

**И Н С Т И Т У Т**  
**ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 35

В.П.Приходько, В.Я.Чудаев

**НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ДОЗ И ЗАЩИТЫ**  
**ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ**  
**ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ**

Новосибирск

1974

НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ДОЗ И ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ  
ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В.П.Приходько, В.Я.Чудаев

А Н Н О Т А Ц И Я

В настоящей работе сделана попытка дать сводку приближенных оценок радиационной опасности от излучений электронов высокой энергии, позволяющую находить практические решения некоторых вопросов, возникающих при проектировании защиты ускорителей и накопителей электронов высокой энергии. В работе использованы как известные литературные данные, так и отдельные результаты расчетов самих авторов.

## В В Е Д Е Н И Е

Проектирование защиты ускорителей электронов высокой энергии сопряжено с рядом специфических трудностей, которые могут приводить к значительным неопределенностям в оценке доз и толщин защиты. Основные из этих трудностей:

1. Заранее не всегда точно известны параметры пучка ускорителя и режимы его работы.
2. Как правило, неизвестно распределение потерь пучка по ускорительному тракту.
3. На стадии проектирования защиты невозможно точно учесть влияние конструкции узлов ускорителя на формирование полей излучения.
4. Не во всех случаях имеется достаточная информация об элементарных процессах взаимодействия частиц с веществом (сечения, спектральные и угловые распределения и т.п.).
5. Как правило, точное решение задачи о переносе излучения связано со значительными трудностями математического характера.
6. Сведения биологического характера, используемые при расчетах защиты (коэффициенты качества, влияние пространственной и временной неравномерности облучения и т.д.), недостаточно надежны или вовсе отсутствуют.
7. Химический состав и плотность материалов, из которых выполнена защита, во многих случаях отличаются от принятых на стадии проектирования.
8. Результаты экспериментальных исследований полей излучения вокруг ускорителей электронов высокой энергии носят разрозненный характер, поэтому их использование при проектировании защиты затруднительно.

Перечисленные трудности приводят к тому, что неопределенности в оценке доз вокруг проектируемого ускорителя могут достигать нескольких порядков.

Иногда встречается мнение, что трудности, возникающие на стадии проектирования защиты, можно преодолеть в период пуско-наладочных работ, когда необходимые изменения в защите могут быть сделаны на основании результатов дозиметрических измерений. Однако, опыт показывает, что подобный подход является

неоправданным, т.к. почти любое изменение защиты сильно ее удорожает, влечет за собой переделки коммуникаций, различных вспомогательных устройств и, обычно, вызывает трудности в организации работ на действующем ускорителе. Кроме того, процесс получения надежной дозиметрической информации требует значительного времени и, в большинстве случаев, не может быть доведен до конца за период пусконаладочных работ. Последнее обстоятельство связано с тем, что для обоснованной оценки степени радиационной опасности требуется квалифицированный длительный и непрерывный контроль во многих точках ускорителя за уровнями различных видов излучения в широких энергетических диапазонах, жестко связанный во времени с параметрами пучков и режимами работы ускорителя.

В настоящее время общепризнано, что радиационная защита должна рассматриваться как весьма ответственная и дорогостоящая часть ускорительной установки, а анализ защитных проблем должен производиться на первоначальной стадии проектирования ускорителя.

Инженер, начинающий рассчитывать защиту, сразу сталкивается с проблемой неопределенности исходных данных. Это обстоятельство не позволяет в полной мере реализовать достоинства точных методов расчетов. Однако, на первоначальной стадии проектирования относительно простые оценочные методы могут оказаться предпочтительнее точных расчетов, т.к. они не требуют больших затрат труда и времени и в то же время с самого начала позволяют избежать грубых ошибок как в выборе материалов и конструкции защиты, так и в определении подходящих вариантов организации работ на ускорителе.

В данной работе сделана попытка сформулировать более или менее простые методы приближенных оценок доз и защиты ускорителей электронов. Предлагаемая информация может также оказаться полезной при организации дозиметрического контроля на действующих ускорителях.

При попадании электрона высокой энергии в вещество возникает электронно-фотонный ливень. Уже на первой радиационной длине падающий электрон испускает несколько достаточно жестких тормозных гамма-квантов и значительное количество мягких. На пути в одну-две радиационные длины жесткие кванты рождают электрон-позитронные пары, которые в свою очередь способны испускать тормозные гамма-кванты и т.д.

В каскадном ливне число частиц вначале увеличивается, а их средняя энергия уменьшается (см.рис.1). При прохождении в веществе частицы ливня испытывают многократное кулоновское рассеяние, в результате чего они приобретают заметный угловой разброс. Размножение частиц прекращается, когда средняя энергия гамма-квантов, электронов и позитронов становится близкой к критической ( $E_{кр}$ ). Электроны и позитроны с энергией меньшей  $E_{кр}$  теряют свою энергию в основном на ионизацию среды. Для процесса развития ливня существенным является то обстоятельство, что заметная доля энергии первичного электрона переносится жесткими гамма-квантами.

Электронно-фотонный ливень приблизительно характеризуется следующими параметрами (см., напр., [1], [3], [4]).

Толщина (в единицах радиационной длины), на которой наблюдается максимальное число частиц или фотонов (так называемая оптимальная толщина):

$$\chi_m \approx \ln \frac{E_0}{E_{кр}}, \quad (1)$$

где  $E_0$  - энергия первичного электрона. Значения радиационных длин и критических энергий для некоторых веществ приведены в приложении I.

Среднее число частиц или фотонов в точке максимального развития ливня  $X_m$ :

$$0,3 \frac{E_0}{E_{кр}} \left( \ln \frac{E_0}{E_{кр}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

Среднеквадратичный угол отклонения ливня в точке  $X_M$ :

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx 0,75 \frac{E_s}{E_{кр}} \text{ радиан}, \quad (3)$$

где  $E_s = 2I$  Мэв.

Среднее квадратичное отклонение частиц ливня от оси (в радиационных единицах длины):

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 0,9 \frac{E_s}{E_{кр}}. \quad (4)$$

В процессе развития ливня в результате фотоядерных реакций образуется некоторое количество нейтронов различных энергий. На рис.2 приведена зависимость сечения реакции ( $\sigma$ ,  $n$ ) от энергии гамма-квантов для различных веществ [4]. Сечения образования фотонейтронов имеют для всех веществ максимумы в районе энергий 15–25 Мэв. Эта область энергий носит название "области гигантского резонанса".

Нейтроны гигантского резонанса (НГР) характеризуются угловым распределением близким к изотропному. С ростом энергии нейтронов их угловое распределение становится все более вытянутым в направлении первичного гамма-кванта.

При взаимодействии гамма-квантов высокой энергии с веществом, как известно, образуется небольшое количество мюонов. Эти частицы слабо взаимодействуют с ядрами и при прохождении в среде теряют свою энергию практически только на ее ионизацию. Это обстоятельство обуславливает большую проникающую способность высокоэнергетичных мю-мезонов и их значение в вопросах проектирования защиты.

Для многих практических целей область максимума развития электронно-фотонного ливня может приближенно рассматриваться как некоторый точечный источник тормозного излучения, электронов, нейтронов и мюонов.

Перечислим основные виды излучений, которые должны приниматься во внимание при рассмотрении вопросов радиационной безопасности на ускорителях электронов:

I. При энергии электронов менее 3 Мэв основную радиационную опасность представляет сам выведенный пучок, рассеянные электроны и тормозное излучение.

2. При энергии пучка электронов от 3 до 50–100 Мэв необходимо учитывать радиационную опасность нейтронов гигантского резонанса, особенно в тех случаях, когда защита не содержит элементов с малым атомным номером.

3. В интервале энергий электронов от 50–100 Мэв до 2–3 Гэв роль фотонейтронов возрастает, т.к. увеличивается их энергия и проникающая способность. Это приводит к тому, что в большинстве случаев требуемая толщина защиты определяется нейтронами высокой энергии (НВЭ).

4. Проблема защиты от мю-мезонов становится существенной при энергиях электронов пучка больше нескольких Гэв.

5. Наведенная радиоактивность может накладывать заметные ограничения на обслуживание отдельных узлов ускорителя, если мощность пучка электронов высокой энергии превышает  $\sim 5 \cdot 10^{10}$  Гэв/сек. Основным радиационным фактором чаще всего является внешнее гамма-излучение активированных деталей. Упомянутые выше ограничения на доступ персонала к узлам ускорителя должны приниматься во внимание на стадии проектирования этих узлов, если ожидаемая мощность пучка существенно превышает  $10^{11}$  Гэв/сек.

#### УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Получение аналитических выражений, описывающих в общем виде угловые и спектральные распределения тормозного излучения и заряженных частиц, выходящих из мишеней, представляет собой математически сложную и громоздкую задачу. Метод Монте-Карло дает возможность получения практических результатов для различных фиксированных геометрий мишени. Однако и этот метод является достаточно сложным и требует значительных затрат машинного времени; кроме того для ряда задач пока не удается обеспечить необходимую статистическую точность.

Поэтому представляет определенный практический интерес получение приближенных аналитических выражений, которые, не претендуя на очень большую точность, все же в основных чертах правильно описывали бы выходы и угловые распределения компонент ливня из мишени. Ниже приводится вывод такого аналитического выражения для углового распределения тормозного излу-

чения из полубесконечной цилиндрической мишени, которое было получено авторами с помощью отдельных результатов аналитической теории ливней и теории многократного рассеяния. Условия потерь частиц в ускорителях, электронно-оптических системах и накопителях электронов высокой энергии таковы, что упомянутая выше мишень может считаться достаточно типичной, и, следовательно, информация об угловых и спектральных распределениях для такой мишени имеет фундаментальное значение для расчетов защиты.

При выводе углового распределения делались отдельные упрощающие допущения. Сравнение полученных результатов с результатами более корректных расчетов методом Монте-Карло, а также дополнительный анализ полученных выражений показывают допустимость принятых упрощений.

Рассмотрим вначале угловое распределение тормозного излучения, испущенного частицами ливня в бесконечной среде, без учета поглощения образующихся фотонов. Затем, вводя тем или иным подходящим способом приближенный учет самопоглощения, можно в отдельных частных случаях получить оценки угловых распределений и для излучения, выходящего из мишеней реальной геометрии. Поскольку характерные масштабы пространственного развития ливней (см. (1) и (4)) для обычных конструкционных материалов невелики по сравнению с типичными расстояниями, фигурирующими в расчетах защиты, мы будем в нашем рассмотрении пользоваться энергетическими и угловыми распределениями заряженных частиц ливня, проинтегрированными либо усредненными по всему пространству. Т.о., угловое распределение тормозного излучения ливня, вызванного электроном с энергией  $E_0$  в бесконечной среде, может быть записано в следующем виде:

$$J_0(\vartheta) = \int_0^{E_0} \tau(E) \cdot E \cdot p(E_0, E) f(\vartheta, E) dE, \quad (5)$$

где  $J_0(\vartheta)$  - среднее <sup>х)</sup> суммарное количество энергии тормозного излучения, испускаемое всеми частицами ливня в единичный телесный угол под углом  $\vartheta$  к оси ливня, Мэв/стер;

х) Здесь имеется в виду усреднение по большому числу независимых ливней (а несколько ниже, для  $\tau(E)$ , - по большому числу электронов).

$p(E_0, E)$  - (средний <sup>х)</sup>) дифференциальный пробег частиц ливня с энергией  $E$ , рад.ед. длины/Мэв;

$\tau(E) = \frac{X_0}{E} \left| \frac{dE}{dx} \right|_{rad}$  - (средняя) относительная потеря энергии на излучение электроном с полной энергией  $E$  на одной радиационной единице длины  $X_0$  (см, например, график в [14]);

$f(\vartheta, E)$  - функция углового распределения энергии тормозного излучения, испускаемого частицами ливня с энергией  $E$ , стер.<sup>-1</sup>

Аналитическая теория ливней дает следующее выражение для дифференциального пробега частиц при  $E > E_{кр}$ :

$$p(E_0, E) \approx 0,4 E_0 / E^2 \quad (6)$$

При  $E < E_{кр}$  можно воспользоваться результатами численных расчетов Ричардса и Нордгейма [15], которые в интервале  $0,1 E_{кр} < E < E_{кр}$  аппроксимируются функцией:

$$p(E_0, E) \approx 0,2 E_0 / (E \cdot E_{кр}). \quad (7)$$

Выражение (6) становится также неприменимым при  $E_0/2 < E < E_0$ . Величину  $p(E)$  для этого интервала можно оценить в приближении непрерывных потерь энергии на излучение первичным электроном. Учитывая, что в указанном интервале невозможно существование двух электронов с  $E > E_0/2$ , можно записать:

$$p(E) dE \approx dE/E \quad (8)$$

Здесь величина  $dE/E$  представляет собой пробег первичного электрона в рад.ед. длины при его "замедлении" от  $E$  до  $E - dE$ . Таким образом, (8) дает:

$$p(E) \approx 1/E \quad (9)$$

Вид функции  $f(\vartheta, E)$  в основном определяется угловым распределением частиц ливня с энергией  $E$ . Для наших целей функция  $f(\vartheta, E)$  может быть с приемлемой точностью представлена распределением Гаусса:

$$f(\vartheta, E) = \frac{e^{-\frac{\vartheta^2}{\langle \vartheta^2(E) \rangle}}}{\sqrt{\pi \langle \vartheta^2(E) \rangle}},$$

х) См. примеч. на предыд. стр.

где  $\langle \vartheta^2(E) \rangle$  - сумма среднего квадрата угла отклонения от оси ливня заряженных частиц с энергией  $E$  и среднего квадрата угла между направлением заряженной частицы с энергией  $E$  и направлением испускаемого ею тормозного излучения.

То обстоятельство, что действительная функция углового распределения несколько отличается от гауссовской, существенно не влияет на окончательный результат, поскольку операция интегрирования уменьшает влияние конкретных особенностей функции  $f(\vartheta, E)$ .

Вид функции  $\langle \vartheta^2(E) \rangle$  будет различным в разных энергетических интервалах.

1. Интервал  $E_0/2 < E < E_0$ . Средний квадрат угла тормозного излучения определяется суммой среднего квадрата угла многократного рассеяния первичного электрона и среднего квадрата угла тормозного излучения, испускаемого в элементарных актах:

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle = \langle \vartheta^2(E) \rangle_s + \langle \vartheta^2(E) \rangle_{tu} \quad (II)$$

Значение  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_s$  можно записать, используя известную формулу Росси и Грейзена [18], в следующем виде:

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle_s = \int_0^t \left( \frac{E_s}{E'} \right)^2 dt, \quad (I2)$$

где  $t$  - расстояние, пройденное заряженной частицей, в единицах радиационной длины.

Учитывая, что при  $E \gg E_{кр}$   $dt \approx -\frac{dE'}{E'}$ , получим:

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle_s = \int_{E_0}^E \left( \frac{E_s}{E'} \right)^2 \frac{dE'}{E'} = \frac{1}{2} \left( \frac{E_s^2}{E^2} - \frac{E_s^2}{E_0^2} \right). \quad (I3)$$

Величину  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_{tu}$  можно, используя результаты [16], приближенно записать в виде:

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle_{tu} \approx 0,7 \frac{mc^2}{E} \ln \frac{E}{mc^2}, \quad (I4)$$

где  $mc^2$  - энергия покоя электрона. При  $E \rightarrow E_0$   $\langle \vartheta^2(E) \rangle_s \rightarrow 0$  и порядок  $\langle \vartheta^2(E) \rangle$  определяется величиной  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_{tu}$ .

2. Интервал  $E_{кр} < E < E_0/2$ . В качестве приближенного значения параметра  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_s$  используем величину среднего

квадрата угла многократного рассеяния, усредненного по всем заряженным частицам, имеющим энергию  $E$ :

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle_s = \frac{1}{q(E_0, E)} \int_E^{E_0} \langle \vartheta^2(E, E_1) \rangle \left| \frac{dq(E_0, E_1)}{dE_1} \right| dE_1, \quad (I5)$$

где  $\langle \vartheta^2(E, E_1) \rangle$  - средний квадрат угла рассеяния заряженных частиц ливня, родившихся с энергией  $E_1$  и замедлившихся до энергии  $E$ ; для вычисления значения  $\langle \vartheta^2(E, E_1) \rangle$  можно воспользоваться (I3), заменив  $E_0$  на  $E_1$ ;

$q(E_0, E_1)$  - число электронов и позитронов ливня, проходящих в процессе замедления из-за радиационного торможения через значение энергии  $E_1 > E$ .

Величина  $q(E_0, E_1)$  может быть получена с помощью формулы (6) из уравнения, аналогичного (8):

$$p(E_0, E_1) dE_1 = q(E_0, E_1) \frac{dE_1}{E_1}$$

Отсюда, используя (6), получим:

$$q(E_0, E_1) = 0,4 E_0 / E_1 \quad (I6)$$

Подставляя (I6) в (I5) и выполняя интегрирование для случая  $E \ll E_0$ , получим:

$$\langle \vartheta^2(E) \rangle_s \approx \frac{1}{3} \frac{E_s^2}{E^2}. \quad (I7)$$

Член  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_{tu}$  (см. формулу (II)) для данного интервала энергии может быть опущен ввиду его малости.

3. Интервал  $0 < E < E_{кр}$ . Для вычисления  $\langle \vartheta^2(E) \rangle_s$  будем пользоваться формулой вида (I5), однако входящие в нее выражения для  $\langle \vartheta^2(E, E_1) \rangle$  и  $q(E, E_0)$  отличаются от аналогичных выражений предыдущего интервала.

Воспользовавшись опять формулой Росси и Грейзена и учитывая, что для данного интервала определяющими являются ионизационные потери, получим

$$\langle \vartheta^2(E, E_1) \rangle = \int_{E_1}^E \frac{E_s}{E'^2} \left( -\frac{dE'}{E_{кр}} \right) = \frac{E_s^2}{E_{кр}} \left( \frac{1}{E} - \frac{1}{E_1} \right) \quad (I8)$$

Величину  $q(E_0, E_1)$  получаем из уравнения

$$p(E_0, E_1) dE_1 = q(E_0, E_1) \frac{dE_1}{E_{кр}}$$

Подставляя (7), получаем:

$$q(E_0, E_1) = 0,2 E_0 / E_1 \quad (19)$$

Подставляя (18) и (19) в (15), имеем:

$$\langle \vartheta^2(E_0, E) \rangle = \frac{E_s^2}{E E_{кр}} \left[ \frac{1}{2} - \frac{E}{E_0} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{E}{E_0} \right) \right] \quad (20)$$

Учитывая, что для этого интервала  $E \ll E_0$ ,

$$\langle \vartheta^2(E_0, E) \rangle \approx \frac{1}{2} \frac{E_s^2}{E_{кр} \cdot E} \quad (21)$$

Следует отметить, что для мишеней из тяжелых элементов формулы (20) и (21) неприменимы, поскольку уже при энергиях

$$E \lesssim \frac{1}{5} \frac{E_s^2}{E_{кр}}$$

величина  $\langle \vartheta^2(E_0, E) \rangle^{1/2}$  сравнима с  $\pi$ ; поэтому для таких мишеней в качестве функции  $f(\vartheta, E)$  можно взять величину  $1/4\pi$ .

Перейдем к вычислению углового распределения тормозного излучения. Формула (5) может быть теперь записана в виде:

$$J_0(\vartheta) = \int_0^{E_{кр}} + \int_{E_{кр}}^{E_0/2} + \int_{E_0/2}^{E_0} = J_1 + J_2 + J_3 \quad (22)$$

Используя (7), (10) и (21), интеграл  $J_1$  из (22) можно записать в виде:

$$J_1 = \frac{0,4}{\pi} \frac{E_0}{E_s^2} \int_0^{E_{кр}} \tau(E) \cdot E \cdot e^{-2\vartheta^2 \frac{E_{кр} E}{E_s^2}} dE$$

Учитывая, что  $\tau(E)$  - относительно слабая функция энергии, интеграл  $J_1$  можно переписать в виде:

$$J_1 = \frac{0,4}{\pi} \frac{E_0}{E_s^2} \tau_{эф} \int_0^{E_{кр}} E e^{-2\vartheta^2 \frac{E_{кр} E}{E_s^2}} dE \quad (23)$$

Вычисляя интеграл, получаем:

$$J_1 = \frac{0,1}{\pi} \frac{E_0 E_s^2}{E_{кр}^2} \tau_{эф} \frac{1}{\vartheta^4} \left[ 1 - \left( 1 + 2\vartheta^2 \frac{E_{кр}^2}{E_s^2} \right) e^{-2\vartheta^2 \frac{E_{кр}^2}{E_s^2}} \right] \quad (24)$$

Подынтегральная функция в (23) достигает своего максимального значения при  $E = E_s^2 / 2\vartheta^2 E_{кр}$ . Поэтому естественно в качестве  $\tau_{эф}$  принять величину

$$\tau_{эф} = \tau \left( \frac{E_s^2}{2\vartheta^2 E_{кр}} \right) \quad (25)$$

При  $E > E_{кр}$  можно положить  $\tau \approx 1$ ; используя (6), (10) и (17), получаем для  $J_2$  из формулы (22) следующее выражение:

$$J_2 = \frac{0,4 \cdot 3}{\pi} \frac{E_0}{E_s^2} \int_{E_{кр}}^{E_0/2} E \cdot e^{-3\vartheta^2 \frac{E^2}{E_s^2}} dE \quad (26)$$

Вычисляя интеграл, получаем:

$$J_2 = 0,07 \frac{E_0}{\vartheta^2} \left( e^{-3\vartheta^2 \frac{E_{кр}^2}{E_s^2}} - e^{-\frac{3}{4}\vartheta^2 \frac{E_0^2}{E_s^2}} \right) \quad (27)$$

Для вычисления интеграла  $J_3$  воспользуемся выражениями (9), (10), (11), (13) и (14):

$$J_3 = \int_{E_0/2}^{E_0} \frac{e^{-\vartheta^2 \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{E_s^2}{E^2} - \frac{E_s^2}{E_0^2} \right) + 0,5 \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2 \ln \frac{2E}{mc^2} \right]}}{\pi \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{E_s^2}{E^2} - \frac{E_s^2}{E_0^2} \right) + 0,5 \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2 \ln \frac{2E}{mc^2} \right]} dE \quad (28)$$

Учитывая, что член  $0,5 (mc^2/E)^2 \ln \frac{2E}{mc^2}$  дает существенный вклад в  $\langle \vartheta^2(E) \rangle$  только при  $E$  близком к  $E_0$ , для упрощения интегрирования можно положить

$$\ln \frac{E}{mc^2} \approx \ln \frac{E_0}{mc^2} \quad (29)$$

С помощью замены

$$u = \frac{1+\delta}{1+\delta - (E/E_0)^2},$$



где  $\delta = \left(\frac{mc^2}{E_s}\right)^2 \ln^2 \frac{E_0}{mc^2}$ , интеграл (28), с учетом (29), приводится к виду:

$$J_3 = \frac{1}{\pi} \sqrt{1+\delta} \frac{E_0^3}{E_s^2} e^{\frac{r}{\delta}} \int \frac{\sqrt{u-1} e^{-ru}}{u^{3/2}} du, \quad (30)$$

где  $r = 2\vartheta^2 \frac{E_0^2}{E_s^2}$ .

Функция  $\sqrt{u-1}$  на промежутке интегрирования может быть представлена в виде ряда:

$$\sqrt{u-1} = \sqrt{u} \sqrt{1-1/u} = \sqrt{u} (1 - 1/2u - 1/8u^2 - \dots),$$

причем первые три члена обеспечивают точность не хуже 12%.

Таким образом:

$$J_3 \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{1+\delta} \frac{E_0^3}{E_s^2} e^{\frac{r}{\delta}} \left\{ E_1 \left( r \frac{4+4\delta}{3+4\delta} \right) - E_1 \left( r \frac{1+\delta}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \frac{E_2 \left( r \frac{4+4\delta}{3+4\delta} \right)}{\frac{4+4\delta}{3+4\delta}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{E_2 \left( r \frac{1+\delta}{\delta} \right)}{\frac{1+\delta}{\delta}} - \frac{1}{8} \frac{E_3 \left( r \frac{4+4\delta}{3+4\delta} \right)}{\left( \frac{4+4\delta}{3+4\delta} \right)^2} + \frac{1}{8} \frac{E_3 \left( r \frac{1+\delta}{\delta} \right)}{\left( \frac{1+\delta}{\delta} \right)^2} \right\}, \quad (31)$$

где  $E_1, E_2$  и  $E_3$  - интегральные экспоненциальные функции вида:

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^n} dt,$$

(см., напр., [8]).

Суммируя выражения (24), (27) и (31), можно получить угловое распределение тормозного излучения  $J_0(\vartheta)$ .

Вид функции  $J_0(\vartheta)$ , а также вид ее компонент  $J_1, J_2, J_3$  показан на рис.3 для случая ливня в железе, вызванного электроном с начальной энергией 7 Гэв.

Полученные приближенные выражения позволяют сделать несколько полезных заключений общего характера:

1. При значениях  $\vartheta < E_s/E_0$  основной вклад в интенсивность тормозного излучения ливня создается первичным электроном на начальном участке траектории длиной  $t \sim 0,7$  рад.ед. длины. При углах близких к нулю  $J_0(\vartheta)$  может быть выражена следующей формулой:

$$J_0(0) \approx J_3(0) = \frac{1}{\pi} \frac{E_0^3}{E_s^2} \ln \left[ \frac{0,5}{\ln^2 \frac{E_0}{mc^2}} \left( \frac{E_s^2}{mc^2} \right)^2 \right] \quad (32)$$

При  $E_0$  порядка нескольких Гэв

$$J_0(0) \approx 0,8 E_0^3/E_s^2 \quad (33)$$

Для углов  $\vartheta < E_s/E_0$  интенсивность тормозного излучения не зависит от атомного номера среды, в которой развивается ливень.

2. В интервале углов  $E_s/E_0 < \vartheta < E_s/\sqrt{3}E_{кр}$  величина  $J_0(\vartheta)/E_0$  не зависит ни от энергии первичного электрона, ни от атомного номера среды и может быть выражена простой формулой:

$$\frac{J_0(\vartheta)}{E_0} \approx \frac{J_2(\vartheta)}{E_0} \approx \frac{0,07}{\vartheta^2} \quad (34)$$

3. Для углов  $\vartheta > E_s/\sqrt{3}E_{кр}$  величина  $J_0(\vartheta)/E_0 \approx J_1(\vartheta)/E_0$  и не зависит от энергии первичного электрона, но зависит от атомного номера среды.

4. В отдельных случаях угловое распределение  $J_0(\vartheta)$ , показанное на рис.3, может быть непосредственно положено в основу расчетов защиты. Однако такая защита будет содержать заметные запасы, поскольку для мишеней реальной геометрии всегда имеет место как некоторое изменение характера развития ливня, так и самопоглощение излучения в мишени. Поэтому действительный выход излучения  $J(\vartheta)$  всегда меньше  $J_0(\vartheta)$  и только при некоторых значениях углов может к нему приближаться. Например, для пластины толщиной порядка одной рад.ед.длины  $J(\vartheta)$  будет порядка  $J_0(\vartheta)$  для углов  $\vartheta < E_s/E_0$ , в то время как для длинных цилиндрических мишеней радиусом  $\sim 1$  рад.ед.длины  $J(\vartheta)$  будет близко к  $J_0(\vartheta)$  при углах  $\vartheta \gtrsim 1$ .

Следует отметить, что в случае не слишком толстых мишеней для оценки тормозного излучения, испускаемого первичным электроном по оси пучка, можно пользоваться формулой, полученной Лоусоном [11]:

$$J_0(0) \approx \frac{1}{k} \frac{E_0^3}{E_s^2} \ln(950t). \quad (35)$$

При выводе этой формулы не учитывался эффект увеличения  $\langle \vartheta^2 \rangle_s$  первичного электрона за счет уменьшения его энергии при радиационном торможении в мишени. Поэтому формулой (35) имеет смысл пользоваться только для  $t \lesssim 0,3$  рад.ед. длины.

Угловое распределение  $J_0(\vartheta)$  было получено без учета самопоглощения в мишени и в предположении, что ливень развивается в среде бесконечных размеров. Поскольку развитие и затухание ливня в основном заканчивается на толщинах порядка  $X_{0,1}$  и в пределах радиального размера  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  (см. (1) и (4)), естественно считать, что угловое распределение для мишеней с такими размерами или более (без учета самопоглощения) не будет сильно отличаться от углового распределения, рассчитанного для бесконечной среды.

Самопоглощение тормозного излучения в длинной цилиндрической мишени можно приближенно учесть с помощью следующей формулы:

$$J(\vartheta) = J_0(\vartheta) e^{-\frac{\mu_{эф} r}{3 \sin \vartheta}}, \quad (36)$$

где  $r$  — радиус мишени,

$\mu_{эф}$  — эффективный коэффициент поглощения тормозного излучения, выбор которого производится с учетом характера энергетического спектра излучения для данного угла, энергетической зависимости сечения поглощения материала мишени, а также глубины фильтрации. При выборе  $\mu_{эф}$  следует учитывать, что основной вклад в интенсивность тормозного излучения под данным углом вносят электроны с энергией

$$E_m \sim \begin{cases} \frac{E_s}{\vartheta \sqrt{6}} & \text{при } \frac{E_s}{E_0} \lesssim \vartheta \lesssim 0,6 \frac{E_s}{E_{кр}} \\ \frac{E_s^2}{2E_{кр} \vartheta^2} & \text{при } \vartheta \gtrsim 0,6 \frac{E_s}{E_{кр}} \end{cases} \quad (37)$$

Эти формулы могут быть легко получены из анализа подынтегрального выражения в (5).

Вид  $J(\vartheta)$ , рассчитанной с помощью формул (22), (24), (27), (31), (36) для полубесконечной цилиндрической мишени из железа, радиусом в 1 рад. ед. длины при  $E_0 = 7$  Гэв показан на рис. 4.

Угловое распределение тормозного излучения было также рассчитано методом Монте-Карло для железной цилиндрической мишени длиной 40 рад.ед. длины и радиусом 1 рад.ед. длины при  $E_0 = 7$  Гэв по программе, разработанной Б.В. Чириковым, В.А. Таурским и др. [17]. В программе расчетов учитывались тормозное излучение, рождение пар фотонами, многократное рассеяние, ионизационные потери, комптон-эффект на электронах и аннигиляция позитронов на лету. Нижний предел энергий электронов и фотонов ливня задавался программой на уровне 2 Мэв. При вычислении углового распределения вклад квантов низкой энергии учитывался экстраполяцией спектральных распределений.

Сравнение результатов расчетов методом Монте-Карло и по приближенным формулам показывает (см. рис. 4), что в интервале углов от  $5^\circ$  до  $90^\circ$  согласие является достаточно удовлетворительным (расхождение менее чем в два раза). При углах меньших  $5^\circ$  расхождение следует отнести за счет низкой точности поправки на самопоглощение в формуле (36), не учитывающей поперечное уширение ливня. В силу особенности программы расчетов методом Монте-Карло данные для углов больших  $90^\circ$  отсутствуют.

#### АННИГИЛЯЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИВНЯ

При больших  $\vartheta$  заметный вклад в интенсивность фотонного излучения вносит аннигиляционное излучение остановившихся позитронов. Полное число позитронов, образовавшихся в ливне, может быть записано в виде:

$$n^+ = \int \frac{\mu_p(k) g(k) dk}{2mc^2} \quad (38)$$

где  $\mu_p(K)$  - макроскопическое сечение образования пар в среде для фотонов с энергией  $K$ ;

$g(K)$  - дифференциальный пробег тормозных фотонов с энергией  $K$ .

При  $K > E_{кр}$  аналитическая теория ливней дает для  $g(K)$  следующее выражение:

$$g(K) = \frac{0,57E_0}{K^2} (\text{рад.дл.}) \cdot \text{МэВ}^{-1} \quad (39)$$

Для  $\mu_p(K)$  при  $K > E_{кр}$  можно принять асимптотическое значение:

$$\mu_p(K) \approx \mu_{ас} = \frac{7}{9} (\text{рад.дл.})^{-1} \quad (40)$$

Для  $K < E_{кр}$  по аналогии с (7) примем (с точностью до фактора  $\sim 2$ )

$$g(K) \approx \frac{E_0}{E_{кр}K} (\text{рад.дл.}) \cdot \text{МэВ}^{-1} \quad (41)$$

Подставляя (39), (40) и (41) в (38), получим:

$$n^+ \approx \int_{E_{кр}}^{E_0} \mu_p(K) \frac{E_0}{E_{кр}K} dK + \int_{E_{кр}}^{E_0} \frac{7}{9} \frac{0,57E_0}{K^2} dK =$$

$$= \int_{E_{кр}}^{E_0} \mu_p(K) \frac{E_0}{E_{кр}K} dK + 0,44 \left( \frac{E_0}{E_{кр}} - 1 \right) \quad (42)$$

Вычисление (численное) первого интеграла для железа дает величину  $1,7 \cdot 10^{-2} E_0$ . Таким образом, окончательно для железной мишени можно принять

$$n^+ \approx 3 \cdot 10^{-2} E_0 \quad (43)$$

Количество энергии аннигиляционного излучения, испускаемого в единичный телесный угол, оценивается по формуле:

$$J_{ан.} = \frac{2mc^2}{4\pi} n^+ \quad (44)$$

Для случая железной мишени это дает:

$$J_{ан.} \approx 2,4 \cdot 10^{-3} E_0 \text{ МэВ} \cdot \text{стер.}^{-1} \quad (45)$$

Приближенный учет самопоглощения для полубесконечной цилиндрической мишени радиуса  $r$  можно сделать по формуле:

$$J_{ан.}(\vartheta) = \frac{J_{ан.}}{K(r/\sin\vartheta)} \quad (46)$$

где  $K$  - кратность ослабления интенсивности излучения с энергией  $0,51$  МэВ на длине  $r/\sin\vartheta$ .

Угловое распределение аннигиляционного излучения из полубесконечной железной мишени радиусом в  $1$  рад.ед.длины при  $E_0 = 7$  ГэВ показано на рис.4.

#### ЭЛЕКТРОНЫ И ПОЗИТРОНЫ ЛИВНЯ

Дозы, создаваемые потоками заряженных частиц, выходящих из мишени, ослабляются в защите для большинства направлений значительно быстрее, чем дозы, создаваемые тормозным излучением. Однако, внутри ускорительного помещения дозы от заряженных частиц могут в некоторых случаях заметно превышать дозы от тормозного излучения.

На расстоянии  $R$  см от мишени доза, создаваемая заряженными частицами, может быть приближенно записана в виде:

$$D(\vartheta, R) \approx \frac{1}{R^2 \cdot 6,25 \cdot 10^7} \frac{dN}{d\Omega} \frac{dE}{dx} \text{ рад/эл.}, \quad (47)$$

где  $\frac{dN}{d\Omega}$  - количество заряженных частиц, вылетающих из мишени в единичный телесный угол под углом  $\vartheta$  к оси пучка, нормированное на один первичный электрон;

$dE/dx$  - эффективная тормозная способность для биологической ткани, МэВ/см<sup>2</sup>/г;

$6,25 \cdot 10^7$  МэВ/г - плотность поглощенной энергии, соответствующая дозе в  $1$  рад.

Полагая  $dE/dx = 1,87$  МэВ/г/см<sup>2</sup>, для  $R = 1$  метру имеем:

$$D = 3 \cdot 10^{-12} \frac{dN}{d\Omega} \text{ рад/эл.} \quad (48)$$

Оценки доз от заряженных частиц были выполнены для упоминавшейся выше длинной цилиндрической мишени при энергии первичного электрона  $E_0 = 7$  Гэв. Величина  $dN/d\Omega$  была получена методом Монте-Карло с помощью программы, описанной в [17]. Результаты расчетов для случая пучка электронов  $n = 10^{11}$  част/сек, представлены на рис.5. На этом же рисунке для сравнения приведены результаты расчетов мощности дозы, создаваемой фотонами при тех же условиях. Из рис.5 видно, что для углов  $\vartheta > 30^\circ$  основной вклад в биологическую дозу вносят заряженные частицы ливня.

### НЕЙТРОНЫ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

Выход любой фотоядерной реакции в расчете на один первичный электрон с учетом формулы (39) может быть записан в виде:

$$q = \int_0^{E_0} 0,57 \frac{E_0 X_0}{K^2} \frac{N_A}{A} b(K) dK, \quad (49)$$

где  $N_A$  - число Авогадро,  $A$  - атомный вес,  $b(K)$  - сечение фотоядерной реакции для гамма-квантов с энергией  $K$ .

При оценке выхода нейтронов гигантского резонанса (НГР) выражение (49) может быть упрощено:

$$q \approx 0,57 \frac{E_0 X_0}{A K_0^2} \int_0^{30 \text{ МэВ}} b(K) dK, \quad (50)$$

где  $K_0$  - энергия фотонов в максимуме гигантского резонанса, Мэв.

Угловое распределение НГР  $q_0$  изотропно.

Для железа  $K_0 \approx 18$  Мэв,  $\int_0^{30 \text{ МэВ}} b(K) dK = 400$  Мэв.миллибарн,  $A=56$ ,  $X_0=13,8$  г/см<sup>2</sup>. Подставляя эти величины в (50), получаем численное выражение для выхода НГР на один электрон для железа:

$$q \approx 0,1 E_0, \quad (51)$$

где  $E_0$  берется в Гэв.

Аналогичные вычисления дают:

для алюминия  $q \approx 0,18 E_0$

для свинца  $q \approx 0,27 E_0$

### НЕЙТРОНЫ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ (НВЭ)

В интервале энергий квантов от 80 до 300 Мэв сечение образования фотонейтронов приблизительно постоянно и при более высоких энергиях быстро уменьшается.

В соответствии с квази-дейтронной моделью фотоядерных реакций сечение образования фотонейтронов удобно выражать через сечение фоторасщепления дейтона [4]:

$$b_n = \frac{3}{4} A b_D, \quad (52)$$

где  $b_D = 7 \cdot 10^{-5}$  барна для квантов с энергией от 80 до 300 Мэв. Подставляя (52) в (49), имеем:

$$q_{НВЭ} \approx \frac{0,57 E_0 X_0 N_A \cdot 36\pi}{4} \int_{80}^{300} \frac{dK}{K^2} \approx \frac{3}{4} \cdot 0,576 \frac{X_0 N_A}{A} \left( \frac{E_0}{80} - \frac{E_0}{300} \right) \quad (53)$$

Для железа  $q_{НВЭ} \approx 2 \cdot 10^{-3} E_0, \quad (54)$

где  $E_0$  выражено в Гэв.

Для других элементов выход нейтронов высокой энергии можно приблизительно пересчитать по соотношению:

$$q_{НВЭ} \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{X_0}{X_{0Fe}} \cdot E_0, \quad (55)$$

где  $X_{0Fe}$  - радиационная длина для железа, а  $X_0$  - для данной мишени.

Угловое распределение нейтронов высокой энергии от электронно-фотонных ливней недостаточно изучено. Приближенное представление о виде углового распределения можно получить из [7], [10] и [6] (см. рис.6).

### МЮНЫ

Мы будем рассматривать две группы мюонов, различающихся своим происхождением:

1. Мюонные пары, образуемые гамма-квантами в кулоновом поле ядра (аналогично процессу рождения электронно-позитронных пар), с энергетическим порогом этого процесса около 210 Мэв.

2. Мюоны, возникающие в результате распада на лету пи-мезонов. Пионы в свою очередь рождаются как непосредственно в результате взаимодействия гамма-квантов с ядрами (в единичных и

множественных процессах), так и в результате распада других адронов. Порог образования единичного пиона около 150 Мэв.

Оценку углового распределения мюонов, возникающих в процессах прямого электромагнитного рождения мюонных пар, проведем при следующих упрощающих предположениях (см. [6]):

1. Полное сечение образования мюонных пар составляет

$$\frac{7}{9} \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \frac{1}{X_0},$$

где  $\mu$  — масса мюона (далее в энергетических единицах).

2. Рождающиеся мюоны распределены по энергиям равномерно в интервале от 0 до энергии фотона  $K$ .

3. Мюоны с энергией  $E$  распределены равномерно внутри угла

$$\vartheta = 2\mu/E.$$

Количество мюонов с энергией от  $E$  до  $E + dE$ , возникающих при поглощении веществом электрона с энергией  $E_0$ , есть

$$dq_1 = 2 \int_{K=E}^{K=E_0} 0,57 \frac{E_0}{K^2} \left[ \frac{7}{9} \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \right] \frac{dK}{K} dE, \quad (56)$$

откуда

$$\frac{dq_1}{dE} = 2 \cdot 0,57 \cdot \frac{7}{9} \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \frac{1}{2} \cdot \frac{E_0}{E^2} \left(1 - \frac{E^2}{E_0^2}\right)$$

Используя допущение 3, отсюда легко получить дифференциальное спектрально-угловое распределение мюонов:

$$\frac{d^2 q_1}{dE \cdot d\Omega} = \frac{1}{\pi (2\mu/E)^2} \frac{dq_1}{dE} = 0,035 \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \frac{E_0}{\mu^2} \left(1 - \frac{E^2}{E_0^2}\right) \quad (57)$$

Угловое распределение мюонов с энергией большей  $E_{\text{мин}}$  в интервале углов

$$2\mu/E_0 \leq \vartheta \leq 2\mu/E_{\text{мин}}$$

может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dq_1}{d\Omega} &= \int_{E_{\text{мин}}}^{2\mu/\vartheta} 0,035 \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \frac{E_0}{\mu^2} \left(1 - \frac{E^2}{E_0^2}\right) dE = \\ &= 0,035 \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \left(\frac{E_0}{\mu}\right)^2 \left[ \frac{2\mu}{E_0 \vartheta} - \frac{E_{\text{мин}}}{E_0} - \frac{1}{3} \left(\frac{2\mu}{E_0 \vartheta}\right)^3 + \frac{1}{3} \left(\frac{E_{\text{мин}}}{E_0}\right)^3 \right] = \\ &= 0,7 \cdot 10^{-4} E_0^2 \left\{ \frac{\vartheta_0}{\vartheta} \left[ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\vartheta_0}{\vartheta}\right)^2 \right] - \frac{E_{\text{мин}}}{E_0} \left[ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{E_{\text{мин}}}{E_0}\right)^2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (58)$$

где  $\vartheta = 2\mu/E_0$ ; в последнем из выражений (58)  $E_0$  берется в Гэв.

Для  $\vartheta < \vartheta_0$   $dq_1/d\Omega$  постоянна и определяется из (58) при  $\vartheta = \vartheta_0$ .

При  $\vartheta > 2\mu/E_{\text{мин}}$   $dq_1/d\Omega = 0$ .

Представление о виде функции  $dq_1/d\Omega$  для случая  $E_0 = 7$  Гэв можно получить из рис. 7.

Сколько-нибудь точный теоретический расчет углового распределения мюонов, рождающихся через адронные каналы, представляет большую сложность из-за недостатка сведений об элементарных процессах и большого количества возможных каналов. Поэтому мы ограничимся только очень грубой оценкой вида углового распределения при следующих упрощающих допущениях:

1. Сечение образования гамма-квантом пионов на нуклоне равно полному адронному сечению

$$\sigma_{\text{ад}\pi N} \approx 1,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$$

2. При каждом взаимодействии образуются два пиона одинаковой энергии, которые при распаде дают мюоны с энергией порядка  $K/2$ .

3. Все рождающиеся мезоны летят в переднем направлении в пределах угла  $\vartheta \approx 1,3/K$ , где  $K$  берется в Гэв.

Пренебрегая самопоглощением пионов в мишени, для количества мюонов, образованных гамма-квантами с энергией от  $K$  до  $K + dK$ , по аналогии с (49) можно записать следующее выражение:

$$dq_2 = 2 \cdot 0,57 \frac{E_0 X_0}{K^2} dK \frac{N_A}{A} \sigma_{\text{ад}\pi A} \left(1 - e^{-\frac{X}{56E}}\right), \quad (59)$$

где  $E_0$  берется в Гэв,  $\sigma_{\text{ад}\pi A} \approx \sigma_{\text{ад}\pi N} \cdot A \cdot f(A, K)$  — адронное сечение для ядра с атомным весом  $A$ ;  $f(A, K)$  — вероятность вылета из ядра пиона, образованного гамма-квантом энергии  $K$ ,

усредненная по всем нуклонам; оценки показывают, что для ядер со средним атомным весом можно положить  $f(A, K) \approx 0,6$ ;  
 $1 - e^{-X/56E}$  - вероятность распада пиона с энергией  $E$  Гэв на пути  $X$  метров.

С учетом допущения 2 формулу (59) можно записать в виде:

$$dq_2 \approx 0,57 E_0 X_0 N_A \sigma_{adr} N f(A, K) (1 - e^{-X/56E}) \frac{dE}{E^2}$$

Используя допущение 3, отсюда легко получить дифференциальное спектрально-угловое распределение мюонов:

$$\frac{d^2 q_2}{dE d\Omega} = \frac{1}{\pi (13/2E)^2} \frac{dq_2}{dE} \approx 0,26 E_0 X_0 N_A \sigma_{adr} N (1 - e^{-X/56E}) \quad (60)$$

Угловое распределение мюонов с энергией большей  $E_{\text{мин}}$  может быть получено интегрированием (60) по энергии от  $E_{\text{мин}}$  до  $1,3/2\theta$ :

$$\begin{aligned} \frac{dq_2}{d\Omega} &= \int_{E_{\text{мин}}}^{1,3/2\theta} 0,26 E_0 X_0 N_A \sigma_{adr} N (1 - e^{-X/56E}) dE = \\ &= 0,26 E_0 X_0 N_A \sigma_{adr} N \int_{E_{\text{мин}}}^{1,3/2\theta} (1 - e^{-X/56E}) dE, \end{aligned} \quad (61)$$

где  $\sigma_{adr} N \approx 1,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$  - эффективное адронное сечение.  
 Полагая  $1 - e^{-X/56E} \approx \frac{X}{56E}$  и выполняя интегрирование, получим:

$$\frac{dq_2}{d\Omega} \approx 0,4 \cdot 10^{-6} E_0 X_0 X \ln \frac{\theta_{\text{макс}}}{\theta}, \quad (62)$$

где  $\theta_{\text{макс}} = 1,3/2E_{\text{мин}}$ .

Считая типичным пролетное расстояние порядка 10 метров, для железной мишени получаем:

$$\frac{dq_2}{d\Omega} \approx 0,6 \cdot 10^{-4} E_0 \ln \frac{\theta_{\text{макс}}}{\theta} \quad (63)$$

Значение функции  $dq_2/d\Omega$ , а также значения суммы  $dq_1/d\Omega + dq_2/d\Omega$  для нескольких значений  $E_{\text{мин}}$  при  $E_0 = 7$  Гэв и  $X = 10$  метрам приведены на рис.7.

В качестве примера проведем оценки для ускорителя электронов с энергией  $E_0 = 7$  Гэв и интенсивностью пучка  $N = 10^{11}$  част/сек. Будем считать, что пучок гибнет в стальной мишени радиусом в 1 рад.ед.длины и толщиной порядка 10 радиационных длин или более. Расчеты проведем для расстояния от мишени  $R = 15$  метрам и для защиты, выполненной из бетона плотностью порядка  $2,3 \text{ г/см}^3$ .

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. Учитывая, что для углов более  $5^\circ$

наибольший вклад в интенсивность тормозного излучения дают гамма-кванты невысокой энергии, мощность дозы можно оценить с помощью следующего выражения:

$$P_0(R, \theta) \approx \int_0^{2E_m} \frac{dI(R, \theta, E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma \cdot \gamma(E_\gamma), \quad (64)$$

где  $E_\gamma$  - энергия тормозного кванта;

$E_m$  - берется из формул (37);

$dI(R, \theta, E_\gamma)/dE_\gamma$  - спектральное распределение интенсивности тормозного излучения под углом  $\theta$  на расстоянии  $R$  от мишени;

$\gamma(E_\gamma)$  - коэффициент поглощения энергии в биологической ткани.

Поскольку  $\gamma(E_\gamma)$  есть слабая функция энергии, (64) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} P_0(R, \theta) &\approx \gamma(E_{\gamma \text{эф}}) \int_0^{2E_m} \frac{dI(R, \theta, E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma \approx \\ &\approx \gamma(E_{\gamma \text{эф}}) I(R, \theta) = \gamma(E_{\gamma \text{эф}}) n \cdot \gamma(\theta) / R^2, \end{aligned} \quad (65)$$

где  $\gamma(E_{\gamma \text{эф}}) = 0,016 + 0,018 \text{ см}^2/\text{г}$  - эффективное значение коэффициента поглощения энергии;

$I(R, \theta) = n \gamma(\theta) / R^2$  - интенсивность излучения под углом  $\theta$  на расстоянии  $R$  см от мишени.

Учитывая слабую зависимость сечения поглощения излучения в бетоне от энергии, а также небольшую величину фактора накопления для жесткого тормозного излучения, мощность дозы за защитой можно оценить по соотношению:

$$P(\vartheta, R, d) \approx P_0(\vartheta, R) e^{-\mu_{эф} d} = \frac{n \gamma(\vartheta)}{R^2} \gamma(E_{эф}) e^{-\mu_{эф} d}, \quad (66)$$

где  $d$  — толщина защиты из бетона;  $\mu_{эф}$  для бетона примерно равно  $\mu(E_m/2)$ .

Кривые ослабления мощности дозы для углов  $20^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $90^\circ$ , вычисленные по формулам (36) и (66), представлены на рис. 8, 9 и 10.

ЭЛЕКТРОНЫ И ПОЗИТРОНЫ ЛИВИЯ. Пренебрегая рассеянием электронов и позитронов в защите и биологической ткани, можно записать следующее выражение для мощности дозы от заряженных частиц за защитой:

$$P \approx \frac{n}{6,25 \cdot 10^7} \left| \frac{dE}{dx} \right|_{тк} \frac{1}{R^2} \int \frac{d^2 N}{d\Omega dE} dE \text{ рад/сек}, \quad (67)$$

где  $\left| \frac{dE}{dx} \right|_{тк}$  — эффективная тормозная способность биологической ткани, Мэв·см<sup>2</sup>/г;

$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{защ}$  — эффективная тормозная способность материала защиты;

$d^2 N/d\Omega dE$  — спектрально-угловое распределение заряженных частиц, нормированное на один первичный электрон, Мэв<sup>-1</sup>·стер<sup>-1</sup>.

Результаты расчетов ослабления мощности дозы в бетоне, выполненные по формуле (67) для углов  $45^\circ$  и  $90^\circ$ , показаны на рис. 9 и 10.

Величина  $d^2 N/d\Omega dE$  была взята из расчетов методом Монте-Карло по упомянутой выше программе. Для приближенного учета влияния многократного рассеяния тормозная способность в ткани и в бетоне принималась порядка 2 Мэв·см<sup>2</sup>/г.

НЕЙТРОНЫ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА. Мощность эквивалентной дозы за защитой от нейтронов гигантского резонанса можно оценить по формуле:

$$P(R, d) \approx \frac{n \varphi_{нгр}}{4\pi R^2} e^{-\frac{d}{\lambda}} \frac{[P]}{[\Phi_{нгр}]}, \quad (68)$$

где  $\lambda$  — длина релаксации НГР в бетоне; на основе анализа литературных данных [3-5, 7, 8] можно принять  $\lambda = 15$  см;

$\varphi_{нгр}$  — определяется по формулам (50) или (51);

$[P]$  — предельно-допустимая мощность эквивалентной дозы;

$[\Phi_{нгр}]$  — предельно-допустимый поток НГР, нгр/сек·см<sup>2</sup>.

НЕЙТРОНЫ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ. Мощность эквивалентной дозы от нейтронов высокой энергии за защитой можно оценить по формуле:

$$P(\vartheta, R, d) = n \frac{\varphi_{нвэ}}{R^2} f(\vartheta) e^{-\frac{d}{\lambda_{нвэ}}} \frac{[P]}{[\Phi_{нвэ}]}, \quad (69)$$

где  $\varphi_{нвэ}$  — определяется по формулам (54) или (55);

$f(\vartheta)$  — функция углового распределения НВЭ, определяемая по рис. 6;

$[\Phi_{нвэ}]$  — предельно-допустимый поток НВЭ;

$\lambda_{нвэ}$  — длина релаксации НВЭ в бетоне; для наших расчетов можно принять  $\lambda_{нвэ} = 50$  см.

МЮНЫ. Мощность дозы от мюонов за бетонной защитой можно записать в виде:

$$P(R, \vartheta, d, x) \approx \frac{n}{R^2} \left( \frac{dq_1}{d\Omega} + \frac{x}{10} \frac{dq_2}{d\Omega} \right) \frac{[P]}{[\Phi_\mu]}, \quad (70)$$

где значения  $\frac{dq_1}{d\Omega}$  и  $\frac{dq_2}{d\Omega}$  берутся из рис. 7;

$[\Phi_\mu]$  — предельно-допустимый поток мюонов,  $\mu/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ ;

$x$  — расстояние от мишени до защиты, м.

На рис. 8, 9 и 10 приведены кривые ослабления мощности эквивалентной дозы в бетонной защите для всех рассмотренных видов излучений. На этих же рисунках показаны кривые ослабления суммарных доз. Следует подчеркнуть, что приведенные кривые описывают только ослабление излучений, выходящих из мишени. В расчетах не учитывалось накопление в защите таких вторичных излучений, как фотонейтроны, образованные тормозными гамма-квантами; быстрые, промежуточные и тепловые нейтроны, образующиеся при прохождении нейтронов высокой энергии и гигантского резонанса в защите, а также гамма-излучение, возникающее при захвате тепловых нейтронов и при высвечивании ядер,

возбужденных быстрыми нейтронами и другими высокоэнергетичными частицами.

Однако, оценки показывают, что для защиты из обычного бетона вклад перечисленных выше эффектов не может существенно изменить хода кривой суммарной дозы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенная выше информация является в значительной степени приближенной и, очевидно, нуждается в дальнейшем теоретическом и экспериментальном уточнении. Тем не менее она позволяет качественно проанализировать основные закономерности ослабления излучения в бетонной защите ускорителя электронов высокой энергии.

Как видно из рисунков 5, 8-10, в случае гашения пучка электронов с  $E_0=7$  Гэв в длинной железной мишени радиусом  $\sim 1$  рад.ед. длины (или в элементах электронно-оптического канала с такой же толщиной стенок) максимальный вклад в эквивалентную дозу внутри помещения ускорителя создается тормозным излучением в области  $\vartheta \leq 30^\circ$  и заряженными частицами ливня в области больших углов. За бетонной защитой толщиной от нескольких см до  $\sim 1$  м в переднем полупространстве основная радиационная опасность обусловлена тормозным излучением. Для обратного полупространства в этой области толщин защиты вклад НГР сопоставим с вкладом тормозного излучения или даже превышает его.

При больших толщинах защиты все более существенную роль начинают играть НВЭ, а в области  $\vartheta \leq 30^\circ$  и мюоны.

Следует отметить, что вклад тормозного излучения может быть значительно снижен за счет его поглощения в массивных конструкциях ускорителя (магниты и т.п.) или в местных защитах из тяжелых материалов. Отметим также, что местная защита может оказаться полезной и для подавления той части мюонной компоненты, которая образуется в результате распада пионов на лету. При наличии местной защиты значительная часть пионов будет поглощена до их распада ядрами защиты в результате неупругих процессов.

Исключая мюонную компоненту и тормозное излучение при  $\vartheta \leq E_s/E_0$  выходы всех видов излучений в широком диапазоне углов зависят линейно от мощности пучка  $nE_0$ ; это обстоятельство позволяет использовать кривые, приведенные на рисунках 5, 8-10, для оценок парциальных доз за защитой при энергиях и интенсивностях пучка отличных от, соответственно, 7 Гэв и  $10^{11}$  част/сек.

Пример. Пусть имеется пучок электронов с  $E_0=0,4$  Гэв и  $n=5 \cdot 10^{10}$  част/сек (эти величины близки к средним параметрам пучка синхротрона Б-4). Оценим парциальные дозы и необходимую защиту для точки, находящейся на расстоянии 7 м от места гибели пучка (конвертер) под углом  $90^\circ$  к пучку.

Фотонное излучение. Используя кривую на рис.10, находим, что при  $E_0=7$  Гэв и  $n=10^{11}$  част/сек мощность дозы на расстоянии 15 м равна 1,2 бэр/час; т.о., в интересующем нас случае мощность дозы составит:

$$P = 1,2 \times \frac{0,4}{7} \times \frac{5 \cdot 10^{10}}{10^{11}} \times \left(\frac{15}{7}\right)^2 = 1,2 \times 0,13 = 0,16 \text{ бэр/час}$$

Аналогичные расчеты дают:

- для заряженных частиц ливня  $P=2$  бэр/час,
- для НГР \_\_\_\_\_  $P=0,04$  бэр/час,
- для НВЭ \_\_\_\_\_  $P=0,2 \cdot 10^{-3}$  бэр/час.

Очевидно, что при оценке толщины защиты нет необходимости принимать во внимание электроны и позитроны ливня, поскольку они эффективно срезаются первыми сантиметрами защиты. Т.о., суммарная мощность дозы от проникающих компонент составит:

$$P_{\Sigma} = 0,16 + 0,04 + 0,2 \cdot 10^{-3} \approx 0,2 \text{ бэр/час.}$$

Предельно-допустимая мощность дозы, принимаемая при проектировании защиты, равна  $1,2 \cdot 10^{-3}$  бэр/час. Следовательно, необходимая кратность ослабления

$$K = \frac{0,2}{1,2 \cdot 10^{-3}} \approx 166$$

На рис.10 по кривой  $\Sigma$  для суммарной мощности дозы от проникающих излучений находим, что требуемое ослабление обеспечивается 63 см бетона.



В приведенном примере мюонная компонента во внимание не принималась, т.к. даже при энергии пучка 7 Гэв ее относительный вклад в мощность дозы незначителен при всех разумных толщинах защиты. В случае больших энергий и меньших углов вклад мюонной компоненты должен рассчитываться в каждом случае отдельно с помощью формул (58), (62) и (70).

Характерной особенностью углового распределения тормозного излучения при гашении пучка электронов высокой энергии в мишени небольшой толщины ( $\sim 1$  рад.ед.длины) является наличие весьма резкого максимума при  $\vartheta = 0^\circ$  (рис.3 в известной степени иллюстрирует это обстоятельство). Точная оценка мощности дозы и ее ослабления в защите вблизи оси пучка представляет определенную сложность и может быть предметом отдельного рассмотрения. Однако, для оценки с запасом мощности дозы за защитой при  $\vartheta = 0^\circ$  можно непосредственно воспользоваться формулами (32), (33) или (35) и известными из литературы одномерными каскадными кривыми для ливней, вызванных гамма-квантами с энергией  $\sim E_0/3$ .

В случае пучка электронов с  $E_0 = 0,4$  Гэв,  $n = 10^{11}$  част/сек и мишени толщиной  $\sim 1$  рад.ед.длины мощность дозы тормозного излучения при  $\vartheta = 0^\circ$  и  $R = 7$  м составляет  $\sim 4$  рад/сек, что примерно на 4 порядка превышает суммарную мощность дозы при  $\vartheta = 90^\circ$  в случае длинной мишени. Соответствующая толщина защиты при  $\vartheta \ll E_s/E_0$  должна составлять 2,8–3,3 м обычного бетона. Поэтому в некоторых случаях целесообразно часть защиты в области малых углов выполнять из тяжелых материалов.

Авторы благодарны Л.М.Баркову, В.Ф.Дмитриеву, А.Н.Скринскому и Б.В.Чирикову за обсуждение вопросов, связанных с данной работой и полезные советы.

Без любезной помощи В.А.Таурского и Б.В.Чирикова расчеты методом Монте-Карло не были бы выполнены; авторы выражают им свою особую признательность.

- $\mu$  — мюоны
- $e^\pm$  — позитроны и электроны
- $\Sigma$  — суммарный вклад основных видов излучений
- $J_0(\vartheta)$  — угловое распределение тормозного излучения ливня в бесконечной среде, Мэв/стер.
- $J(\vartheta)$  — угловое распределение фотонного излучения, выходящего из мишени, Мэв/стер.
- $P$  — мощность дозы
- $E_0$  — энергия первичного электрона
- $n$  — интенсивность пучка ускорителя, част/сек (исключая рис.1)
- $r$  — радиус цилиндрической мишени
- $l$  — длина цилиндрической мишени
- $\vartheta$  — угол (из мишени) между осью пучка и направлением к точке наблюдения
- $R$  — расстояние от мишени до точки наблюдения
- $X_{пр}$  — пролетное расстояние от мишени до защиты (для пионов)
- $X_0$  — радиационная длина

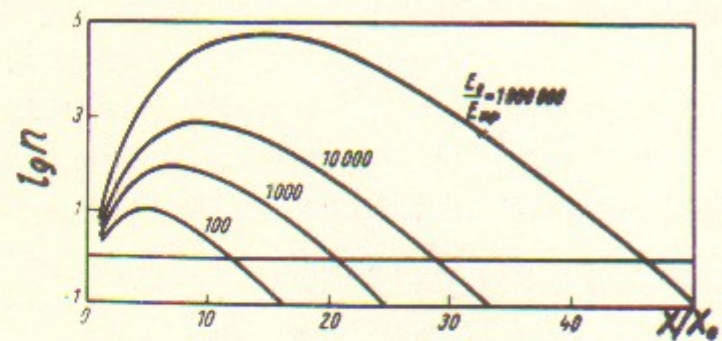


Рис.1. Зависимость числа электронов  $n$  в ливне от толщины [5].

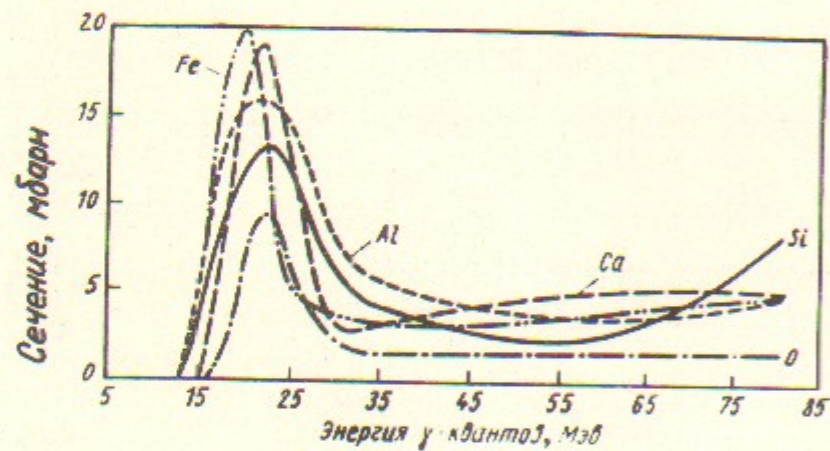


Рис.2. Сечения образования фотонейтронов [4].

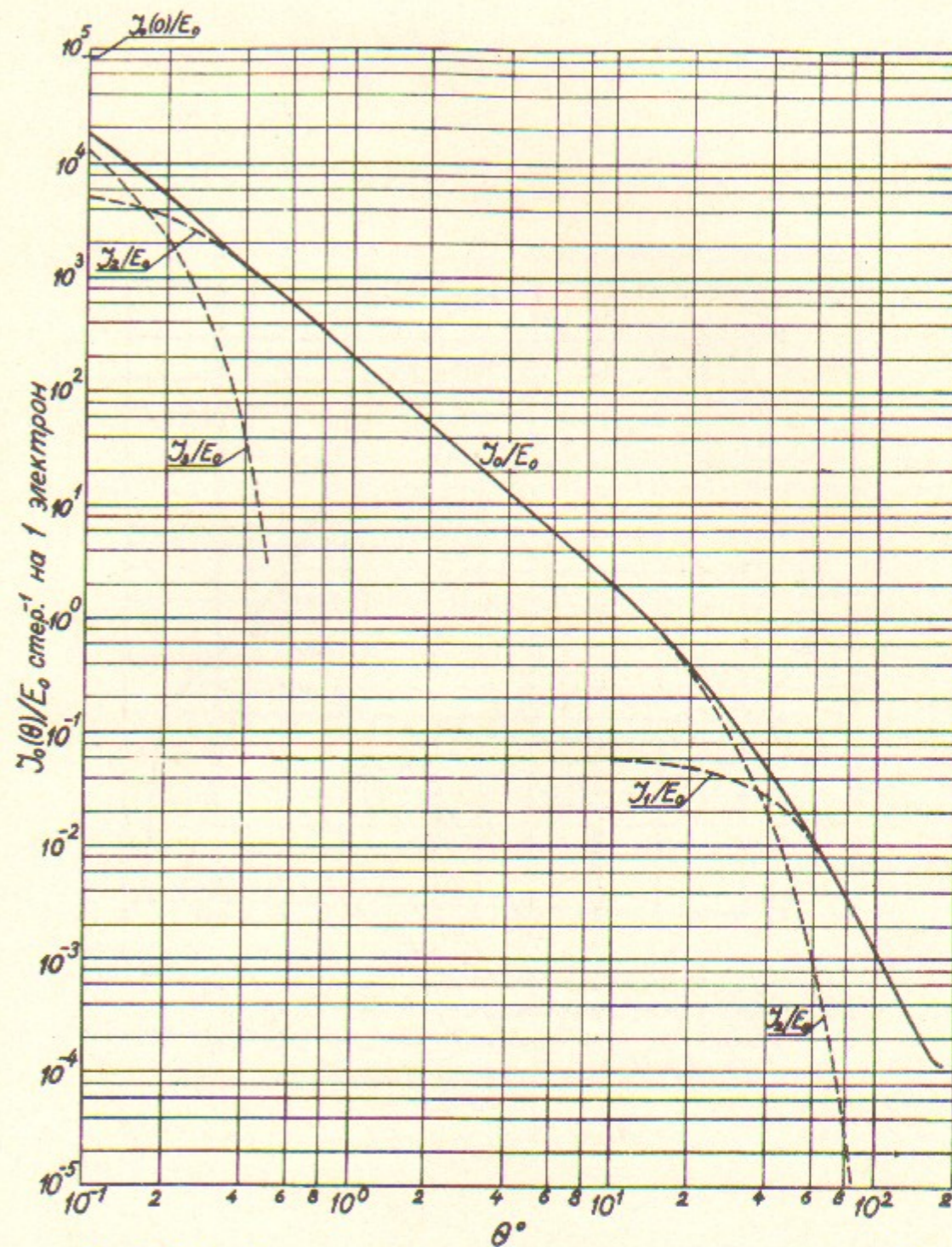


Рис.3. Угловое распределение тормозного излучения ливня, вызванного в железе электроном с начальной энергией  $E_0 = 7 \text{ ГэВ}$ .

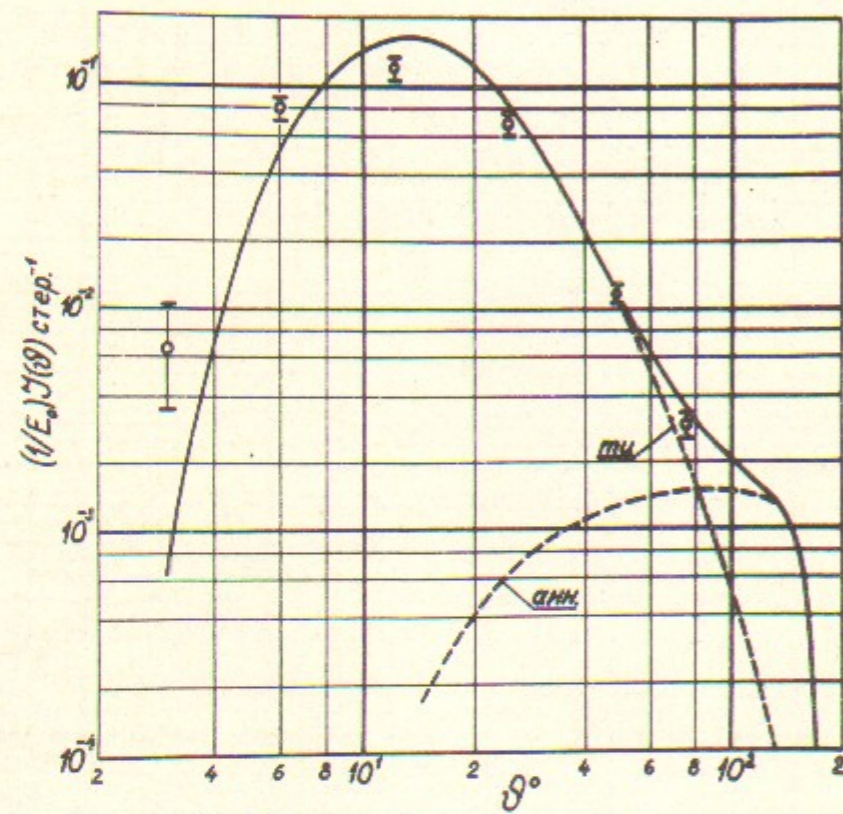


Рис.4. Угловое распределение фотонного излучения из длинной железной мишени радиусом в 1 рад. ед. длины.  $\bar{J}_0$  - расчет методом Монте-Карло для тормозного излучения.  $E_0 = 7 \text{ ГэВ}$ .

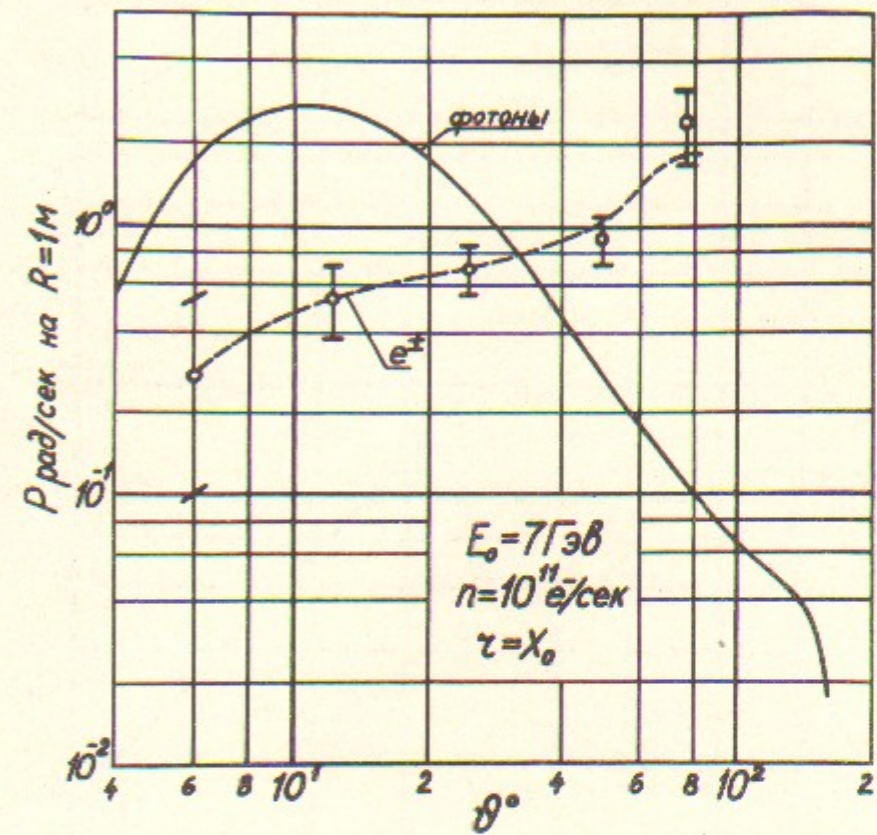


Рис.5. Угловая зависимость мощности дозы от фотонов и от заряженных частиц в случае длинной цилиндрической мишени из железа.

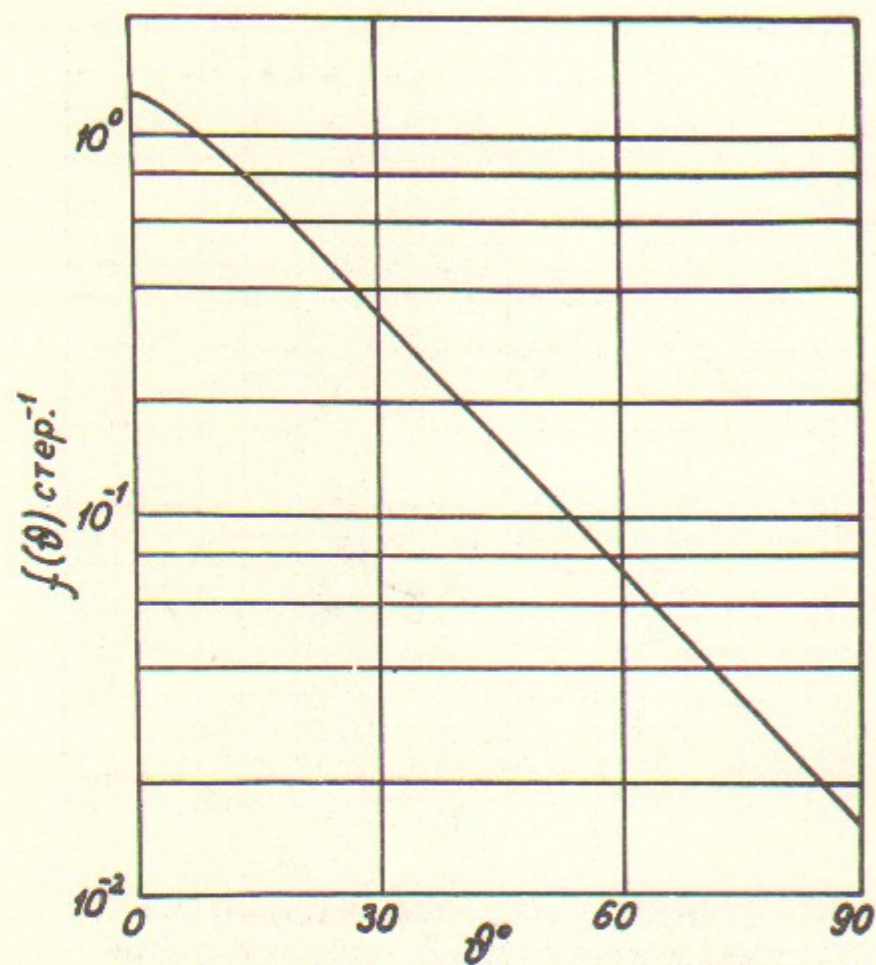


Рис. 6. Угловое распределение нейтронов высокой энергии от электронов с  $E_0 = 3 \text{ ГэВ}$ , построенное на основе работы [6]. Кривая удовлетворяет условию нормировки:  $\int 2\pi f(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 1$ .

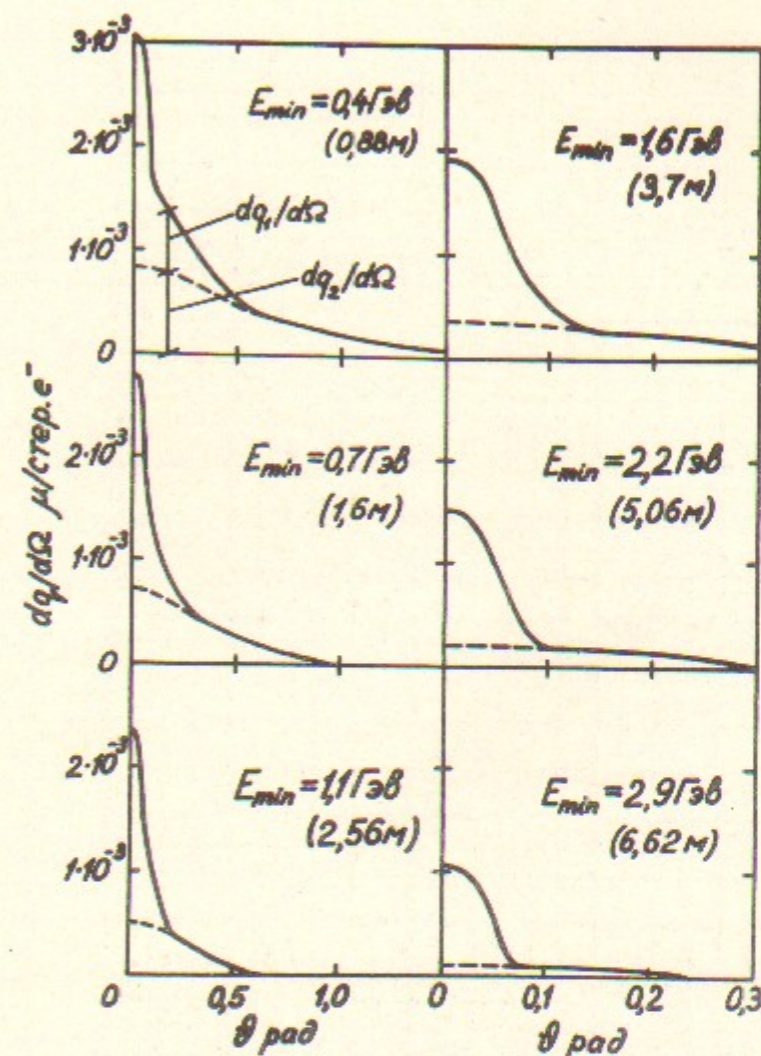


Рис. 7. Угловые распределения  $\mu$ -мезонов с  $E > E_{min}$ .  $E_0 = 7 \text{ ГэВ}$ ;  $X_{пр} = 10 \text{ м}$ ; мишень железная. В скобках указана толщина бетона плотностью  $2,3 \text{ г/см}^3$ , соответствующая пробегу  $\mu$ -мезонов с энергией  $E_{min}$ .

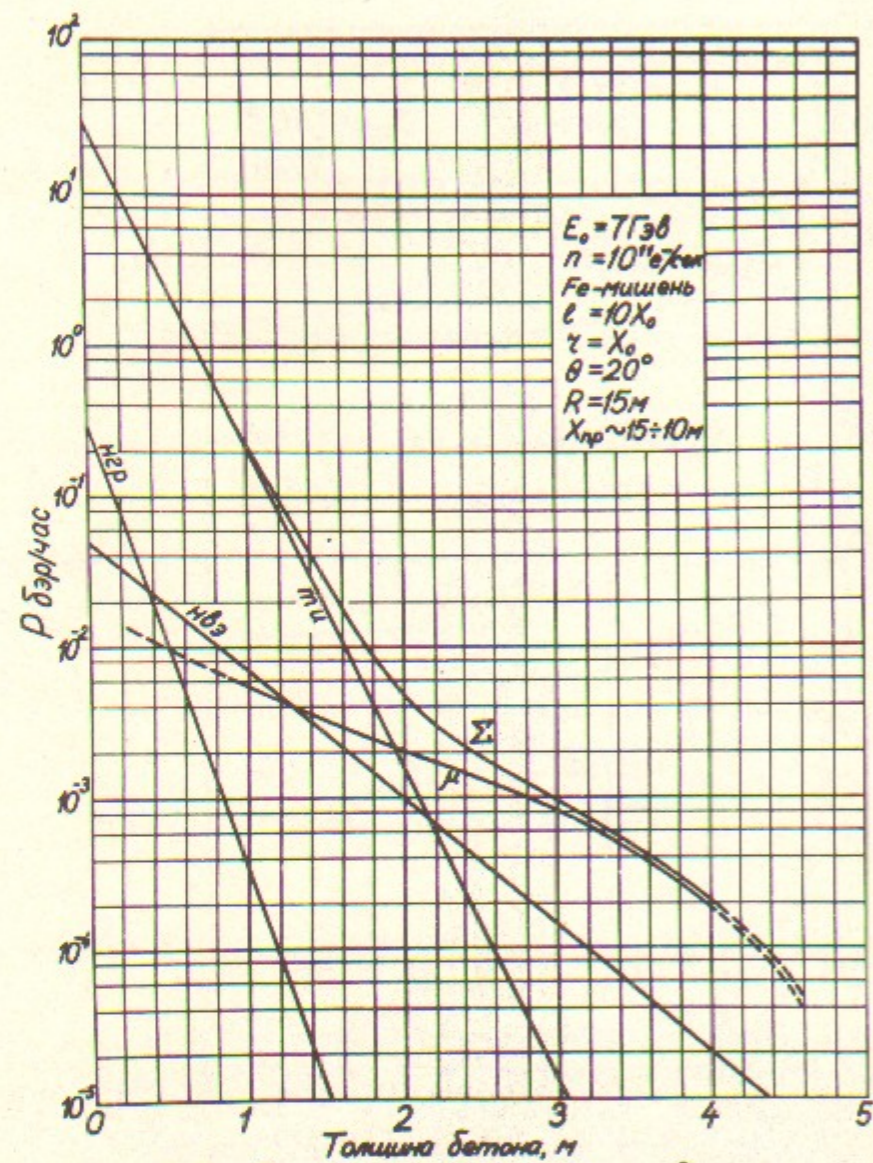


Рис. 8. Ослабление излучений в защите из бетона с  $\rho = 2,32 \text{ г/см}^3$  для  $\theta = 20^\circ$ .

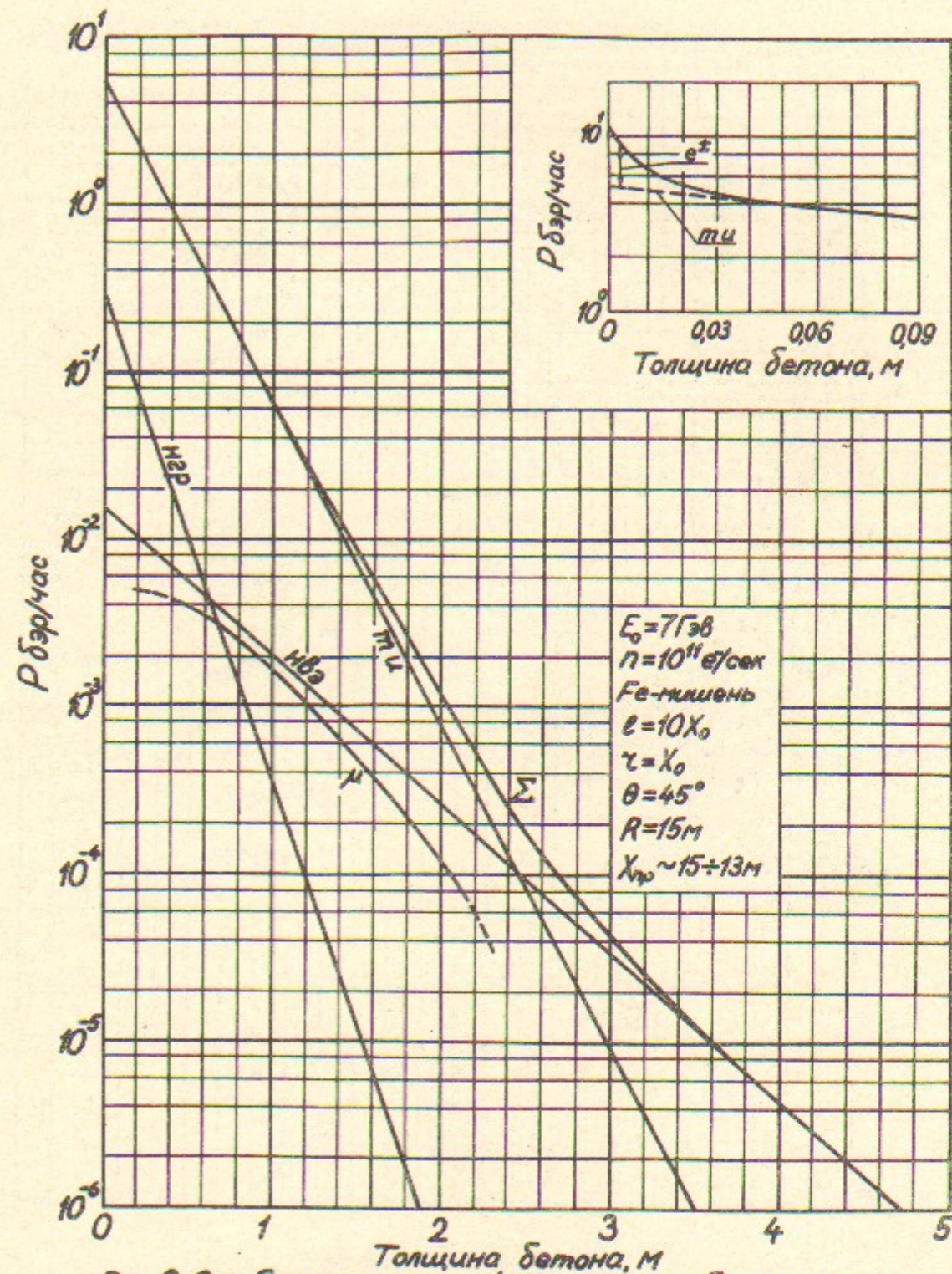


Рис. 9. Ослабление излучений в защите из бетона с  $\rho = 2,32 \text{ г/см}^3$  для  $\theta = 45^\circ$ .

Радиационные длины и критические энергии

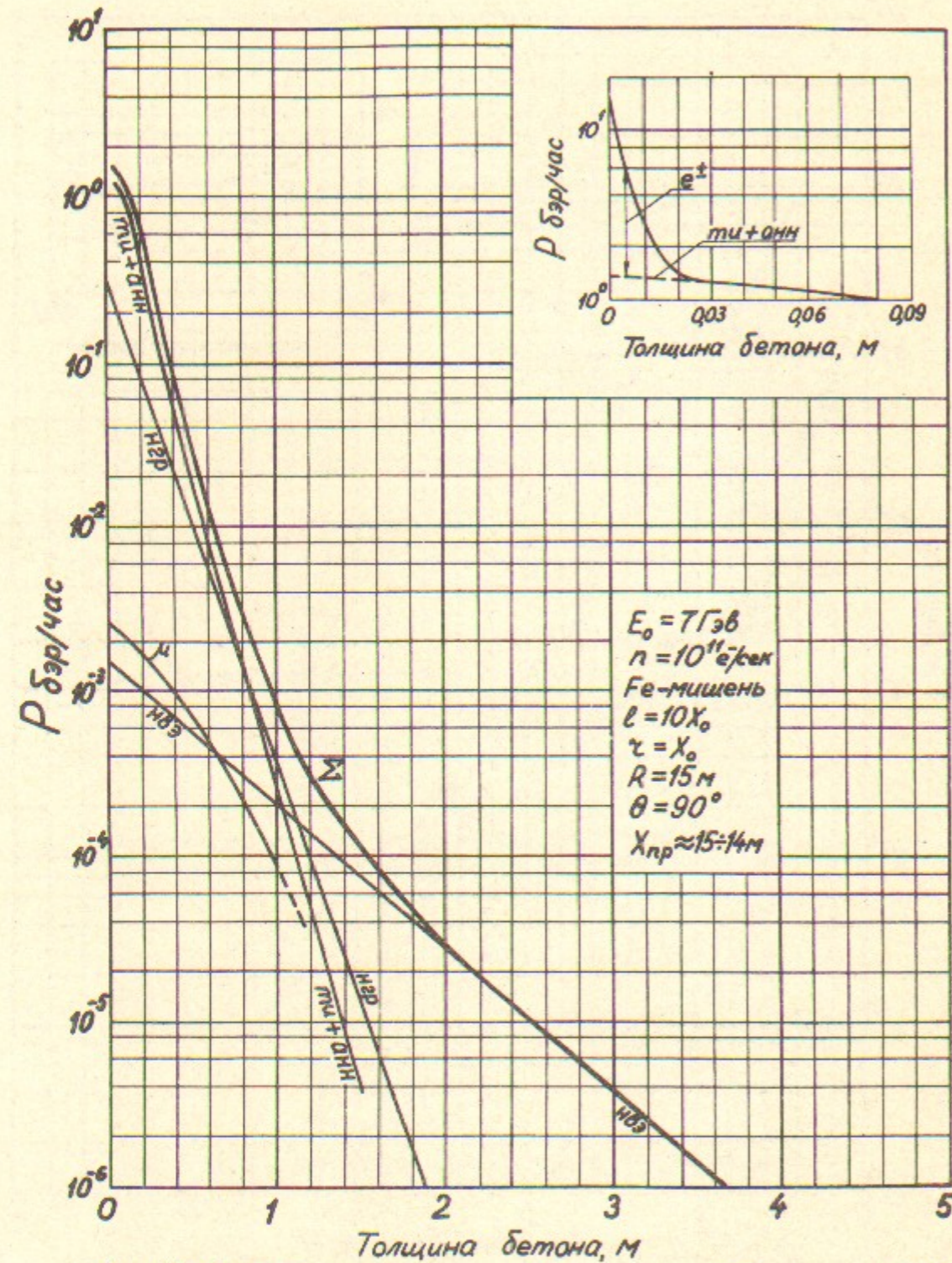
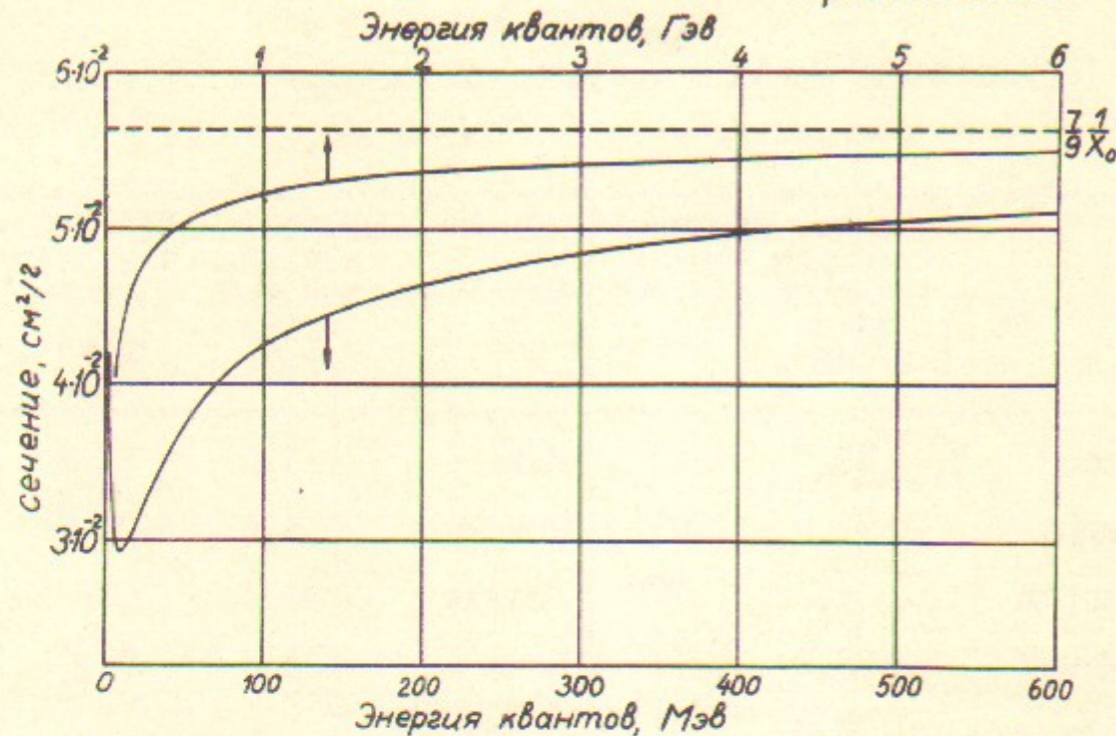


Рис.10. Ослабление излучений в защите из бетона с  $\rho=2,3\text{г/см}^3$  для  $\theta=90^\circ$ .

Вещество	Радиационная длина г/см <sup>2</sup>	Критическая энергия Мэв	Вещество	Радиационная длина г/см <sup>2</sup>	Критическая энергия Мэв
Водород	58	340	Медь	12,8	21,5
Углерод	42,5	103	Свинец	5,8	6,9
Кислород	34,2	77	Воздух	36,5	83
Алюминий	23,9	47	Вода	35,9	93
Железо	13,8	24	Бетон х) (2,3г/см <sup>3</sup> )	25	50

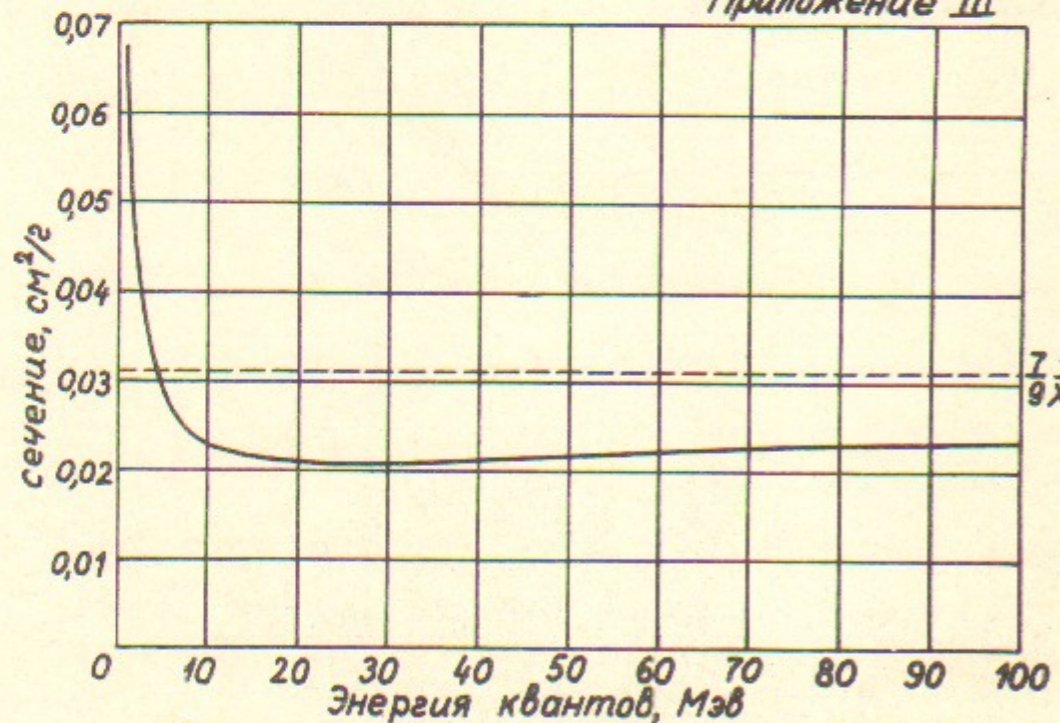
х) Величины, указанные для бетона, являются ориентировочными вследствие неомогенности материала и возможных колебаний его химического состава.

Приложение II



Полное сечение  $\gamma$ -излучения для железа (по данным [20] и [21])

Приложение III



Полное сечение  $\gamma$ -излучения для бетона с  $\rho=2,3\text{г/см}^3$  (по данным [20] и [21]).

Л и т е р а т у р а

1. Росси Б. Частицы больших энергий. М., Гостехтеориздат, 1955.
2. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре, Т. I, М., 1955.
3. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. М., "Наука", 1964.
4. Зайцев Л.Н., Комочков М.М., Сычев Б.С. Основы защиты ускорителей. М., Атомиздат, 1971.
5. Бродер Д.Л. и др. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1966.
6. *Proposal for a high-energy electron-positron colliding-beam storage ring at the Stanford linear accelerator center. Stanford University, June 1965.*
7. *Lindenbaum S. J. Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 213 (1961).*
8. Прайс Б. и др. Защита от ядерных излучений. М., ИЛ, 1959.
9. *Livingston M.S., Blewett G.P. Particle accelerators. N.Y., McGraw-Hill Book Company, Inc., 1962.*
10. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-сюн. М., ИЛ, 1963.
11. *Lawson J.D. Nucleonics, 10(11), 61 (1952).*
12. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник, М., Атомиздат, 1966.
13. *Jeos P. Compilation of photoproduction data above 1,2 gev, DESY, Hamburg, 1970.*
14. Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах. М., -Л., Гостехиздат, 1948.
15. *Richards J.A., Nordheim L.W. Phys. Rev., 74, 1106 (1948).*
16. *Stearns M. Phys. Rev., 76, 836 (1949).*
17. Израйлев Ф.М., Снах В.С., Таврский В.А., Чириков Б.В., Шмаков В.Ф. Расчет оптимального позитронного конвертера методом Монте-Карло. Препринт ИЯФ СО АН СССР 63-73, Новосибирск, 1973.

18. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. М., ИЛ, 1948.
19. Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72. М., АИ, 1973.
20. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
21. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ч. I. Ташкент, Изд-во "Наука" Узб.ССР, 1964.

---

Ответственный за выпуск С.Н. РОДИОНОВ  
Подписано к печати 3.У-1974г. МН 08339  
Усл. 2,8 печ. л., тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № 35

---

Отпечатано на ротаприте в ИЯФ СО АН СССР, ТВ