

01;02
©1994 г.

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЖР СПЕКТРЕ

В.В.Рыжов, А.А.Сапожников, И.Ю.Турчановский

Введение

Для решения ряда технических задач необходимы интенсивные источники сверхжесткого рентгеновского излучения (СЖР). В качестве такого источника традиционно используется излучение, возникающее при торможении высокоэнергетических электронных пучков (СЭП) в фольгах из материалов с высоким атомным номером Z . Отметим, что в этом случае испускаются кванты во всем диапазоне энергий вплоть до начальной энергии электрона E_0 .

К настоящему времени вопрос о полном выходе энергии тормозного излучения (ТИ) из конверторов хорошо изучен и существует как теоретические [1], так и эмпирические [2] выражения для оценки полной энергии ТИ ΔE_γ , из которых следует, что ΔE_γ изменяется пропорционально $Z \cdot E_0^2$ при $E_0 \leq 5$ МэВ, а для больших энергий неограниченно растет пропорционально E_0 [3]. Отсюда следует, что эффективность конверсии кинетической энергии электронов в энергию ТИ η_γ растет при увеличении E_0 , а затем выходит на насыщение, уровень которого тем больше, чем больше Z . Поэтому для получения максимальной энергии в ТИ необходимо увеличивать начальную энергию электронов СЭП, а для конверторов использовать вещества с большим Z .

Данные рекомендации могут оказаться неприемлемыми, если решать задачу о повышении выхода энергии не во всем ТИ, а в определенном участке спектра (в данном случае в СЖР спектре $10 \leq h\nu \leq 100$ кэВ). Поскольку к настоящему времени в литературе эти вопросы не решены, то нами проведено теоретическое исследование особенностей генерации СЖР излучения при торможении релятивистских электронов в мишенях с целью выработки необходимых рекомендаций.

1. Одномерная теория генерации СЖР излучения

Генерация ТИ в мишенях является сложным процессом, на который оказывает влияние множество факторов: торможение и рассеяние электронов пучка, генерация и прохождение через мишень квантов ТИ.

Задача значительно усложняется, если учесть каскадный характер переноса электронов и фотонов, в результате которого возможно размножение частиц и их взаимопревращения. Роль каждого фактора в формировании ТИ определяется начальной энергией электронов E_0 , типом вещества Z и толщиной поглотителя l . В общем случае распределение энергии тормозного излучения E_j по энергии и углам, выходящего из конвертора за время импульса t , можно представить в виде [4]

$$\frac{\partial E_\gamma}{\partial k \partial \theta} = N \int_{k+mc^2}^{E_0} dE \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^l n'(E, \varepsilon, z) \cdot k \frac{\partial^2 \sigma(k, E, \vartheta)}{\partial k \partial \Omega} \alpha(k, l, \theta, z) \frac{dz}{\cos \varepsilon} \sin \varepsilon d\varepsilon d\psi, \quad (1)$$

где N — концентрация атомов; $\partial^2 \sigma(k, E, \vartheta) / \partial k \partial \Omega$ — дифференциальное по энергии фотона k и углу вылета ϑ сечение генерации ТИ электронов; $\alpha(k, l, \theta, z)$ — функция, описывающая поглощение фотонов в мишени.

Связь между углами задается соотношением

$$\cos \theta = \cos \varepsilon \cos \vartheta + \sin \varepsilon \sin \vartheta \cos \psi.$$

Величина $n'(E, \varepsilon, z)$ имеет смысл энергетического и углового распределения электронов на глубине поглотителя z за весь импульс и связано с дифференциальным потоком $\phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ следующим образом:

$$n'(E, \varepsilon, z) = \int_0^{2\pi} \int_{(S)} \int_0^t \cos \varepsilon \phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) d\varphi dS dt,$$

где в качестве поверхности интегрирования (S) задана плоскость z .

В общем случае аналитически решить (1) невозможно, поэтому теоретический анализ характеристик ТИ проводится в рамках некоторых модельных представлений об угловом распределении электронов и фотонов [5,6]. Так, если предположить, что угловое распределение электронов $\Psi(\theta)$ в мишени оптимальной толщины имеет диффузный характер [7]

$$\Psi(\theta) = 1.445 (0.717 \cos \theta + \cos^2), \quad \int_0^{\pi/2} \Psi(\theta) \sin \theta d\theta = 1,$$

генерация фотонов ТИ происходит прямо вперед относительно направления движения рассеянного электрона, а поглощение нерассеянного излучения описывается коэффициентом поглощения μ , то

$$\frac{dE_\gamma}{dk} = N k \cdot \int_0^l n(E_0, z) \frac{\partial \sigma(k, E)}{\partial k} \exp\{-\mu(l-z)/\langle \cos \theta \rangle\} \frac{dz}{\langle \cos \theta \rangle}, \quad (2)$$

где $\langle \cos \theta \rangle = \int \cos \theta \Psi(\theta) \sin \theta d\theta$ — средний косинус угла рассеяния электрона в мишени; $n(E_0, z)$ — коэффициент прохождения; E — энергия электронов на глубине z , определяемая в приближении непрерывных потерь энергии $E = E_0 - (dE/dz)z$.

Обычно это выражение используется для анализа характеристик ТИ. Для случая СЖР излучения выражение (2) может быть существенно упрощено. Прежде всего отметим, что характерной особенностью генерации СЖР излучения является зависимость сечения генерации ТИ в этой области спектра от начальной энергии электрона $\partial\sigma(E, k)/\partial k = \partial\sigma_s(k)/\partial k$, это позволяет получить для спектра простое выражение

$$\frac{dE_s}{dk} = N \frac{k}{\mu} \frac{\partial\sigma_s(k)}{\partial k} \left\{ \left(1 - \frac{b}{\mu'} + \frac{2c}{(\mu')^2} \right) (1 - e^{-\mu' l'}) + l' \left(b - \frac{2c}{\mu'} \right) c(l')^2 \right\}, \quad (3)$$

$$\mu' = \mu R_e / \langle \cos \theta \rangle, \quad l' = l / R_e,$$

R_e — экстраполированный пробег электрона.

В расчетах предполагалось, что коэффициент прохождения электронов от толщины z может быть описан параболой

$$n(E_0, z) = a + bz/R_e + c(z/R_e)^2. \quad (4)$$

Значение коэффициентов a, b, c , для некоторых веществ при $E_0 \leq \leq 2$ МэВ даны в работе [4].

Проинтегрировав (3) по энергии фотонов, получим полный выход энергии в СЖР излучении ΔE_s за барьером толщины l

$$\Delta E_s = \int_{10}^{100} \frac{dE_s}{dk} dk. \quad (5)$$

2. Оптимальные толщины СЖР конверторов

Следует отметить, что энергия СЖР излучения за мишенью определяется двумя конкурирующими процессами: генерацией фотонов и их поглощением в мишени. Поэтому существуют оптимальные толщины l_{opt} для максимального выхода СЖР излучения, которые зависят от начальной энергии электрона E_0 и атомного номера вещества мишени. В рамках одномерной теории толщина $l'_{\text{opt}} = l_{\text{opt}}/R_e$ может быть найдена из выражений (3), (4), (5) при условии равенства нулю производной от ΔE_s по l'

$$\frac{\partial(\Delta E_s)}{\partial l'} = N \int_{10}^{100} dk \frac{k}{\mu} \frac{\partial\sigma}{\partial k} \left\{ \left(\mu' + \frac{2c}{\mu'} - b \right) \cdot e^{-\mu' l'} + \left(b - \frac{2c}{\mu'} \right) + 2cl' \right\} = 0. \quad (6)$$

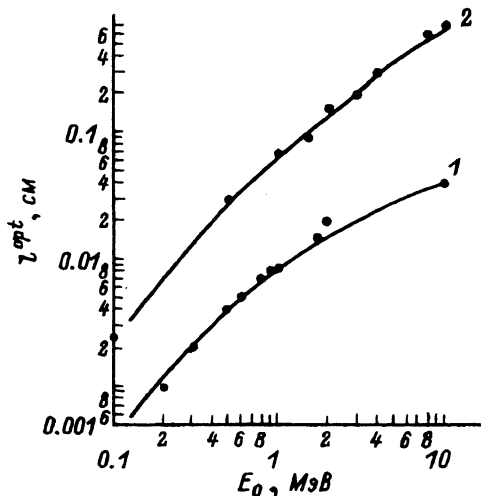


Рис. 1. Зависимость оптимальной толщины СЖР конвертора из Та и Тi от начальной энергии электрона. Значки — значения, полученные по программе [9], сплошные линии — расчет по формуле (6); 1 — Та, 2 — Тi.

К сожалению, из-за сложного вида полного коэффициента поглощения энергии фотонов $\mu(k)$ трудно найти аналитическое решение уравнения (6). Поэтому нами для вычисления l'_{opt} были использованы численные методы решения. Необходимые при этом значения $\mu(k)$ брались из таблиц [8], а значения дифференциального сечения рассчитывались по формулам, приведенным в [3], с учетом кулоновской поправки и поправки на экспериментальные данные. Для расчета в качестве констант, входящих в выражение (4), использовались значения, приведенные в [4]. При $E_0 > 2$ МэВ нами были найдены по программе [9] коэффициенты прохождения электронов в Тi и Та, после чего были вычислены соответствующие коэффициенты, которые имеют следующие значения для Тi: $a = 1, b = 0.43, c = -1.71$ и для Та: $a = 1, b = -0.19, c = -1.54$.

Расчеты показали, что при увеличении E_0 значения l'_{opt} уменьшаются от 1 до 0, причем скорость уменьшения выше для тяжелых элементов. Этот факт объясняется тем, что для тяжелых элементов сечение фотопоглощения существенно выше, а также сильнее рассеяние и

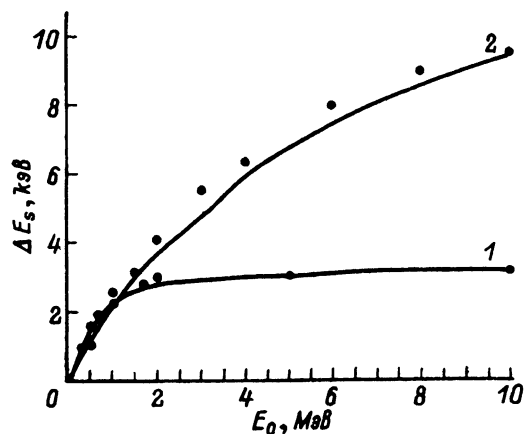


Рис. 2. Зависимость энергии СЖР излучения, выходящей за фольгами оптимальной толщины из Та (1) и Тi (2), от начальной энергии электрона.

поглощение электронов. Поэтому накопление ТИ с увеличением толщины конвертора происходит до меньших толщин.

Для того чтобы оценить, насколько точно одномерная теория описывает зависимость оптимальных толщин от энергии электронов, значения l_{opt} для различных веществ сравнивались с расчетами по программе [9], в которой методом Монте-Карло моделируется электронно-фотонный каскад, развивающийся при взаимодействии высокоэнергетических электронов с веществом. Данная программа позволяет корректно учитывать как упругие и неупругие (радиационные и ионизационные) столкновения электронов, так и возможные типы взаимодействия фотонов (эффекты Комптона и образования электронно-позитронной пары, фотоэффект).

Результаты расчетов l_{opt} по формуле (6) и из прямого моделирования представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что полученные выражения хорошо описывают оптимальные толщины конверторов для генерации СЖР излучения для тяжелых и легких веществ в широком диапазоне начальных энергий электронов.

3. Энергия СЖР излучения за конверторами оптимальной толщины

Используя выражения (5), (6), можно рассчитывать полный выход ТИ в СЖР спектре, генерируемого пучком релятивистских электронов за мишенями оптимальной толщины. Результаты этих расчетов для Ti и Ta показаны на рис. 2. Для сравнения здесь же гистограммами представлены значения, полученные по расчетам методом Монте-Карло [9]. Как видно из рисунка, имеется хорошее согласие между расчетами для Ta и небольшое различие на Ti. Это связано с тем, что в используемой модели не учитывается рассеяние фотонов в мишени, при котором за счет комптон-эффекта возможен переход высокоэнергетических фотонов в область СЖР.

Расчеты показывают, что с увеличением начальной энергии электронов полный выход энергии СЖР излучения стремится к пределу, значение которого зависит от типа вещества. Нами было показано [10], что предельное значение ΔE_s^m , достигаемое в различных мишенях, определяется выражением

$$\Delta E_s^m = \lim_{E_0 \rightarrow \infty} \Delta E_s(E_0, z) = N \int_{10}^{100} dk \frac{k}{\mu} \frac{\partial \sigma}{\partial k}.$$

Отметим, что $\Delta E_s^m \sim 1/Z^3$, поэтому уровень насыщения выше у легкоатомных материалов. Существование предела главным образом определяется эффективным поглощением фотонов, которое выше у тяжелых веществ. Однако скорость стремления к предельной энергии определяется сечением генерации ТИ. Поскольку генерация ТИ электронами в Ta эффективнее, чем в Ti, но и поглощение сильнее, то существует такая начальная энергия E'_0 , при которой

$$\Delta E_s(E'_0, Z_{Ta}) = \Delta E_s(E'_0, Z_{Ti}).$$

Данный факт указывает на то обстоятельство, что нельзя дать общей рекомендации по выбору вещества мишени для всего спектра начальных энергий электрона. Здесь следует выделить три интервала энергий. При $E_0 \leq 1$ МэВ для генерации большей энергии в СЖР спектре необходимы тяжелые вещества, при $E_0 > 4-5$ МэВ — легкие, а в промежуточной области необходимо конкретно подбирать вещество в зависимости от значений электронов в ускорителе.

4. Спектры СЖР излучения

Полученные в разделе 1 выражения позволяют аналитически рассчитать спектры СЖР излучения. Результаты расчетов по формуле (3) приведены на рис. 3. Здесь же приведены для сравнения спектры ТИ, полученные методом Монте-Карло. Как видно из рисунков, предложенная для решения задачи по оптимизации выхода СЖР излучения из плоских конверторов модель хорошо описывает не только интегральные, но и дифференциальные характеристики.

Из анализа результатов следует, что при увеличении E_0 выход полной энергии СЖР излучения происходит за счет высокоэнергетических фотонов, в то время как низкоэнергетическая часть спектра остается неизменной. Начиная с некоторой начальной энергии электронов E_n стабилизируется и высокоэнергетическая часть СЖР спектра. Значение E_n совпадает со значением энергии, при которой наступает насыщение (для Та $E_n \approx 2$ МэВ, для Тi $E_n \approx 15$ МэВ) (рис. 2). Отметим, что спектр насыщения, устанавливающийся при $E_0 \geq E_n$, является универсальным и определяется лишь материалом конвертора.

5. Эффективность конверсии

Одним из важных параметров источников ТИ является коэффициент конверсии кинетической энергии электронов в излучение

$$\eta_\gamma = \frac{\Delta E_\gamma}{E_0}.$$

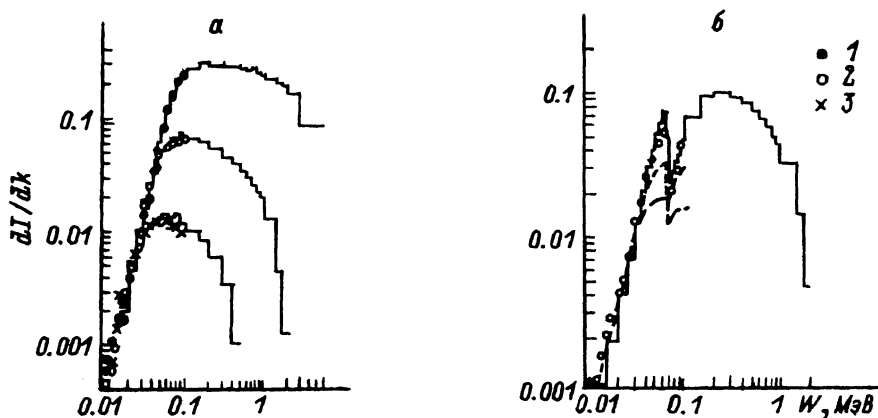


Рис. 3. Спектральное распределение энергии dE_j/dk за фольгами оптимальной толщины из Тi (а) и Та (б) для различных начальных энергий падающих на конвертор электронов.

Гистограмма — расчет методом Монте-Карло, точки — расчет по формуле (3): 1 — $E_0 = 10$, 2 — 2, 3 — 0.5 МэВ. Результаты расчетов нормированы на один упавший электрон.

Для генерации СЖР излучения коэффициент конверсии η_s определяется аналогично и для данной энергии имеет наибольшее значение при толщине конвертора, равной l_{opt} ,

$$\eta_s = \frac{\Delta E_s}{E_0}. \quad (7)$$

Поведение зависимости коэффициента конверсии в СЖР излучение η_s определяется зависимостью ΔE_s от начальной энергии электронов.

На рис. 4 показана зависимость η_s от E_0 для двух веществ Та и Тi. Сплошные линии обозначают значения, полученные из оценок, а точки — из расчета методом Монте-Карло. Из рисунка видно, что коэффициент конверсии увеличивается с ростом E_0 до значения $\eta_s^m(Z)$, а затем падает до 0. Причем максимальное значение η_s^m выше для Та и достигается при меньших энергиях.

Используя выражение (7), можно дать простую геометрическую интерпретацию для коэффициента конверсии, который является тангенсом угла наклона прямой, проходящей через начало системы координат и точку на кривой ($\Delta E_s^{opt}, E_0$). Из рис. 2 видно, что с ростом энергии от 0 возрастает и η_s^{opt} , причем поскольку ΔE_s^{opt} для Та растет быстрее, чем для Тi, то растет быстрее и коэффициент конверсии. Максимальное значение коэффициента конверсии равно тангенсу угла наклона прямой, являющейся касательной к графику ΔE_s^{opt} и проходящей через начало координат. С другой стороны, поскольку ΔE_s^{opt} при больших E_0 выходит на насыщение, то η_s^{opt} стремится к 0.

Отсюда следует, что, хотя большие предельные энергии в СЖР излучении достигаются на легкоатомных материалах, с точки зрения эффективности выгоднее использовать тяжелые элементы. При этом чем больше Z , тем выше максимальная эффективность генерации СЖР излучения η_s^m и тем меньше требуемая начальная энергия электронов.

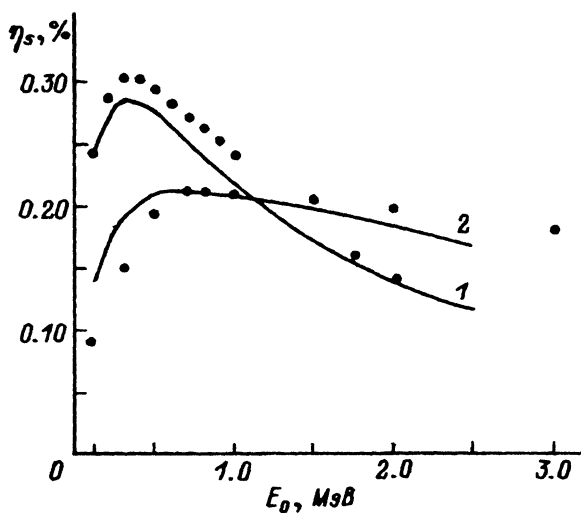


Рис. 4. Эффективность конверсии кинетической энергии электронов в энергию СЖР излучения для Та (1) и Тi (2).

В рамках одномерного приближения теории генерации СЖР излучения получены выражения, позволяющие рассчитывать основные характеристики излучения. Результаты расчетов оптимальных толщин конверторов хорошо согласуются с результатами, полученными путем численного моделирования переноса электронов и генерируемых ими квантов ТИ методом Монте-Карло. Данное приближение правильно описывает качественное поведение зависимости СЖР излучения от энергии для любых веществ и хорошо согласуется с точными расчетами.

Теоретический и численный анализ выявил ряд важных отличительных особенностей генерации СЖР излучения по сравнению с полным ТИ. Аналитически удалось показать, что энергия СЖР излучения, выходящего из конверторов оптимальных толщин ΔE_s , при увеличении начальной энергии электронов ограничена и сходится к предельному значению ΔE_s^m . При этом ΔE_s^m возрастает при уменьшении атомного номера так, что наибольший выход СЖР в расчете на один упавший электрон может быть достигнут при торможении высокоэнергетических электронов в веществах с малым Z . Отметим, что полный выход ТИ пропорционален Z . Кроме того, при достижении насыщения остается постоянным и сам спектр СЖР излучения, вид которого определяется только материалом конвертора. Следует заметить, что вывод о существовании предельного значения для полного выхода энергии ТИ в СЖР спектре верен относительно любого интервала спектра ТИ. Уровень предела будет зависеть от выбранного интервала, однако качественное поведение оптимальных толщин, энергий в излучении будет аналогично рассмотренному случаю.

Проведение исследования позволяют дать рекомендации по выбору материалов и толщины конверторов с точки зрения максимального выхода энергии СЖР излучения для ускорителей с энергией электронов E_0 . При $E_0 < 1$ МэВ необходимо в качестве мишеней использовать тяжелые элементы, для установок с $E_0 > 4-5$ МэВ эффективнее применять легкоатомные элементы, в промежуточной области $1 < E_0 < 4$ МэВ следует конкретно подбирать вещества, пользуясь полученными в работе формулами и результатами расчетов. Максимальная эффективность генерации СЖР излучения (0.3%) может быть достигнута на ускорителях электронов с начальной энергией 300-600 кэВ при использовании конверторов из тяжелых веществ.

Список литературы

- [1] Wu C. // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. P. 481-485.
- [2] Wyard S. // Nucleonics. 1955. Vol. 13. P. 44-46.
- [3] Koch H.M., Mots J.M. // Rev. Mod. Phys. 1959. Vol. 31. P. 920-955.
- [4] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 232 с.
- [5] Motz J., Miller W., Wjckoff H. // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 986-989.
- [6] Ferdinande H., Knuit G., Van de Vijer R., Jacobs R. // Nucl. Instr. and Meth. 1971. Vol. 91. P. 135-138.
- [7] Bethe H.A., Rose C., Schmidt H.W. // Proc. Amer. Philos. Soc. 1938. Vol. 78. P. 573-576.

- [8] *Сторм Э., Исраэль Х.* Сечение взаимодействия гамма-излучения. Справочник. М.: Атомиздат, 1973. 256 с.
- [9] *Рыжов В.В., Турчановский И.Ю.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 5. С. 991-992.
- [10] *Рыжов В.В., Сапожников А.А., Турчановский И.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 12. С. 17-21.

Институт сильноточной электроники
Томск

Поступило в Редакцию
19 сентября 1991 г.
В окончательной редакции
2 ноября 1993 г.
