



Ф.33

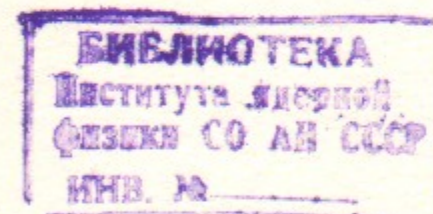
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

22

В.М. Федоров

**ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ
СИЛЬНОТОЧНЫХ МЕГАВОЛЬТНЫХ ПУЧКОВ
ПО ЖЕСТКОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ИЗ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ**

ПРЕПРИНТ 86-40



НОВОСИБИРСК

1986

АННОТАЦИЯ

В работе обсуждается метод измерения энергии электронов T_e импульсного пучка по эффективной энергии \bar{T}_γ квантов тормозного излучения (ТИ). \bar{T}_γ находится по данным измерения относительного ослабления интенсивности ТИ двумя фильтрами в условиях, когда ослабление невелико: $D_{1\gamma}/D_{2\gamma} \sim 2$. Проблема определения T_e для моноэнергетического пучка сводится к отысканию коэффициента $\bar{E}_{\gamma e} = \bar{T}_\gamma/T_e$.

В работе предложены эмпирические формулы для спектральной плотности потока энергии ТИ в единицу телесного угла из «толстых» мишеней ($d_m \simeq R_e$ — длина пробега электрона) в области параметров: $T_e = 0,2 \div 2,8$ МэВ, $Z_m = 4 \div 80$ и $\theta = 0 \div 180^\circ$. Вычислен коэффициент $\bar{E}_{\gamma e}$ для различных T_e , Z_m и θ , и дается сравнение с экспериментом. В частности, для направлений $\theta \lesssim 30^\circ$ (примерно «прямо-вперед») и фильтров из свинца получено $\bar{E}_{\gamma e}^{(\text{Pb})} = 0,5 \pm 10\%$, а для фильтров из железа $\bar{E}_{\gamma e}^{(\text{Fe})} \simeq 0,38$. Величина $\bar{E}_{\gamma e}$ уменьшается с ростом угла θ между направлением вылета γ -квантов и направлением падения электронов на мишень, что особенно проявляется для $T_e \gtrsim 0,5$ МэВ и $Z_m \lesssim 13$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Методика измерений характеристик тормозного γ -излучения ТИ (называемого также рентгеновским излучением) находит применение в экспериментах с сильноточными пучками как «бесконтактный» способ определения параметров электронного пучка. Например, для контроля и измерения напряжения на диодном зазоре [1], для оценки потерь энергии электронами при прохождении сквозь плазменный столб [2], определения параметров электронных колец [3], наблюдения процесса накопления облака осциллирующих электронов [4], измерения динамики тока электронной утечки при ускорении ионов [5, 6] и т. д. Однако широкого распространения и признания метод не получил как по причине отсутствия хороших измерительных приборов, так и возможной неоднозначности при количественной интерпретации результатов. Последнее связано с тем, что спектральная интенсивность ТИ, обычно измеряемая в узком телесном угле $S_d/R^2 = \Delta\Omega \ll \pi$, зависит сложным образом от многих параметров. Кроме того, в реальном эксперименте вокруг детектора и мишени находятся элементы конструкции, в которых излучение рассеивается и отражается, и это вторичное излучение может попадать в детектор. Все эти сложности порождают определенный скепсис к надежности количественных оценок параметров электронного пучка по результатам рентгеновских измерений. Но следует предостеречь и от излишнего оптимизма в оценке возможностей метода.

По нашему опыту использование абсолютных измерений выхода тормозного излучения для количественной оценки энергосодер-

жания электронного пучка содержит коэффициент неопределенности ~ 2 . Относительные измерения позволяют получать точность 10—20%. Такую точность в оценке энергии электронов T_e можно гарантировать, когда энергетический и угловой спектры электронов пучка достаточно узкие, а тормозное излучение ослабляется не сильно ($K_0 \lesssim 10$). В данной работе рассматриваются именно такие условия. Приводятся результаты измерений на импульсных ускорителях ВОДА-10 [7] в режиме разовых импульсов и ЭЛИТ-1Б [8] в режиме пачки импульсов. В экспериментах измерялись интенсивности ТИ одновременно несколькими детекторами, закрытыми фильтрами разной толщины. По результатам измерений находилась эквивалентная («эффективная») энергия γ -кванта \bar{T}_γ . Энергия электронов пучка определялась из соотношения $T_e = \bar{T}_\gamma / \bar{E}_{\gamma e}$, где коэффициент $\bar{E}_{\gamma e}$ был найден из модельных экспериментов в области энергий $T_e = 0,4 \div 1$ МэВ и из расчетов, сделанных для широкой области параметров.

В работе даны эмпирические формулы, моделирующие зависимость спектральной интенсивности ТИ от параметров T_e , θ , Z_m — энергии электронов, угла наблюдения и атомного номера мишени. Формулы были получены на основе экстраполяции экспериментальных данных, приведенных в работах [9, 10].

В заключение краткого обзора заметим, что некоторые рекомендации по обсуждаемой методике были получены давно. Например, в справочной книге [11] приводится таблица (с.121, таблица 57 со ссылкой на работу 1934 г.) для определения U_a — напряжения на рентгеновской трубке по величине измеренного в эксперименте $d_{1/2}$ — слоя половинного ослабления излучения разными материалами. Как следует из таблицы, коэффициенты пересчета $\alpha = U_a / d_{1/2}$ зависят от предварительной фильтрации излучения. К сожалению, приведенные в литературе данные скупы и ненадежны, а зачастую и противоречат друг другу. Так, величины $d_{1/2}$ в таблицах 57 и 58, цитируемых в работе [11], различаются примерно в 2 раза.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В простом виде метод фильтров сводится к измерению интенсивностей γ -излучения двумя идентичными детекторами, экранированными со стороны излучения пластинками (фильтрами) разной толщины d_1 и d_2 . В наших экспериментах в основном применялись

толщины, удовлетворяющие соотношению $d_2 \simeq 2d_1$. Использовался следующий алгоритм нахождения T_e . По измеренным интенсивностям $D_\gamma(d_1)$ и $D_\gamma(d_2)$ находился линейный коэффициент ослабления:

$$\mu(\bar{T}_\gamma) = [\ln D_\gamma(d_1) - \ln D_\gamma(d_2)] / (d_2 - d_1). \quad (1)$$

По известным табличным данным (см., например, таблицы 4.1 в [12]) зависимости $\mu(T_\gamma)$ для вещества, из которого изготовлен фильтр, находится энергия γ -кванта \bar{T}_γ , соответствующая данному значению μ . Энергия электронов, бомбардирующих мишень, определяется из соотношения:

$$T_e = \bar{T}_\gamma / \bar{E}_{\gamma e}, \quad (2)$$

где $\bar{E}_{\gamma e} = \bar{E}_{\gamma e}(\theta, Z)$ — безразмерная «эффективная» энергия комбинации, спектр ТИ — спектральная характеристика фильтров. В работе будет дано обсуждение различных эффектов, влияющих на величину $\bar{E}_{\gamma e}$, и указаны условия, при которых $\bar{E}_{\gamma e} \simeq \text{const}$ в области $T_e = 0,3 \div 2$ МэВ.

Упрощенная схема измерений дана на рис. 1. Для простоты будем полагать, что источник вместе с окружающими конструктивными деталями имеет осевую симметрию, а угловые размеры источника и детектора малы ($r_{и}/R \ll 1$, $r_{д}/R \ll 1$), так что их можно считать точечными объектами. Поток энергии (мощности) фильтрованного излучения $\dot{P}_{\Phi\gamma}$ через единичную площадку в точке измерения запишем в виде

$$\dot{P}_{\Phi\gamma}(\theta, R) = \frac{W_e}{R^2} \int_0^1 J_{k\gamma}(\theta, E_{\gamma e}; T_e, d_{m,k}) (1 + \alpha_{отр}) e^{-\mu_\Phi d_\Phi} B_\Phi dE_{\gamma e},$$

$$J_{k\gamma} = J_{0\gamma} \cdot \exp(-\mu_m d_m - \mu_k d_k) B_m B_k, \quad (3)$$

где $W_e = (Q_e/e) \cdot T_e$ — энергосодержание в электронном пучке (для $\dot{P}_{\Phi\gamma}$ ставится \dot{W}_e), Q_e/e — число электронов, осажденных на мишень; R — расстояние между источником и детектором; $J_{0\gamma}$ и $J_{k\gamma}$ — дифференциальные спектральные интенсивности ТИ без учета ослабления в мишени и с учетом ослабления (имеют размерность типа МэВ/МэВ·стерадиан); θ — угол между направлением пучка электронов и направлением вылета γ -квантов из мишени; $E_{\gamma e} = T_\gamma / T_e$ — безразмерная энергия кванта; $\alpha_{отр}$ — относительный уровень отраженного излучения; μ_i — линейный коэффициент ослаб-

ления γ -излучения в веществе с атомным номером Z_i ; d_i —толщина ослабителей; B_i —энергетический фактор накопления.

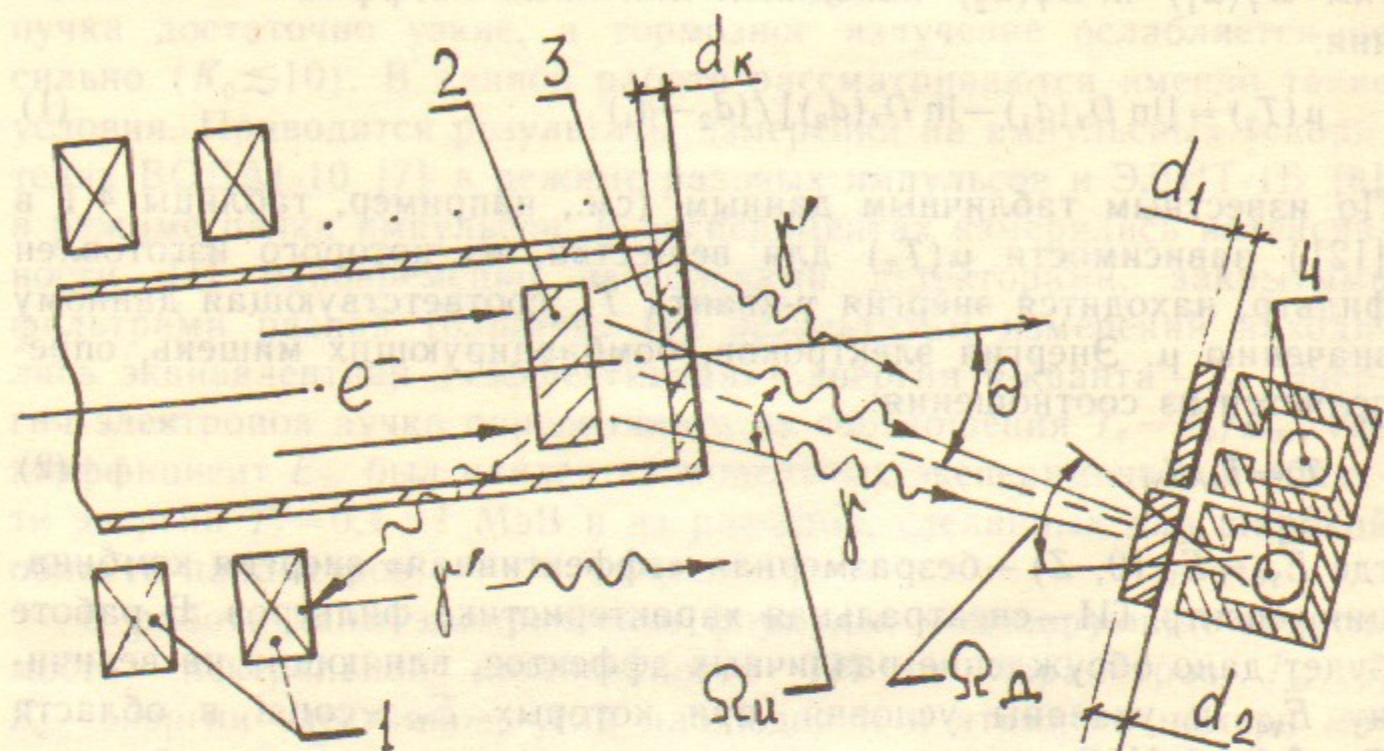


Рис. 1. Упрощенная схема эксперимента:

1—элементы конструкции, 2—мишень, 3—окно, 4—детекторы.

Прежде чем перейти к обсуждению детальных вопросов, сделаем несколько замечаний. При измерении \bar{T}_γ методом двух фильтров (см. (1)) нет необходимости в абсолютной калибровке интенсивностей γ -излучения. Однако для целей оценки углового и энергетического разбросов электронов в пучке, а также при выборе физической модели для расчета $\bar{E}_{\gamma e}$ бывает необходимо использовать абсолютные величины. Для потока энергии Π_γ получим размерность в Дж/м² ($\dot{\Pi}_\gamma$ —в Вт/м²), если возьмем в (3) W_e в Дж (\dot{W}_e в Вт) и R в метрах. В практике рентгеновских измерений, как известно, используется экспозиционная доза в единицах Р (рентгенах), связанная с ионизирующей способностью γ -квантов в воздухе. В диапазоне $0,06 \lesssim T_\gamma \lesssim 2$ МэВ между этими единицами имеется простая связь [11, 13]:

$$1 \text{ Р} = 3 \pm 0,5 \text{ Дж/м}^2 \text{ и } D_{\text{Ф}\gamma} \text{ (в Р)} \simeq 0,33 \Pi_{\text{Ф}\gamma} \text{ (в Дж/м}^2\text{)}. \quad (4)$$

Отклонение в $\sim 15\%$ связано с неравномерностью поглощения энергии γ -квантов в воздухе, так как $d\mu^a/dT_\gamma \neq 0$ в указанном интервале энергии \bar{T}_γ (подробные таблицы $\mu^a(T_\gamma)$ имеются в

[12, 14]).

В диапазоне $T_\gamma \lesssim 60$ кэВ коэффициент поглощения энергии излучения в воздухе $\mu^a(T_\gamma)$ растет с уменьшением T_γ . Соответственно, поток энергии Π_γ , найденный из (4), по измеренной экспозиционной дозе D_γ окажется завышенным. Такая проблема может возникнуть при интерпретации измерений с «открытым» детектором (дозиметром) особенно при наблюдении ТИ из мишеней с $Z_m \lesssim 6$.

В литературе по дозиметрии ионизирующих излучений [11, 15] обычно приводится к.п.д. преобразования $\eta_{e\gamma}$ энергии пучка электронов W_e в энергию тормозного излучения W_γ . Хотя для вычисления $\eta_{e\gamma}(T_e, Z_m)$ разными авторами предложено несколько различных формул (см. далее), их численные значения различаются не сильно (на фактор ~ 2). Поэтому величину $\eta_{e\gamma}$ можно использовать для оценочного контроля уровня Π_γ . В обозначениях, введенных выше, имеем:

$$\eta_{e\gamma} = \frac{W_\gamma}{W_e} = \frac{2\pi R^2}{W_e} \int_0^\pi \Pi_{0\gamma}(\theta, R) \sin\theta d\theta = 2\pi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^1 J_{0\gamma}(\theta, E_{\gamma e}) dE_{\gamma e}. \quad (5)$$

2.1. Ослабляющие фильтры и экраны

Как известно, при прохождении излучения через вещество γ -кванты взаимодействуют с электронами, передают им часть энергии и рассеиваются по углу (фото-эффект, комптон-эффект и др.). Например, квант, рассеянный на угол θ_s в результате комптоновского взаимодействия, имеет меньшую энергию, чем исходный [14]:

$$T'_\gamma = \frac{T_\gamma}{1 + 2T_\gamma(1 - \cos\theta_s)}, \quad (6)$$

где T_γ и T'_γ —энергии исходного и рассеянного квантов в МэВ. Отметим для дальнейшего, что во всех формулах данной работы энергии T_e и T_γ в МэВ, если нет дополнительных оговорок.

В прикладных расчетах по прохождению излучения обычно используют интегральные характеристики, в частности коэффициенты μ и B (см. (3)), а также коэффициент «истинного» поглощения энергии μ^a и др. Величины μ и μ^a рассчитаны для разных веществ и разных T_γ и приводятся в справочных таблицах [12, 14]. Для удобства анализа нами были получены упрощенные эмпирические формулы $\mu(T_\gamma)$ и $\mu^a(T_\gamma)$ и обратные $T_\gamma(\mu)$, соответствующие справочным данным с отклонением в 10–15% в диапазоне $0,1 \lesssim T_\gamma \lesssim 2$ МэВ. Формулы приведены в табл. 1 для нескольких веществ.

Таблица 1

Материал, уд.вес, г/см ³	Область энергий $T_\gamma \approx 0,1 \div 2$ МэВ		
	$\mu^a(T_\gamma)$, см ⁻¹	$\mu(T_\gamma)$, см ⁻¹	$T_\gamma(\mu)$, МэВ
Углерод, С $Z=6, \rho=1,7$	0,043	$0,03 + 0,075 T_\gamma^{-0,5}$	$\frac{0,0056}{(\mu - 0,03)^2}$
Алюминий, Al $Z=13, \rho=2,7$	$0,053 + 0,014 T_\gamma^{-0,5}$	$0,04 + 0,13 T_\gamma^{-0,5}$	$\frac{0,017}{(\mu - 0,04)^2}$
Железо, Fe $Z=26, \rho=7,8$	$0,15 + 0,04 T_\gamma^{-1} +$ $+ 0,001 T_\gamma^{-3}$	$0,24 + 0,21 T_\gamma^{-1}$	$\frac{0,21}{\mu - 0,24}$
Медь, Cu $Z=29, \rho=8,9$	—	$0,24 + 0,25 T_\gamma^{-1}$	$\frac{0,25}{\mu - 0,24}$
Натрий-иод, NaI, $\rho=3,7$	$0,055 + 0,037 T_\gamma^{-2}$	—	—
Свинец, Pb $Z=82, \rho=11,3$	$0,22 + 0,24 T_\gamma^{-2}$	$0,45 + 0,28 T_\gamma^{-2,3}$	$\frac{0,57}{(\mu - 0,45)^{0,43}}$

Величина μ характеризует вероятность взаимодействия γ -квантов с атомами на единице пути. Относительное количество квантов, которые проходят слой вещества толщиной d без рассеяния и потери энергии, дается формулой [14]:

$$N_\gamma(T_\gamma; d) / N_\gamma(T_\gamma; d=0) = K_0^{-1} = \exp(-\mu(T_\gamma) d). \quad (7)$$

В этом пункте прохождение γ -квантов в веществе принципиально отличается от прохождения заряженных частиц [15]. Поток излучения за ослабляющим фильтром (барьером) складывается из потока первичных γ -квантов, уменьшенных в количестве согласно (7), и потока рассеянных квантов, которые имеют дополнительное распределение по углу и спектру энергий. Относительное увеличение интенсивности за счет рассеянного излучения, проинтегрированного по спектру $(0, T_\gamma)$ и телесному углу Ω_d , определяемого геометрией защиты (коллиматора) детектора, можно характеризовать эффективным фактором накопления $B(T_\gamma, Z, \Omega_d)$. Верхнюю

оценку для B в барьерной геометрии ($\Omega_d = 2\pi$) легко найти, если воспользоваться μ^a , коэффициентом относительного поглощения энергии квантов на единице их пути:

$$B \lesssim \exp[(\mu(T_\gamma) - \mu^a(T_\gamma)) d]. \quad (8)$$

В действительности B не достигает верхнего значения, даваемого формулой (8), так как рассеянные кванты имеют меньшую энергию $T'_\gamma < T_\gamma$ ($\mu^a(T'_\gamma) \geq \mu^a(T_\gamma)$) и их средняя длина пути $d_{эф}$ в слое больше его толщины d . Расчеты по (8) и формулам из табл. 1 показывают, что наименьшее значение величины B будет для фильтров из веществ с большим Z , при заданном значении $\mu \cdot d$. Например, для свинца при $\mu \cdot d = 1$ и $T_\gamma = 0,5$ МэВ имеем оценку $B \lesssim 1,4$. Более точные расчеты дают для указанного примера $B = 1,2$ (см. [12], табл. 4.13).

При наблюдении излучения через коллиматор с малым углом обзора $\Omega_d \ll 1$ (случай «узкого» пучка) кратность ослабления интенсивности K_0 определяется формулой (7), а $B(\Omega_d \approx 0) = 1$.

Заметим, что γ -кванты ТИ, рассеянные в веществе мишени ($d_m \gtrsim R_e$) или выпускном окне, которое расположено близко к мишени, нельзя независимо подавить применением узких коллиматоров, так как с уменьшением Ω_d до уровня $\Omega_d \lesssim \Omega_{и}$ (источника) будет уменьшаться полезный сигнал. Поэтому при количественной оценке ослабления излучения в мишени нужно учитывать конкретную геометрию мишени и зависимость интенсивности ТИ от угла θ или в первом приближении в формулах (3) использовать коэффициент $\mu^a(T_\gamma, Z_m)$ вместо $\mu(T_\gamma, Z_m)$.

Дополнительную ошибку в спектральные измерения может дать излучение, отраженное в элементах конструкции и защите. В литературе хорошо представлены интегральные характеристики отраженного излучения (см. [14], § 12). В работе [16] приводится эмпирическая формула альbedo энергии (отношение потока энергии отраженных квантов в телесный угол $\Omega = 2\pi$ к первоначальному потоку энергии) для разных веществ, энергии первичных квантов T_γ и углов падения θ_0 , отсчитываемых от нормали к поверхности:

$$\alpha = \frac{W'_\gamma}{W_\gamma} \approx 2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{Z}{13} \right)^{-2n_1} \rho T_\gamma^{-n_2} \cos^{-n_3} \theta_0, \quad (9)$$

$$n_1 \approx n_2 \approx n_3 \approx 1, \quad \rho - \text{г/см}^3.$$

Отраженное излучение сосредоточено в основном в мягкой области спектра. Вклад его сильно уменьшается при наличии перед детек-

тором фильтра из вещества с $Z \gtrsim 70$. Для детектора с открытым окном, например, при измерениях абсолютного выхода излучения, вклад отраженного излучения может быть ~ 2 (см. ниже экспериментальные результаты). Уменьшение угла обзора детектора также ведет к уменьшению вклада отраженного излучения.

2.2. Детекторы

Проблемы спектральных рентгеновских измерений, обсуждаемые в данной статье, рассматриваются применительно к регистрации мощных однократных импульсов излучения длительностью $10^{-8} - 10^{-7}$ с. Одновременно применяется несколько детекторов, которые работают или в токовом режиме с $\tau_f \simeq 10^{-8}$ с или как интегрирующие дозиметры, способные регистрировать большие мощности излучения. Сигнал с детектора будет пропорционален интенсивности $P_{\text{ф}\gamma}$, получаемой из формулы (3), если чувствительность детектора по спектру $\varepsilon_{\text{д}}(T_{\gamma}) = \text{const}$. В противном случае при вычислении сигнала с детектора необходимо подынтегральное выражение в (3) умножить на функцию $\varepsilon_{\text{д}}(T_{\gamma})$.

В обсуждаемой методике требование $\varepsilon_{\text{д}}(T_{\gamma}) = \text{const}$ не является жестким. Например, допускается изменение $\varepsilon_{\text{д}}(T_{\gamma})$ в пределах 10—20%, поскольку величина $\bar{E}_{\gamma e}$ оказывается не чувствительной к малым искажениям спектра (см. далее), если искажающие факторы одинаковы для обоих каналов измерения $D_{1\gamma}$ и $D_{2\gamma}$. Условиям примерного постоянства $\varepsilon_{\text{д}}(T_{\gamma})$ в диапазоне $0,06 \div 0,1 \lesssim T_{\gamma} \lesssim 2$ МэВ удовлетворяют воздушно-эквивалентные дозиметры и детекторы с чувствительным объемом из легких веществ. Например, ионизационный дозиметр ДК-0, 2, термо-люминесцентный дозиметр LiF, кремниевый p-i-n диод (см. [17, 18]). Если прибор калиброван в единицах P(P/c), то пересчет в метрические единицы измерения потока энергии делается согласно формуле (4).

2.3. Спектральный состав тормозного излучения

Область энергий γ -квантов 0,1—2 МэВ относится к диапазону «средних» энергий, для которых теория тормозного излучения не имеет точных решений [13]. В практике используется несколько подходов. Наиболее известный — нерелятивистское приближение, в котором предполагается, что спектральная интенсивность из тонкой мишени постоянна в интервале $T_{\gamma} = 0 \div T_e$ и не зависит от угла θ ([19] гл. 2). Для «толстой» мишени ($d_m \simeq R_e$, где R_e — длина про-

бега электрона в мишени) нерелятивистское приближение дает для формы спектра ТИ линейно спадающую характеристику

$$J_{\gamma}(T_{\gamma}/T_e) = \text{const} \cdot (1 - E_{\gamma e} + \delta). \quad (10)$$

В этом приближении имеется несколько теорий, которые дают примерно одинаковый вид зависимости для интегрального (см. (6)) выхода излучения:

$$\eta_{e\gamma} = \frac{W_{\gamma}}{W_e} = A Z_m^{k_1} T_e^{k_2}, \quad (11)$$

где T_e — в МэВ; $A = 9 \cdot 10^{-4}$ по Крамерсу и $A = 11 \cdot 10^{-4}$ по Куленкампу, $k_1 = k_2 = 1$ [19]; а также $A = 5,3 \cdot 10^{-4}$ и $k_1 = 1, k_2 = 0,75$ по Р. Егеру ([11], с.108). Модель Крамерса была использована в [1] для расчета параметров электронного пучка по данным измерений ТИ. Физический справочник ([20], с.959) рекомендует более сложную модель — интенсивность ТИ зависит от угла θ , однако таблиц $P_{\gamma}(\theta)$ не приводит; величину $\eta_{e\gamma}$ рекомендует рассчитывать по Р. Егеру [11], а для формы тормозного спектра пользоваться универсальной кривой [21], предложенной Виардом:

$$J_{\gamma}(E_{\gamma e}) = \text{const} \cdot (1 - E_{\gamma e} + 0,75 E_{\gamma e} \ln E_{\gamma e}). \quad (12)$$

Заметим, что здесь и далее речь идет только о сплошном спектре излучения. Характеристическое (линейчатое) излучение лежит в области «малых» энергий $T_{\gamma} < 0,1$ МэВ. Кванты с такой энергией сильно поглощаются в измерительных фильтрах и не дают заметного вклада в измеряемую интенсивность.

Релятивистское приближение [13] дает аппроксимацию интегрального выхода ТИ из «толстой» мишени, близкую к приведенным выше, а именно: $A = 6 \cdot 10^{-4}$, $k_1 = k_2 = 1$. Однако интенсивность ТИ оказывается сосредоточенной в узком телесном конусе вдоль пучка, а форма спектра сильно зависит от параметров T_e , Z_m , θ . Поскольку формы спектров в приближениях $T_e \ll 1$ и $T_e \gg 1$ сильно различаются, то в промежуточной области энергий необходимо пользоваться экспериментальными данными, которые можно использовать для численных решений или для построения эмпирических формул. Например, авторы работы [22], используя набор экспериментальных данных из [9, 10], сделали расчеты защиты ускорителей, применяемых для технологических целей. Оказалось, что учет конкретной формы спектров ТИ дает результаты, заметно отличные (особенно для больших углов) от расчетов по методике

[23], в которой не учитывается изменение жесткости спектров ТИ от θ . А именно, в [23] (см. также [24], Приложение 28.) рекомендуется ослабление интенсивности ТИ в защите с $Z \geq 70$ рассчитывать по эффективной энергии γ -квантов $T_{\gamma \text{эф}} = 0,66 T_e$ для диапазона $T_e \leq 1,7$ МэВ и $T_{\gamma \text{эф}} = 0,5 T_e$ для $1,7 \leq T_e \leq 10$ МэВ. В этих же работах приводятся таблицы (к сожалению, без указаний по каким моделям проводились расчеты) исходных интенсивностей $\dot{D}_{0\gamma}(\theta; T_e, Z_m)$ ТИ в широкой области параметров: $\theta = 0 \div 180^\circ$, $T_e = 0,2 \div 100$ МэВ, $Z_m = 13 \div 80$.

В данной работе на основе результатов, приведенных в [9, 10], подобраны эмпирические формулы для спектров тормозного излучения из толстых мишеней ($d_m \simeq R_e$) для $T_e = 0,2 \div 2,8$ МэВ и $Z_m = 4 \div 80$. Расчеты \dot{P}_γ и \dot{D}_γ по приведенным далее формулам находятся в удовлетворительном соответствии как с указанными выше работами, так и с данными измерений $\dot{D}_{0\gamma}(\theta; T_e, Z_m)$ в [25] (диаграммы из [25] приводятся также в [20] с.959). Некоторое расхождение $\sim 1,5-2$ в величинах $D_{0\gamma}(\theta \simeq 0)$ с [25] для $Z_m = 4$ и 13, возможно, связано с тем, что в [25] применялись мишени, наклоненные к пучку ($\theta_m \neq \pi/2$).

В основу эмпирической модели, которая приводится ниже, заложено предположение, что форма тормозного спектра в диапазоне $0,1 \lesssim E_{\gamma e} \lesssim 0,9$ описывается экспонентой: $J_{0\gamma} \sim \exp(-A_2 E_{\gamma e})$, причем показатель экспоненты A_2 зависит от параметров T_e, Z_m и θ . В области $T_\gamma \lesssim 0,1 T_e$ имеется два конкурирующих эффекта. С одной стороны, вылет квантов из мишени подавляется процессами сильного поглощения в мишени, с другой, их количество увеличивается за счет вторичного излучения (рассеянные кванты). Эффекты рассеяния особенно сильно влияют на выход излучения в направлениях $\theta = \pi/2 \div \pi$. Экспериментальные спектры в [9, 10] имеют в области «мягких» квантов спад интенсивности из-за поглощения в мишени (мишень ориентирована нормально к пучку). В формуле, предложенной нами, для простоты не учитываются эффекты самопоглощения излучения в мишени, однако при необходимости их можно отдельно учесть с помощью формул типа (3). В такой постановке амплитуда спектра оказывается максимальной при $E_{\gamma e} = 0$, а «сшивку» с данными из [9, 10] осуществляется в области $T_\gamma \geq 0,1 T_e$. Заметим, что равномерный спад интенсивности $J_{0\gamma}(\theta, E_{\gamma e})$ по спектру в интервале $0 \leq E_{\gamma e} \leq 1$ является «естественным» для спектров ТИ без учета поглощения в мишени [13]. В конце спектрального интервала $T_\gamma \sim T_e$, как показывают эксперименты, интенсивность ТИ быстро спадает до нуля. В модели быс-

трый спад имитируется множителем вида $(1 - E_{\gamma e}^8)$, который не меняется для разных θ, T_e и Z_m . Такое упрощение оправдано, если ТИ наблюдается за защитой с ослаблением $K_0 \leq 10^4$. Окончательно выражение для дифференциальной спектральной интенсивности $J_{0\gamma}(\theta, E_{\gamma e}; T_e, Z_m)$, которая входит в формулы (3, 4) для определения интегральных характеристик ТИ, представим в виде произведения трех функций A_1, F и $I_{0\gamma}$:

$$J_{0\gamma} = A_1(T_e, Z_m) F(\theta, T_e, Z_m) I_{0\gamma}(E_{\gamma e}, \theta, T_e, Z_m). \quad (13)$$

A_1 — размерная величина, задает амплитуду спектральной интенсивности в единице телесного угла в направлении $\theta \simeq 0$ (угол θ отсчитывается от направления падения электронов на мишень, $\theta = 0$ — «прямо-вперед»),

$$A_1 = 3,2 \cdot 10^{-3} (1,4 T_e)^{1,94 - (Z_m/4)^{0,2}} T_e \left(\frac{Z_m}{4} \right)^{0,5 + 0,08 T_e^{0,5}} \quad \text{Дж/Дж} \cdot \text{ср} \quad (14)$$

$F(\theta)$ определяет зависимость амплитуды спектра от угла θ (в радианах):

$$F(\theta) = \exp(-y),$$

$$y = 1,3 [(\theta^{1,35} + 0,1)^{0,74} - 0,18] \frac{1 + (Z_m/13)^{0,7}}{1 + (Z_m/13)^{1,4}} \frac{T_e^{0,7}}{1 + 0,01 T_e^3}. \quad (15)$$

$I_{0\gamma}$ — нормализованная форма спектра ТИ в направлении θ :

$$I_{0\gamma} = (1 - E_{\gamma e}^8) e^{-A_2 E_{\gamma e}}, \quad \theta_0 = 0,14 \left(\frac{Z_m}{13} \right)^{0,4} (0,14 + T_e^{1,2})^{-1},$$

$$A_2 = 1,2 \left\{ 1 + \left(\frac{13}{Z_m + 2} \right)^{0,25} + \right.$$

$$\left. + |\theta - \theta_0|^{0,6} T_e^{0,1} \left[1 + 2 \frac{T_e^{1,5} \theta^{2,5}}{1 + 0,25 T_e^{1,8}} \left(\frac{13}{Z_m + 2} \right)^{1,9} \right]^{0,3} \right\}. \quad (16)$$

Формулы (13—16) подобраны так, что расчеты по ним в большей области параметров соответствуют данным из [9, 10] с погрешностью $\lesssim 15\%$. Заметное численное различие имеется в области параметров, где существенно поглощение γ -квантов в мишени. В частности, интенсивность спектров в [9, 10] имеет провал в об-

ласти углов θ , близких к $\pi/2$, из-за поглощения квантов в плоскости мишени. Эффект можно учесть с помощью дополнительных расчетов, включающих ослабляющее действие материала мишени, типа формул (3), или модельно, если $F(\theta)$, заданную формулой (15), умножить на множитель $|\cos\theta|^{0,2}$. Интегральный вклад «мягкой» области спектра ($T_\gamma \lesssim 0,1 \cdot T_e$) и «90°»-части в полный поток энергии излучения W_γ оценивается величиной 15–20%.

Для величины $\eta_{e\gamma}$, которая получается численным интегрированием (5), в работе [10] дается экстраполяционная формула типа (11) с коэффициентами $A \simeq 3,5 \cdot 10^{-4}$, $k_1 \simeq 1$, $k_2 \simeq 1 + \delta(Z_m)$, $\delta(Z_m = 4) \simeq 0,15$ и $\delta(Z_m \geq 70) = -0,1$. В нашем случае для величины $\eta_{e\gamma}$, вычисленной по формулам (5, 13–16), получается аналогичная зависимость с коэффициентами: $A \simeq 4 \cdot 10^{-4}$, $k_1 \simeq k_2 = 1 \pm 0,05$.

Формулы (14–16) заметно упрощаются для направлений $\theta \lesssim 20^\circ \div 30^\circ$, при этом $F(\theta) \simeq 1$, а $A_2 = 2,7 \div 20\%$ (больше для малых Z_m). Для диапазона параметров $0,3 \lesssim T_e \lesssim 1,5$ МэВ, $6 \lesssim Z_m \lesssim 26$ и $\theta \leq \pi/8$ получим более простое выражение для $J_{0\gamma}$:

$$J_{0\gamma}(E_{\gamma e}) \simeq 8 \cdot 10^{-3} T_e^{1,7} \sqrt{Z_m/13} (1 - E_{\gamma e}^8) \exp(-2,7 E_{\gamma e}) \quad 1/\text{ср}. \quad (17)$$

Упрощенные формулы для дозовых величин $D_{0\gamma}$ и $\dot{D}_{0\gamma}$ «слабо» фильтрованного ТИ получим, пользуясь формулами (3, 4, 17):

$$D_{0\gamma}(\theta \simeq 0) = 0,8 \cdot 10^{-3} \frac{W_e}{R^2} T_e^{1,7} \sqrt{\frac{Z_m}{13}}, \quad \dot{D}_{0\gamma} = 0,8 \cdot 10^3 \frac{i_e}{R^2} T_e^{2,7} \sqrt{\frac{Z_m}{13}}, \quad (18)$$

где T_e — в МэВ, W_e — в Дж, R — в метрах, $D_{0\gamma}$ — в Р, $\dot{D}_{0\gamma}$ — в Р/с; i_e — ток пучка в А.

При выводе формул (18) предполагалось, что «открытый» детектор (дозиметр) имеет кожух, который ослабляет поток «мягких» квантов, так что формулы (4) остаются верными и в области $T_\gamma \lesssim 60$ кэВ — случай «слабо» фильтрованного излучения. Например, в работе [22] расчеты дозы делались для предварительно фильтрованного ТИ фильтром из алюминия толщиной 5 мм.

Другая возможность определения $D_{0\gamma}$ для моноэнергетических пучков состоит в нахождении $D_{0\gamma}$ методом обратной экстраполяции по измеренным интенсивностям $D_{1\gamma}$ и $D_{2\gamma}$ за ослабляющими фильтрами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ γ -КВАНТОВ ТИ ПО ОТНОСИТЕЛЬНОМУ ОСЛАБЛЕНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ФИЛЬТРАМИ

Расчеты были сделаны при следующих предположениях: 1) чувствительность детектора постоянна по спектру $\epsilon_d(T_\gamma) = \text{const}$; 2) вклад рассеянного и отраженного излучения пренебрежимо мал $B_\phi = 1$ и $\alpha_{\text{отр}} = 0$ (см. (3)); 3) фильтрация излучения в мишени и окне пренебрежимо мала; 4) каналы измерения интенсивностей $D_{1\gamma}$ и $D_{2\gamma}$ за ослабляющими фильтрами d_1 и d_2 считались идентичными: $\epsilon_{d_1} = \epsilon_{d_2}$, $\theta_1 = \theta_2$, $R_1 = R_2$ (см. рис. 1). Приближения по пунктам 1, 2 оправданы в условиях, когда кратность ослабления интенсивностей невелика ($D_{1\gamma}/D_{2\gamma} \sim 2$). Кроме того, детектор защищен от рассеянного излучения свинцовым экраном, а окно наблюдения в экране закрыто фильтром d_1 или d_2 , «отсекающим» мягкую область спектра ТИ.

Результаты расчетов $E_{\gamma e}$, приведенные ниже, для разных форм спектров показали малую чувствительность величины $E_{\gamma e}$ к искажающим факторам.

С учетом замечаний сигнал с детектора представим, используя формулы (3, 4, 13–16), в виде

$$\begin{aligned} D_\gamma(d_i) &= A_d \int_0^1 I_{0\gamma}(E_{\gamma e}; \theta, T_e, Z_m) e^{-\mu d_i} dE_{\gamma e} = \\ &= A_d \int_0^1 I_\gamma(E_{\gamma e}; d_i) dE_{\gamma e}, \end{aligned} \quad (19)$$

где A_d — размерная константа, одинаковая для обоих каналов измерения $i = 1, 2$; $I_{0\gamma}$ — спектр ТИ, дается формулой (16); $\mu(T_\gamma; Z)$ — в табл. 1; d_i — толщина фильтра. Константа A_d в (19) может быть вычислена для конкретного детектора (см. например, (18)), однако для определения $E_{\gamma e}$ достаточно пользоваться относительными величинами $D_{1\gamma}/D_{2\gamma}$.

На рис. 2 представлены графики подынтегральной функции $I_\gamma(E_{\gamma e}; d)$ (19) для параметров: $T_e = 0,8$ МэВ, алюминиевая мишень, угол $\theta = 0^\circ$ и для ослабителей из железа; на рис. 3 — для тех же параметров и ослабителей из свинца. Результаты расчетов μ , T_γ и $E_{\gamma e}$ представлены в табл. 2, 3 в графе «теория».

Эффективная энергия квантов, определенная по относительному ослаблению излучения свинцовыми фильтрами ($d_1 = 0,2$ см и

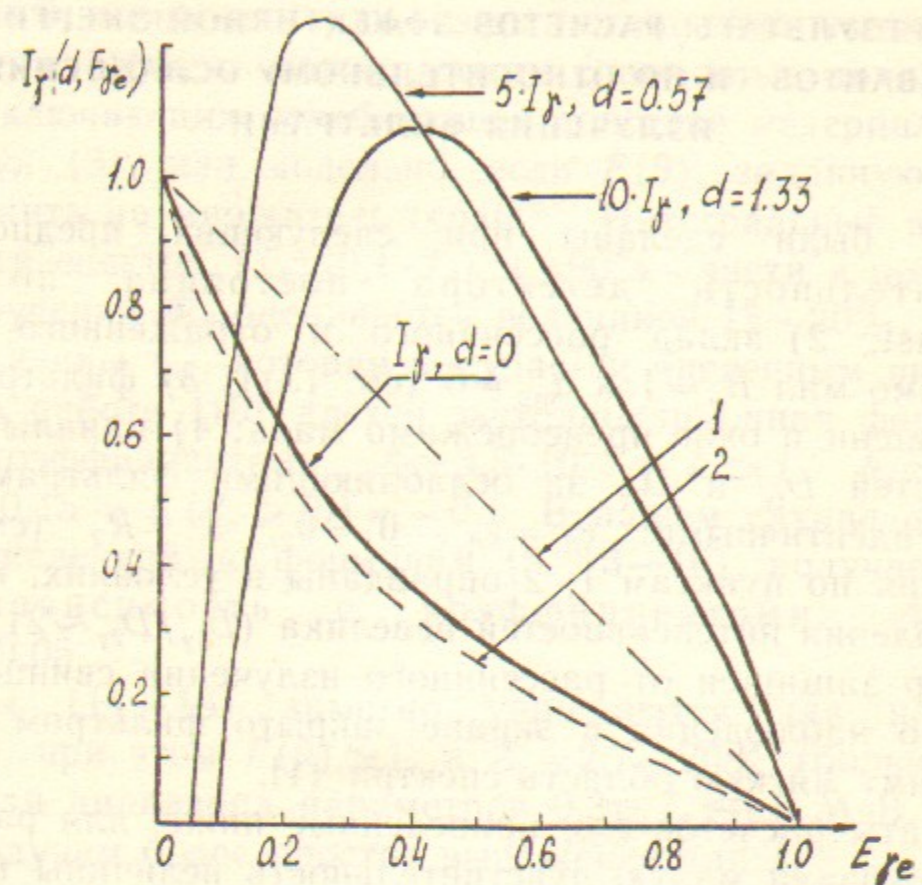


Рис. 2. Спектр излучения за фильтром толщиной d (см). $T_e=0,8$ МэВ, мишень—Al, материал фильтра—Fe, $\theta=0^\circ$. Кривая 1—«нерелятивистский» спектр, кривая 2—«универсальный спектр».

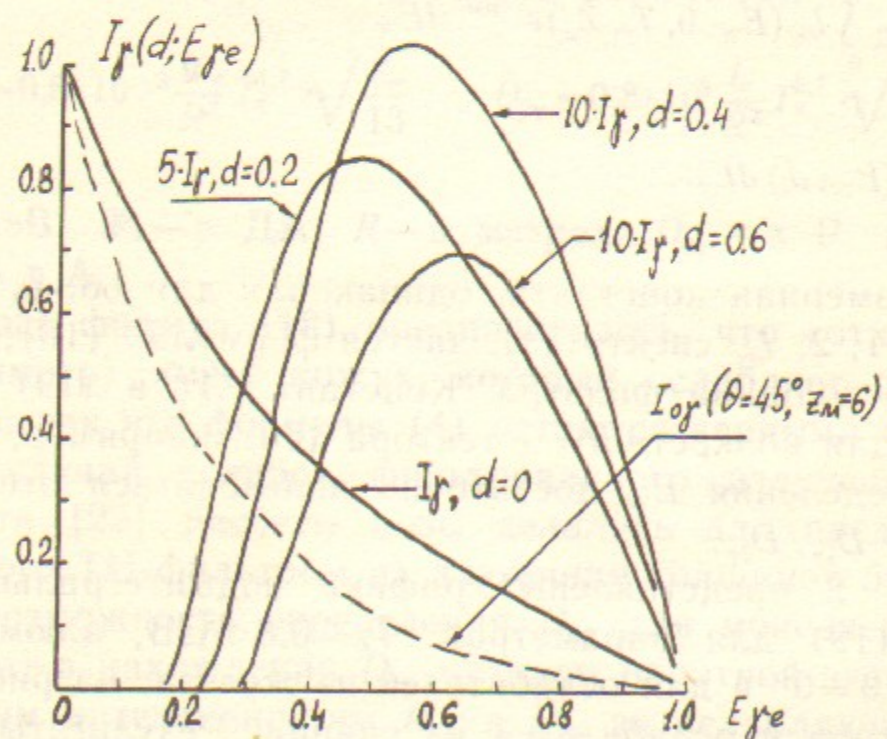


Рис. 3. Спектр излучения за фильтром толщиной d (см). $T_e=0,8$ МэВ, мишень—Al, материал фильтра—Pb, $\theta=0^\circ$.

Таблица 2

Толщина Fe-фильтра, см	0,19	0,38	0,57	0,76	1,33	1,9	
$D_{0\gamma}/D_\gamma(d)$	1,7	2,6	3,6	4,33	7,9	—	эксперимент
	1,44	2,0	2,6	3,14	5,57	9,4	теория
$\mu, \text{см}^{-1}$	2,24	1,71	0,97	1,05	—	—	эксперимент
	—	—	1,0	1,0	0,92	—	теория
$\bar{T}_\gamma, \text{МэВ}$	0,11	0,15	0,3	0,27	—	—	эксперимент
	—	—	0,29	0,29	0,32	—	теория
$\bar{E}_{\gamma e}$	0,14	0,19	0,38	0,34	—	—	эксперимент
	—	—	0,36	0,36	0,4	—	теория

Таблица 3

$d^{(\text{Pb})}, \text{см}$	0,2	0,4	0,6	
$D_{0\gamma}/D_\gamma(d)$	5,4	9,62	—	эксперимент
	4,02	7,15	11,3	теория
$\mu, \text{см}^{-1}$	2,9	—	—	эксперимент
	2,8	2,3	—	теория
$\bar{T}_\gamma, \text{МэВ}$	0,39	—	—	эксперимент
	0,40	0,44	—	теория
$\bar{E}_{\gamma e}$	0,49	—	—	эксперимент
	0,50	0,55	—	теория

$d_2=0,4$ см), $\bar{T}_\gamma=0,4$ МэВ и соответствующая ей величина $\bar{E}_{\gamma e}=\bar{T}_\gamma/T_e=0,5$. Расчеты для железных фильтров дают $\bar{T}_\gamma=0,30$ МэВ и $\bar{E}_{\gamma e}=0,36$. Расчеты показывают (см. табл. 2, 3), что с увеличением толщины фильтров ($\mu \cdot d_2 \gtrsim 2$) также растет величина $\bar{E}_{\gamma e}$. Однако в применении к реальному эксперименту необходимо учесть, что с ростом μd увеличивается и вклад рассеянного излучения в измеряемый сигнал. Этот эффект будет уменьшать величину \bar{T}_γ .

Степень деформации исходной формы спектра ТИ ослабляющими фильтрами можно наглядно видеть по кривым рис. 2, 3. Заметим, что в экспериментах в качестве ослабителей, сильно искажающих спектр ТИ, могут быть мишени, окна и т. п. с $d > R_e$ и $Z_m > 13$. Так, тормозное излучение после прохождения железного фильтра толщиной $d \approx 10R_e$ (рис. 2, кривая I_γ , $d=0,57$) имеет спектр, форма которого близка к «нерелятивистской» форме спектра (10) за исключением начального участка $E_{\gamma e} = 0 \div 0,2$. Похожая ситуация имеет место и для фильтров из тяжелых материалов с той разницей, что с уменьшением T_e минимальная толщина «искажающего» фильтра быстро уменьшается ($d_\phi^{(Pb)} \sim T_e^{2,3}$, $R_e \sim T_e$). Хорошим примером, иллюстрирующим отмеченные эффекты, служат спектры ТИ из вольфрамовой мишени ($\theta_m = 45^\circ$) толщиной $d_m \approx 5R_e$, измеренные в работе [26] (см. также [21] с.124). Приведенные в этой работе спектры в направлении $\theta = 0^\circ$ по форме подобны кривой $I_\gamma(E_{\gamma e}; d)$ на рис. 3 для $d=0,2$ см $\approx 4R_e$, а измеренные спектры для $\theta = 90^\circ$ оказываются подобны расчетным для параметров: $T_e = 0,8$ МэВ, $Z_m = 6$, $\theta = 45^\circ$, фильтр $d^{(Pb)} = 0,2$ см. Длины пробега электронов R_e , фигурирующие в оценках, взяты из [15].

На рис. 2 наряду со спектром ТИ (кривая I_γ , $d=0$), который аппроксимирован формулой (16) с $A_2 = 2,6$, приведены для сравнения формы «нерелятивистского» (10) и «универсального» (12) спектров — кривые 1, 2. На рис. 3 наряду со спектрами ТИ для $\theta = 0^\circ$ приведен спектр ТИ для $\theta = 45^\circ$, $T_e = 0,8$ МэВ, $Z_m = 6$ ($I_{0\gamma}(\theta = 45^\circ, Z_m = 6)$).

Расчеты величины $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}$ для спектров № 1, 2 и $I_{0\gamma}(\theta = 0^\circ)$ (рис. 2) дали близкие значения, равные: 0,52; 0,5 и 0,5 соответственно, а для спектра $I_{0\gamma}(\theta = 45^\circ, Z_m = 6)$ рис. 3 получено $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,46$. Малая чувствительность величины $\bar{E}_{\gamma e}$ к заметным деформациям начального спектра ТИ представляет одно из достоинств метода нахождения T_e по величине \bar{T}_γ , определенной методом двух свинцовых фильтров. Данное обстоятельство подтверждает целесообразность упрощений, сделанных в начале раздела 3.

Точность в определении T_e будет тем выше, чем более резкая зависимость от T_γ коэффициента $\mu(T_\gamma)$. Таким условиям удовлетворяют фильтры из веществ с $Z \approx 26$ (см. табл. 1) для диапазона эффективных энергий $T_\gamma \lesssim 1$ МэВ. Последнее условие дает ограничение на максимальную, измеряемую методом фильтров, энергию электронов, а именно: $T_e \lesssim 2$ МэВ для свинцовых фильтров и $T_e \lesssim 2,8$ МэВ для фильтров с $Z = 26 \div 29$. Погрешность определения T_e и Z неточности нахождения μ можно оценить, используя (1)

и формулы из табл. 1. Например, для свинца имеем

$$\frac{\delta \bar{T}_\gamma}{\bar{T}_\gamma} = 0,43 \frac{|\delta \mu|}{\mu} (1 + 1,6 \bar{T}_\gamma^{2,3}) \approx \frac{|\delta \mu|}{\mu} \approx \left(\frac{|\delta D_{1\gamma}|}{D_{1\gamma}} + \frac{|\delta D_{2\gamma}|}{D_{2\gamma}} \right) / \ln \left(\frac{D_{1\gamma}}{D_{2\gamma}} \right). \quad (20)$$

Приведенные выше расчеты $\bar{E}_{\gamma e}$ сделаны для энергии электронов $T_e = 0,8$ МэВ. Анализ формул показывает, что зависимость $\bar{E}_{\gamma e}$ от параметров проявляется в изменении показателя $A_2(\theta, T_e, Z_m)$ и величины $\mu(T_\gamma) \cdot d$ в (19). Покажем это на примере свинцовых фильтров. Будем исходить из условия: $d_1^{(Pb)} = 0,5 d_2^{(Pb)} = d_0 \cdot T_e^{2,3}$. Тогда, используя (1, 2, 19) и формулы из табл. 1, имеем

$$\mu(\bar{T}_\gamma) = 0,45 + \frac{1}{d_0 T_e^{2,3}} \ln \left\{ \frac{\int_0^1 \exp(-A_2 E_{\gamma e} - 0,28 d_0 E_{\gamma e}^{-2,3}) (1 - E_{\gamma e}^8) dE_{\gamma e}}{\int_0^1 \exp(-A_2 E_{\gamma e} - 0,56 d_0 E_{\gamma e}^{-2,3}) (1 - E_{\gamma e}^8) dE_{\gamma e}} \right\},$$

$$\bar{T}_\gamma = 0,57 [\mu(\bar{T}_\gamma) - 0,45]^{-0,43} = T_e \bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}(A_2, d_0). \quad (21)$$

На рис. 4 приведены величины $A_2(\theta)$, вычисленные по формулам (16), для некоторого набора T_e и Z_m (кривые 1—4). На этом же рисунке приведена кривая $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}(A_2)$ для свинцовых фильтров толщиной $d_1 = 0,5 d_2 \approx 0,35 T_e^{2,3}$ при $A_2 \lesssim 3$ и меньшей толщиной при больших A_2 . Можно отметить, что при углах $\theta \lesssim \pi/6$ величина $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}$ колеблется в пределах 10% для широкой области параметров

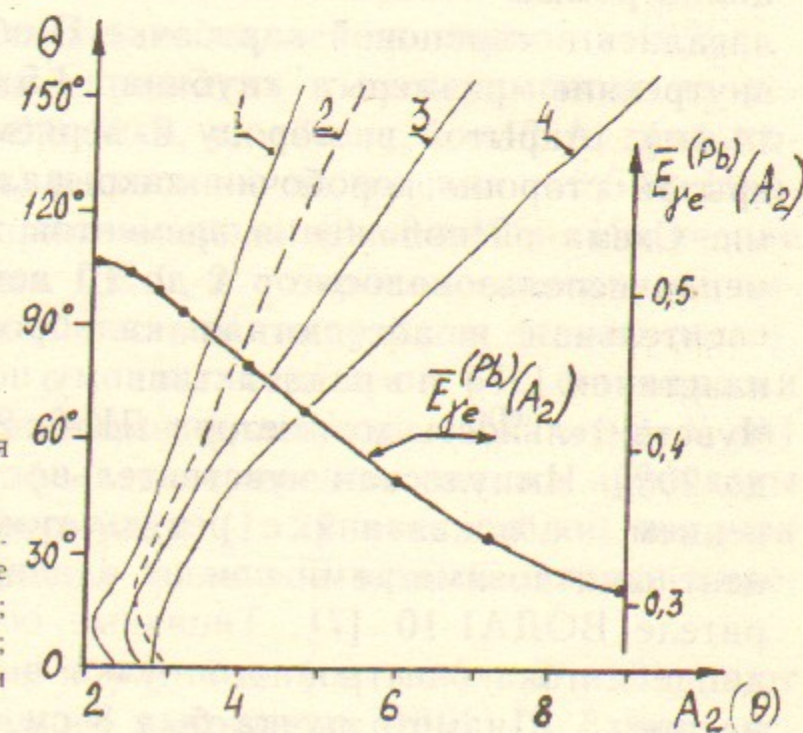


Рис. 4. Зависимость $A_2(\theta; T_e; Z_m)$ для параметров:

- 1 — $T_e = 1,5$ МэВ; $Z_m = 78$ и $T_e = 1,0$; $Z_m = 50$.
- 2 — $T_e = 0,2$; $Z_m = 6$ и близкие к ней кривые для $T_e = 0,5$; $Z_m = 13$; $T_e = 1,0$; $Z_m = 26$;
- 3 — $T_e = 1,0$; $Z_m = 13$; $T_e = 0,5$; $Z_m = 6$; $T_e = 2,8$; $Z_m = 26$.
- 4 — $T_e = 1,0$; $Z_m = 6$ и $T_e = 0,5$; $Z_m = 4$.

T_e и Z_m . Для направлений $\theta = \pi/2 \div \pi$ спектры ТИ заметно «краснеют» особенно при $T_e \gtrsim 0,5$ МэВ и $Z_m \lesssim 13$. Например, $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,38$ для $\theta = 120^\circ$, $T_e = 0,5$ МэВ и $Z_m = 6$ (кривая 3 рис. 4).

Определенный интерес представляет оценка жесткости спектра ТИ, осредненного по всем направлениям вылета квантов. Такой спектр, например, моделирует характеристики ТИ при торможении изотропизированного в пространстве облака электронов ($f_e(\theta) = \text{const}$, $\theta = 0 \div \pi$). Расчеты были сделаны для свинцовых фильтров толщиной $d_1 = 0,5d_2 = 0,27T_e^{2,3}$ см. Получена величина $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,44 \pm 0,02$ в широкой области параметров T_e и Z_m . Не очень значительное помягчение спектра ($\sim 10\%$) в этом случае объясняется тем, что вклад в интенсивность от потока энергии ТИ, проинтегрированного в интервале углов $\theta = \pi/2 \div \pi$, меньше, чем в интервале углов $\theta = 0 \div \pi/2$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Как отмечалось в разделе **Детекторы**, для регистрации излучения мы использовали как интегральные дозиметры типа ДК-0, 2 и термолюминисцентные LiF, так и детекторы с временным разрешением ($\tau_f \simeq 10$ нс) типа СППД-3 (р-и-п диод). Диоды располагались в защитных свинцовых цилиндрах ($D_{\text{нар}} = 1,5$ см, $D_{\text{вн}} = 0,5$ см). Открытый торец цилиндра закрывался свинцовым фильтром. На диод подавалось напряжение ~ 700 В, типичные осциллограммы показаны на рис. 6. Интегральные дозиметры располагались в свинцовой коробочке П-образной формы (стенки 5 мм, внутренние размеры: глубина 4,5 см; ширина 1,8 см; длина 14 см), открытой в сторону измеряемого потока излучения. С открытой стороны коробочки закрывались ослабляющими фильтрами. Схема расположения элементов показана на рис. 1. Одновременно использовалось от 4 до 10 детекторов. Была проведена относительная и абсолютная калибровка дозиметров (ДК-0, 2 и пластинок LiF) по радиоактивному источнику Co^{60} ($T_\gamma \simeq 1,25$ МэВ). Чувствительность дозиметров ДК-0, 2 отклонялась от номинальной до 20%. Импульсная чувствительность ДК-0, 2 проверялась сравнением их показаний с результатами измерений термолюминисцентными дозиметрами при их одновременной экспозиции на ускорителе ВОДА-10 [7]. Типичные осциллограммы напряжения на диоде и тока электронного пучка в этих экспериментах показаны на рис. 5. Диаметр пучка был 8 см, пучок «сбрасывался» на гра-

фитовый калориметр (толщина 1,5 см). Вакуумная камера была из нержавеющей стали толщиной $\sim 0,3$ см. Торцевое окно в камере, через которое наблюдалось излучение, было из оргстекла толщиной $\sim 1,5$ см.

Детекторы располагались на расстояниях 0,5—1,3 м от мишени. Было найдено, что для доз 0,1 Р за импульс (мощность $2 \cdot 10^6$ Р/с) линейность показаний ДК-0, 2 сохраняется, а для доз

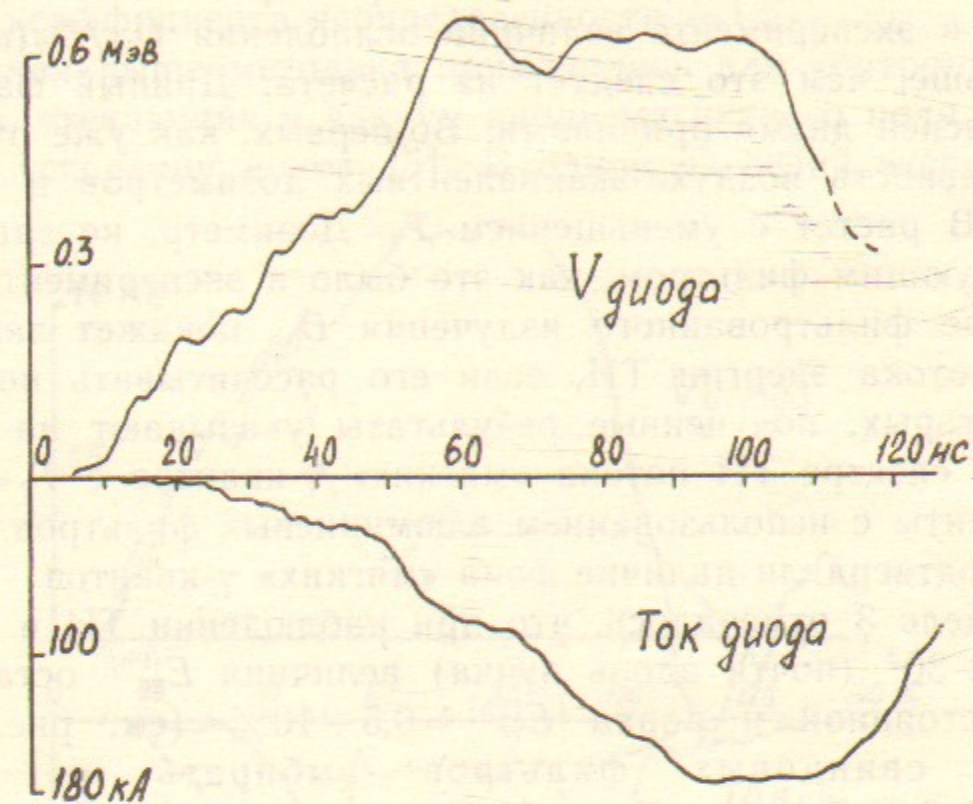


Рис. 5. Характерные осциллограммы напряжения на диоде и тока электронного пучка в импульсных измерениях тормозного излучения.

0,2 Р за импульс их чувствительность падает примерно на 10%.

Величина $\bar{E}_{\gamma e} = \bar{T}_\gamma / T_e$ была определена в экспериментах на ускорителе ЭЛИТ-1Б [8]: $T_e = 0,8$ МэВ, $\tau_u = 70$ нс, $i_e = 40$ А, графитовая мишень толщиной 1,5 см, расстояние до мишени $\sim 0,6$ м. Наблюдение велось примерно «прямо-вперед» ($\theta = 0 \div 10^\circ$). Излучение регистрировалось дозиметрами ДК-0, 2 с экраном, описанным выше. Доза регулировалась количеством импульсов (1—50 имп.). Результаты измерений с «железными» фильтрами ($d_N^{(Fe)} = 0,19 \cdot N$ см) и со свинцовыми фильтрами ($d_N^{(Pb)} = 0,2 \cdot N$ см) приведены в табл. 2, 3 в графе «эксперимент», там же приведены результаты вычислений по формулам (1, 2) и из табл. 1 величин \bar{T}_γ и $\bar{E}_{\gamma e}$. В качестве «железных» фильтров использовались пластинки из Ст. 3.

Результаты экспериментов и расчеты (см. табл. 2 и 3) дают близкие величины $\bar{E}_{\gamma e}$ (различие в пределах 10%) в случае ис-

пользования двух фильтров (с толщинами $d_1 \approx 0,5 d_2$), которые обеспечивают относительное ослабление интенсивности ТИ: $D_{1\gamma}/D_{2\gamma} = 1,5 \div 3$. Жесткость спектра ТИ для направлений примерно вдоль пучка, определенная по относительному ослаблению железными фильтрами, равна $\bar{E}_{\gamma e}^{(Fe)} = 0,38 \pm 10\%$, а по ослаблению свинцовыми фильтрами равна $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,5 \pm 10\%$.

Различие между расчетом и экспериментом обнаруживается для ослаблений предварительно не фильтрованного ТИ. Оказалось, что в эксперименте величина ослабления $D_{0\gamma}/D_{\gamma}(d)$ в $\sim 1,4$ раза больше, чем это следует из расчета. Данный факт может быть объяснен двумя причинами. Во-первых, как уже отмечалось, чувствительность воздушно-эквивалентных дозиметров в диапазоне $T_{\gamma} \lesssim 60$ кэВ растет с уменьшением T_{γ} . Дозиметр, не защищенный корректирующим фильтром, как это было в эксперименте, при измерении не фильтрованного излучения $D_{0\gamma}$ покажет завышенный уровень потока энергии ТИ, если его рассчитывать по формуле (4). Во-вторых, полученные результаты указывают на заметный уровень в спектре ТИ потока «мягких» γ -квантов с $T_{\gamma} < 0,1$ МэВ. Эксперименты с использованием алюминиевых фильтров толщиной $1 \div 4$ см подтвердили наличие фона «мягких» γ -квантов.

В разделе 3 отмечалось, что при наблюдении ТИ в направлении $\theta = 0 \div 30^\circ$ (почти вдоль пучка) величина $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}$ остается примерно постоянной и равна $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,5 \div 10\%$ (см. рис. 4), если толщину свинцовых фильтров выбирать из условия: $d_1 \approx 0,5 d_2 \approx 0,35 T_e^{2,3}$ см. (T_e — в МэВ). Эксперименты на ускорителе ВОДА-10 были проведены при следующих условиях: $T_e \approx 0,6$ МэВ; $i_{e\max} \approx 170$ кА ($\bar{i}_e \approx 100$ кА); $\Delta t \approx 60$ нс (см. осциллограммы рис. 5); диаметр пучка 8 см, мишень — графит ($d_m = 1,5$ см), окно — оргстекло 1,5 см; расстояние мишень — детектор равно 1,3 м; угол наблюдения $\theta = 0^\circ$; детекторы — ДК-0, 2; фильтры — свинец ($d_1 = 0,1$ см и $d_2 = 0,2$). Показания ДК-0, 2 в отдельных выстрелах колебались в пределах $\pm 5\%$. «Открытый» дозиметр показывал: $D_{k\gamma} = 190$ мР, а $D_{1\gamma}(d=0,1) = 60$ мР и $D_{2\gamma}(d=0,2) = 40$ мР. Вычисления по формулам (1) и из табл. 1 дают $T_{\gamma} = 0,32$ МэВ и, соответственно, $E_{\gamma e} = T_{\gamma}/T_e = 0,53$, что укладывается в приведенный выше интервал значений $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}$.

Расчеты абсолютной интенсивности ТИ по формуле (18) без учета ослабления в мишени и окне дают величину $\bar{D}_{0\gamma} \approx 0,5$ Р, для указанных выше условий ($W_e \approx 3,8$ кДж). Ослабление интенсивности излучения в мишени и окне оценивается в пределах величин $1,3 \div 2$. Более точную оценку трудно дать из-за наличия мелких

металлических деталей в толще графитовой мишени (элементы крепления термопар). Поскольку показания «открытого» дозиметра могут оказаться завышенными, то независимую оценку $D_{k\gamma}$ в точке измерения найдем методом обратной экстраполяции по измеренной величине $D_{1\gamma}$ за фильтром $d_1^{(Pb)} = 0,1$ см: $D_{k\gamma} \approx 3,4 D_{1\gamma} \approx 0,2$ Р. Окончательно получаем, что расчетная величина интенсивности $\bar{D}_{k\gamma} \approx \bar{D}_{0\gamma}/1,5$ совпадает с измеренной $D_{k\gamma}$ с точностью до коэффициента неопределенности $\sim 1,5$.

Описанная выше методика применялась для контроля энергии электронов, стекающих в вакуум вдоль магнитного поля, при коллективном ускорении ионов [5]. В одной из серий экспериментов

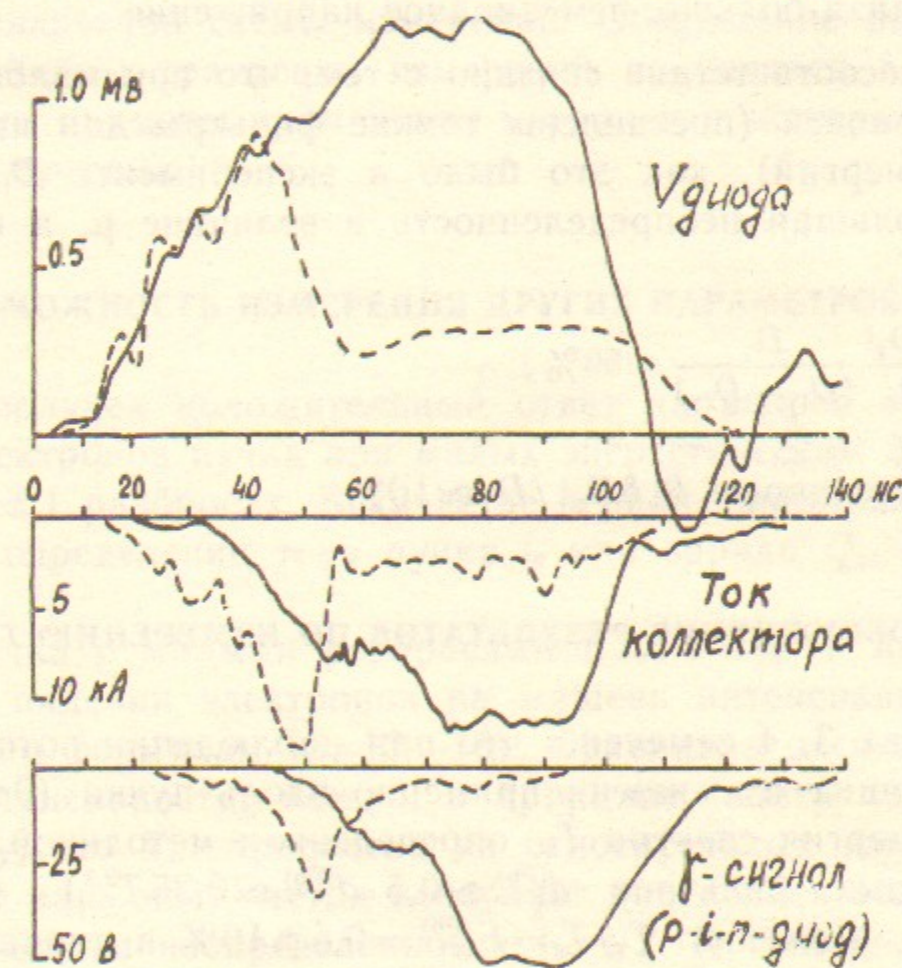


Рис. 6. Примеры осциллограмм напряжения на диоде, тока электронного пучка на мишень и рентгеновского излучения из мишени (эксперименты по газодинамическому ускорению ионов).

(см. осциллограммы рис. 6) были следующие условия: мишень — графит толщиной 2,5 см, $\varnothing 10$ см; пучок — $d_{нар} = 8$ см; среднее расстояние мишень — детектор равно 30 см; наблюдение через стенки вакуумной камеры $\varnothing 13$ см, стенки 0,3 см, сталь X18H9T, угол наблюдения $\theta = 45^\circ$; детекторы — ДК-0, 2, закрытые свинцовыми фильтрами 0,2 и 0,4 см и пин-диод СППД-3 закрыт фильтром 0,1 см свинца. Для выстрела, обозначенного на рис. 6 пунктиром, по-

лучено: $D_{1\gamma}(d=0,2) = 100$ мР и $D_{2\gamma}(d=0,4) = 55$ мР и, соответственно, $\bar{T}_\gamma = 0,38$ МэВ. В модельных расчетах, результаты которых приведены на рис. 4, было найдено, что для углов $\theta \simeq 45^\circ$, $Z_m = 6$ и $T_e = 0,7 \div 1$ МэВ величина $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,46$; учитывая небольшое ужесточение спектра стенками вакуумной камеры, принимаем $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,48$.

Оценку для энергии электронов получим по формуле (2): $T_e = \bar{T}_\gamma / \bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,79$ МэВ, что находится в хорошем согласии с диодным напряжением (рис. 6). Для выстрела, обозначенного сплошной кривой на рис. 6, при тех же условиях наблюдения получено: $D_{1\gamma}(d=0,2) = 180$ мР и $D_{2\gamma}(d=0,4) = 150$ мР. Расчеты дают величину $\bar{T}_\gamma = 0,79$ МэВ и, соответственно, $T_e \simeq 1,7$ МэВ, что примерно в 1,4 раза больше, чем диодное напряжение.

Данное несоответствие связано с тем, что при малом ослаблении интенсивности (поставлены тонкие фильтры для измеряемого диапазона энергий), как это было в эксперименте $D_{1\gamma}/D_{2\gamma} \simeq 1,2$, возникает большая неопределенность в величине μ , а именно согласно (20)

$$\frac{|\delta\mu|}{\mu} \simeq 2 \frac{|\delta D_\gamma|}{D_\gamma} \frac{D_\gamma}{(D_{1\gamma} - D_{2\gamma})} \simeq 50\%,$$

принимая погрешность $2|\delta D_\gamma|/D_\gamma \simeq 10\%$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ T_e

В разделах 3, 4 отмечено, что при наблюдении потока γ -квантов, вылетающих из мишени примерно вдоль пучка ($\theta \lesssim 30^\circ$), эффективная энергия спектра \bar{T}_γ , определенная методикой ослабляющих свинцовых фильтров ($d_1^{(Pb)} \simeq 0,5 \cdot d_2^{(Pb)} \simeq 0,35 T_e^{2,3}$), однозначно связана с T_e , а именно: $\bar{T}_\gamma / T_e = \bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)} = 0,5 \pm 10\%$ в диапазоне параметров $0,3 \lesssim T_e \lesssim 2$ МэВ и $6 \lesssim Z_m \lesssim 50$. Указанное соотношение довольно «помехоустойчиво» к разного рода факторам, искажающим форму спектра ТИ. При больших углах наблюдения $\theta \gtrsim 60^\circ$ коэффициент $\bar{E}_{\gamma e}^{(Pb)}$ может уменьшиться более чем на 10% (см. рис. 4) особенно для $T_e \gtrsim 0,5$ МэВ и $Z_m \lesssim 13$.

Эффективная энергия зависит от материала ослабляющих фильтров. Для фильтров из железа получено значение $\bar{E}_{\gamma e}^{(Fe)} \simeq 0,38$, для углов наблюдения $\theta < 30^\circ$.

Сравнительно узкий диапазон измеряемых значений T_e при заданных фильтрах d_1 и d_2 есть недостаток данного метода. Если ве-

личина T_e заранее известна с большой неопределенностью или измеряется ход $T_e(t)$ во времени, то необходимо брать несколько каналов детекторов, закрытых фильтрами с последовательно возрастающими толщинами.

Другая возможность расширения диапазона измеряемых T_e при сохранении числа каналов измерения ТИ на уровне $2 \div 4$ и фиксированной толщине фильтров состоит в применении относительно толстых фильтров. Такие фильтры на верхнем диапазоне $T_{e\max}$ будут давать ослабление $D_{1\gamma}/D_{2\gamma} \sim 2$, а на нижнем пределе $T_{e\min}$ ослабление будет $\sim 2^{2K_E-1}$ (для фильтров из свинца), где: $K_E = T_{e\max}/T_{e\min}$. Такая методика требует применения сильно коллимированных детекторов ($\Omega_d \ll 1$) и проведения специальных расчетов для конкретной схемы измерений. Обсуждение некоторых аспектов проблемы трактовки измерений приводится в [2] и [3], там же даны примеры применения методики в экспериментах с импульсными пучками.

6. ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА

Выше получен положительный ответ на вопрос об измерении энергии электронов пучка при малых энергетическом $\Delta T_e \ll T_e$ и угловом $\overline{\Delta\theta_e^2} \ll 1$ разбросах. В качестве первой проблемы рассмотрим вопрос об определении тока пучка i_e или заряда Q_e , осажденного на мишени.

Для пучка с малыми разбросами ΔT_e и $\overline{\Delta\theta_e^2}$ и известном направлении падения электронов на мишень интенсивность ТИ вычисляется по формулам (3, 13—16). Сравнивая расчетную и измеренную интенсивности, можно, в принципе, найти ток i_e или Q_e , имея ввиду, что T_e определена из относительных измерений. Как показывает наш опыт, метод позволяет определить величины i_e , Q_e с коэффициентом неопределенности $1,5 \div 2$. К такому же заключению можно прийти, если провести сравнительный анализ данных абсолютных интенсивностей ТИ, полученных в экспериментах в разных работах [9, 10, 13, 19, 25, 26, 27]. Разброс данных связан как с трудностями калибровки детекторов, так и с тем, что интенсивность ТИ в «точке» измерения зависит от многих параметров. Поэтому методика, рекомендованная в [1], для определения тока пучка по интенсивности ТИ без учета его угловой зависимости может быть использована только для качественных результатов.

Другой вопрос, который не был рассмотрен, — возможность из-

мерения разбросов ΔT_e и $\overline{\Delta\theta_e^2}$ в пучке. В частных случаях, когда сравниваются интенсивности ТИ от пучков с близкими параметрами и геометрией, как например в [2], в принципе, возможно измерять малые $\Delta T_e/T_e \sim 0,1$ и $\overline{\Delta\theta_e^2} \sim 0,2$. В общем случае обсуждаемая методика позволяет надежно фиксировать лишь большие разбросы $T_{e\max}/T_{e\min} \sim 2$ и $\overline{\Delta\theta_e^2} \geq 1$. К подобным же выводам приходят авторы работы [3], анализируя методику определения T_e по измерению ТИ из тонких мишеней ($d_m < R_e$).

В некоторых работах делаются попытки дать алгоритм нахождения функции распределения $f_e(T_e)$ по данным измерений ТИ за фильтрами. В частности, в [28] такая методика предложена, однако в расчетах использована упрощенная модель, в которой интенсивность и форма спектров ТИ не зависят от угла θ , что, конечно, сильно обесценивает результаты.

Определенная специфика возникает при попытках диагностики электронной компоненты тока в диодах с поперечным магнитным полем [6, 29]. Вопросы, на которые желательно получить ответы в экспериментах: 1) по абсолютному выходу ТИ оценить величину тока i_e , 2) определить T_e и насколько электроны изотропизированы по углу. В устройствах, предназначенных для ускорения ионов, анод находится под потенциалом, поэтому измерение ТИ приходится вести в основном под углом $90-180^\circ$ к направлению катод-анод. В присутствии изолирующего магнитного поля электроны заворачиваются ($d_{ак} > r_{eH}$) и бомбардируют анод под некоторым углом. Это обстоятельство и тот факт, что поверхность анода обычно делается из легких материалов с $Z_{эф} = 6 \div 10$, делают магнитно-изолированный диод сложным объектом для расчетов ТИ.

В качестве отправной точки можно ориентироваться на параметры ТИ для изотропного облака электронов: $\overline{E_{\gamma e}^{(Pb)}} (\theta = 0 \div \pi) = 0,44$, а усредненная интенсивность просто вычисляется, если воспользоваться значением $\eta_{e\gamma}$ ((11), $A = 4 \cdot 10^{-4}$, $k_1 = k_2 = 1$):

$$\overline{P}_{0\gamma} \approx \frac{W_e}{4\pi R^2} \eta_{e\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-5} W_e T_e \frac{Z_m}{R^2}, \quad \overline{D}_{0\gamma} = 10^{-5} W_e T_e \frac{Z_m}{R^2}, \quad (22)$$

где W_e — в Дж, T_e — в МэВ, R — в метрах, $\overline{P}_{0\gamma}$ — в Дж/м², $\overline{D}_{0\gamma}$ — в Р.

Для пучков, падающих на анод под фиксированным углом, в области параметров $T_e = 0,3 \div 1,5$ МэВ, $Z_m = 6 \div 13$, углов $\theta \ll 1$ и $\theta \geq 1$ получаются несложные формулы. В первом случае в разделе 3 получено $\overline{E_{\gamma e}^{(Pb)}} (\theta \approx 0) \approx 0,5$, а интенсивность рассчитывается по формуле (18). Во втором пределе ($\theta \geq 1$) упрощенные формулы

имеют вид:

$$\overline{E_{\gamma e}^{(Pb)}} (\theta \geq 1) \approx 0,51 - 0,075 \cdot \theta \cdot T_e^{0,4} (8/Z_m)^{0,3}, \quad (23)$$

$$D_{0\gamma} (\theta \geq 1) \approx 2 \cdot 10^{-5} W_e T_e^{1,7} \sqrt{\frac{Z_m}{8} \frac{\exp(2,4 - 1,3\theta(8/Z_m)^{0,3} T_e^{0,7})}{0,3 + 0,2 T_e^{0,5} \theta^{4/3}}}, \quad (24)$$

где $D_{0\gamma}$ — в Р (рентгенах).

В экспериментах на ускорителе ВОДА1-10 с пинч-рефлексным диодом с параметрами [29]: $T_e \approx 0,7$ МэВ; $W_e = 5L_e$ кДж, $L_e = i_e/i_d \approx 0,7$; $Z_m \approx 6$, которые, в частности, оказались близки к параметрам «выстрела» рис. 5, были проведены предварительные измерения ТИ (конструкция диода не позволила провести подробные количественные измерения). В измерениях со стороны катода под углом 45° к оси диода на расстоянии $R = 0,25$ м за фланцем из нержавеющей стали Х18Н9Т толщиной 3,2 см регистрировались дозы $0,05 \div 0,15$ Р/имп в разных импульсах, что по качественным оценкам соответствует модели «изотропизированных электронов».

В заключение автор выражает благодарность В.Я. Чудаеву за помощь в калибровке детекторов, С.Б. Вассерману и В.М. Радченко за представление возможности проведения экспериментов на ускорителе ЭЛИТ-1Б, С.Н. Ишуткину за помощь в проведении экспериментов на указанном ускорителе, П.П. Дейчули за помощь в проведении экспериментов и при оформлении материалов данной работы, А.А. Яценко за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов М.И., Казаков В.М., Козлов О.В. и др. Исследование параметров сильноточных релятивистских пучков электронов по выходу тормозного излучения. — АЭ, т.45, вып.4 (1978), 280.
2. B.G. Logan, W.F. Dove, K.A. Gerber and G.G. Gildenbann. X-ray bremsstrahlung measurements of an intense relativistic electron beam propagating in a plasma. — JEEE Plasma Sci. v.PS-2, 182 (1974).
3. A.C. Smith, C.E. Swannack, H.H. Fleischmann et al. Измерение энергии электронов в почти релятивистских импульсных пучках малой длительности с применением спектроскопии поглощения тормозного излучения. — ПНИ, № 12, с.94, 1977.
4. Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Койдан В.С., Рютов Д.Д. Получение плотного облака осциллирующих релятивистских электронов. — Письма в ЖЭТФ, т.24, 19 (1976).
5. Дейчули П.П., Федоров В.М. Ускорение ионов облаком осциллирующих электронов на установке ВОДА1-10. — Труды совещания по проблемам коллективного метода ускорения (Дубна, 1982), с.94.

6. *D.J. Johnson, E.J.T. Burns, A.V. Farnsworth et al.* A radial ion diode for generating intense focused proton beams.—*J. Appl. Phys.* 53 (7), 4579 (1982).
7. *Дейчули П.П., Федоров В.М.* Измерение больших импульсных напряжений и токов наносекундной длительности.—*ВАНТ, сер. Термоядерный синтез*, 3(16), 22 (1984).
8. *Бамбуров Ю.Г., Вассерман С.Б., Долгушин В.М. и др.* Импульсный ускоритель электронов ЭЛИТ-1Б.—*АЭ*, т.40, вып.4, 1976.
9. *W.E. Dance, D.H. Rester et al.* Bremsstrahlung Produced in Thick Aluminum and Iron Targets by 0.5 to 2.8 MeV Electrons.—*J. Appl. Phys.* 39 (6), 2881 (1968).
10. *D.H. Rester, W.E. Dance and J.H. Derrickson.* Thick Target Bremsstrahlung Produced by Electron Bombardment of Targets of Be, Sn and Au in the Energy Range 0.2—2.8 MeV.—*J. Appl. Phys.* 41 (6), 2682 (1970).
11. *Егер Р.* Дозиметрия и защита от излучений. М., 1961.
12. *Киммель Л.Р., Машкович В.П.* Защита от ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1972.
13. *H.W. Koch and J.W. Motz.* Bremsstrahlung Cross-section Formulas and Related Data.—*Rev. Modern Phys.*, v.31, 4, 920 (1959).
14. *Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н.* Распространение гамма-квантов в веществе. М., 1960.
15. *Баранов В.Ф.* Дозиметрия электронного излучения. М., 1974.
16. *Булатов Б.П., Гарусов Е.А.* Альbedo γ -лучей Co^{60} и Au^{198} от различных веществ.—*АЭ*, т.5, вып.6, 631 (1958).
17. *Куделин К.М.* Относительная энергетическая эффективность LiF-детектора.—*ПТЭ*, № 4, 68, 1972.
18. *Альбинов З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В.* Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М.: Атомиздат, 1978.
19. *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. М., 1957.
20. Таблицы физических величин, справочник под ред. И.К. Кикоина. М., 1976.
21. *Прайс Б., Хортон К., Спинни К.* Защита от ядерных излучений. М., 1959.
22. *Баркова В.Г., Чудаев В.Я.* Защита от тормозного излучения из легких мишеней (0,5—3 МэВ). Препринт 81-78 ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1981.
23. Единые санитарные правила размещения и эксплуатации радиационно-технологических установок с ускорителями электронов (ЕСП-электрон). М., 1977.
24. Правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений в учреждениях, организациях и на предприятиях АН СССР. М.: Наука, 1984.
25. *Buechner W.W., Van de Graaf R.J., Burril E.A., Sperduto A.* Thick-Target X-ray Production in the Range from 1250 to 2350 Kilovolts.—*Phys. Rev.*, v.74, 1348 (1948).
26. *Miller W., Motz J.W., Ciafella C.* Thick-Target Bremsstrahlung Spectra for 1,00—1,25 and 1,40 MeV Electrons.—*Phys. Rev.*, v.96, 1344 (1954).
27. *Иванов А.В., Вальтер А.К., Синельников К.Д. и др.* Исследование радиационного торможения электронов калориметрическим методом I.—*ЖЭТФ*, т.П, вып.1, 43 (1941).
28. *Абакумов А.И., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. и др.* Реконструкция спектра тормозного излучения и функции распределения электронов пучка.—*ВАНТ, сер. Термоядерный синтез*, 1(18), 52 (1985).
29. *Дейчули П.П., Федоров В.М.* Ускорение ионов в пинч-рефлексном диоде на ускорителе ВОДА1-10.—*V Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Тезисы докладов (Томск, 1984), ч.1, с.63.*

В.М. Федоров

**Измерение энергии электронов
сильноточных мегавольтных пучков
по жесткости рентгеновского излучения
из толстой мишени**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 27 декабря 1985 г.
Подписано в печать 17.02.1986 г. МН 11662
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,6 печ.л., 2,1 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 40

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротопринте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*