

10;12

Моделирование методов экспрессного определения энергетического спектра тормозного излучения ускорителей электронов

© Н.Г. Мордасов, Д.М. Иващенко, А.М. Членов, А.А. Астахов

Федеральное государственное унитарное предприятие „Научно-исследовательский институт приборов“,
140080 Лыткарино, Московская область, Россия
e-mail: risi@tsr.ru

(Поступило в Редакцию 8 января 2004 г.)

Предложены расчетно-экспериментальные методы определения энергетического спектра тормозного излучения (ТИ) импульсных ускорителей электронов. Основной исходной информацией для использования методов являются энергетический спектр электронов в импульсе, эффективный угол падения электронов на мишень, параметры мишени-конвертера. Показано, что методы могут быть использованы для экспрессного определения спектров ТИ как для произвольного угла выхода ТИ, так и в направлении „вперед“, обеспечивая, в частности, решение задачи дозиметрического сопровождения радиационных испытаний электронных систем.

Введение

Разработанные расчетно-экспериментальные методы определения угловых, потоковых и энергетических характеристик электронов в сплошных цилиндрических и трубчатых сильноточных импульсных пучках [1,2], основанные на измерении характеристик ТИ за мишенью-конвертером, создали необходимые условия для использования численных методов определения энергетических спектров ТИ в импульсе излучения при известных параметрах мишени-конвертера. В контексте решаемой задачи, связанной с исследованием и аттестацией поля ТИ моделирующих установок для массовых радиационных испытаний электронных систем, мониторингом характеристик поля в процессе радиационных испытаний, энергетический спектр ТИ за любой интервал длительности импульса излучения является важнейшей характеристикой поля ТИ и одновременно воздействующим фактором. Существенным параметром воздействующего фактора является и интенсивность ТИ. При расчете спектральных распределений ТИ в импульсе излучения в плоскости облучения образца важную роль играет форма описания сечения образования ТИ электронами. Точное теоретическое рассмотрение процесса образования тормозного фотона в экранированном поле атомного ядра вещества мишени-конвертера провести невозможно. Проблема состоит в том, что волновое уравнение Дирака не решается в конечном виде, поскольку волновые функции представлены в форме бесконечного ряда [3]. На настоящее время существует значительное число работ, предметом которых является получение аналитических зависимостей для сечения образования ТИ с использованием различного вида приближений [4,5]. Лучший из существующих на сегодня вариантов представления аналитической зависимости для сечения образования ТИ [5] оценивается величиной погрешности не более 5%, что считается достаточным для решения широкого круга прикладных задач. Расчет спектрального распределения тормозных фотонов

от толстых мишеней (полнопробежных для первичных электронов) проводится с учетом многочисленных процессов взаимодействия электронов с веществом, поэтому для достижения приемлемой погрешности определения результатов ($\leq 15\%$) необходимо реализовать большой объем вычислений [6]. Подобного рода вычисления проводятся по методу Монте-Карло с большими затратами машинного времени даже при использовании ПЭВМ большой мощности, что создает неудобства и исключает оперативное получение информации об энергетическом спектре ТИ между импульсами излучения моделирующих установок при проведении серийных радиационных испытаний электронных систем. Для решения подобных задач развиваются расчетные методы, известные как расчетно-экспериментальные. Они основываются на разбиении мишени-конвертера на слои, которые являются „тонкими“, и оперируют со средними характеристиками электронного пучка в каждом слое [7]. Проведенные изменения в методе расчета [8] учитывают кольцевую форму сечения пучка и угловые характеристики электронов при входе в мишень-конвертер, конкретные физические параметры „элементарных“ слоев мишени и т.д., позволяя создать экспрессный метод определения энергетического спектра ТИ ускорителей с различными формами пучка электронов [9].

Расчетно-методическая часть

Рассмотрим наиболее общую схему полуэмпирического метода расчета. Пучок моноэнергетических электронов с кинетической энергией E падает нормально на мишень, выполненную из материала с массовым числом A , атомным номером Z и плотностью ρ . Разделим мишень, толщина которой D , на тонкие слои (рис. 1). Более подробно о толщине слоя разбиения или „элементарном“ слое позже, а пока ограничим его толщину общим условием так, что потери энергии электрона в слое должны быть много меньше его начальной энергии E .

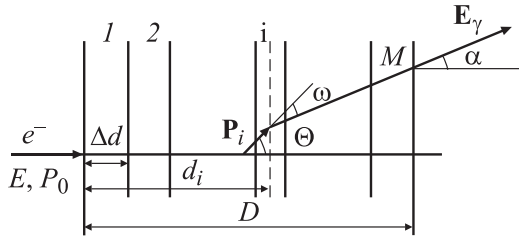


Рис. 1. Схема образования фотонов в мишени.

Обозначим толщину „элементарного“ слоя Δd , а общее число их в мишени M . Проанализируем процесс образования фотонов ТИ в произвольном i -м слое мишени. Глубина, на которой лежит в мишени середина этого слоя, равна

$$d_i = \Delta d(i - 0.5). \quad (1)$$

Предположим далее, что все электроны, достигшие i -го слоя, имеют одинаковую энергию E_i , но общее число их уменьшилось. Часть от общего числа электронов, дошедших до i -го слоя можно определить, используя эмпирические соотношения числа электронов от глубины их проникновения в мишень (трансмиссия электронов). Вследствие процессов рассеяния электроны в i -м слое будут иметь различные направления, их угловое распределение обозначим $U(\Theta, E_i)$. Используя введенные обозначения, можно определить вероятность для электрона попасть в i -й слой, быть рассеянным в нем в телесный угол $\sin \Theta d\Theta d\varphi$ и образовать фотон с энергией от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$, вылетевший под углом ω к направлению электрона,

$$\left(\frac{d^2 y}{dE_\gamma d\Omega^1} \right)_i = (N_{\text{эф}})_i \tau_i U_i(\Theta, E_i) \times \frac{d^2 \sigma}{dE_\gamma d\Omega}(E_i, E_\gamma, \omega) \sin \Theta d\Theta d\varphi, \quad (2)$$

где $(N_{\text{эф}})_i$ — эффективное число атомов мишени в слое, которое в свою очередь зависит от углового распределения электронов;

$$\frac{d^2 \sigma}{dE_\gamma d\Omega}(E_i, E_\gamma, \omega)$$

— сечение образования ТИ, дифференциальное по углу вылета и энергии фотона; τ_i — вероятность электрона достичь i -го слоя.

Угол вылета кванта из мишени α связан с азимутальным Θ и аксиальным φ углами рассеяния электрона, а также углом ω между импульсом электрона и тормозного кванта известным соотношением

$$\cos \omega = \cos \alpha \cos \Theta + \sin \alpha \sin \Theta \cos \varphi. \quad (3)$$

Фотоны, образованные в глубине мишени, будут поглощаться в последующих ее слоях. Этот процесс учи-

тывается введением коэффициента самопоглощения ТИ η_i в следующем виде:

$$\eta_i(E_\gamma, \alpha) = \exp \left[-\mu(E_\gamma) \frac{D - d_i}{\cos \alpha} \right], \quad (4)$$

где $\mu(E_\gamma)$ — массовый коэффициент поглощения фотонов материалом мишени.

Таким образом, чтобы получить общее число квантов ТИ с энергией от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$, вылетевших под углом α из мишени в телесный угол $d\Omega^1$, необходимо проинтегрировать выражение (2) по всем углам Θ и φ , учесть самопоглощение ТИ и просуммировать по всем слоям мишени

$$\frac{d^2 Y}{dE_\gamma d\Omega^1} = \sum_{i=1}^M \tau_i (N_{\text{эф}})_i \eta_i(E_\gamma, \alpha) \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\Theta, E_i) \frac{d^2 \sigma}{dE_\gamma d\Omega}(E_i, E_\gamma, \omega) \sin \Theta d\Theta d\varphi. \quad (5)$$

Практическая реализация полуэмпирического метода с использованием выражения (5) требует уточнения способа вычисления всех входящих сюда переменных, но следует подчеркнуть, что первостепенную важность имеют вид углового распределения электронов и форма представления сечения образования ТИ.

Из известных форм представлений двойной дифференциальной формы сечения образования ТИ наибольшей универсальностью при сравнительной простоте в диапазоне энергий электронов (1–15 MeV) обладает формула Шиффа [3]

$$\frac{d^2 \sigma}{dE_\gamma dy} = \frac{4Z^2 r_0^2 y}{137E_\gamma} \left\{ \frac{16y^2 E}{(y^2 + 1)^4 E_0} - \frac{(E_0 + E)^2}{(y^2 + 1)^4 E_0^2} + \left[\frac{E_0^2 + E^2}{(y^2 + 1)^2 E_0^2} - \frac{4y^2 E}{(y^2 + 1)^4 E_0} \right] \ln M(y) \right\}, \quad (6)$$

где $y = E_0 \Theta_0$ — приведенный угол вылета фотона;

$$\frac{1}{M(y)} = \left(\frac{E_\gamma}{2EE_0} \right)^2 + \left[\frac{Z^{1/3}}{111(y^2 + 1)} \right]^2;$$

E_0, E — полная энергия и энергия рассеянного электронов соответственно; E_γ, r_0 — энергия фотона и классический радиус электрона соответственно.

Для описания углового распределения электронов в области малых углов используются два первых члена распределения Мольер [10]

$$U_i(\Theta) \Theta d\Theta = \frac{1}{2\pi} \left[2 \exp(-\vartheta^2) + \frac{F_1(\vartheta)}{B} \right] d\vartheta; \quad (7)$$

где $F_1(\vartheta)$ — табулированная Мольер функция; B — параметр, медленно возрастающий с ростом числа соударений электрона;

$$\vartheta = \frac{\Theta(E_0 + mc^2)}{\sqrt{d_i B}}$$

— приведенный угол.

Двух первых членов распределения вполне достаточно, так как добавление третьего члена меняет суммарное значение для наиболее неблагоприятных случаев не более чем на 10%. Для больших углов рассеяния электронов ($\vartheta > 2.8$) использовалась асимптотическая формула, предложенная Бете [11],

$$U_i(\Theta)\Theta d\Theta = \frac{2d\vartheta}{B\vartheta^3 \left\{ 1 - 4\vartheta^{-2} \left[1 + 2B^{-1} \ln\left(\frac{2\vartheta}{5}\right) \right] \right\}}. \quad (8)$$

С увеличением глубины проникновения электронов в мишень их угловое распределение постоянно расширяется и на больших глубинах может служить хорошим приближением к изотропному распределению [8].

Остановимся на вопросе определения эффективного числа атомов мишени в „элементарном“ слое. Как правило, эффективное число атомов в слое определяли согласно [7,8], т.е. используя соотношение

$$(N_{ef})_i = \frac{\Delta d N_A}{A \cos \left[\left(\langle \Theta_e^2 \rangle_i \right)^{1/2} \right]}, \quad (9)$$

где Δd — толщина слоя, выраженная в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$;

$$\left(\langle \Theta_e^2 \rangle_i \right) = \frac{d_i B}{(E_0 + mc^2)^2}$$

— среднеквадратичный угол рассеяния электронов в слое; N_A — число Авогадро.

В действительности же путь, проходимый электроном, рассеянным под углом Θ в слое, равен $\Delta d / \cos \Theta$, поэтому для получения эффективного числа атомов нужно определить величину $\langle (\cos \Theta)^{-1} \rangle$ для соответствующего эффективного углового распределения электронов. Поскольку введение в расчетную методику вычисления эффективного числа атомов в слое путем расчета среднего пути электрона для довольно сложных распределений Мольер значительно загромодило бы программу и, следовательно, увеличило бы время расчета, была введена поправка R_s в соотношение (9). Эта поправка должна учитывать разницу между точными соотношениями и формулой (9). Эффективное число атомов представлялось в следующем виде

$$(N_{ef})_i = \frac{\Delta d N_A}{A \cos \left[(R_s \langle \Theta_e^2 \rangle_i)^{1/2} \right]}. \quad (10)$$

Предварительно поправка R_s оценивалась для распределений Гаусса, но ее окончательное определение было сделано лишь после тщательного сравнения с литературными данными по спектрам и угловым распределениям ТИ. Наилучшие результаты для рассматриваемого диапазона энергий электронов получены при $R_s = 1.5$. Для иллюстрации влияния выбранной поправки на средний путь электрона в слое приведена табл. 1, в которой представлены величины среднего пути для разных среднеквадратичных углов рассеяния,

Таблица 1. Средний путь электрона в „элементарном“ слое

$\langle \Theta_e^2 \rangle$	Формула (9)	Формула (10) при $R_s = 1.5$	$\langle (\cos \Theta)^{-1} \rangle$ для гауссовского распределения
0.1	1.052	1.079	1.054
0.3	1.171	1.277	1.205
0.5	1.315	1.544	1.474
1	1.85	2.948	2.269

вычисленные в соответствии с соотношениями (9), (10), и значение $\langle (\cos \Theta)^{-1} \rangle$ для гауссовского представления углового распределения электронов (первый член распределения Мольер).

Из анализа табл. 1 следует, что средние значения пути электрона в слое без поправки меньше, чем соответствующие значения, определенные для первого члена распределения Мольер, а добавление еще одного члена в распределение Мольер и использование асимптотики Бете должны привести к увеличению значения среднего пути. В этом отношении величины среднего пути, получаемые с поправкой R_s , служат хорошим приближением к наиболее вероятным значениям среднего пути, проходимым электроном в „элементарном“ слое. Из таблицы следует также, что средний путь электронов в „элементарном“ слое быстро возрастает с увеличением глубины проникновения электронов в мишень ($\langle \Theta_e^2 \rangle_i \sim d_i$), что может привести к физически необоснованным результатам. Точный теоретический учет влияния процессов рассеяния на средний путь электрона в глубинных слоях представляется весьма сложным и выходит за рамки создаваемой методики. Поэтому для устранения физически нелепых результатов средний путь, проходимый электроном в „элементарном“ слое, ограничивался условием $\cos \left[\left(\langle \Theta_e^2 \rangle_i R_s \right)^{1/2} \right] \geq 0.5$. Если величина $\cos \left[\left(\langle \Theta_e^2 \rangle_i R_s \right)^{1/2} \right]$ становилась меньше 0.5, то средний путь электронов в „элементарном“ слое принимался равным $2\Delta d$. Этот предел был установлен эмпирически.

Существенным моментом методики является корректный учет потерь энергии электронов в материале мишени. Чтобы не усложнять программу расчета таблицами энергетических потерь электронов, были использованы простые соотношения для средних ионизационных и радиационных потерь энергии электронов [12], в которые были введены эмпирические поправки, приводящие к результатам, сходным с расчетными данными [13]. Соотношение имеет следующий вид:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_0 \frac{1}{1 + 0.02(E_0 - 10)}, \quad (11)$$

где $(dE/dx)_0$ — потери энергии, получаемые по соотношениям [12].

Коэффициент трансмиссии электронов по числу частиц определяется по формулам, изложенным в работе [14],

$$\tau_i = [1 + \exp(-S_0)] / \{1 + \exp[(S_0 + 2)(d_i/R_{ex}) - S_0]\},$$

$$S_0 = a_1 \exp[a_2 / (1 + a_3 E_{0m}^{a_4})],$$

$$a_1 = b_1 / Z^{b_2}, \quad a_2 = b_3 Z^{b_4}, \quad a_3 = b_5, \quad a_4 = b_6, \quad (12)$$

где E_{0m} — кинетическая энергия электронов в единицах mc^2 .

Для констант b_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) авторы дают следующие значения: $b_1 = 10.63$, $b_2 = 0.232$, $b_3 = 0.22$, $b_4 = 0.462$, $b_5 = 0.042$, $b_6 = 1.86$. Для значений экстраполированного пробега электронов R_{ex} использовались соотношения, приведенные в работе [14],

$$R_{ex} = c_1 \left[(1/c_2) \ln(1 + c_2 E_{0m}) - c_3 E_{0m} / (1 + c_4 E_{0m}^{c_5}) \right], \quad (13)$$

где $c_1 = 0.2325A/Z^{1.209} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, $c_2 = 0.000178Z$, $c_3 = 0.9891 - 0.000301Z$, $c_4 = 1.468 - 0.0118Z$, $c_5 = 1.232/Z^{0.109}$.

В работе [7] использовалась толщина „элементарного“ слоя мишени, равная $0.001X_0$ независимо от энергии электронов (X_0 — радиационная единица длины), хотя верхняя граница значения толщины „элементарного“ слоя определяется из условия $\Delta d[dE/dx(E_0)] \ll E_0$, где $dE/dx(E_0)$ — полные потери энергии электронов, и, следовательно, с увеличением энергии электрона можно увеличивать толщину „элементарного“ слоя. Стремление уменьшить затраты расчетного времени программы заставило искать возможно большие значения толщины, и по результатам экспериментов была выбрана следующая форма представления толщины „элементарного“ слоя:

$$\Delta d = (0.005X_0 + E_0 \cdot 0.0005X_0) / \cos Q, \quad (14)$$

где Q — эффективный угол падения электронов на мишень.

Для первых десяти слоев мишени используется толщина $0.1\Delta d$, а для вторых — $0.2\Delta d$. Такой способ определения толщины „элементарного“ слоя малочувствителен к дальнейшему дроблению слоев и в то же время дает значительную экономию во времени расчета энергетического спектра ТИ. Поскольку этап вычисления интеграла пространственной свертки двойного дифференциального сечения образования ТИ с угловым распределением электронов определяет общую скорость программы, то была использована замена переменных

$$U = \exp(-\Theta^2 / \langle \Theta_e^2 \rangle_i). \quad (15)$$

При проведении испытаний на радиационную стойкость элементов и узлов электронной техники представляет особый интерес определение энергетического спектра ТИ в плоскости испытываемого образца, которая,

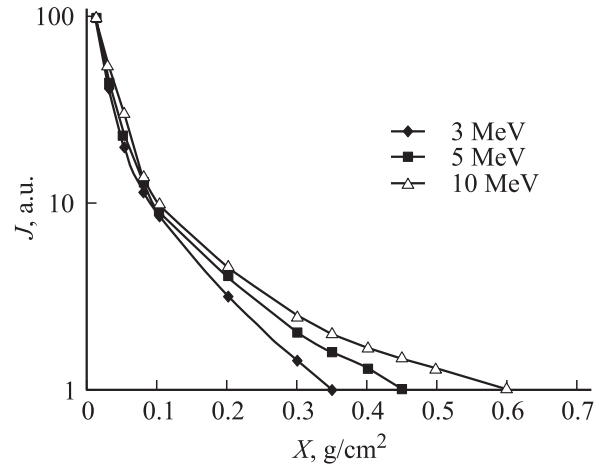


Рис. 2. Вклад толщины танталовой мишени в спектр тормозного излучения. J — интенсивность.

как правило, формируется нормально к оси транспортировки пучка электронов, т.е. необходимо определять спектр ТИ лишь в малом диапазоне углов, близких к направлению „вперед“. В этом случае при расчете спектра ТИ расчетно-эмпирическим методом [9] можно сделать ряд дополнительных упрощений, приводящих к существенному уменьшению объема расчетов. Для направления „вперед“ связь между углом вылета фотона и углом рассеяния электрона (3) значительно упрощается. Подставив в нее угол $\alpha = 0$, получим $\cos \Theta = \cos \omega$, т.е. $\omega = \Theta$. Основная часть спектра ТИ в направлении „вперед“ формируется в самых первых слоях мишени. На рис. 2 представлен вклад фотонов в суммарную интенсивность ТИ в зависимости от глубины их образования в мишени, рассчитанный по результатам [3]. На малых глубинах мишени угловое распределение электронов носит остро направленный характер и спектр ТИ формируется при соблюдении условия малости углов между импульсами фотона и электрона ($E \geq 2 \text{ MeV}$), поэтому можно пренебречь зависимостью формы энергетического распределения ТИ от угла эмиссии тормозного кванта. Таким образом, допустимо представление сечения образования ТИ в виде двух сомножителей следующего типа:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{d\sigma}{dE_\gamma} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (16)$$

где $d\sigma/dE_\gamma$ — определяет зависимость сечения только от энергии ТИ, $d\sigma/d\Omega$ — угловую зависимость сечения.

Общее выражение сечения может быть выражено в следующем виде:

$$\left(\frac{dY}{dE_\gamma} \right)_{\alpha=0} = 2\pi \sum_{i=1}^M \tau_i(N_{ef})_i \eta_i(E_\gamma) \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E_i, E_\gamma) \times \int_0^\pi U_i(\Theta) \frac{d\sigma}{d\Theta}(E_i, \Theta) \sin \Theta d\Theta. \quad (17)$$

Для углового распределения ТИ было подобрано следующее приближенное выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Theta}(E_i, \Theta) = \frac{1}{2\pi \langle \Theta_b^2 \rangle_i} e^{-\frac{\Theta^2}{\langle \Theta_b^2 \rangle_i}} + \frac{1}{2\pi (10 \langle \Theta_b^2 \rangle_i)} e^{-\frac{\Theta^2}{10 \langle \Theta_b^2 \rangle_i}}, \quad (18)$$

где $(\langle \Theta_b^2 \rangle_i)^{1/2} = mc^2/(E_i + mc^2)$.

Выражение (18) хорошо описывает истинное угловое распределение для области, где формируется спектр ТИ в направлении „вперед“. Кроме того, при представлении углового распределения ТИ в такой форме выражение (18) легко интегрируется в приближении малых углов, т.е. с использованием углового распределения электронов в виде 1-го члена распределения Мольер и заменой $\sin \Theta$ на Θ ,

$$\left(\frac{dY}{dE_\gamma}\right)_{\alpha=0} = \sum_{i=1}^M \tau_i(N_{ef})_i \eta_i(E_\gamma) \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E_\gamma) \times \frac{11 \langle \Theta_b^2 \rangle_i + 2 \langle \Theta_e^2 \rangle_i}{10 \langle \Theta_b^2 \rangle_i^2 + 11 \langle \Theta_b^2 \rangle_i \langle \Theta_e^2 \rangle_i + \langle \Theta_e^2 \rangle_i^2}, \quad (19)$$

где

$$\langle \Theta_e^2 \rangle_i = \frac{BR_T \sqrt{d}}{(E_0 + mc^2)}, \quad R_T = 1.02.$$

Дифференциальное сечение ТИ было взято из работы [3] для различных значений параметра экранировки γ : $\gamma = 0$, полное экранирование

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{4Z^2 r_0^2 dE_\gamma}{137E_\gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2E}{3E_0} \right] \times \ln(183Z^{-1/3}) + \frac{E}{9E_0} \right\}; \quad (20)$$

$\gamma < 2$, промежуточное экранирование

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{4Z^2 r_0^2 dE_\gamma}{137E_\gamma} \left\{ \left[1 + \frac{E^2}{E_0^2} \right] \left[\frac{\varphi_1(\gamma)}{4} - \frac{\ln Z}{3} \right] - \frac{2E}{3E_0} \left[\frac{\varphi_2(\gamma)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] \right\}; \quad (21)$$

$2 \leq \gamma \leq 15$, промежуточное экранирование

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{4Z^2 r_0^2 dE_\gamma}{137E_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2E}{3E_0} \right] \times \left[\ln \frac{2EE_0}{E_\gamma} - \frac{1}{2} - c(\gamma) \right]. \quad (22)$$

Функции экранирования брались не в графическом, а в аналитическом виде с учетом кулоновской поправки по результатам работы [15] и определялись с погрешностью не более 0.5%

$$\varphi_1(\gamma) = 19.24 - 4 \ln \left(\gamma + \frac{2}{\gamma + 3} \right) - 0.12\gamma \exp \left(-\frac{\gamma}{3} \right), \quad (23)$$

$$\varphi_2(\gamma) = \varphi_1(\gamma) - 0.027 - (0.8 - \gamma)^2, \quad \gamma \leq 0.8, \\ \varphi_2(\gamma) = \varphi_1(\gamma), \quad \gamma \geq 0.8. \quad (24)$$

Зависимость функции c от параметра экранирования γ взята из работы [3]. Для остальных сомножителей в выражении (19) $\{(N_{ef})_i, \tau_i, \eta_i, dE/dx\}$ были использованы те же формулы, что и при расчете спектров ТИ под произвольным углом вылета фотонов. Поскольку для условий направления „вперед“ объем расчетов значительно сократился, то для большего упрощения программы расчета толщина „элементарных“ слоев мишени Δd выбиралась следующим образом:

$$\Delta d = 0.0001 X_0 (E_0 + 10), \quad (25)$$

где X_0 — радиационная единица длины.

Полученный методический материал оптимален при расчете полей ТИ от мишеней с высоким атомным номером ($70 \leq Z \leq 85$). Использование мишеней полного поглощения из подобных материалов (тантал, вольфрам т.п.) бывает не всегда экономически оправданным. Так, на ускорителе электронов прямого действия типа УИН-10 мишень выходит из строя за 1–3 импульса. Поэтому чаще бывает экономически более целесообразным использовать мишени из более дешевых и легкоатомных материалов. Как показывают результаты экспериментов [2], при использовании мишени из железа ($Z = 26$) интенсивность ТИ по сравнению с мишенью из тантала падает во всем энергетическом диапазоне не более чем на 30%.

При переходе к легкоатомным мишеням в предложенных методиках расчетов энергетического спектра ТИ подлежит уточнению определение толщины „элементарных“ слоев, на которые разбивают мишень-конвертер. Граница применимости теории многократного рассеяния примерно определяет максимальное значение толщины „элементарного“ слоя. Как показано в работе [6], число соударений n в материале с атомным номером Z и массовым числом A дается следующим выражением:

$$n = 10^{8.215} \frac{\Delta d \phi^2}{AZ^{2/3}(1.13 + 3.77\phi^2)}, \\ \phi = Z/(137\beta), \quad (26)$$

где Δd — глубина проникновения электрона в материале, β — скорость электрона в единицах скорости света.

Значения толщины слоя для различных материалов, в котором релятивистский электрон ($\beta \approx 1$) будет претерпевать 20 соударений, рассчитанные по формуле (26), представлены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, толщина слоя не слишком сильно меняется в зависимости от атомного номера материала. Однако при рассмотрении процессов образования ТИ принято использовать радиационные единицы длины X_0 , а в этих единицах толщина слоя является монотонно возрастающей функцией атомного номера мишени, изменяющейся примерно на порядок при переходе от бериллия к свинцу. Поэтому для расчета

Таблица 2. Толщина слоя для различных металлов

Z	$\Delta d, \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\Delta d \cdot 10^3$
4	0.00368	0.0538
13	0.00236	0.0988
29	0.00212	0.1656
42	0.00222	0.23
74	0.00298	0.472
82	0.0033	0.569

толщины „элементарного“ слоя в различных материалах предлагается использовать следующее соотношение:

$$\Delta d(Z) = \frac{(Z + 10)(E_0 + 10)}{84 \cos Q} 0.0001 X_0, \quad (27)$$

где Q — эффективный угол падения электронов на мишень, E_0 — полная энергия электрона.

Схема изменения величины „элементарного“ слоя в зависимости от его порядкового номера такая же, как для случая расчета спектров ТИ в произвольном направлении. Формула (25) дает зависимость от атомного номера более слабую, чем представленную в табл. 2, но это вполне допустимо, если исходить из того, что средний угол рассеяния электронов в каждом соударении для легкоатомных материалов меньше, чем для тяжелоатомных. Сравнение угловых распределений и выхода ТИ из мишеней с различными атомными номерами хорошо совпадают с экспериментальными данными [3]. На основании вышеизложенных подходов была разработана программа расчета энергетического спектра ТИ в направлении „вперед“ (LUE). Программа позволяет рассчитывать энергетические спектры ТИ в направлении „вперед“ от энергетического спектра электронов, представленного набором монолиний. Толщина и атомный номер однослойной мишени может иметь произвольное значение.

Экспериментальная часть

Программа расчета спектра ТИ для произвольного угла вылета фотонов (ANGLE1) составлена на языке FORTRAN. Входными данными в программу являются параметры мишени, угол вхождения электронов и вылета фотонов, энергия электронов и некоторые другие. На выходе программа дает спектр ТИ в единицах фотон $(\text{MeV} \cdot \text{sr} \cdot \text{эл.н})^{-1}$ и суммарную интенсивность. Вычисления по отдельным этапам (экстраполированного пробега электронов, коэффициента трансмиссии электронов, потерь энергии электронов, самопоглощения фотонов, интеграла пространственной свертки двойного дифференциального сечения образования ТИ с угловым распределением электронов) вынесены в подпрограммы. Для устойчивой работы программы интегрирования задаваемая точность не должна

превышать 0.05. Интегрирование производится по методу Гаусса, и точность вычисления интеграла является входным параметром программы. Расчет одного спектра ТИ для энергии электронов 10 MeV занимает в среднем 3 s.

Таким образом, чтобы получить полную информацию о поле ТИ, рассчитав, например, спектры для 6 различных углов вылета фотонов, потребуется 20 s для ПЭВМ четвертого поколения. При расчете методом Монте-Карло время набора 10^5 историй электронов при тех же условиях (не очень хорошая статистика для больших углов вылета фотонов) на порядок выше.

Результаты расчетов спектров ТИ в направлении „вперед“, полученные на основе упрощения полуэмпирической методики для произвольного угла вылета фотона, сравнивались с экспериментальными данными из работы [17] для диапазона энергий электронов 5 и 10 MeV. Эти результаты для мишени из вольфрама с толщиной $D = 0.735 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ приведены на рис. 3. Как следует из рисунка, для рассматриваемого диапазона энергий электронов получено хорошее соответствие с литературными данными в пределах погрешности эксперимента. Таким образом, сравнение с литературными данными позволяет сделать вывод о надежности результатов, получаемых по усовершенствованной полуэмпирической методике с помощью программы LUE. Для расчета по программе LUE используется часть подпрограмм, общих с программой ANGLE1. Текст программы написан на языке FORTRAN, а результаты расчетов представляются таблицей значений спектра ТИ в единицах фотон $(\text{MeV} \cdot \text{sr} \cdot \text{эл.н})^{-1}$.

Энергетический спектр ТИ линейного ускорителя типа ЛУИ-10 (трубчатый пучок электронов), рассчитанный методом Монте-Карло [6] и полуэмпирическим методом (программа ANGLE1) в направлении „вперед“ для мишени-конвертера из тантала по результатам определения энергетического спектра электронов в импульсе излучения по методике [1], представлен на рис. 4.

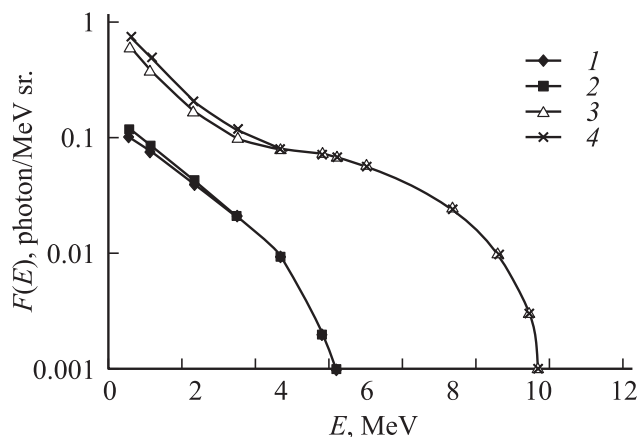


Рис. 3. Спектры тормозного излучения в направлении „вперед“.

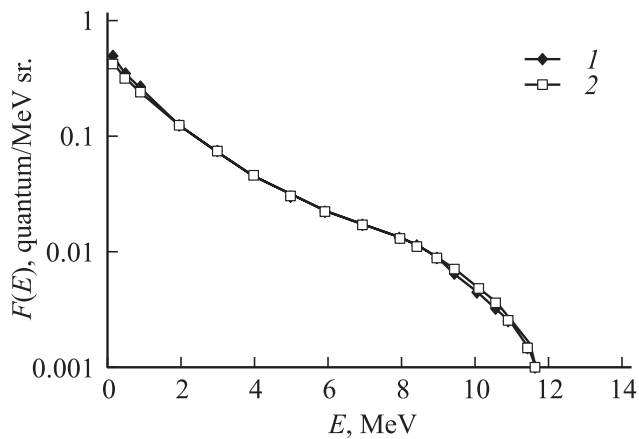


Рис. 4. Энергетический спектр тормозного излучения ускорителя ЛУИ-10. 1 — по Монте-Карло, 2 — по ANGLE 11.

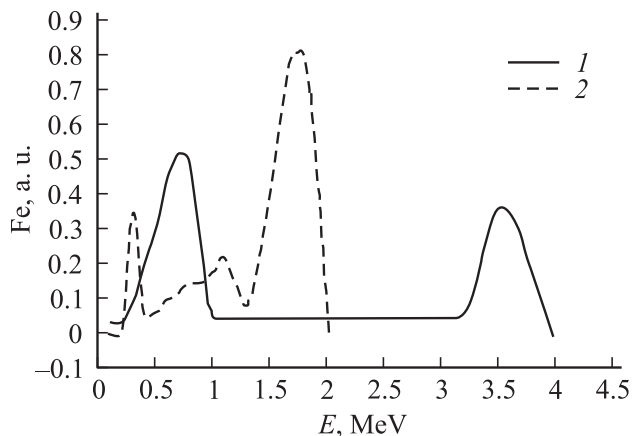


Рис. 5. Энергетические спектры электронов ускорителя УНИ-10. 1 — „короткий“ импульс, 2 — длинный импульс.

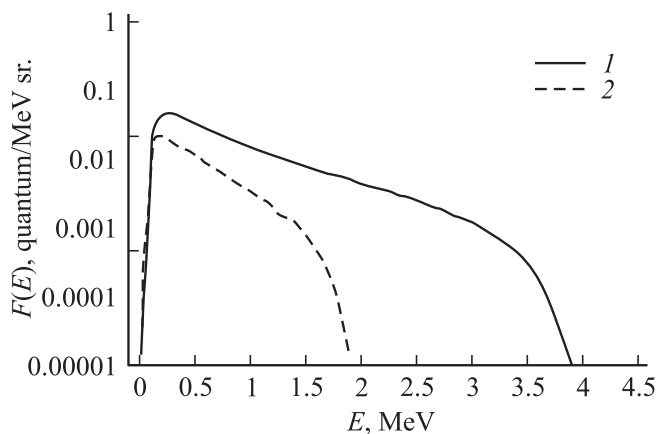


Рис. 6. Энергетические спектры тормозного излучения ускорителя УНИ-10. 1, 2 — то же, что и на рис. 5.

Энергетические спектры электронов в импульсах излучения ускорителя УИН-10 для различных режимов его работы, определенные с использованием передаточной функции мишени-конвертера [2,18], представлены на рис. 5. В первом случае для генерации ТИ использовалась мишень-конвертер из стали. Формирование импульса осуществлялось с использованием электровзрывного прерывателя тока, при этом эффективная длительность импульса составляла $\tau_p \approx 80$ ns („короткий“ импульс). Во втором случае использовалась мишень-конвертер из тантала. Осуществлялся режим прямого разряда индуктивного накопителя на вакуумный диод, при этом эффективная длительность импульса составляла $\tau_p \approx 2 \mu\text{s}$ („длинный“ импульс).

Энергетические спектры ТИ F для этих режимов работы ускорителя УИН-10 определялись для направления „вперед“ (рис. 6), при этом для режима „короткого“ импульса использовалась программа „LUE“, а для режима „длинного“ импульса — программа „ANGLE1“.

Заключение

Разработанные полуэмпирические методы определения энергетического спектра ТИ импульсных ускорителей электронов от однослойных мишеней-конвертеров позволяют на порядок сократить время расчетов (программа „ANGLE1“) и на два порядка (программа „LUE“) по сравнению с методом Монте-Карло [6]. Совместно с разработанными методами измерения угловых и энергетических характеристик электронов в импульсе излучения ускорителей [1,2] они позволяют автоматизировать процесс получения информации как по диагностике режима работы ускорителя, так и дозиметрическому обеспечению радиационных испытаний образцов.

Список литературы

- [1] Мордасов Н.Г. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 2. С. 107–112.
- [2] Мордасов Н.Г. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. М., 2002. Вып. 3–4. С. 56–61.
- [3] Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979. 200 с.
- [4] Tseng H., Pratt R. // Phys. Rev. 1979. Vol. A19. P. 1525–1528.
- [5] Siff L. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 252–255.
- [6] Милошевский Г.В. // ИФЖ. Т. 71. № 5. С. 887–890.
- [7] Nakamura T., Takemura M., Hirayama H., Hyodo T. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 5189–5196.
- [8] Астахов А.А., Балицкий В.А. // Прикладная ядерная спектроскопия. Л.: Энергоатомиздат, 1984. № 13. С. 118–122.
- [9] Астахов А.А., Мордасов Н.Г. // Радиационная стойкость электронных систем — Стойкость-2003. М.: МИФИ, 2003. С. 179–181.
- [10] Hanson A., Lansl L., Lyman E., Scott M. // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 634–637.
- [11] Bethe H. // Phys. Rev. 1952. Vol. 89. P. 1256–1266.

- [12] Бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М.: ГИФ–МЛ, 1959. 894 с.
- [13] *Berger M., Seltzer S.* Tables of Iosses and Ranges of Electrons and Positons. Report NASA. Washington, 1964. SP-3012.
- [14] *Tabata T., Ito R.* // Nucl. Instr. and Meth. 1975. Vol. 127. P. 429–434.
- [15] *Hansen N., Fultz S.* Gross Section and Spectra for negative Electron Bremsstrahlung. Lawrence Radiation. Lab. Repost. UCRL-6099. 1960.
- [16] *Moliere G.* // Z. Naturforsch. A. 1948. Bd 3. S. 78.
- [17] *O'Dell A., Sandifer C., Knowlen R., George W.* // Nucl. Instr. and Meth. 1968. Vol. 61. P. 340–346.
- [18] *Мордасов Н.Г., Улимов В.Н., Брыксин В.А., Шиян В.Д.* // Радиационная стойкость электронных систем — Стойкость-2003. М.: МИФИ, 2003. С. 175–176.