

Ю.Н. Тарасенко

ИОНИЗАЦИОННЫЕ
МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИИ
ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ТЕХНОСФЕРА

Москва

2013

УДК 623.454.862
ББК 31.4
Т 19

Рецензент:

Лотонов М.А.

академик Метрологической академии РФ,
доктор технических наук, профессор

Т 19 Тарасенко Ю.Н.

Ионизационные методы дозиметрии высокоинтенсивного ионизирующего излучения. — Москва: Техносфера, 2013. — 264 с.
ISBN 978-5-94836-349-3

Монография посвящена разработке и исследованию ионизационных методов дозиметрии ионизирующих излучений (ИИ) с использованием методов измерения проводимости газов при их облучении высокоинтенсивным ионизирующим излучением.

Предназначена для метрологов, занимающихся метрологическим обеспечением измерений ИИ в сфере обороны и безопасности, разработчиков средств измерений ИИ в целях обеспечения единства измерений существующими средствами измерений и учета выработанных рекомендаций при создании новых средств измерений.

Может быть использована слушателями высших учебных заведений при изучении курса по метрологии, слушателями факультетов повышения квалификации и курсов по переподготовке кадров.

УДК 623.454.862
ББК 31.4

Фото на обложке:

Испытание термоядерной бомбы на атолле Бикини, 1954 г. Мощность взрыва 11 Мт, из которых 7 Мт выделилось от деления тампера из урана-238
Новый отражатель импульсного быстрого реактора ИБР-2 ОИЯИ (Дубна)

© 2013, Тарасенко Ю.Н.

© 2013, ЗАО «РИЦ «Техносфера», оригинал-макет, оформление

ISBN 978-5-94836-349-3

Содержание

Предисловие	7
Глава 1. ПРОВОДИМОСТЬ ГАЗА, СОЗДАВАЕМАЯ ИОНИЗИРУЮЩИМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ	9
1.1. Краткая характеристика высокоинтенсивных импульсных источников ионизирующих излучений	9
1.1.1. Проникающая радиация, создаваемая при взрывах ядерных боеприпасов	11
1.1.2. Плотность ионизации воздуха, создаваемая быстрыми нейтронами	41
1.1.3. Моделирующие установки	51
1.1.3.1. Импульсные ядерные реакторы	51
1.1.3.2. Рентгеновские установки	56
1.1.3.3. Ускорители электронов	61
1.2. Плотность ионизации и проводимость воздуха, создаваемые импульсными источниками ионизирующих излучений	66
1.2.1. Взаимодействие быстрых электронов с воздухом (первичные и вторичные процессы)	66
1.2.2. Проводимость воздуха, возникающая при облучении ионизирующим излучением	76
Глава 2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ И ПРОВОДИМОСТИ ГАЗА, СОЗДАВАЕМЫЕ ИОНИЗИРУЮЩИМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ	85
2.1. Введение	85
2.2. Общие требования к измерительному объему	87
2.2.1. Облучение объема рентгеновскими или гамма-лучами	87
2.2.2. Объем, образованный стенками из разнородных материалов	93
2.2.3. Облучение объема быстрыми нейтронами	94
2.3. Измерение плотности ионизации и проводимости воздуха с помощью ионизационной камеры	99
2.4. Измерение дозы импульсного ионизирующего излучения с помощью конденсаторных ионизационных камер	106

2.5. Сверхвысокочастотные методы измерения проводимости газа, создаваемой ионизирующими излучениями	112
2.5.1. Кинетическое уравнение	113
2.5.2. Проводимость плазмы в слабом поле СВЧ	118
2.5.3. Резонаторный метод	121
2.5.4. Волноводный метод	125
2.5.5. Использование СВЧ-методов для исследования плазмы, создаваемой ионизирующими излучениями	127
2.5.6. Использование резонаторного метода измерения концентрации свободных электронов при больших давлениях газа и оценка его погрешности	128
2.6. Методы измерения проводимости газа на высоких частотах	134
2.6.1. Измерение проводимости воздуха с помощью воздушной коаксиальной линии	134
2.6.2. Повышение помехозащищенности схемы диагностики плазмы	137
2.6.3. Измерение проводимости воздуха с помощью зонда	140

Глава 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ГАЗОВ, ДОЗЫ И МОЩНОСТИ ДОЗЫ (ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Измерение проводимости воздуха и мощности экспозиционной дозы (плотности ионизации), создаваемой стационарными и импульсными источниками ионизирующих излучений, с помощью ионизационных камер	147
3.2. Измерение проводимости электроотрицательных газов на импульсных источниках ионизирующего излучения с помощью конденсаторных камер	167
3.3. Измерение больших доз импульсного излучения с помощью интегральных конденсаторных камер	172
3.4. Измерение проводимости газа и мощности экспозиционной дозы (плотности ионизации) с помощью зондов	178
3.5. Измерение проводимости газа и мощности экспозиционной дозы (плотности ионизации) с помощью коаксиальных и спиральных полосковых линий	186
3.6. Измерение проводимости газа и мощности экспозиционной дозы (плотности ионизации) резонаторным СВЧ-методом	194

3.7. Чувствительность ионизационных камер к нейтронному и импульсному рентгеновским излучениям образцовых дозиметров экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы фотонного излучения	205
Заключение	224
Литература	227
Приложение 1. НЕКОТОРЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ УПРОЩЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	234
Приложение 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ, ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ И ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ, СОЗДАВАЕМОЙ ИОНИЗИРУЮЩИМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК	242
П2.1. Назначение и область применения	242
П2.2. Средства измерений и их характеристики	242
П2.3. Технические характеристики рабочих средств измерений	245
П2.4. Методика измерений	246
П2.5. Алгоритм операций подготовки и проведения измерений	250
П2.6. Способ обработки результатов измерений	251
П2.7. Требования к квалификации оператора	253
П2.8. Требования по технике безопасности	253
Приложение 3. ПРОГРАММА МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ АТТЕСТАЦИИ МЕТОДИКИ ВЫПОЛНЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЯ	254

Предисловие

Монография посвящена изложению и анализу методов измерения проводимости газов, создаваемой ионизирующими излучениями. Эти методы являются одной из разновидностей ионизационных методов исследования параметров источников излучений высокой интенсивности, в частности стационарных и импульсных ядерно-физических установок (ЯФУ). Важность определения параметров источников излучений вряд ли нужно специально оговаривать. Кроме того, при исследовании различных электродинамических явлений, возникающих в газах под действием импульсов ионизирующих излучений, необходимо знать проводимость и диэлектрическую проницаемость газа во время действия источника ионизации [1]. К ним в первую очередь можно отнести исследования электромагнитных полей в зоне ионизации, создаваемых импульсным источником ионизирующего излучения (ИИ), а также затухание электромагнитных волн при их распространении в зоне ионизации источника.

При дозиметрии однократных импульсов ИИ необходимо обеспечить широкий динамический диапазон и высокое временное разрешение. Этим требованиям достаточно хорошо отвечают различные методы диагностики низкотемпературной плазмы, в частности высокочастотные и сверхвысокочастотные методы [2]—[6].

Определение мощности экспозиционной дозы (плотности ионизации) с помощью ионизационной камеры (ИК) связано с измерением ионизационного тока, пропорционального концентрации вторичных заряженных частиц (в основном положительных и отрицательных ионов) в измерительном объеме, ограниченном двумя электродами при постоянном внешнем напряжении между ними. Эти измерения наиболее развиты для режима насыщения камеры и широкое распространение получили в рабочих, образцовых и эталонных средствах измерений при мощности экспозиционной дозы (МЭД) 10^{-8} — 10^1 Р/с благодаря простоте датчиков, их воздухоэквивалентности, а также слабой зависимости чувстви-

тельности от напряжения питания. Подробный анализ вольт-амперных характеристик ИК показывает, что их разрешающее время при нормальном атмосферном давлении воздуха не может быть менее 10^{-6} с и практически регистрируемая максимальная МЭД при эффективности собирания $f \geq 0,85$ не превышает 10^6 Р/с. При МЭД более 10^5 Р/с существенный вклад в ионизационный ток воздушной камеры начинают вносить электроны, а также оказывает влияние объемный заряд электронов, положительных и отрицательных ионов и ряд других процессов.

В настоящее время достаточно полное решение этого вопроса отсутствует, а при измерениях существует ряд ограничений, в частности связанных с созданием больших напряженностей электрических полей. Подобные ограничения снимаются, если использовать зондирование ионизованного воздуха с помощью электрических полей малой напряженности и устанавливать связь между проводимостью воздуха и МЭД (плотностью ионизации).

В настоящее время для регистрации непрерывного и импульсного излучения с МЭД до 100 Р/с и ЭД 0,01—500 Р широко используются интегральные конденсаторные ионизационные камеры.

Актуальной проблемой является измерение импульсного излучения источников с длительностью от единиц наносекунд до нескольких десятков микросекунд, МЭД до 10^{10} Р/с и ЭД до 10^4 Р [7], [8]. Эти измерения в настоящее время проводят в основном с использованием различного рода твердотельных детекторов (полупроводниковые детекторы, термо- и фотолюминесцентные детекторы и др.). Одним из существенных недостатков их является относительно длительное время получения информации об ЭД после облучения и подготовки к последующему циклу измерений, относительно высокий фоновый порог выпускаемых образцов детекторов (более 1—10 Р). Твердотельные дозиметры в настоящее время пока не могут использоваться в качестве прямопоказывающих. Эти недостатки относительно просто устраняются при использовании интегральных конденсаторных ИК. Решение вопроса о возможности их использования при больших МЭД и ЭД также связано с детальным изучением электродинамических процессов в ионизированном газе.

Временное разрешение ионизационных методов измерений параметров ИИ определяется процессами рекомбинации заряженных частиц, прилипанием электронов, газовым усилением, объемным зарядом и другими эффектами. Использование электроотрицательных газов может позволить увеличить временной

диапазон измерений МЭД коротких импульсов ИИ, а также снизить электронную составляющую электронного тока в интегральных конденсаторных ИК.

Решению указанных проблем посвящен ряд отдельных и различных по ценности статей в разных периодических изданиях и депонированных статьях [1], [5], [6], [10], [11], [12], а также в ряде монографий, прямо не связанных с метрологией ионизирующих излучений [9], [13].

Учитывая это, в монографии предпринята попытка дать специалисту по измерениям параметров ИИ по возможности полную и достаточно подробную характеристику наиболее распространенных и важных методов измерения проводимости газа и заряда частиц в газе, создаваемых ионизирующими излучениями. В связи с этим рассмотрены процесс создания воздушной плазмы ИИ, основные характеристики ионизованного воздуха и других газов, зависимость проводимости воздушной плазмы от параметров источников излучения и их характеристик. Описаны методы измерений проводимости газа, МЭД и плотности ионизации газа, создаваемых различными ионизирующими излучениями, с помощью ионизационных камер (динамических и интегральных), зондов при малых напряжениях питания, полосковых и коаксиальных линий, заполненных газом, на высоких частотах, а также с помощью резонаторов и волноводов на сверхвысоких частотах. Описаны методики измерений, приведены анализы основных погрешностей измерений в различных условиях. Рассматриваются преимущества и недостатки различных методов измерений проводимости газа. Приведены результаты измерений проводимости плазмы.

Монография рекомендуется метрологам, занимающимся метрологическим обеспечением измерениями ИИ в сфере обороны и безопасности, а также разработчикам средств измерений ИИ в целях обеспечения единства измерений существующими средствами измерений и учета выработанных рекомендаций при создании новых средств измерений. Может быть использована слушателями и курсантами высших военных учебных заведений при изучении курса по военной метрологии, слушателями факультетов повышения квалификации и курсов по переподготовке кадров.

*М.А. Лотонов,
доктор технических наук, профессор,
академик Метрологической академии РФ*

ГЛАВА 1

ПРОВОДИМОСТЬ ГАЗА, СОЗДАВАЕМАЯ ИОНИЗИРУЮЩИМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ

1.1. Краткая характеристика высокоинтенсивных импульсных источников ионизирующих излучений

Бурное развитие ядерной физики наряду с созданием ядерного оружия привело к широкому использованию высокоинтенсивных импульсных и стационарных источников ионизирующих излучений. Они получили широкое применение в различных смежных отраслях науки и техники, и в частности, в химии и медицине. В 1960-х гг. с появлением достаточно мощных и доступных источников началось использование их в химико-технологических процессах, а также при экспериментальном определении различных характеристик элементов и узлов в радиоэлектронной аппаратуре.

Одной из особенностей высокоинтенсивных импульсных источников ИИ является их относительно невысокая стабильность параметров, а также трудности расчета толщины испытываемых объектов, что приводит к необходимости проведения дозиметрического сопровождения каждого импульса.

Разработка и оснащение армий стран НАТО и США ядерными боеприпасами с малой мощностью (до 10—20 т) и тактическим ядерным боеприпасом, так называемой «нейтронной бомбой», привело к необходимости разработки и испытаний дозиметров гамма-нейтронного излучения, регистрирующих импульсное излучение высокой интенсивности (до 10^{10} рад/с) на высокоинтенсивных источниках излучения.

В качестве таких источников широко используются импульсные и статические ядерные реакторы, рентгеновские установки, ускорители электронов, а также генераторы нейтронов.

1.1.1. Проникающая радиация, создаваемая при взрывах ядерных боеприпасов

С точки зрения предъявления требований к дозиметрам и измерителям проводимости воздуха важными характеристиками проникающей радиации являются: спектральное распределение, амплитудно-временные параметры гамма-нейтронного излучения, накопление дозы во времени и пространственно-угловое распределение ионизирующих излучений. Указанные характеристики изменяются в широких пределах в зависимости от целого ряда факторов, таких как вид ядерного горючего, тип боеприпаса, вид взрыва, мощность взрыва, расстояние от эпицентра (центра) взрыва и т. п.

Для оценки требований к дозиметрам и измерителям проводимости, по-видимому, в первую очередь необходимо рассмотреть случай, когда основным поражающим фактором для личного состава и аппаратуры является проникающая радиация. Этот случай характерен для взрывов ядерных боеприпасов сверхмалой и малой мощности, а также «нейтронной бомбы» [17]—[19].

Такая постановка вопроса совпадает с тенденциями развития ядерного оружия за рубежом, связанными с увеличением удельной мощности ядерных боеприпасов. Так, в США удельная мощность к началу 1960-х гг. была увеличена более чем в 100 раз по сравнению с первыми образцами.

Сообщалось, например, что весовые и габаритные характеристики боеприпасов улучшились в два раза по сравнению с боеприпасами, поступившими на вооружение сравнительно недавно — в 1970—71 гг. [15], [16].

В последние годы в США ведутся интенсивные работы по созданию новых типов ядерных боеприпасов [17].

К ним можно отнести [17]—[19]:

- создание «нейтронной бомбы» с мощностью 20—30 т и изменяемой мощностью, отличающейся различными поражающими свойствами (Mini Nukes);
- ядерные боеприпасы с повышенным выходом проникающего излучения (Enhanced Radiation weapons или prompt Radiation weapons);
- безрадиационные ядерные боеприпасы (Suppressed Radiation weapons);
- ядерные боеприпасы для радиоактивного заражения местности (Induced Radiation weapons).

Другой тенденцией в развитии ядерного оружия США является улучшение точности стрельбы, которое позволит уменьшить мощность боеприпасов [21]. Приведенные тенденции могут изменить требования к дозиметрам, связанные в основном с амплитудно-временными, пространственно-угловыми и спектральными характеристиками источника ионизирующих излучений.

Учитывая эти тенденции и данные, приведенные в зарубежной открытой литературе (в основном американской) [26], [28], были оценены основные характеристики проникающей радиации взрывов сверхмалой и малой мощности ядерных и термоядерных боеприпасов.

ЭКСПОЗИЦИОННАЯ И ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Амплитудно-временное и спектральное распределение гамма-излучения проникающей радиации обусловлено мгновенным, захватным и осколочным компонентами, а также гамма-излучением, возникающим при неупругих соударениях быстрых нейтронов.

МГНОВЕННОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

Спектр мгновенного гамма-излучения в диапазоне энергии $E_\gamma = 0,03\text{--}6$ МэВ для ядерного боеприпаса по данным [28] приведен на рис. 1.1. Спектр гамма-излучения несколько жестче спектра деления Pu^{239} . Это связано с поглощением низкоэнергетичных фотонов в материале боеприпаса и выходом гамма-квантов при взаимодействии нейтронов с материалами ВВ. Около 80 % мгновенного гамма-излучения выделяется за время порядка 10^{-10} до 10^{-9} с, 55—65 % — со временем полураспада от 10^{-10} до 10^{-9} с. Почти все мгновенное гамма-излучение продолжается до 10^{-8} с [27], [28].

Средняя энергия мгновенных гамма-квантов составляет 1,3 МэВ [28], причем энергия, уносимая ими, составляет 1 % от общей энергии, выделяющейся при взрыве. Подробно выход мгновенного гамма-излучения при взрыве ядерного боеприпаса мощностью 1 и 24 кт обсуждался в работах [27], [28], причем в работе [27] рассматривалась динамика выхода гамма-излучения для упрощенной схемы боеприпаса мощностью 1 кт. Энергетическое распределение начального гамма-излучения термоядерного взрыва приведено на рис. 1.2.

Форма импульса мгновенного гамма-излучения приведена на рис. 1.3 [26].

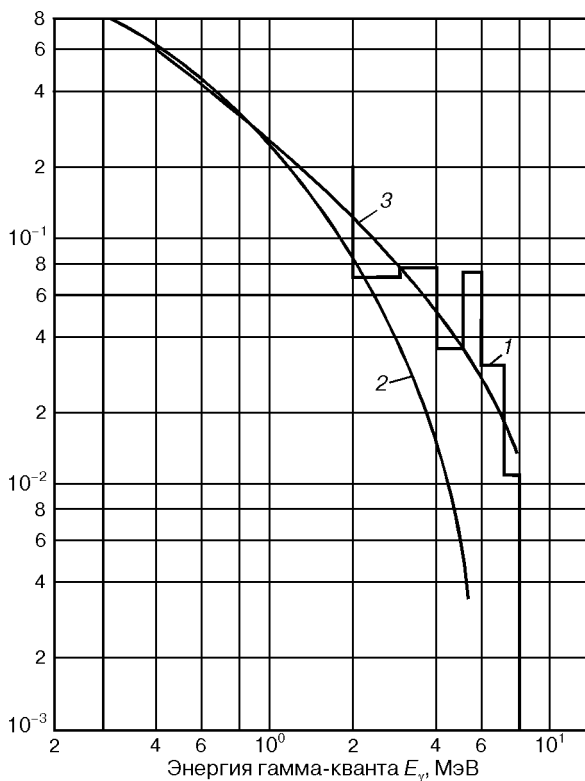


Рис. 1.1. Спектр мгновенного гамма-излучения:

1 — ядерный взрыв $W = 24$ кт [28]; 2 — спектр деления Pu^{239} , U^{235} [28];
3 — $N(E) = 0,72 \exp(-1,87E) + 0,22 \exp(-0,4E)$

Максимальный выход мгновенных гамма-квантов составляет $N_{\gamma \max} = 7 \cdot 10^{30}$ квант/(с · кт) [28], длительность гамма-импульса на полувысоте равна 28 нс [28].

Гамма-импульс по данным [28] может быть аппроксимирован в виде:

- при $t = (0-40,32) \cdot 10^{-8}$ с

$$N_{\gamma 1} = \exp(1,32 \cdot 10^8 t), \quad (1.1a)$$

- при $t = (40,32-43,82) \cdot 10^{-8}$ с

$$N_{\gamma 2} = 4N_{\gamma \max} \exp[1,32 \cdot 10^8 (43,32 \cdot 10^{-8} - t)] \times \{1 + \exp[1,32 \cdot 10^8 (43,32 \cdot 10^{-8} - t)]\}^{-1}, \quad (1.1b)$$

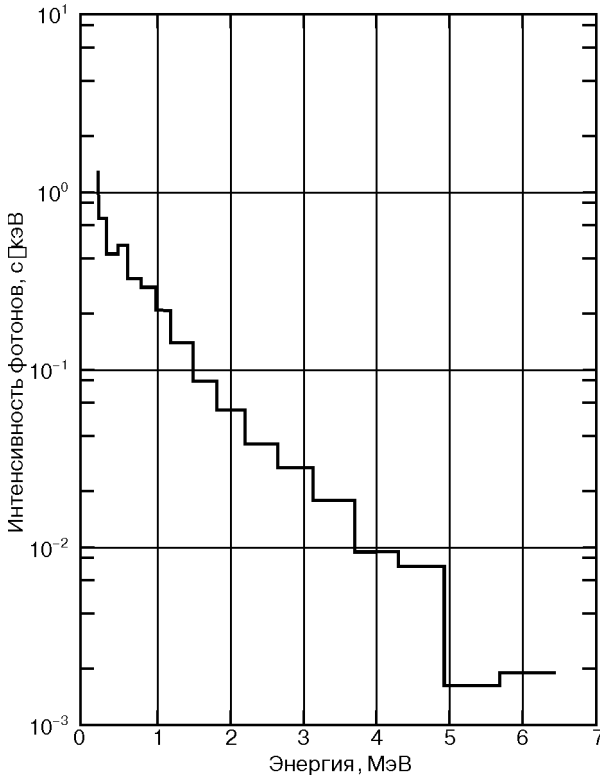


Рис. 1.2. Энергетическое распределение начального гамма-излучения термоядерного взрыва

- при $t = (44,32 - 57,32) \cdot 10^{-8}$ с

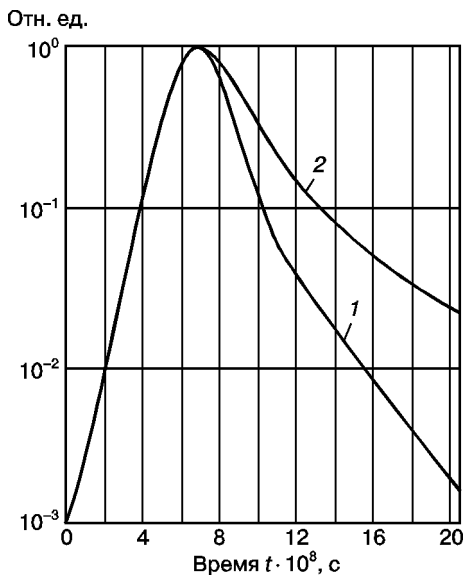
$$\begin{aligned}
 N_{\gamma 3} &= 4N_{\gamma \max} \exp\left[1,32 \cdot 10^8 (43,32 \cdot 10^{-8} - t)\right] \times \\
 &\quad \times \left\{1 + \exp\left[1,32 \cdot 10^8 (43,32 \cdot 10^{-8} - t)\right]\right\}^{-1} + \\
 &+ 0,167N_{\gamma \max} \exp\left[-1,87 \cdot 10^{-7} (t - 43,32 \cdot 10^{-8} - t)\right],
 \end{aligned} \tag{1.1В}$$

$$P_{\gamma \max} = 3,36 \cdot 10^{16} W \exp\left(\frac{\lambda_{\text{эфф}}}{R}\right) \text{ P/с.} \tag{1.1Г}$$

При распространении в воздухе форма гамма-импульса изменяется, причем увеличивается его длительность. Это обусловлено многократным рассеянием гамма-квантов в воздухе. Изменя-

ется спектр мгновенного излучения, причем на расстояниях от центра взрыва $R \leq 500$ м преобладает низкоэнергетическая группа фотонов ($E_\gamma \sim 1,25$ МэВ), а на $R > 500$ м начинает преобладать высокоэнергетическая группа фотонов ($E_\gamma \sim 4$ МэВ) [27].

Рис. 1.3. Форма импульсов нейтронного (2) и гамма-излучения (1) ядерного взрыва



Эффективная длина свободного пробега гамма-квантов $\lambda_{\text{эфф}}$ в воздухе при нормальном атмосферном давлении, по данным [27], составляет 260 м, несколько меньшая длина получается по данным [28].

Упрощенную зависимость изменения мощности экспозиционной дозы во времени и от расстояния R для мгновенного гамма-излучения можно получить из выражения [27]:

$$P_\gamma(t) = 5,07 \cdot 10^8 \left\{ 3,35 \cdot 10^4 \exp(1,27 \cdot 10^{-8}) + [1 - \exp(-1,025 \cdot 10^6 t_2)] \times \right. \\ \left. \times 3,18 \cdot 10^{-3} \exp(-4,6 \cdot 10^5 t_2) \left[(t_2 - 4,845 \cdot 10^5)^{5/4} \right]^{-1} + \right. \\ \left. + 4 \cdot 10^2 \exp(-1,54 \cdot 10^4 t_2) + 2,1 (t_2 + 2,66)^{-1,2} \right\} W R^{-2} \exp\left(-\frac{R}{280}\right), \quad (1.2)$$

где W — мощность взрыва, кт;

$$t_1 \leq 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}; \quad t_2 \geq 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}; \quad t_1 = t'_1 - \frac{R}{c}; \quad t_2 = t'_2 - \frac{R}{c};$$

t'_1 и t'_2 — время после определенного нулевого времени, c — скорость света, м/с.

Формы импульсов, а также максимальная мощность дозы по выражениям (1.1) и (1.2) несколько отличаются. Это обусловле-

но различиями исходных данных и методов расчета кинетики развития взрыва, принятых в работах [27] и [28]. Ввиду того, что в работе [28] не обсуждается временная и пространственная зависимости мощности экспозиционной дозы мгновенного гамма-излучения, для дальнейших расчетов и оценки примем зависимость (1.2), приведенную в работе [27].

МГНОВЕННОЕ НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Спектр нейтронов при ядерном взрыве изменяется во времени. Во времена до $1,4 \cdot 10^{-7}$ с спектр несколько жестче спектра деления ^{239}Pu , а при $t = 36 \cdot 10^{-8}$ с он становится мягче спектра деления и имеет значительный компонент с энергией ниже 26 кэВ [28]. Общий выход нейтронов составляет $1,9 \cdot 10^{23}$ нейтр./кт, причем выходит 64 % общего числа нейтронов, получавшихся в результате взрыва, что составляет 1,7 % общей энергии взрыва. Средняя энергия мгновенных нейтронов, по данным [26], составляет $\sim 1,5$ МэВ, а максимальный выход нейтронов

$$N_{\text{н max}} = 6,04 \cdot 10^{30} \text{ нейтр./}(\text{с} \cdot \text{кт}).$$

Конкретные данные по параметрам проникающей радиации нейтронной бомбы (НБ) в открытой печати отсутствуют. Однако на основе опубликованных материалов [18]—[24] можно предположить, что НБ свойственны следующие качественные показатели:

- большая часть энергии высвобождается в виде мощного нейтронного импульса;
- радиус зоны поражения населения ударной волной и световым излучением значительно меньше, чем радиусы поражения проникающей радиации;
- радиоактивное заражение окружающей среды незначительно;
- зона разрушения наземных сооружений мала.

Исходя из этих свойств можно считать, что делящихся тяжелых элементов, являющихся основным источником радиоактивного заражения местности, должно быть меньше или они должны отсутствовать, основная доля энергии взрыва должна выделяться в виде нейтронного излучения, доля энергии ядерной реакции, переходящая в кинетическую энергию продуктов реакции, являвшихся источником формирования ударной волны, должна быть минимальна. Такой боеприпас можно реализовать на реакции синтеза легких элементов (третия, дейтерия

и др.). Известно, что для осуществления цепной реакции синтеза необходим прогрев смеси легких элементов до температуры более нескольких миллионов градусов. Смесь может разогреваться до такой температуры при использовании ядерного запала, при разряде емкостного накопителя, при облучении мощным пучком электронов или лучом мощного лазера [19], [20]. Реализовать эти методы с хорошим преобразованием энергии в настоящее время в тактическом боеприпасе достаточно трудно, по-видимому, кроме использования ядерного запала с выходом нейтронов, мощности взрыва нескольких сотен килограммов тринитротолуола.

В дейтерий-тритиевой и тритий-тритиевой смесях при температуре ~ 10 млн градусов нейтрон уносит энергии 14,5 МэВ из 17,6 МэВ (80 %) и 8 МэВ из 11 МэВ (73 %) соответственно [29], [30].

Результаты расчета выхода нейтронов исходя из баланса энергии, выделяющейся при делении ~ 15 г Pu^{239} и синтезе ~ 1 г смеси трития с дейтерием и трития с тритием по данным, приведенным в работе [30], показывают, что по выходу нейтронов взрыв заряда мощностью $\sim 0,3$ кт и вкладом реакции синтеза 17 % эквивалентен по выходу нейтронов взрыва обычного заряда с мощностью от 2 до 5 кт, т. е. выходу $(8,4-30) \cdot 10^{23}$ нейтронов с энергией ~ 14 МэВ и $4,6 \cdot 10^{22}$ нейтронов со средней энергией $\sim 1,5$ МэВ (со смягченным спектром деления Pu^{239}).

ВТОРИЧНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

При распространении нейтронов в атмосфере в результате замедления и поглощения нейтронов образуется вторичное гамма-излучение при неупругом рассеянии и захвате нейтронов.

Неупругое рассеяние возникает в основном при больших энергиях нейтронов (от 5 до 14 МэВ), и им практически можно пренебречь при энергиях нейтронов менее 0,5 МэВ. Выделяют два основных источника неупругого рассеяния. Одним источником является материал боеприпаса, другим — воздух (и земля в случае наземного взрыва). Подробно неупругое рассеяние быстрых нейтронов в материале боеприпаса (в уране и железе) до его разрушения ($t \sim 10^{-5}$ с) обсуждается в работе [27].

Гамма-кванты неупругого рассеяния в железе по расчету [27] составляют около 15 % от потока гамма-квантов вне боеприпаса. В целом принимается, что неупругое рассеяние дает увеличение

мощности дозы на 23 % [27]. Энергетическое распределение рассеянных в боеприпасе гамма-квантов принимается таким же, как и энергетическое распределение квантов при делении. Захватное гамма-излучение в материале боеприпаса имеет большое сечение для тепловых нейтронов. По оценкам [27] доля термализованных нейтронов внутри боеприпаса мала. Захватное гамма-излучение гораздо более жесткое, чем возникающее при неупругом рассеянии ($E_{\gamma \text{ ср}} = \sim 5,6$ МэВ для железа) и составляет ~ 2 % от гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов. Большинство нейтронов проходит через материал боеприпаса и проходит значительные расстояния прежде, чем они превратятся в тепловые, причем большая часть нейтронов (около 50 %) неупруго рассеивается в материале боеприпаса.

Для термоядерного взрыва американские специалисты считают [34], что он может быть представлен спектром гамма-излучения продуктов распада U^{235} , наблюдаемым в промежутке времени от 0,2 до 0,5 с после деления. Этот спектр показан на рис. 1.2.

Вопросы, связанные с распространением быстрых нейтронов в однородной атмосфере и у поверхности земли, рассматриваются подробно в работе [26] и несколько упрощенно — в работе [27].

При этом выделяют процессы неупругого рассеяния нейтронов в воздухе и земле и захвата тепловых нейтронов в воздухе и земле. Неупругое рассеяние в воздухе определяется в основном атомами азота, и только 10 % — атомами кислорода [27].

Неупругое рассеяние атомами азота имеет место при энергиях нейтронов более 2,3 МэВ. Поперечное сечение этой реакции порядка 0,1 барн при 7 МэВ возрастает до 0,3 барн при 8 МэВ и 0,5 барн при 10 МэВ [27].

Подробно ядерные константы в расчетах ионизации воздуха под действием стационарного потока нейтронов обсуждаются в работах [31].

Групповые сечения рассеяния неупругого рассеяния нейтронов ядрами азота и кислорода по данным [32], [36] приведены в табл. 1.1.

Из табл. 1.1 видно, что энергия гамма-квантов неупругого рассеяния нейтронов с энергией от 5,3 до 14 МэВ в воздухе изменяется от 1,6 до 10,8 МэВ.

При неупругом взаимодействии нейтронов с грунтом, содержащим 16 % H_2 , 57 % O_2 , 16 % Si и 8 % Al [26], основной вклад в гамма-

Таблица 1.1. Групповые сечения реакции неупругого рассеяния нейтронов ядрами азота и кислорода

Ядро	Азот, ${}^7_7\text{N}^{14}$				Кислород, ${}^8_8\text{O}^{16}$	
	(n, n')	(n, n'_2)	(n, n'_3)	(n, n'_4)	(n, n'_5)	(n, n'_6)
Энергия нейтронов $E_{\text{н}^0}$, МэВ	5,3—14	5—14	6,45—14	11—14	6,55—14	7,16—14
Сечение реакции $\sigma_{0\text{e}}$, мбарн	24,4	61,5	57,5	152	136,5	52,8
Энергия гамма-квантов, МэВ	1,6	2,3	5,1	10,8	6,1	7,0

излучение дают кислород, кремний и алюминий. Около 50 % гамма-квантов преимущественно с энергией 6 МэВ ($E_\gamma = 2,7\text{--}8$ МэВ) получается при неупругом взаимодействии нейтронов с кислородом, 35 % гамма-квантов получается с энергией 1,78 и 2,94 МэВ при взаимодействии с кремнием и 15 % гамма-квантов с энергией от 0,47 до 3 МэВ — при взаимодействии с алюминием. Средняя энергия фотонов при неупругом рассеянии в грунте близка к средней энергии гамма-квантов в воздухе и составляет около 3,4 МэВ для энергетического спектра излучений нейтронов на расстоянии, где имеется наибольший вклад в гамма-излучение. Импульс неупругого гамма-излучения, возникающего в грунте, короче, чем в воздухе, так как у земли рассеяние происходит на более близком расстоянии к центру взрыва, чем в случае свободного воздуха. Большая часть нейтронов рассеивается не ниже 30 см над поверхностью грунта. В связи с этим гамма-излучение в воздухе ослабляется и имеется косинусоидальное распределение вокруг вертикальной оси.

Захватное гамма-излучение в основном возникает в воздухе при взаимодействии тепловых нейтронов с ядрами азота. Спектр гамма-квантов охватывает энергии от 3 до 11 МэВ со средней энергией около 5,3 МэВ.

При каждом захвате образуется 18 гамма-квантов. Плотность тепловых нейтронов имеет максимум на расстоянии 500 м от центра взрыва [27].

Захватное гамма-излучение в грунте возникает в кремнии, а также в железе, алюминии, калии, натрии и т. д., содержащихся в минеральных или скальных породах. Так как почти все реакции захвата нейтронов с ядрами элементов грунта сопровождаются выходом гамма-кванта, а сечение захвата (n, γ) в азоте составляет около 4,4 % от полного сечения, выход гамма-квантов из грунта увеличивается примерно в 20 раз для каждого захвата в грунте [27]. При каждом захвате излучается примерно два фотона, которые имеют в среднем энергию 4 МэВ. Захватное гамма-излучение в грунте возникает во времена порядка 10^{-4} с после взрыва, в то время как в воздухе — при $t = 10^{-3}\text{--}10^{-1}$ с [27], [28]. Захватное гамма-излучение в грунте возникает в основном на глубине 10—40 см. Оно ослабляется верхними слоями грунта и имеет косинусоидальное распределение квантов относительно вертикальной оси.

Зависимость мощности экспозиционной дозы гамма-излучения от расстояния во времена от 10^{-9} до 1 с с учетом рассмотрен-

ных выше процессов, по данным работы [27], в однородной атмосфере можно описать выражением:

$$\begin{aligned}
 P_{\gamma}(R, t) = W \{ & 5,07 \cdot 10^8 [4,12 \cdot 10^4 \exp(1,27 \cdot 10^8 t)] + \\
 + [1 - \exp(-1,025 \cdot 10^6 t_2)] & 3,18 \cdot 10^{-3} \exp(4,6 \cdot 10^5 t_2) (t_2 - 4,859 \cdot 10^{-8})^{5/4} \}^{-1} + \\
 + 5,6 \cdot 10 \exp[-1,75 \cdot 10^7 & (t_2 - 5 \cdot 10^{-8})] + 4 \cdot 10^2 \exp(-1,5 \cdot 10^4 t_2) + \\
 + 2,1 \cdot 10^2 \exp(t_2 + 2,66) &^{-1,2} R^{-2} \exp\left(-\frac{R}{280}\right) + \\
 + 8,5 \cdot 10^2 \exp\left(-\frac{R}{360}\right) & \left[\exp\left(\frac{t_1}{T_1}\right)^3 - \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \right] + \\
 + \left[1,33 \cdot 10^9 R^{-2} \exp\left(-\frac{R}{440}\right) + 3,3 \cdot 10^3 \exp\left(-\frac{R}{265}\right) \exp(-20t) \right] & \text{ П/с,}
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

где $T_1 = R/5,52 \cdot 10^7$ с; $T_2 = 3,6 \cdot 10^{-7}$ с; t_1, t_2, W — определены в выражении (1.2);

$$P_{\gamma \max}(R) = 1,2 \cdot 10^{16} R^{-2} W \exp\left(-\frac{R}{280}\right) \text{ П/с.} \tag{1.4}$$

Изменение мощности экспозиционной дозы во времени на расстоянии 1000 м от центра ядерного взрыва мощностью 1 кт приведено на рис. 1.4. Из рисунка видно, что гамма-излучение, вызванное неупругим рассеянием нейтронов, имеет наибольшую величину в моменты времени от 10^{-6} до $3 \cdot 10^{-5}$ с. В моменты времени от $2 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-1}$ с наибольший вклад делает захватное гамма-излучение. В остальные моменты времени мощность экспозиционной дозы определяется гамма-излучением деления. В течение первой микросекунды максимальная величина МЭД гамма-излучения деления в несколько сотен раз больше максимальной мощности дозы, создаваемой нейтронами при неупругих взаимодействиях с воздухом.

Подобные временные зависимости мощности поглощенной дозы вторичного гамма-излучения, создаваемого нейтронами деления и нейтронами с энергией 12,2—15 МэВ на расстоянии от центра источника нейтронов (взрыв НБ с выходом $4,6 \cdot 10^{22}$ нейтронов деления и 10^{24} нейтронов с $E_{\text{н}} = 12,5$ —15 МэВ), приведены на рис. 1.5 и 1.6 [26].

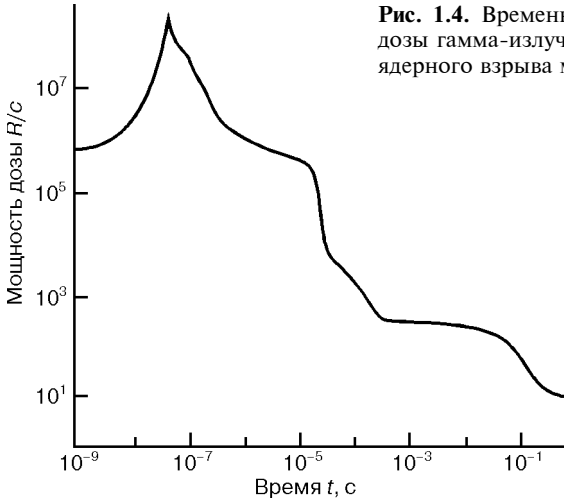


Рис. 1.4. Временная зависимость мощности дозы гамма-излучения на расстоянии 1000 м ядерного взрыва мощностью 1 кт [27]

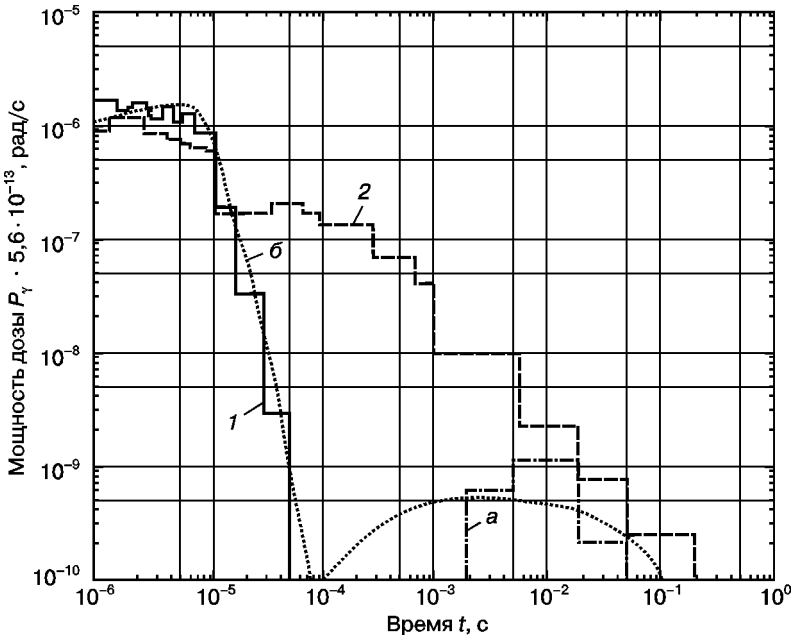


Рис. 1.5. Временная зависимость мощности поглощенной дозы вторичного гамма-излучения, создаваемого нейтронами спектра деления на расстоянии 300 м при взрыве с выходом $4,6 \cdot 10^{22}$ нейтронов:

1 — однородная атмосфера $P_{\gamma \text{ max } 1a} = 2,9 \cdot 10^6$ рад/с (a — расчет по методу Монте-Карло; б — по методу дискретных ординат); 2 — высота взрыва $H = 15$ м (расчет по методу Монте-Карло), $P_{\gamma \text{ max } 2a} = 4,4 \cdot 10^6$ рад/с

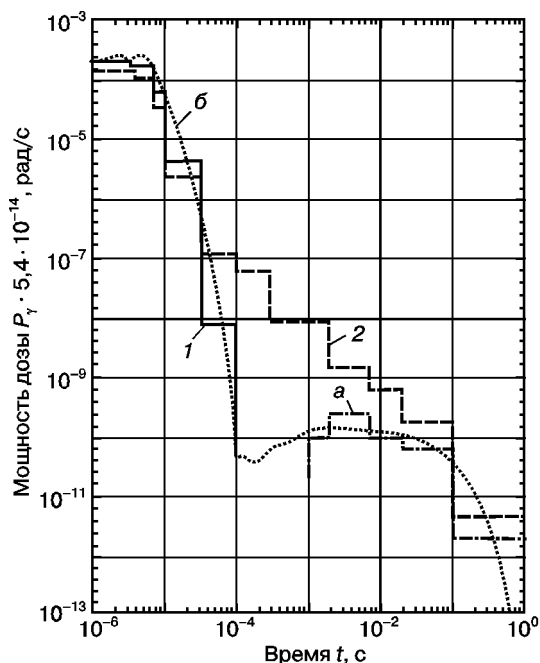


Рис. 1.6. Временная зависимость мощности поглощенной дозы вторичного гамма-излучения, создаваемого нейтронами $E_n = 12,2\text{--}15$ МэВ на расстоянии 300 м от центра взрыва с выходом $10 \cdot 10^{24}$ нейтронов: 1 — однородная атмосфера (а — расчет по методу Монте-Карло; б — по методу дискретных ординат); 2 — высота взрыва $H = 15$ м, расчет по методу Монте-Карло, $P_{\gamma, \max 1a} = 2,6 \cdot 10^{10}$ рад/с, $P_{\gamma, \max 2a} = 1,85 \cdot 10^{10}$ рад/с

По данным, приведенным на рис. 1.5 и 1.6, видно, что максимальная мощность поглощенной дозы, создаваемой нейтронами с $E_n = 12,2\text{--}15$ МэВ (термоядерная часть НБ), в $4,0 \cdot 10^3$ и $3,8 \cdot 10^3$ раз больше мощности дозы, создаваемой нейтронами спектра деления при воздушном и наземном взрыве соответственно. Длительности импульсов вторичного гамма-излучения практически одинаковы ($\sim 10^{-5}$ с). Форма импульса мощности поглощенной дозы вторичного гамма-излучения в большей степени зависит от высоты и вида взрыва. При воздушном взрыве четко просматривается два импульса, обусловленных неупругим воздействием нейтронов с воздухом и захватом тепловых нейтронов в воздухе с длительностью импульса на полувывоте 8—12 мкс и 50—60 мс соответственно. При наземном ТЯВ и ЯВ мощности поглощенной дозы в моменты времени 100—200 мкс на три порядка выше, чем при воздушном взрыве. Время накопления поглощенной дозы

вторичного гамма-излучения зависит от исходного спектра нейтронов, высоты взрыва и расстояния до центра взрыва. На рис. 1.7 и 1.8 приведено накопление дозы во времени по данным рис. 1.5 и 1.6 соответственно.

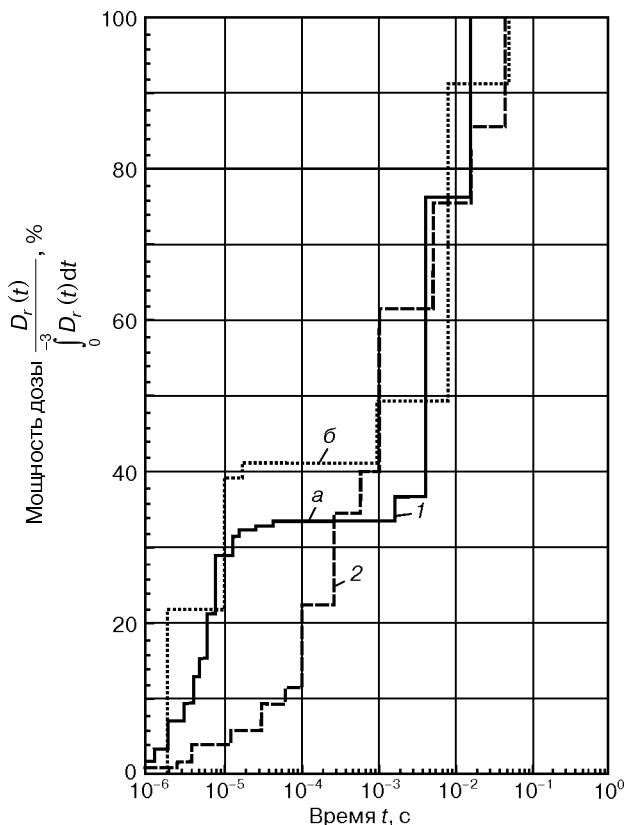


Рис. 1.7. Накопление поглощенной дозы вторичного гамма-излучения после взрыва НБ, по данным рис. 1.5, $D_{\gamma \max 1a} = 165$ рад, $D_{\gamma \max 2a} = 797$ рад

При ядерном взрыве в однородной атмосфере и у поверхности земли $\sim 30\%$ дозы накапливается за время порядка 10^{-5} с и $3,5 \cdot 10^{-4}$ с соответственно. При повышенном выходе нейтронов с энергией $E_H = 12,2\text{--}15$ МэВ время накопления дозы уменьшается до $2,5 \cdot 10^{-6}$ с и $1,6 \cdot 10^{-5}$ с соответственно (приблизительно в 4—20 раз). Зависимость поглощенной дозы вторичного гамма-излучения от расстояния до центра взрыва, типа и вида взрыва приведена на рис. 1.9 и 1.10 [26]. Из приведенных на рисунках

данных видно, что поглощенная доза для воздушных и наземных термоядерных взрывов на расстояниях порядка 100 м от центра взрыва практически одинакова и снижается с уменьшением высоты взрыва и расстояния до его центра в 2,3 раза. При ядерном наземном и воздушном взрыве дозы на расстоянии ~ 850 м приблизительно равны. На расстояниях менее 890 м доза при наземном взрыве увеличивается до 35 раз и уменьшается на расстоянии более 650 м до 2 раз по сравнению с наземным взрывом. Дозы при термоядерном взрыве значительно выше, чем при ядерном взрыве (от 2,5—4 до 2,5—6 раз на расстояниях от центра взрыва от 200 до 1400 м). Вклад различных компонентов во вторичное гамма-излучение приведен на рис. 1.11 и 1.12, а также в табл. 1.2 [26].

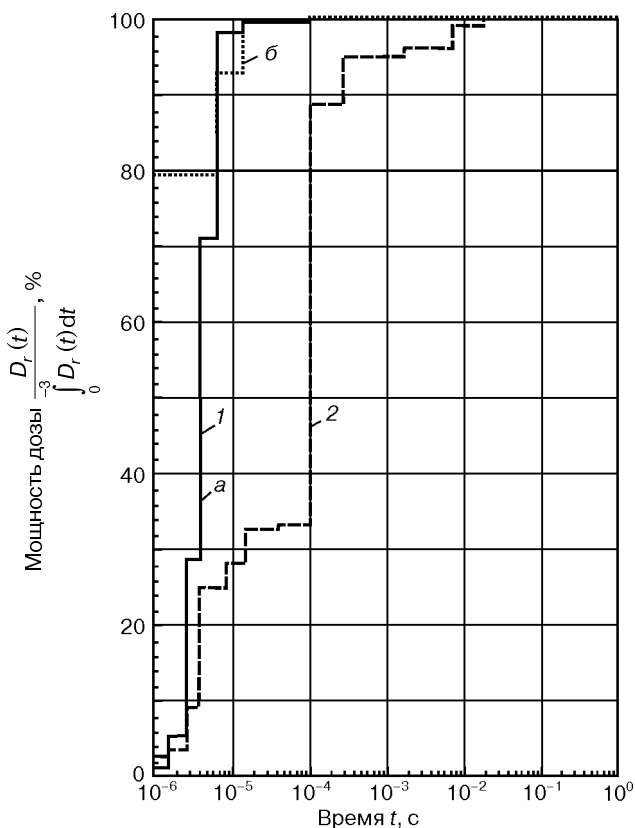


Рис. 1.8. Накопление поглощенной дозы вторичного гамма-излучения после взрыва НБ, по данным рис. 1.6, $D_{\gamma \max 1a} = 2,4 \cdot 10^4$ рад, $D_{\gamma \max 2a} = 1,57 \cdot 10^4$ рад

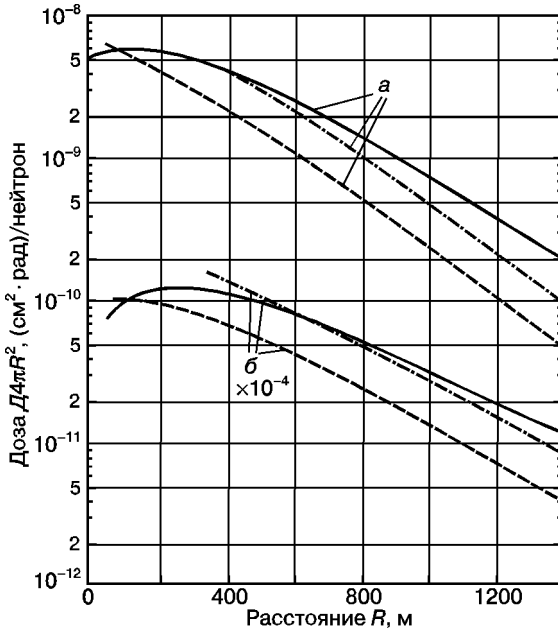


Рис. 1.9. Удельная поглощенная доза нейтронов (а) и вторичного гамма-излучения (б) при $E_n = 12,2-15$ МэВ: сплошная линия — однородная атмосфера (детектор на высоте $H = 1$ м); штрихпунктирная — высота источника $H = 343$ м; штриховая — высота источника $H = 15$ м

Рис. 1.10. Удельная поглощенная доза нейтронов (а) и вторичного гамма-излучения (б) со спектром деления:

сплошная линия — однородная атмосфера (детектор на высоте $H = 1$ м); штрихпунктирная — высота источника $H = 343$ м; штриховая — высота источника $H = 15$ м

