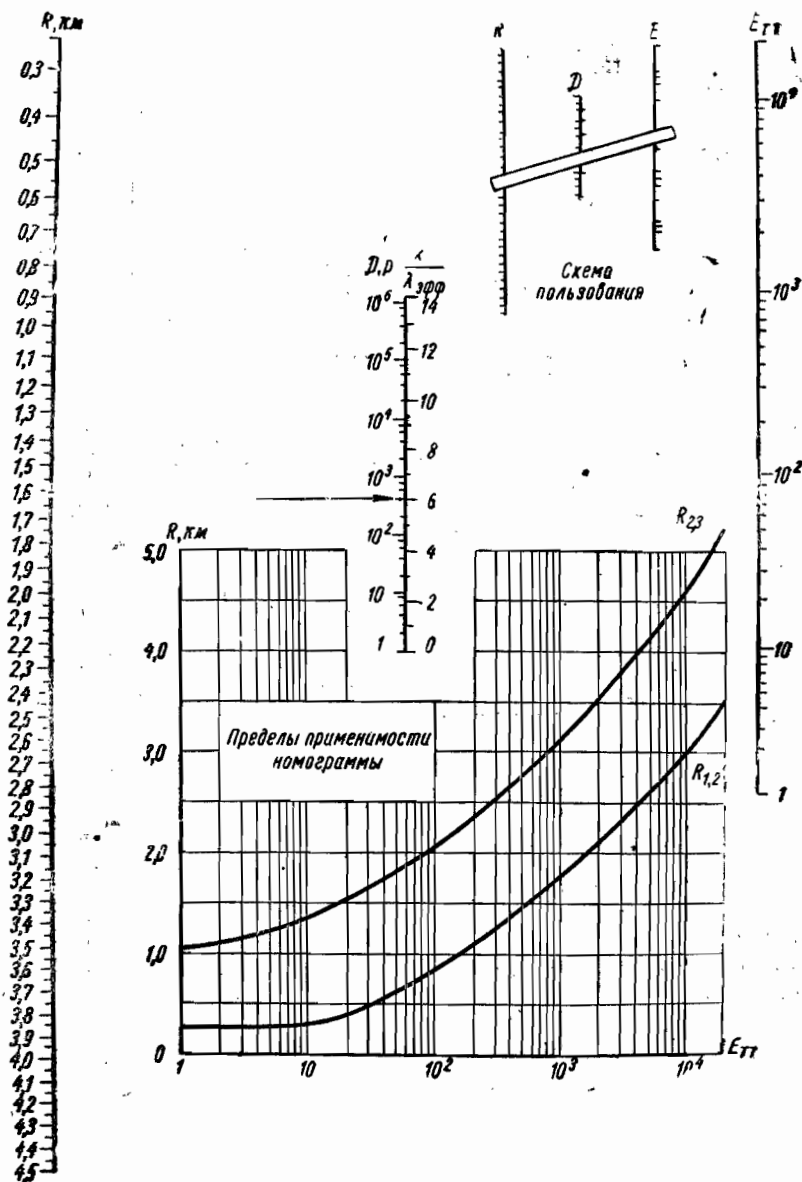


Рис. 42. Номограмма для вычисления дозы γ -излучения при наземном атомном взрыве (стрелкой указана летальная доза).

Выражения (15.19) и (15.20) для доз γ -лучей осколочного компонента относятся к бомбам деления. В случае чисто водородных бомб отношение между количеством квантов и энергией взрыва иное, чем в бомбах деления, поэтому эти формулы нужно изменить.

Таблица 30

Летальный радиус γ -излучения в зависимости от энергии атомного взрыва

Энергия взрыва, т. т.	2	20	200	2000	20 000
Летальный радиус, м	720	1220	1850	2650	3480

В формулы (15.12), (15.19), (15.20) выражение для энергии взрыва $E_{т.т.}$ входит, во-первых, в виде сомножителя в первой степени в численном коэффициенте и, во-вторых, в виде показателя степени в экспоненте в (15.12) и (15.19) или в скобке в формуле (15.20).

Эти выражения $E_{т.т.}$ имеют разный физический смысл. Дозы во всяком случае пропорциональны числу осколков, так что сомножитель $E_{т.т.}$ в первой степени представляет число делений, как это видно и из вывода формулы (15.12). Величина $E_{т.т.}$ в показателе степени в (15.12) и (15.19) и в скобке (15.20) характеризует действие полости и описывает размер полости, т. е. энергию взрыва. Число осколков (т. е. количество γ -излучения) в случае бомб деления определяется энергией взрыва, так же как и размер полости.

В случае водородных бомб число осколков определяется не всей энергией взрыва, а только той ее частью, которая связана с реакцией деления, но размер полости определяется всей энергией взрыва. Поэтому в случае водородного взрыва выражение энергии взрыва должно войти только в тот член формулы, который характеризует действие полости, а коэффициент $E_{т.т.}$ в первой степени должен представлять только часть полной энергии взрыва, соответствующего связанной с реакцией деления энергии.

§ 16. Время накопления дозы γ -излучения. Соотношение доз осколочного и жесткого компонентов

Доза γ -излучения составляется из дозы захватного излучения и дозы осколочного излучения. Захватное излучение заканчивается практически к 0,3 сек, осколочное же длится несколько секунд. Этим соотношением и определяется время накопления дозы. Время накопления зависит от расстояния до места взрыва и от энергии взрыва. На тех расстояниях, где доза определяется захватным излучением (т. е. в области 3 рис. 40;

$R > R_{2,3}$, табл. 29), основная часть дозы накопится за 0,2 сек. На более близких расстояниях — в области 2 рис. 40—доза накапливается в течение нескольких секунд. Чем больше энергия взрыва, тем дольше накапливается доза, так как тем больше растет полость, создаваемая ударной волной. Чем больше расстояние, тем быстрее накапливается доза, так как тем больше роль захватного излучения.

Время накопления дозы может иметь практический интерес. Дело в том, что величина дозы в известных пределах критична для летального исхода лучевой болезни. Например, при 400 р в 50% случаев неизбежен смертельный исход болезни, а при дозе, в два раза меньшей, смертные случаи практически исключены. Если доза накапливается в течение секунд, то появляется возможность примитивных мер защиты (за 1—2 сек можно лечь на дно рва и т. п.), которые даже при сравнительно небольшом уменьшении дозы могут привести к благоприятному исходу лучевой болезни.

На графике рис. 43, составленном на основании расчетов Б. В. Новожилова¹, показана скорость накопления дозы при взрывах атомных бомб большой и малой энергии.

На рис. 43а ($E=2$ т.) показано, что на большом расстоянии (1500 м) в области действия жесткого компонента, доза накапливается значительно быстрее, чем на малом расстоянии (500 м).

На рис. 43б, в показана большая длительность накопления дозы при взрывах с большой энергией.

В табл. 31 приводится время, необходимое для накопления 50% дозы и та доля дозы, которая накапливается за 2 сек (т. е. за минимальное время, нужное для ухода в укрытие от γ -лу-

Таблица 31

Время накопления дозы при взрывах атомных бомб с разной энергией

Энергия взрыва, тт	2	20	200	2000	20 000
Расстояние, м . . .	500	1000	1500	2500	4000
Время накопления 50% дозы, сек . . .	2,5	2,5	4	7	8
Доля дозы, накапливаемая за 2 сек, % . . .	45	45	35	10	2
Доза от захватного излучения, % . . .	20	30	27	7	0,15

¹ Подъем облака осколков и охлаждение воздуха в полости не учитывались, поэтому время накопления дозы при большой энергии взрыва является преувеличенным.

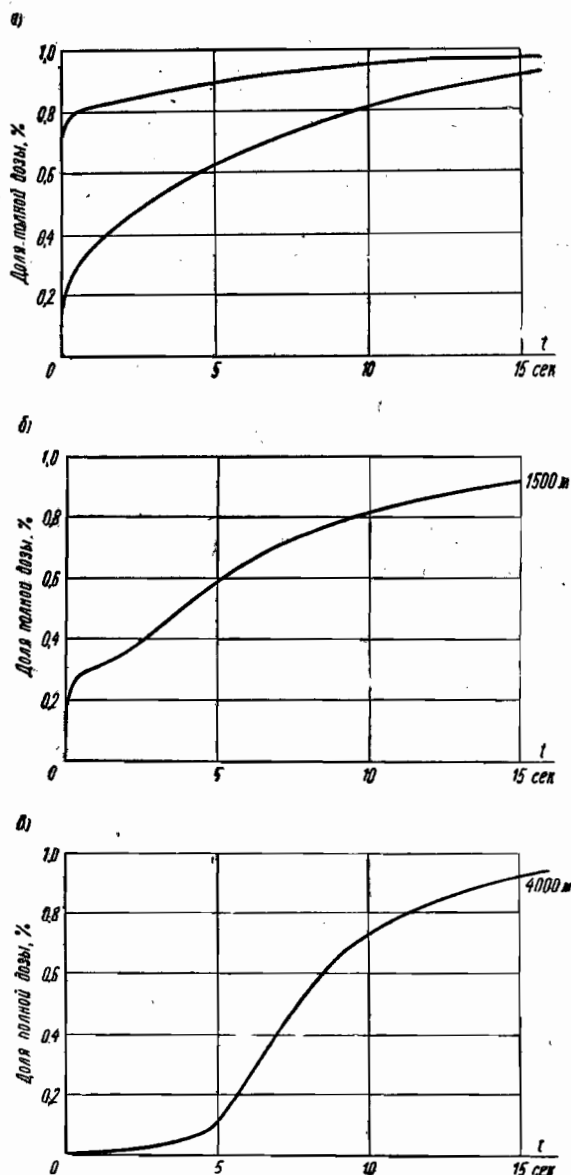


Рис. 43. Скорость накопления дозы γ -излучения при взрывах атомных бомб с энергией 2 т.т. (а); верхняя кривая для расстояния 1500 м от центра взрыва, а нижняя — 500 м; 200 т.т. (б); 20 000 т.т. (в). В конце каждой кривой на рис. 43 б и в написано расстояние от центра взрыва.

чей) на расстоянии, указанном во второй строке. Эти расстояния близки к R (табл. 31).

Таблица составлена по данным рис. 43.

Из рис. 40, 43 и табл. 31, а также из сравнения формул (14.2) и (15.19) видно, что большая часть дозы в области 2 создается γ -излучением осколков.

Преобладание γ -излучения осколков в создании дозы, особенно сильно проявляющееся при взрывах бомбы с большой энергией, нуждается в объяснении, так как энергия γ -лучей, выделяющаяся при распаде осколков за время их пребывания в районе взрыва, отнюдь не является преобладающей по сравнению с энергией других источников γ -лучей.

При сильном взрыве доза γ -излучения формируется за время, близкое к 10 сек. За это время осколки выделяют 1,8 Мэв/дел. При делении выделяется два нейтрона, которые в случае воздушного взрыва захватываются азотом и дают $2 \cdot 0,65 = 1,3$ Мэв/дел.

В случае наземного взрыва $1/2$ всего количества нейтронов захватится в воздухе и $1/2$ — в земле. Следовательно, при наземном взрыве от захватного излучения выделяется $1 \cdot 0,65 + 1 \cdot 8 = 8,65$ Мэв/дел.

Таким образом, при воздушном взрыве энергия γ -излучения осколков составляет $1,8 : (1,8 + 1,3) = 0,58$, а при наземном взрыве — только $1,8 : (1,8 + 8,6) = 0,17$ всей энергии γ -излучения, выделяющейся за несколько секунд после взрыва. Тем не менее, осколочное излучение преобладает в создании дозы. Объясняется это действием полости, которая в большей мере облегчает прохождение через воздух γ -лучей осколков, чем γ -лучей от захвата нейтронов.

Полость развивается за время, большое по сравнению с временем высвечивания захватного излучения и сравнимое с временем высвечивания осколочного излучения (причем, чем больше энергия бомбы, тем это соотношение отрезков времени проявляется сильнее). Поэтому действие полости всегда создает преимущество для длительного излучения по сравнению с короткопериодным и чем больше энергия бомбы, тем сильнее проявляется это преимущество длительного (осколочного) излучения перед короткопериодным, так как больше радиус полости. Кроме того, действие полости всегда создает относительное преимущество для более мягкого осколочного излучения по сравнению с более жестким захватным излучением. Действие осколочного излучения усиливается полостью. Коэффициенты усиления приведены в табл. 28 и составляют порядки величины. Поэтому и получается, что осколочное излучение в создании дозы преобладает над приблизительно равным ему захватным излучением.

¹ Не учитывается, что часть нейтронов поглотится водородом в почве с испусканием не 8, а только 2,2 Мэв.

Захватное γ -излучение, идущее от земли, в геометрическом отношении находится в менее выгодном положении, чем излучение осколков, так как оно ослабляется поглощением в поверхностном слое земли, потому что захват нейтронов в земле происходит в поверхностном слое толщиной 30 см.

Если речь идет о точках, расположенных на поверхности земли, а не высоко в воздухе, то на них захватное излучение от земли непосредственно действовать не может и должно действовать только рассеянное излучение.

В случае взрыва бомбы с малой энергией действие полости меньше вследствие ее меньших размеров, поэтому в дозе сильнее проявится захватное γ -излучение.

Доля осколочного излучения в общей дозе определяется не только энергией бомбы, но и расстоянием от центра взрыва. Захватное γ -излучение жестче осколочного, поэтому при взрыве бомбы с данной энергией доля захватного излучения возрастает с удалением от центра взрыва, и на достаточно больших расстояниях доза γ -лучей определяется только захватным излучением (область 3, рис. 40).

§ 17. Замечания о расчете дозы γ -излучения в защитных сооружениях

Большая величина доз γ -излучения на открытой местности заставляет требовать достаточного ослабления γ -излучения защитными сооружениями, укрывающими от ударной волны и тепла.

Дозы в защитных сооружениях нужно рассчитывать применительно к конструкции сооружений, поэтому такой расчет составляет предмет инженерных задач.

В настоящей работе, посвященной физической картине действия излучения, нет надобности входить в многочисленные детали такого рода задач. Мы ограничимся только немногими замечаниями о подходе к расчету доз в укрытиях в специфических условиях атомного взрыва.

Рассеянное излучение. Доза при атомном взрыве создается не только (и не столько) прямым излучением, сколько рассеянным, как это следует из теории многократного рассеяния γ -квантов (гл. II). Хорошая защита только со стороны взрыва, т. е. от прямого луча мало защищает от γ -излучения. В убежище также может быть слабое место, т. е. утончение в защитном слое или отверстие (вход, вентиляция, отверстие окопа). Даже если это отверстие устроено так, что прямой луч не попадает через него внутрь сооружения, оно может явиться основным и опасным источником облучения внутри убежища, так как через него попадает рассеянное излучение.

Для оценки дозы, создаваемой рассеянным излучением, можно использовать формулу (7.20). Для $\delta(\Theta)$, входящего в

(7.20), имеется выражение (7.24). Однако скудность сведений о величине $\delta(\Theta)$, возможность применения формулы (7.24) в большем интервале R/λ , чем тот, для которого она была выведена, размытие углов Θ вследствие неточности источника γ -излучения и т. п., заставляет иметь некоторый «запас прочности» в выражении для $\delta(\Theta)$. Это можно получить увеличением полученных по формуле (7.24) результатов в несколько раз.

В области действия жесткого компонента угловое распределение рассеянного излучения должно быть более анизотропно, чем (7.24). Следовательно, применение (7.24) в этой области даст завышенные значения $D(\Theta)$, т. е. опасность от рассеянного излучения во всяком случае не будет преуменьшена.

Дозы от излучения, попавшего в убежище через «слабое место» и рассеянного от стен, можно оценить с помощью значений альбеда, приведенных в § 11.

Поглощение в защитных толщах. Практика может предъявить разнообразные случаи расположения защитных толщ относительно центра взрыва, точные расчеты которых могут оказаться очень затруднительными вследствие сложного спектрального состава и углового распределения падающего на защиту γ -излучения.

Если не всегда можно сделать точный расчет, то всегда можно сделать предельный расчет, в котором защитные толщи и дозы за защитой не будут занижены. Такой предельный расчет получится из условия, что защитная толща расположена перпендикулярно прямому лучу и что доза создается параллельным потоком квантов, энергия которых равна средней энергии квантов осколочного излучения (т. е. 2 Мэв) или захватного излучения (6 Мэв), в зависимости от того, находится ли толща в области 2 или в области 3. (рис. 40). Такой случай разобран в § 10.

Доза за защитой может быть выражена интерполяционной формулой типа (7.13) или (10.1)

$$D = D_0 K_r = D_0 \alpha e^{-x/\lambda_{\text{эфф}}}. \quad (17.1)$$

Величины коэффициентов α и $\lambda_{\text{эфф}}$ можно получить из рис. 26. Значения $\lambda_{\text{эфф}}$ для бетона, земли, кирпича и дерева можно найти из отношения плотностей.

Величины коэффициентов α и $\lambda_{\text{эфф}}$ формулы (17.1) для бетона и стали в случае осколочного излучения следующие:

	Бетон	Сталь
α	1,5	1,5
$\lambda_{\text{эфф}}, \text{ см}$	13,5	4,0

Толщина защиты в единицах $\lambda_{\text{эфф}}$ (т. е. $x/\lambda_{\text{эфф}}$) приводится в номограммах рис. 36 и 37 на правой стороне средней вертикальной шкалы.

В области действия жесткого компонента $\lambda_{\text{эфф}}$ бетона составляет 22 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малафеев А. И., Сахаров В. Н. Атомная энергия, т. III, 10, (1957).
2. Ядерные реакторы. Сборник. Часть I. Физика ядерных реакторов. ИЛ, Москва, 1956, стр. 285.
3. Lundby A., Winter B., Andersen E., Enger H. (Доклад № 891 на Международной конференции по использованию атомной энергии, Женева, (1955 г.).
4. Лейпунский О. И., Сахаров В. Н., Терещенко В. И. Атомная энергия, т. II, 3 (1957).
5. Kinsey B. B., Bartholomew G. A., Walker W. H. Phys. Rev. 77, 723 (1950).
6. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах, Изд-во иностр. лит. 1954, стр. 442.
7. Davisson C. M., Evans R. D. Rev. Mod. Phys. 24, № 2, 79 (1952).
8. Fano U. Nucleonics, т. 11, № 8, стр. 8 (1953).
9. Spenser L. V., Fano U. J. Research, N. B. S., 46, 446 (1951).
Spenser L. V., Fano U. Phys. Rev., 81, 464, 1951. Fano U. Nucleonics, 11, № 9, стр. 55 (1953).
10. Goldstein, Wilkins. Final Report. U. S. Atomic Energy Commis., No. 40, 3075 (1955).
11. White G. R. Phys. Rev., 80, 154 (1950).
12. Soole B. W. Proc. Roy. Soc., 230, № 1182, 342 (1955).
13. Hirshfelder J., Magee J., Hull H. Phys. Rev., 73, 852 (1948).
Hirshfelder J., Adams E. Phys. Rev. 73, 862 (1948).
14. Wyckoff, Radiology, 63, 94 (1954).
15. Perkins J. E. J. Appl. Phys., 26, № 6, 655 (1955).
16. Evans Hayward, John. Hubble. Phys. Rev., 93, 1, 955 (1954).
17. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, Г.И.Т.Т.Л (1954).
Taylor G. Proc. Roy. Soc. 201, 175 (1950).
18. Булатов Б. П., Гарусов Е. А. Атомная энергия т. 5, 631 (1958).
19. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. И. Л., Москва, 1956, стр. 252, фиг. 10.
20. Сегре Э. (под редакцией). Экспериментальная ядерная физика, Изд-во иностр. лит. Москва, 1955, т. I. стр. 269.
21. Сахаров В. Н., Атомная энергия, т. III, 57, 1957.
22. Roys P. A., Shure K., Taylor J. J., Phys. Rev. 95, 911 (1954).
23. Lewis E. B. Science., 125, 965 (1957).
24. Rockwell T., III (Editor), Reactor Shielding. Design Manual. McGraw Hill B. C., 1956, стр. 447.
25. Siegbahn Kai, Beta and γ -ray spectroscopy North-Golland Publishing Company, Amsterdam, 1955, p. 35.
26. The effects of nuclear weapons, Samuel Glasston (Editor) United States Atomic Energy Commission, p. 351 (1957).
27. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. Гостехиздат, 1950, стр. 217.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

СВЕДЕНИЯ О γ -ИЗЛУЧЕНИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ¹

(составлено М. Я. Ген, М. С. Зискиным и Е. И. Интезаровой)

¹ Данное приложение составлено по следующим работам: а) Hunter. a. Ballow Nucleonics. 9, No 5, 1955, б) Corvell a. Sugarman, Radiochemical Studies: the Fission Products. Book 2, в) Seaborg. Rev. Mod. Phys.. 25. No 2, 469, 1953, г) Несмеянов А. Н., Лапицкий А. В., Руденко Н. П. Получение радиоактивных изотопов, Госхимиздат, 1954.

Гамма-излучение осколков через один час после деления.

$$u(1 \text{ ч}) = 4,18 \cdot 10^{-1} \text{ Мэв/сек.} \cdot 10^4 \cdot \text{дел}^1$$

Вклад излучения отдельных изотопов в $u(1 \text{ ч})$, %

Xe^{138} , Cs^{138}	30,6	Y^{94}	16,3
Te^{133m} , Te^{133}	18,0	Ce^{140} , Pr^{140}	14,8

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распада изотопа в общ. числе распада осколков, %	Абсол. чис. распада в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^2$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энерг. E_γ (% к числу распадов)	Интенс. изл. энерг. соответ. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^2$)	Суммарн. интенс. излуч. энерг. данным изот. Мэв/сек на 10^4 дел. ($\times 10^2$)	Макс. энергия β -частиц, Мэв
Nd^{149}	1,8 ч	1,03	1,05	0,266 0,422 0,538 0,65 0,03 0,097 0,112 0,114 0,124 0,188 0,198 0,211 0,226 0,24	Неизв. 100 Неизв.	— — — — — — — 0,12 — — — — — —	0,12	1,5
Y^{93}	10 ч	1,06	1,08	0,7	100	0,76	0,76	3,1
Mo^{102}	11 мин	1,15	1,19	Неизв.				Неизв.
Tc^{102}	25 сек	1,2	1,24					
J^{135}	6,68 ч	1,46	1,5	2,4	1,1	0,04	0,04	0,9
Ce^{140}	13,9 мин	1,6	1,65	0,11 0,142 0,27 0,22 0,32	Неизв.	— — — — —		0,9
Rb^{88}	17,8 мин	1,7	1,8	1,85 2,8 0,95	20 2 7	0,67 0,1 0,12	0,89	4,8
Kr^{88}	2,8 ч	1,7	1,8	0,028	68	0,034	0,034	1,0
Mo^{101}	14,6 мин	2,2	2,26	0,19 0,960	100 70	0,43 1,52	1,95	1,5
Kr^{87}	78 мин	2,35	2,43	2,3 1,89 0,405	12,5 12,5 12,5	0,7 0,58 0,12	1,4	2,7
Te^{131m}	30 ч	2,4	2,48	0,177	100	0,44	1,55	—

¹ $u(t)$ — суммарная интенсивность излучения энергии всеми продуктами деления в момент t после деления.

² В случае разветвленной схемы распада дается средняя взвешенная максимальных значений энергии β -частиц.

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадающегося изотопа в общ. числе распадающихся осколков, %	Абсол. чис. распад. в 1 сек. на 10^4 делений ($\times 10^2$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энерг. E_γ (% к числу распадов)	Интенс. изл. энерг. соответ. γ -кванта Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^2$)	Суммарн. интенс. излуч. энерг. данным изот. Мэв/сек на 10^4 дел. ($\times 10^2$)	Макс. энергия β -частиц ² , Мэв
Te ¹³¹	25 мин	2,4	2,48	0,16 0,64	100 45	0,39 0,72		1,7
La ¹⁴¹	3,7 ч	2,4	2,48	1,5	5	0,19	0,19	2,4
Rb ⁸⁹	15,4 мин	2,65	2,73	Неизв.	—			3,8
Sr ⁹²	2,7 ч	3,1	3,2	.	—			Неизв.
Xe ¹³⁸	17 мин	3,4	3,5	.	—			.
La ¹⁴³	19 "	3,5	3,61	.	—			.
Ba ¹⁴¹	18 "	4	4,13	.	—			2,8
Te ^{133m}	62 "	4,3	4,44	0,4	100	1,8	7,5	—
Te ¹³³	2 "	4,3	4,44	0,6 1,0	100 70	2,7 3,0		1,6
Te ¹³⁴	44 "	4,3	4,44	Неизв.	—			Неизв.
J ¹³⁴	52,5 "	4,7	4,85	0,86 1,1 1,78	30 — —	1,25 — —	1,25	2,0
Y ⁹⁴	16,5 "	4,7	4,85	1,4	100	6,8	6,8	5,4
La ¹⁴²	74 "	5,2	5,35	0,25 0,63 0,87	Неизв. . .	— — —	—	Неизв.
Pr ¹⁴⁶	25 "	5,4	5,56	0,455 0,750 1,49	100 22 33	2,53 0,94 2,74	6,21	3,1
Ba ¹³⁹	85 "	5,6	5,8	0,163 1,05	26 0,6	0,25 0,04	0,29	2,3
Y ⁹⁵	10,5 "	5,6	5,8	Неизв.	—	—	—	Неизв.
Cs ¹³⁸	33 "	8,6	8,9	1,44 0,463 0,98	100 Неизв. .	12,8 — —	12,8	2,7
Ce ¹⁴⁵	1,8 ч	3,4	3,5	Неизв.	—	—	—	2,0

Гамма-излучение осколков через 3 часа после деления

 μ (3 ч) = $1,00 \cdot 10^{-1}$ Мэв/сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (20 ч), %

Te ^{163m} , Te ¹³³ , J ¹³³	20,8	Sr ⁹¹ , Y ^{91m}	9,6
Cs ¹³⁸	14,7	Y ⁹³	7,1
Zr ⁹⁷ , Cb ^{97m} , Cb ⁹⁷	8,3	Kr ⁸⁸ , Rb ⁸⁸	6,8
Sr ⁹³ , Y ⁹³	8,3	Te ¹³⁴ , J ¹³⁴	5,8

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общ. числе распадов всех осколков, %	Абсол. число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенс. излучения энергии соответ. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Суммар. инт. излуч. энерг. дан. изотопом Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Kr ^{35m}	4,36 ч	1	3,1	0,15 0,305	77 23	0,36 0,22	0,58	0,7
Ru ¹⁰⁵	4,5 ч	1,03	3,2	0,726 0,130	100 100	2,3 0,42	2,72	1,1
Ce ¹⁴³	33 ч	1,03	3,2	0,290 0,360 0,660 0,720	51 16 11 11	0,48 0,18 0,23 0,26	1,15	1,1
Pt ¹⁴⁶	25 мин	1,1	3,3	0,455 0,750 1,49	100 22 33	1,50 0,54 1,62	3,66	3,1
He ^{135m}	15,3 .	1,2	3,7	0,52	80	1,54	2,28	—
He ¹³⁵	9,2 ч	1	3,1	0,25	95	0,74	—	0,9
Y ^{91m}	51 мин	1,2	3,7	0,551	91	1,86	1,86	—
J ¹³³	22,4 ч	1,25	3,87	0,53 0,85 1,4	94 5 1	1,92 0,16 0,06	2,14	1,2
Nd ¹⁴⁹	1,8 .	1,6	4,96	0,538 0,65 0,03 0,097 0,112 0,114 0,124 0,188 0,211 0,198 0,226 0,240 0,266 0,422	Неизв. 100 Неизв.	— — — — — 0,57 — — — — — — — —	0,57	1,5

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общ. числе распадов всех осколков, %	Абсол. число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенс. излучения энергии соответ. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Суммарн. инт. излуч. энерг. дан. изотопа, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^3$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Y^{95}	10,5 мин	1,8	5,59	Неизв.	—	—	—	Неизв.
Cb^{97m}	60 сек	2,0	6,21	0,75	99	4,61	8,36	—
Cb^{97}	74 мин	1,8	5,59	0,67	100	3,75	—	1,3
Zr^{97}	17 ч	2,0	6,21	γ -изл. нет	—	—	—	1,9
Te^{134}	44 мин	2,3	7,23	Неизв.	—	—	—	Неизв.
Kr^{87}	76 "	2,7	8,39	2,3	12,5	2,4	4,81	3,0
				1,89	12,5	1,98		
				0,41	12,5	0,43		
Sr^{91}	9,7 ч	3	9,3	1,4	7	0,91	7,79	1,6
				1,03	3,3	3,17		
				0,640	30	1,8		
				0,750	7	0,49		
				0,66	23	1,42		
Cs^{138}	33 мин	3,3	10,2	0,468	Неизв.	—	14,7	2,6
				0,98	—	—		
				1,44	100	14,7		
Y^{93}	10 ч	3,3	10,2	0,7	100	7,1	7,1	3,1
Te^{133m}	62 мин	3,55	11,0	0,4	100	4,4	18,7	—
Te^{133}	2 "	3,55	11,0	1,0	70	7,7	—	1,6
				0,6	100	6,6	—	—
Pr^{146}	4,5 ч	3,88	11,9	γ -изл. нет	—	—	—	1,7
				0,028	68	0,23	0,23	1,2
Kr^{88}	2,8 "	3,9	12,3	1,3	Неизв.	—	0,35	0,9
J^{136}	6,68 "	4,2	13,0	2,4	1,1	0,35	—	—
				1,8	Неизв.	—	—	—
Rb^{88}	17,8 мин	4,3	13,3	1,85	20	4,95	6,59	4,8
				2,8	2	0,75	—	—
				0,95	7	0,89	—	—
Y^{92}	3,5 ч	4,5	13,9	0,6	100	8,35	8,35	3,5
Ce^{145}	1,8 "	5,6	17,3	Неизв.	—	—	—	2,0
La^{142}	74 мин	6	18,6	0,25	Неизв.	—	—	Неизв.
				0,63	—	—	—	—
				0,87	—	—	—	—
La^{141}	3,7 ч	6,6	20,9	1,5	5	1,57	1,57	2,4
Sr^{92}	2,7 "	6,6	20,9	Неизв.	—	—	—	Неизв.
J^{134}	52 мин	7,2	22,3	0,86	30	5,77	5,77	2,0
				1,1	—	—	—	—
				1,78	—	—	—	—
Ba^{139}	85 мин	7,5	23,2	0,163	26	0,98	1,13	2,3
				1,05	0,6	0,15	—	—

Гамма-излучение осколков через 20 ч после деления

 μ (20 ч) = $1,57 \cdot 10^{-2}$ Мэв/сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (20 ч), %

Zr ⁹⁷ , Cb ^{97m} , Cb ⁹⁷	28,3	J ¹³³	8,3
Sr ⁹¹ , Y ^{91m}	17,1	Y ⁹²	8,2
Y ⁹³	12,8	Te ¹³² , J ¹³²	7,1
J ¹³⁵ , Xe ^{135m} , Xe ¹³⁵	8,8		

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общ. числе распадов всех осколков, %	Абсол. число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенс. излучения энергии соответ. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Суммарн. инт. излуч. энерг. дан. изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Ba ¹⁴⁰	12,8 дн.	1	3,58	0,54 0,51 0,03 0,16	30 10 100 70	0,58 0,11 0,11 0,4	1,2	0,8
Rh ¹⁰⁵	36,5 ч	1,1	3,94	0,32	5	0,06	0,06	0,6
Pm ¹⁴⁹	47 "	1,2	4,3	0,285	100	1,22	1,22	1,1
Te ¹³²	77 "	2,15	7,7	0,22 0,13	40 30	0,68 0,3	0,98	0,2
J ¹³²	2,4 "	2,2	7,89	0,6 1,4	100 50	4,73 5,52	10,25	1,5
La ¹⁴¹	3,7 "	2,25	8,05	1,5	5	0,6	0,6	2,4
Y ^{91m}	51 мин	3,05	10,95	0,551	91	5,50	5,50	
Mo ⁹⁹	67 ч	3,8	13,6	0,181 0,741 0,780	97,5 17,5 2,5	2,4 1,77 0,24	4,4	1,1
Pr ¹⁴⁵	4,5 "	4,4	15,8	γ -изл. нет	—	—	—	1,7
J ¹³⁵	6,68 "	5,4	19,7	2,4 1,3 1,8	1,1 Неизв. "	0,52 — —	0,52	0,9

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсол. число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенс. излучения энергии соответ. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Суммарная инт. излуч. энерг. дан. изотопом. Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Ce ¹⁴³	33 ч	5,8	20,6	0,290 0,360 0,660 0,720	51 16 11 11	3,05 1,13 1,5 1,64	7,4	1,1
Y ⁹²	3,5 "	6	21,5	0,6	100	12,9	12,9	3,5
J ¹³³	22,4 "	6,6	23,7	0,53 0,85 1,4	94 5 1	11,8 1,0 0,33	13,1	1,2
Sr ⁹¹	9,7 "	7	25,5	1,4 1,03 0,640 0,750 0,66	7 33 30 7 2,3	2,5 8,7 4,9 1,33 3,88	21,3	1,6
Y ⁹³	10 "	8	28,7	0,7	100	20,0	20,0	3,1
Zr ⁹⁷	17 "	8,5	30,8	γ -изл. нет	—	—	—	1,9
Cb ^{97m}	60 сек	8,5	30,8	0,75	99	22,8	44,4	—
Cb ⁹⁷	74 мин	9,0	32,3	0,67	100	21,6		1,3
Xe ^{135m}	15,3 "	1,62	5,9	0,52	84	2,58	13,38	—
Xe ¹³⁵	9,2 ч	12,5	44,8	0,25	96	10,8		0,9

Гамма-излучение осколков через 2 дня после деления.

 μ (2 дн.) = $5,35 \cdot 10^{-3}$ Мэв сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (2 дн.), %

Zr ⁹⁷	Cb ^{97m} , Cb ⁹⁷	27,2	Ce ¹⁴³	8,0
Te ¹³²	J ¹³²	17,0	Sr ⁹¹ , Y ^{91m}	7,0
J ¹³³	Xe ¹³³	11,2	Mo ⁹⁹	6,6
Ba ¹⁴⁰ , La ¹⁴⁰		8,4	Y ⁹³	5,6

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенс. излучения энергии данным изотоп., Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
J ¹³⁵	6,68 ч	1	1,19	2,4 1,3 1,8	1,1 He-изв. .	0,32	0,32	0,9
Y ^{91m}	51 мин	1,33	1,64	0,551	91	8,22	8,22	—
Ce ¹⁴¹	30 дн.	1,38	1,64	0,145	67	1,6	1,6	0,5
Nd ¹⁴⁷	11,3 .	1,4	1,66	0,092 0,318 0,532	60 15 25	0,92 0,79 2,21	3,92	0,7
Pr ¹⁴³	13,7 .	1,65	1,93	γ -изл. нет	—	—	—	0,9
La ¹⁴⁰	40 ч	1,7	2,02	0,093 0,335 0,49 0,82 1,62 2,55 0,32	1,3 4 30 22 75 4 5	3,03 0,27 2,98 3,65 24,6 2,07 0,40	33,58	1,3
Rh ¹⁰⁵	36,5 .	2,1	2,49	0,722 0,637 0,163 0,365 0,284 0,08	2,8 9,3 0,7 80,9 6,3 6,3	0,59 1,65 0,03 8,25 0,50 0,14	11,16	0,6
J ¹³¹	8 дн.	2,35	2,79					
Pm ¹⁴⁹	47 ч	2,5	2,96	0,285	100	8,4	8,4	1,1
Ba ¹⁴⁰	12,8 дн.	2,95	3,5	0,54 0,31 0,03 0,16	30 10 100 70	5,7 1,1 1,1 3,9	11,8	0,8

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивность излучения энерг. данным изотоп. Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Sr^{91}	9,7 ч	3	3,65	1,4 1,03 0,640 0,750 0,66	7 33 30 7 23	3,5 12,1 6,8 1,87 5,4	29,7	1,6
Y^{92}	10 "	3,6	4,27	0,7	100	29,8	29,8	3,1
Xe^{133}	5,3 дн.	4,2	4,98	0,081	36	1,43	1,43	0,3
Te^{132}	77 ч	5,2	6,16	0,22 0,13	40 30	5,4 2,4	7,8	0,2
J^{132}	2,4 "	5,4	6,41	0,6 1,4	100 50	38,5 44,9	83,4	1,5
Xe^{135}	9,2 "	7,8	9,25	0,25	96	22,2	22,2	0,8
Zr^{97}	17 "	8,4	9,96	γ -изл. нет	—	—	—	1,9
J^{138}	22,4 "	8,5	10,5	0,53 0,85 1,4	94 5 1	52,5 4,47 1,47	58,4	1,2
Mo^{99}	67 "	9	10,7	0,181 0,741 0,780	97,5 17,5 2,5	19,0 14,0 2,1	35,1	1,1
Ce^{143}	33 "	10	11,9	0,290 0,360 0,660 0,720	51 16 11 11	17,6 6,9 8,7 9,4	42,6	1,1
Cb^{97m}	60 сек	8,4	9,96	0,75	99	74	146,0	
Cb^{97}	74 мин	9	10,7	0,67	100	72		1,3

Гамма-излучение осколков через 3 дня после деления

 μ (3 дн.) = $3,21 \cdot 10^{-3}$ Мэв/сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (3 дн.), %

Te^{132} , J^{132}	23,6	J^{133} , Xe^{133}	8,8
Zr^{97} , Cb^{97m} , Cb^{97}	18,2	Mo^{99} , Tc^{99}	9,1
Ba^{140} , La^{140}	17,3	Ce^{143}	8,3

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений $\times 10^4$	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивность излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Sr^{91}	9,7 ч	1,01	0,75	1,4 1,03 0,640 0,750 0,66	7 33 30 7 23	0,73 2,55 1,44 0,35 1,14	6,2	1,6
Y^{91m}	51 мин	0,4	0,3	0,551	91	1,5	1,51	—
Y^{91}	57 дн.	1,01	0,75	1,2 0,2	0,1 0,1	0,009 0,002	—	1,5
Zr^{95}	66 "	1,08	0,8	0,721	99	5,7	5,7	0,4
Y^{93}	10 ч	1,25	0,93	0,7	100	6,5	6,5	3,1
Tc^{99}	5,9 "	1,25	0,93	0,02 0,142 0,140	% мал 1 90	— 1,01 1,17	1,18	—
Rh^{105}	36,5 "	2,19	1,62	0,32	5	0,26	0,26	0,6
Ce^{141}	30 дн.	2,2	1,63	0,145	67	1,58	1,58	0,5
Nd^{147}	11 "	2,2	1,63	0,092 0,318 0,532	60 15 25	0,9 0,78 2,17	3,82	0,7
Pm^{149}	47 ч	2,9	2,14	0,285	100	6,05	6,05	1,1
Xe^{135}	9,2 "	3,15	2,32	0,25	96	5,6	5,6	0,8
Pr^{143}	13,7 дн.	3,2	2,36	γ -изл. нет	—	—	—	0,9
La^{140}	40 ч	3,6	2,66	0,093 0,335 0,49 0,82 1,62 2,55	1,3 4 30 22 75 4	0,03 0,36 3,9 4,8 32,4 2,71	44,2	1,3

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивность излучения энергии γ -квантов, Мэв/сек на 10^4 дел. ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
J ₁₃₁	8 дн.	3,6	2,66	0,722	2,8	0,54	10,6	0,6
				0,627	9,3	1,57		
				0,163	0,7	0,03		
				0,365	80,9	7,8		
				0,284	6,3	0,48		
				0,08	6,3	0,13		
Zr ⁹⁷	17 ч	5,4	4	γ -изл. нет	—	—	—	1,9
Cb ^{97m}	60 сек	5,4	4	0,75	99	29,7	58,5	—
Cb ⁹⁷	47 мин	5,8	4,3	0,67	100	28,8		1,3
J ₁₃₃	22,5 ч	6,5	4,8	0,53	94	23,9	26,6	1,2
				0,85	5	2,03		
				1,4	1	0,67		
Ba ¹⁴⁰	22,8 дн.	4,6	3,4	0,54	30	5,5	11,4	0,8
				0,31	10	1,05		
				0,03	100	1,02		
				0,16	70	3,81		
Te ¹³²	77 ч	7	5,2	0,22	40	4,58	6,6	0,2
				0,13	30	2,03		
J ₁₃₂	2,4 .	7,2	5,31	0,6	100	31,9	69,1	1,5
				1,4	50	37,2		
Xe ¹³³	5,3 дн.	7,2	5,31	0,081	36	1,55	1,55	0,3
Ce ¹⁴³	33 ч	10	7,4	0,290	51	11,0	26,5	1,1
				0,360	16	4,25		
				0,660	11	5,4		
				0,720	11	5,85		
Mo ⁹⁹	67 .	11,5	8,5	0,181	97,5	15,0	27,7	1,1
				0,741	17,5	11,0		
				0,780	2,5	1,66		

Гамма-излучение осколков через 10 дней после деления

 μ (10 дн.) = $9,5 \cdot 10^{-4}$ Мэв/сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (10 дн.), %

Ba ¹⁴⁰	La ¹⁴⁰	54,5	Zr ⁹⁵	5,6
Te ¹³²	J ¹³²	17,6	J ¹³¹	6,4
Mo ⁹⁹		8,0		

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответств. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Ru ¹⁰³	42 дн.	2,6	0,58	0,498 0,005	96 He-изв.	2,78 —	2,78	0,25
Rh ¹⁰³	57 мин	2,55	0,57	0,04	100	0,22	0,22	—
Si ⁸⁹	53 дн.	2,8	0,62	γ -изл. нет	—	—	—	1,5
Y ⁹¹	57 "	3,2	0,71	1,2 0,2	0,1 0,1	0,009 0,001	0,01	1,5
Zr ⁹⁵	65 "	3,3	0,74	0,721 0,231	99 1	5,3 0,02	5,32	0,4
Nd ¹⁴⁷	11 "	4,8	1,06	0,092 0,318 0,532	60 15 25	0,59 0,51 1,41	2,51	0,7
Te ¹³²	77 ч	5,1	1,16	0,22 0,13	40 30	1,02 0,45	1,47	0,2
J ¹³³	2,4 "	5,3	1,17	0,6 1,4	100 50	7,02 8,20	15,22	1,5
Ce ¹⁴¹	30 дн.	6,3	1,34	0,145	67	1,3	1,3	0,5
J ¹³¹	8 "	6,8	1,51	0,722 0,637 0,163 0,365 0,284 0,08	2,8 9,3 0,7 80,9 6,3 6,3	0,31 0,90 0,017 4,48 0,27 0,08	6,06	0,6
Mo ⁹⁹	67 ч	6,8	1,51	0,181 0,741 0,780	97,5 17,5 2,5	2,67 1,96 2,95	7,58	1,1

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^4$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Pt ¹⁴³	13,7 дн.	10	2,21	γ -изл. нет	—	—	—	0,9
Ba ¹⁴⁰	12,8 дн.	10,5	2,32	0,54 0,31 0,03 0,16	30 10 100 70	3,75 0,72 0,70 2,6	7,77	0,8
La ¹⁴⁰	40 ч	11,8	2,64	0,093 0,335 0,49 0,82 1,62 2,55	1,3 4 30 22 75 4	0,03 0,36 3,9 4,76 32,2 2,7	44,0	1,3
Xe ¹³³	5,3 дн.	11,5	2,54	0,081	36	0,74	0,74	0,3

Таблица П. 7

Гамма-излучение осколков через 30 дней после деления
и (30 дн.) = $2,97 \cdot 10^{-4}$ Мэв/сек. 10^4 дел.

Вклад излучения отдельных изотопов в и (30 дн.), %

Ba¹⁴⁰, La¹⁴⁰ 61,2 Ru¹⁰³, Rh^{103m} 7,3
Zr⁹⁵, Cb⁹⁵ 22,2

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^5$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Ce ¹⁴⁴	275 дн.	2	1,49	0,134	30	0,6	0,6	0,3
Pr ¹⁴⁴	17,5 мин	2	1,49	0,696	1	0,10	0,52	2,9
				2,18	1	0,33		
				1,48	0,4	0,9		
Xe ¹³³	5,3 дн.	2,5	1,87	0,081	36	0,55	0,55	0,3
J ¹³¹	8 "	3,6	2,69	0,722	2,8	0,55	10,8	0,6
				0,637	9,3	1,6		
				0,163	0,7	0,03		
				0,365	80,9	8,0		
				0,284	6,3	0,48		
				0,08	6,3	0,14		
Nd ¹⁴⁷	11 "	4,1	3,07	0,092	60	1,69	7,25	0,7
				0,318	15	1,46		
				0,532	25	4,1		
Cb ⁹⁵	35 "	4,1	3,07	0,745	100	22,8	22,8	0,2
Rh ^{103m}	57 мин	5,5	4,12	0,04	100	1,64	1,64	
Ru ¹⁰³	42 дн.	5,6	4,19	0,498	96	20,0	20,0	0,25
				0,005	Неизв.	—		
Sr ⁸⁹	53 "	6,7	5,02	γ -изл. нет	—	—		1,5
Y ⁹¹	57 "	7,5	5,62	1,2	0,1	0,07	0,08	1,5
				0,2	0,1	0,01		
Zr ⁹⁵	65 "	8,1	6,06	0,721	99	43,0	43,1	0,4
				0,231	1	0,1		
Ba ¹⁴⁰	12,8 "	10,8	8,08	0,54	30	13,1	27,1	0,8
				0,31	10	2,5		
				0,03	100	2,42		
				0,16	70	9,05		
Pr ¹⁴³	13,7 "	11,2	8,37	γ -изл. нет	—	—	—	0,9
La ¹⁴⁰	40 ч	12,5	9,35	0,093	1,3	0,11	154,4	1,3
				0,335	4	1,26		
				0,49	30	13,5		
				0,82	22	16,9		
				1,62	75	113,0		
				2,55	4	9,6		
Ce ¹⁴¹	30 дн.	11,2	8,37	0,145	67	8,1	8,1	0,5

Гамма-излучение осколков через 200 дней после деления

 μ (200 дн.) = $2,33 \cdot 10^{-5}$ Мэв/сек. 10^4 дел.Вклад излучения отдельных изотопов в μ (200 дн.), %Zr⁹⁵, Cb⁹⁵ 89,6 Ru¹⁰³, Rh^{103m} 5,7

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек. на 10^4 делений ($\times 10^6$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответств. γ -кванта, Мэв/сек. на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Суммарная интенсивность излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Ru ¹⁰⁶	1 г	1,1	0,79	γ -изл. нет	—	—	—	0,04
Rh ¹⁰⁶	30 сек	1,1	0,79	0,516 0,619 0,88 1,045 1,14 1,54	20,5 10,4 0,3 1,7 0,4 0,2	0,83 0,51 0,02 0,14 0,04 0,02	1,56	3,0
Ce ¹⁴¹	30 дн.	1,9	1,37	0,145	67	1,36	1,36	0,5
Pm ¹⁴⁷	2,6 г	2,2	1,59	γ -изл. нет	—	—	—	0,3
Rh ^{103m}	57 мин	3,5	2,52	0,04	100	1,01	1,01	—
Ru ¹⁰³	42 дн.	3,6	2,6	0,498 0,002	96 Неизв.	12,4 —	12,4	0,25
Sr ⁸⁹	53 .	7,9	5,7	γ -изл. нет	—	—	—	1,5
Y ⁹¹	57 .	10,4	7,9	1,2 0,2	0,1 0,1	0,10 0,02	0,12	1,5
Ce ¹⁴⁴	275 .	13	9,4	0,134	30	3,78	3,78	0,3
Pr ¹⁴⁴	17,5 мин	13	9,4	0,696 2,18 1,48	1 1 0,4	0,66 2,05 0,55	3,26	2,9
Zr ⁹⁵	66 дн.	14,4	10,4	0,721 0,231	99 1	74,0 0,24	74,2	0,4
Cb ⁹⁵	35 .	25	18	0,745	100	135	135	0,2

Гамма-излучение осколков через 1 год после деления

$$u(1 \text{ г.}) = 4,57 \cdot 10^{-6} \text{ Мэв/сек.} \cdot 10^4 \text{ дел.}$$

Вклад излучения отдельных изотопов в $u(1 \text{ г.})$, %
 $\text{Zr}^{95}, \text{Cb}^{95} \dots 82,7 \text{ } \text{Ce}^{144}, \text{Pr}^{144} \dots 10,2$

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^6$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Cs^{137}	33 г	1,46	0,342	γ -изл. нет	—	—	—	0,6
Ba^{137}	2,6 мин	1,36	0,315	0,661	100	2,08	2,08	—
Sr^{90}	19,9 г	1,85	0,437	γ -изл. нет	—	—	—	0,5
Y^{90}	61 ч	1,85	0,437	γ -изл. нет	—	—	—	2,2
Ru^{106}	1 г	2,45	0,572	γ -изл. нет	—	—	—	0,04
Rh^{106}	30 сек	2,45	0,572	0,516 0,619 0,88 1,045 1,14 1,54	20,5 10,4 0,3 1,7 0,4 0,2	0,61 0,37 0,02 0,10 0,03 0,02	1,15	3,0
Sr^{89}	53 дн.	2,65	0,621	γ -изл. нет	—	—	—	1,5
Y^{91}	57 "	3,8	0,89	1,2 0,2	0,1 0,1	0,001 0,002	0,003	1,5
Pm^{147}	2,6 г	5,7	1,33	γ -изл. нет	—	—	—	0,2
Zr^{95}	66 дн.	7,1	1,66	0,721 0,231	99 1	12,0 0,04	12,04	0,4
Cb^{95}	35 "	14,9	3,48	0,745	100	25,8	25,8	0,2
Ce^{144}	275 "	26,5	6,2	0,134	30	2,5	2,5	0,3
Pr^{144}	17,5 мин	26,5	6,2	0,696 2,18 1,48	1 1 0,4	0,43 1,35 0,37	2,15	2,9

Гамма-излучение осколков через 3 года после деления

$$u(3 \text{ г}) = 3,82 \cdot 10^{-7} \text{ Мэв/сек. } 10^4 \text{ дел.}$$

Вклад излучения отдельных изотопов в $u(3 \text{ г})$, %
 $\text{Cs}^{137}, \text{Ba}^{137}$ 67,6
 $\text{Ce}^{144}, \text{Pr}^{144}$ 23,7

 $\text{Ru}^{106}, \text{Rh}^{106}$ 8,7

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^6$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Максимальная энергия β частиц, Мэв
Ru^{106}	1 г	2,95	1,67	γ -изл. нет	—	—	—	0,04
Rh^{106}	30 сек	2,95	1,67	0,516 0,619 0,88 1,045 1,14 1,54	20,5 10,4 0,3 1,7 0,4 0,2	1,75 1,08 0,05 0,30 0,08 0,05	3,3	3,0
Cs^{137}	33 г.	6,8	3,9	γ -изл. нет	—	—	—	0,6
Ba^{137}	2,6 мин	6,8	3,9	0,661	100	25,8	25,8	—
Sr^{90}	19,9 г	8,7	5,0	γ -изл. нет	—	—	—	0,5
Y^{90}	61 ч	8,7	5,0	γ -изл. нет	—	—	—	2,2
Ce^{144}	275 дн.	20,8	12	0,134	30	4,85	4,85	0,3
Pr^{144}	17,5 мин	20,8	12	0,693 2,18 1,48	1 1 0,4	0,83 2,63 0,71	4,2	2,9
Pm^{147}	2,6 г	19	11	γ -изл. нет	—	—	—	0,2

Гамма-излучение осколков деления через 4 года после деления
и (4 г) = $3,11 \cdot 10^{-7}$ Мэв/сек. 10^4 дел.

Вклад излучения отдельных изотопов в и (4 г), %

Cs¹³⁷, Ba¹³⁷ : : : : 80,8 Ru¹⁰⁶, Rh¹⁰⁶ : : : : 6,0
Ce¹⁴⁴, Pr¹⁴⁴ : : : : 13,1

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^7$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Kr ⁸⁵	9,4 г	1,22	0,49	0,54	0,65	0,02	0,02	0,7
Ru ¹⁰⁶	1 "	2,35	0,95	γ -изл. нет	—	—	—	0,04
Rh ¹⁰⁶	30 сек	2,35	0,95	0,516 0,619 0,88 1,045 1,14 1,54	20,5 10,4 0,3 1,7 0,4 0,2	1,01 0,62 0,03 0,17 0,04 0,03	1,9	3,0
Cs ¹³⁷	33 г	9,4	3,8	γ -изл. нет	—	—	—	0,6
Ba ¹³⁷	2,6 мин	9,4	3,8	0,661	100	25,1	25,1	—
Sr ⁹⁰	19,9 г	12,0	4,8	γ -изл. нет	—	—	—	0,5
Y ⁹⁰	61 ч	12,0	4,8	γ -изл. нет	—	—	—	2,2
Ce ¹⁴⁴	275 дн.	13,5	5,45	0,134	30	2,18	2,18	0,3
Pr ¹⁴⁴	17,5 мин	13,5	5,45	0,693 2,18 1,48	1 1 0,4	0,38 1,19 0,32	1,89	2,9
Pm ¹⁴⁷	2,6 г	21,5	8,7	γ -изл. нет	—	—	—	0,2

Гамма-излучение осколков через 20 лет после деления

$$\lambda (20 \text{ л}) = 1,80 \cdot 10^{-7} \text{ Мэв/сек} \cdot 10^4 \text{ дел.}$$

Вклад излучения отдельных изотопов в $\lambda (20 \text{ л})$, %Cs¹³⁷ и Ba¹³⁷ 100

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков, %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10 ⁴ делений (x10 ⁸)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответствует γ -кванта, Мэв/сек на 10 ⁴ делений (x10 ⁸)	Суммарная интенсивность излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10 ⁴ делений (x10 ⁸)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Kr ⁸⁵	9,4 г	1,25	1,54	0,54	0,65	0,005	0,005	0,7
Pm ¹⁴⁷	2,6 "	3,4	4,2	γ -изл. нет	—	—	—	0,2
Cs ¹³⁷	33 "	22	27,2	γ -изл. нет	—	—	—	0,6
Ba ¹³⁷	2,6 мин	22	27,2	0,661	100	18,0	18,0	—
Sr ⁹⁰	19,9 г	24	29,7	γ -изл. нет	—	—	—	0,5
Y ⁹⁰	61 ч	24	29,7	γ -изл. нет	—	—	—	2,2

Гамма-излучение осколков через 100 лет после деления
 μ (100 л) = $3,60 \cdot 10^{-8}$ Мэв/сек. $\cdot 10^4$ дел.
 Вклад излучения отдельных изотопов в μ (100 л), %
 Cs^{137} и Ba^{137} 100

Изотоп	Период полураспада	Доля числа распадов данного изотопа в общем числе распадов всех осколков %	Абсолютное число распадов в 1 сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Энергия γ -квантов осколков, Мэв.	Выход γ -квантов с энергией E_γ (% к числу распадов)	Интенсивность излучения энергии соответст. γ -кванта, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Суммарная интенсивн. излучения энергии данным изотопом, Мэв/сек на 10^4 делений ($\times 10^8$)	Максимальная энергия β -частиц, Мэв
Sr^{90}	19,9 г	17,5	2,98	γ -изл. нет	—	—	—	0,5
Y^{90}	61 ч	17,5	2,98	γ -изл. нет	—	—	—	2,2
Cs^{137}	33 г	32	5,43	γ -изл. нет	—	—	—	0,6
Ba^{137}	2,6 мин.	32	5,43	0,661	100	3,6	3,6	—

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

**ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ
О ПРОХОЖДЕНИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО**

Сечение фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$ и комптоновского рассеяния $\sigma_{\text{к}}$ в единицах 10^{-24} см²/ат при различных величинах энергии квантов ϵ

ε, Мэв	А з о т		А л ю м и н и й		Ж е л е з о		С в и н е ц	
	а ^σ _к	σ _ф	а ^σ _к	σ _ф	а ^σ _к	σ _ф	а ^σ _к	
0,102	3,430	0,0540	6,370	0,991	12,74	20,5	40,18	1782
0,127	3,245	0,0262	6,026	0,492	12,05	10,8	38,01	985
0,170	2,991	0,0104	5,555	0,196	11,11	4,43	35,04	465
0,255	2,621	0,00313	4,868	0,0554	9,735	1,27	30,70	161
0,340	2,358	0,00111	4,380	0,0214	8,760	0,546	27,63	75,7
0,408	2,198	0,000651	4,082	0,0128	8,163	0,325	25,74	47,8
0,510	2,005	0,000350	3,725	0,00691	7,451	0,190	23,50	27,7
0,681	1,770	0,000165	3,287	0,00324	6,574	0,0844	20,73	14,5
1,022	1,463	0,0000661	2,717	0,00129	5,434	0,0342	17,14	6,31
1,362	1,264	0,0000394	2,347	0,000774	4,695	0,0206	14,81	3,86
1,533	1,187	—	2,205	—	4,410	0,0170	13,91	—
2,043	1,012	0,0000209	1,880	0,000415	3,759	0,011	11,86	2,08
5,108	0,5718	0,0000064	1,062	0,000127	2,124	—	6,698	0,675

Сечения комптоновского рассеяния σ_k передачи энергии кванту σ_γ и электрону σ_e в единицах $10^{-25} \text{ см}^2/\text{электрон}$ при разных величинах энергии γ -квантов в единицах $mc^2 = 511 \text{ кэВ}$

$\alpha = \epsilon mc^2$	σ_k	σ_γ	σ_e
0,025	6,31	6,31	0,00
0,05	6,07	5,79	0,28
0,1	5,599	5,138	0,461
0,2	4,900	4,217	0,683
0,4	4,032	3,152	0,880
0,8	3,140	2,158	0,982
1,0	2,866	1,879	0,987
2,0	2,090	1,164	0,926
3,0	1,696	0,852	0,844
4,0	1,446	0,674	0,772
6,0	1,136	0,477	0,659
8,0	0,946	0,370	0,576
10,0	0,817	0,302	0,515

¹ Составлена по данным работы [25].

Коэффициенты поглощения μ и длины пробега γ -квантов в воздухе
(плотность $\rho = 0,00129 \text{ г/см}^3$) при различных величинах энергии ϵ

$\epsilon, \text{ Мэв}$	$\frac{\mu}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}$	$\frac{\mu_e}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu, \text{ см}^{-1}$	$\mu_e, \text{ см}^{-1}$	$\lambda, \text{ м}$	$\lambda_e, \text{ м}$
0,1	0,153	0,0227	$0,197 \cdot 10^{-3}$	$0,0293 \cdot 10^{-3}$	50,8	341
0,15	0,133	0,0240	$0,172 \cdot 10^{-3}$	$0,0310 \cdot 10^{-3}$	58,2	323
0,2	0,123	0,0262	$0,159 \cdot 10^{-3}$	$0,0338 \cdot 10^{-3}$	62,9	296
0,3	0,107	0,0282	$0,138 \cdot 10^{-3}$	$0,0364 \cdot 10^{-3}$	72,5	275
0,4	0,096	0,0292	$0,124 \cdot 10^{-3}$	$0,0376 \cdot 10^{-3}$	80,6	266
0,5	0,087	0,0295	$0,112 \cdot 10^{-3}$	$0,0380 \cdot 10^{-3}$	89,3	263
0,6	0,081	0,0293	$0,104 \cdot 10^{-3}$	$0,0378 \cdot 10^{-3}$	96,2	265
0,8	0,071	0,0285	$0,0915 \cdot 10^{-3}$	$0,0368 \cdot 10^{-3}$	109	272
1,0	0,0635	0,0275	$0,0818 \cdot 10^{-3}$	$0,0354 \cdot 10^{-3}$	122	282
1,5	0,0515	0,0247	$0,0664 \cdot 10^{-3}$	$0,0319 \cdot 10^{-3}$	151	314
2,0	0,0435	0,0230	$0,0561 \cdot 10^{-3}$	$0,0296 \cdot 10^{-3}$	178	338
3,0	0,0350	0,0205	$0,0452 \cdot 10^{-3}$	$0,0264 \cdot 10^{-3}$	221	379
4,0	0,0305	0,0193	$0,0393 \cdot 10^{-3}$	$0,0249 \cdot 10^{-3}$	254	402
5,0	0,0270	0,0180	$0,0348 \cdot 10^{-3}$	$0,0232 \cdot 10^{-3}$	287	432
6,0	0,0245	0,0170	$0,0316 \cdot 10^{-3}$	$0,0219 \cdot 10^{-3}$	316	457
8,0	0,0220	0,0157	$0,0284 \cdot 10^{-3}$	$0,0203 \cdot 10^{-3}$	352	492
10,0	0,0200	0,0150	$0,0258 \cdot 10^{-3}$	$0,0193 \cdot 10^{-3}$	388	518

¹ Составлена по данным работы [24].

Коэффициенты поглощения μ и длины пробега γ -квантов в воде
($\rho = 1 \text{ г/см}^3$) при различных величинах энергии ϵ

$\epsilon, \text{Мэв}$	$\mu/\rho, \text{см}^2/\text{г}$	$\mu_e/\rho, \text{см}^2/\text{г}$	$\mu, \text{см}^{-1}$	$\mu_e, \text{см}^{-1}$	$\lambda, \text{см}$	$\lambda_e, \text{см}$
0,1	0,171	0,0253	0,171	0,0253	5,85	39,5
0,15	0,151	0,0278	0,151	0,0278	6,63	36,0
0,2	0,137	0,0299	0,137	0,0299	7,30	33,5
0,3	0,119	0,0320	0,119	0,0320	8,40	31,2
0,4	0,106	0,0328	0,106	0,0328	9,44	30,5
0,5	0,0967	0,0330	0,0967	0,0330	10,3	30,3
0,6	0,0894	0,0329	0,0894	0,0329	11,2	30,4
0,8	0,0786	0,0321	0,0786	0,0321	12,7	31,1
1,0	0,0706	0,0310	0,0706	0,0310	14,2	32,2
1,5	0,0576	0,0283	0,0576	0,0283	17,4	35,3
2,0	0,0493	0,0260	0,0493	0,0260	20,3	38,4
3,0	0,0396	0,0227	0,0396	0,0227	25,2	44,0
4,0	0,0339	0,0204	0,0339	0,0204	29,5	49,0
5,0	0,0302	0,0189	0,0302	0,0189	33,1	52,9
6,0	0,0277	0,0178	0,0277	0,0178	36,1	56,2
8,0	0,0242	0,0163	0,0242	0,0163	41,3	61,3
10,0	0,0221	0,0154	0,0221	0,0154	45,2	65,0

¹ Составлена по данным работы [8].

Коэффициенты поглощения μ длины пробега γ -квантов в алюминии
($\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$) при различных величинах энергии

$\varepsilon, \text{ Мэв}$	$\frac{\mu}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}$	$\frac{\mu_e}{\rho}, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu, \text{ см}^{-1}$	$\mu_e, \text{ см}^{-1}$	$\lambda, \text{ см}$	$\lambda_e, \text{ см}$
0,1	0,169	0,0371	0,457	0,100	2,19	10,0
0,15	0,138	0,0282	0,372	0,0762	2,69	13,1
0,2	0,122	0,0275	0,329	0,0743	3,04	13,4
0,3	0,104	0,0283	0,281	0,0764	3,56	13,1
0,4	0,0927	0,0287	0,250	0,0775	4,00	12,9
0,5	0,0844	0,0287	0,228	0,0775	4,38	12,9
0,6	0,0779	0,0286	0,210	0,0772	4,77	13,0
0,8	0,0683	0,0278	0,184	0,0750	5,44	13,3
1,0	0,0614	0,0269	0,166	0,0726	6,02	13,7
1,5	0,0500	0,0246	0,135	0,0664	7,42	15,0
2,0	0,0431	0,0227	0,116	0,0613	8,63	16,3
3,0	0,0353	0,0201	0,0953	0,0543	10,5	18,4
4,0	0,0310	0,0188	0,0837	0,0507	11,9	19,7
5,0	0,0284	0,0180	0,0767	0,0486	13,0	20,6
6,0	0,0266	0,0174	0,0718	0,0470	13,9	21,3
8,0	0,0243	0,0169	0,0656	0,0456	15,2	21,9
10,0	0,0232	0,0167	0,0627	0,0451	15,9	22,2

¹ Составлена по данным работы [8].

Таблица П. 20¹

Коэффициенты поглощения μ и длины пробега γ -квантов в железе
($\rho = 7,8 \text{ г/см}^3$) при различных величинах энергии ε

$\varepsilon, \text{ Мэв}$	$\mu/\rho, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu_e/\rho, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu, \text{ см}^{-1}$	$\mu_e, \text{ см}^{-1}$	$\lambda, \text{ см}$	$\lambda_e, \text{ см}$
0,1	0,370	0,219	2,88	1,71	0,347	0,585
0,15	0,196	0,0801	1,53	0,625	0,654	1,60
0,2	0,146	0,0485	1,14	0,378	0,877	2,64
0,3	0,110	0,0340	0,857	0,265	1,17	3,77
0,4	0,0939	0,0306	0,733	0,238	1,36	4,20
0,5	0,0840	0,0293	0,655	0,228	1,53	4,38
0,6	0,0769	0,0286	0,600	0,223	1,67	4,48
0,8	0,0668	0,0272	0,521	0,212	1,92	4,71
1,0	0,0598	0,0261	0,467	0,204	2,14	4,90
1,5	0,0484	0,0237	0,378	0,185	2,64	5,40
2,0	0,0422	0,0219	0,329	0,171	3,04	5,85
3,0	0,0359	0,0203	0,280	0,158	3,57	6,33
4,0	0,0330	0,0198	0,258	0,154	3,87	6,50
5,0	0,0314	0,0198	0,245	0,154	4,08	6,50
6,0	0,0305	0,0200	0,238	0,156	4,20	6,41
8,0	0,0298	0,0206	0,232	0,161	4,31	6,20
10,0	0,0300	0,0213	0,234	0,166	4,27	6,02

¹ Составлена по данным работы [8].

Коэффициенты поглощения μ и длины пробега γ -квантов в свинце
($\rho = 11,3 \text{ г/см}^3$) при различных величинах энергии ε

$\varepsilon, \text{ Мэв}$	$\mu/\rho, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu_e/\rho, \text{ см}^2/\text{г}$	$\mu, \text{ см}^{-1}$	$\mu_e, \text{ см}^{-1}$	$\lambda, \text{ см}$	$\lambda, \text{ см}$
0,1	5,46	2,16	61,7	24,4	0,0162	0,0410
0,15	1,92	1,08	21,7	12,2	0,0461	0,0820
0,2	0,942	0,586	10,6	6,63	0,0943	0,151
0,3	0,378	0,241	4,27	2,72	0,234	0,368
0,4	0,220	0,136	2,48	1,54	0,403	0,650
0,5	0,152	0,0901	1,72	1,02	0,581	0,980
0,6	0,119	0,0684	1,34	0,773	0,746	1,29
0,8	0,0866	0,0477	0,978	0,539	1,03	1,85
1,0	0,0703	0,0384	0,795	0,434	1,26	2,30
1,5	0,0523	0,0280	0,591	0,316	1,69	3,16
2,0	0,0456	0,0248	0,515	0,280	1,94	3,57
3,0	0,0413	0,0238	0,467	0,269	2,14	3,72
4,0	0,0416	0,0253	0,470	0,286	2,13	3,50
5,0	0,0430	0,0272	0,486	0,307	2,06	3,26
6,0	0,0445	0,0287	0,503	0,324	1,99	3,08
8,0	0,0471	0,0309	0,532	0,349	1,88	2,87
10,0	0,0503	0,0328	0,568	0,371	1,76	2,70

¹ Составлена по данным работы [8].

Зависимость фактора накопления дозы B_r (μR) от энергии ϵ точечного источника квантов при прохождении γ -излучения в бесконечной среде для воды, алюминия, железа и свинца

Вещество	Энергия кванта $\epsilon, \text{Мэв}$	Факторы накопления дозы B_r (μR) на расстояниях, μR						
		1	2	4	7	10	15	20
Вода . . .	0,255	3,09	7,14	23,0	72,9	166	456	982
"	0,5	2,52	5,14	14,3	38,8	77,6	178	334
"	1,0	2,13	3,71	7,68	16,2	27,1	50,4	82,2
"	2,0	1,83	2,77	4,88	8,46	12,4	19,5	27,7
"	3,0	1,69	2,42	3,91	6,23	8,63	12,8	17,0
"	4,0	1,58	2,17	3,34	5,13	6,94	9,97	12,9
"	6,0	1,46	1,91	2,76	3,99	5,18	7,09	8,85
"	8,0	1,38	1,74	2,40	3,34	4,25	5,66	6,95
"	10,0	1,38	1,63	2,19	2,97	3,72	4,90	5,98
Алюминий .	0,5	2,37	4,24	9,47	21,5	38,9	80,8	141
"	1,0	2,0	3,31	6,57	13,1	21,2	37,9	58,5
"	2,0	1,75	2,61	4,62	8,05	11,9	18,7	26,3
"	3,0	1,64	2,32	3,78	6,14	8,65	13,0	17,7
"	4,0	1,53	2,08	3,22	5,01	6,88	10,1	13,4
"	6,0	1,42	1,85	2,70	4,06	5,49	7,97	10,4
"	8,0	1,34	1,68	2,37	3,45	4,58	6,56	8,52
"	10,0	1,28	1,55	2,12	3,01	3,96	5,63	7,32
Железо . . .	0,5	1,98	3,09	5,98	11,7	19,2	35,4	55,6
"	1,0	1,87	2,89	5,39	10,2	16,2	28,3	42,7
"	2,0	1,76	2,43	4,13	7,25	10,9	17,6	25,1
"	3,0	1,55	2,15	3,51	5,85	8,51	13,5	19,1
"	4,0	1,45	1,94	3,03	4,91	7,11	11,2	16,0
"	6,0	1,34	1,72	2,58	4,14	6,02	9,89	14,7
"	8,0	1,27	1,55	2,23	3,49	5,07	8,50	13,0
"	10,0	1,20	1,42	1,95	2,99	4,35	7,54	12,4
Свинец . .	0,5	1,24	1,42	1,69	20,0	2,27	2,65	(2,73)
"	1,0	1,37	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81	5,86
"	2,0	1,39	1,76	2,51	3,66	4,84	6,87	9,00
"	3,0	1,34	1,68	2,43	3,75	5,30	8,44	12,3
"	6,0	1,18	1,40	1,97	3,34	5,69	13,8	32,7
"	8,0	1,14	1,30	1,74	2,89	5,07	14,1	44,6
"	10,0	1,11	1,3	1,58	2,52	4,34	12,5	39,2
¹ Данные работы [10]								

ЛЕЙПУНСКИЙ

Овсей Ильич

Гамма-излучение атомного взрыва

Редактор *З. Д. Андреевко*
Техн. редактор *В. И. Мазель*
Корректор *Т. А. Солдатеукова*

Сдано в набор 14/VII — 1958 г.

Подписано к печати 14/II-1959 г.

Бумага 60×92/16

Физич. печ. л. 9³/₄, Уч.-изд. л. 9,1

Заказ изд. 151 Тираж 7000 экз.

T-00391.

Цена 4 р. 60 к. Заказ 1182

Атомиздат, Москва, В-180, Старомо-
нетный пер., дом 26.

В 1959 году АТОМИЗДАТ ВЫПУСКАЕТ МАТЕРИАЛЫ

ВТОРОЙ МЕЖДУНАРОДНОЙ (ЖЕНЕВСКОЙ) КОНФЕРЕНЦИИ ПО МИРНОМУ ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ.

**Доклады советских ученых на этой конференции будут
изданы в шести томах:**

- Том I. Ядерная физика.
- Том II. Ядерные реакторы и ядерная энергетика.
- Том III. Ядерное горючее и реакторные материалы.
- Том IV. Химия радиоэлементов и радиационных превращений.
- Том V. Радиобиология и радиационная медицина.
- Том VI. Получение и применение изотопов.

**Избранные доклады иностранных ученых будут изданы
в десяти томах:**

- Том I. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции.
- Том II. Нейтронная физика.
- Том III. Физика ядерных реакторов.
- Том IV. Ядерные реакторы и ядерная энергетика.
- Том V. Химия радиоэлементов и радиационных превращений.
- Том VI. Ядерное горючее и конструкционные материалы.
- Том VII. Технология атомного сырья.
- Том VIII. Геология атомного сырья.
- Том IX. Радиобиология и радиационная медицина.
- Том X. Получение и применение изотопов.

Тома богато иллюстрированы. Всего в издании
более 6600 иллюстраций.

УСЛОВИЯ ПОДПИСКИ

Средняя стоимость одного тома шеститомника докладов советских ученых 22 рубля, десяти томника избранных докладов зарубежных ученых — 30 рублей.

Подписка принимается как на все издание, так и на отдельные тома. При подписке вносится задаток 20 рублей, который засчитывается при получении последнего (или единичного) тома.

Доставка томов и пересылка их по почте производится за счет подписчиков.

Подписка будет производиться книжными магазинами республиканских, краевых и областных книготоргов, а также магазинами «Академкнига» и конторой «Академкнига».

СПИСОК

опечаток и исправлений в книге О. И. Лейпунского
„Гамма-излучение атомного взрыва“

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По вине
27	5 св.	0,00032	0,0032	Корр.
27	12 сн.	(700%)	(100%)	„
33	3 сн.	μ_0	μ	Авт.
39	14 св.	П. 2	П. 16	„
43	18 сн.	П. 22.	П. 17 – П. 21	„
43	22 сн.	8,0	830	Корр.
45	Табл. 12	> 20	< 20	Авт.
		> 50	< 50	„
		> 120	< 120	„
		> 500	< 500	„
81	7 сн.	0,410	0,140	Тип.
114	20 св.	чем при $\varepsilon_{\text{фф}}$	чем при $\bar{L}_{\text{эфф}}$	„
127	4 св.	(20 ч)	(3 ч)	Корр.
127	10 св. столб. 1	$K_{\Gamma^{35m}}$	$K_{\Gamma^{35m}}$	Авт.