

01; 02

© 1991

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ВЫХОДА СЖР ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВВ.В. Рыжов, А.А. Сапожников,
И.Ю. Турчановский

Для решения ряда технических задач необходимы интенсивные источники сверхжесткого рентгеновского излучения (СЖР). В качестве такого источника традиционно используется излучение, возникающее при торможении сильноточных 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 . Эмпирические выражения для полного выхода тормозного излучения (ТИ) мишени ΔE_T показывают, что ΔE_T изменяется пропорционально $Z \cdot E_0^2$ при $E_0 \leq 5$ МэВ, а для больших энергий неограниченно растет пропорционально E_0 . Однако в литературе отсутствуют выражения для оценки выхода энергии ТИ в СЖР спектре ΔE_S ($10 \leq h\nu \leq 100$ кэВ), что связано, по-видимому, с экспериментальными трудностями выделения спектральных компонент.

В данной работе теоретически показано, что выход СЖР в спектре ТИ из мишеней оптимальной толщины с увеличением энергии электронов E_0 стремится к предельному значению ΔE_S^m , характерному для каждого материала мишени. Причем ΔE_S^m из легких мишеней значительно выше, чем из традиционно используемых для получения СЖР конверторов из тяжелых веществ, но достигается для больших E_0 .

Генерация ТИ в мишенях является сложным процессом, на который оказывает влияние множество факторов: торможение и рассеяние электронов пучка, генерация и поглощение фотонов в мишени. Конкуренция между двумя последними факторами, генерацией и поглощением фотонов, главным образом и определяет оптимальную толщину мишени l_{opt} для получения максимальной энергии ΔE_S^{opt} за конвертором из выбранного вещества для заданной E_0 . Используя выражения для спектральной плотности ТИ за мишенью [1], записанные в приближении „прямо-вперед“ для генерации и переноса квантов, получим уравнение на l_{opt} :

$$\frac{\partial(\Delta E_S)}{\partial l} = N \int_{10}^{100} dk \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial b}{\partial k} \cdot \left\{ \left(\mu' + \frac{2c}{\mu'} - b \right) \cdot e^{-\mu' l'} + \left(b - \frac{2c}{\mu'} \right) + 2cl' \right\} = 0, \quad (1)$$

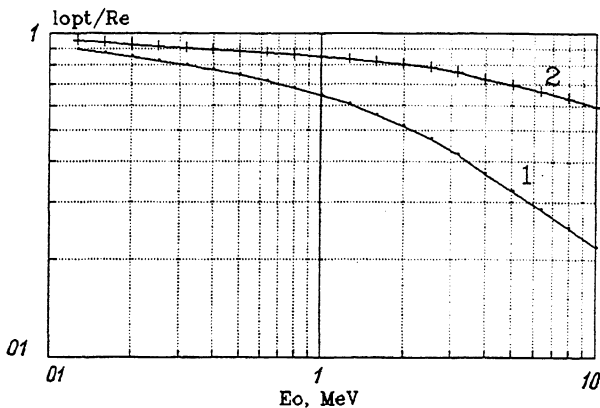


Рис. 1. Зависимость оптимальной толщины конверторов из Та (1) и Тi (2) от начальной энергии электрона (расчет по формуле (1)). Значение толщины дано в долях экстраполированного пробега R_e .

где N – концентрация атомов, $\partial G(E_0, Z, k) / \partial k$ – дифференциальное по энергии фотона k сечение генерации ТИ электрона. В данном уравнении поглощение и рассеяние электронов учтено через коэффициент прохождения [2], а поглощение фотонов учитывается полным коэффициентом ослабления энергии ТИ $\mu(k)$. Здесь введены безразмерные величины:

$$\mu' = \mu \cdot R_e, \quad l' = l_{opt} / R_e,$$

где R_e – экстраполированный пробег. Выражения для R_e и значения безразмерных констант b и c , входящих в выражение для коэффициента прохождения электронов, приведены в работах [2, 3].

Тогда выражение для энергии ТИ, выходящего за мишенью l_{opt} в СЖР спектре, имеет следующий вид:

$$\Delta E_s^{opt} = N \int_{10}^{100} dk \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial G}{\partial k} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{b}{\mu'} + \frac{2c}{(\mu')^2} \right) \left(1 - e^{-\mu' l'} \right) + l' \left(b - \frac{2c}{\mu'} \right) + c l'^2 \right\}. \quad (2)$$

На рис. 1 приведены значения l' для Тi и Та в зависимости от E_0 , найденных из численного решения уравнения (1). Из рисунка видно, что при увеличении E_0 значение l' уменьшается с 1 до 0, причем скорость уменьшения l' зависит от типа вещества.

Используя указанный факт и учитывая что при $E_0 \rightarrow \infty R_e \rightarrow \infty$ можно получить предельные значения для ΔE_S^{opt} :

$$\Delta E_S^m = \lim_{E_0 \rightarrow \infty} \Delta E_S^{opt}(E_0, Z) = N \int_{10}^{100} dk \frac{k}{\mu} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial k} \cdot \quad (3)$$

По формуле (3) нами были проведены расчеты ΔE_S^m для различных веществ. Значения μ брались из таблиц [4], а значения дифференциального сечения $\partial \sigma / \partial k (E_0, Z, k)$ рассчитывались в соответствии с обзором [5]. Результаты расчетов представлены в таблице, из которой видно, что ΔE_S^m зависит от атомного номера и возрастает при уменьшении Z .

	C	Al	Ti	Fe	Cu	Ta	W	Pb
ΔE_S^m , кэВ	101	49	16.5	11	8.7	3.96	4	4.58

Данный факт объясняется тем, что сечение генерации фотонов $\partial \sigma / \partial k$ пропорционально Z^2 , а коэффициент фотопоглощения μ пропорционален Z^5 , поэтому $\Delta E_S^m \sim I / Z^3$. Существование же самого ΔE_S^m определяется тем, что, во-первых, происходит интенсивное поглощение фотонов низких энергий, а во-вторых, дифференциальное сечение $\partial \sigma / \partial k$ при больших энергиях не зависит от начальной энергии электронов.

Практический интерес представляет ответ на вопрос, при каких энергиях электронов достигаются предельные значения ΔE_S^m . Для того, чтобы оценить, как быстро ΔE_S^{opt} сходится к предельному значению ΔE_S^m , нами были проведены расчеты для оптимальных энергий в СЖР излучения выходящего из Ti и Ta фольг для начальных энергий электронов 0.1–10 МэВ. Расчеты проводились по программе [6], в которой методом Монте-Карло моделируется электронно-фотонный каскад, развивающийся при взаимодействии релятивистских электронов с веществом. Данная программа основана на модели группировки малых передач энергии и позволяет корректно учитывать как упругие и неупругие (ионизационные и радиационные) столкновения электронов, так и возможные типы взаимодействия фотонов (эффекты Комптона и образования электронно-позитронной пары, фотоэффект). Результаты расчетов представлены на рис. 2. Сплошные кривые показывают зависимость ΔE_S^{opt} от начальной энергии E_0 для Ti и Ta. Справа стрелками показаны значения ΔE_S^m , вычисленные по формуле (3). Из рисунка видно, что для тяжелых элементов ΔE_S^m достигается уже при $E_0 \approx 3$ МэВ, а для легких элементов при $E_0 \gg 10$ МэВ.

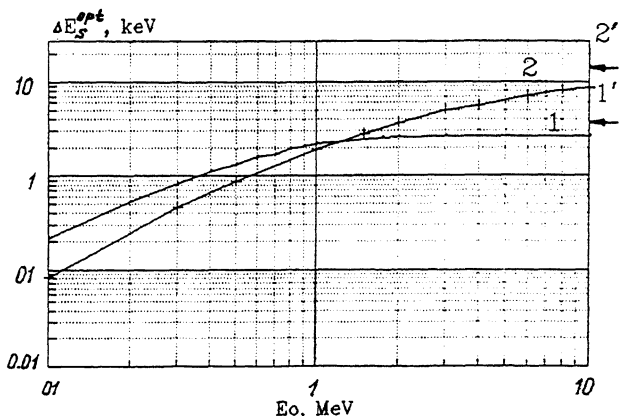


Рис. 2. Зависимость энергии ΔE_s^{opt} в СЖР спектре, выходящей в направлении вперед, за фольгами оптимальной толщины из Та (1) и Ti (2) от начальной энергии электрона (расчет методом Монте-Карло [6]). Стрелками показаны предельные значения ΔE_s^m для Та (1') и Ti (2'), определяемые выражением (3).

Проведенные исследования показывают, что в отличие от полной энергии тормозного излучения, непрерывно возрастающей при увеличении E_0 , энергия в СЖР спектре ΔE_s^{opt} ограничена и сходится к предельному значению ΔE_s^m , определяемому выражением (3). При этом ΔE_s^m возрастает при уменьшении атомного номера, так что наибольший выход СЖР может быть получен при торможении высокоэнергетических ($E_0 > 10$ МэВ) электронов в веществах с малым Z .

Следует отметить, что скорость достижения предельного выхода СЖР ΔE_s^m различна и больше для веществ с большим Z . Поэтому для получения наибольшего выхода энергии ТИ в этом спектре можно выделить три участка энергии для различных источников СЭП. Для ускорителей с начальной энергией электронов, меньших 1 МэВ, необходимо в качестве мишеней использовать тяжелые элементы, для установок с $E_0 > 10$ МэВ эффективные применяют легкоатомные элементы, в промежуточной области $1 < E_0 < 10$ МэВ следует конкретно подбирать вещества, сравнивая ΔE_s^{opt} (E_0, Z) для различных Z .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M o t z J., M i l l e r W., W i c k o f f H. // Phys. Rev. 1953, V. 89. P. 968.

- [2] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 232 с.
- [3] Защита от ионизирующих излучений. т. 1/ Под ред. Н.Г. Гусева. М.: Энергоатомиздат, 1989. 512 с.
- [4] Сторм Э., Израэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Справочник. М.: Атомиздат, 1973. 256 с.
- [5] K o s h H.M. and M o t s J.M. // Rev. Mod. Phys. 1959. V. 31. P. 920-955.
- [6] Рыжов В.В., Турчановский И.Ю. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 5. С. 991-992.

Институт
сильноточной
электроники
СО АН СССР,
Томск

Поступило в Редакцию
12 апреля 1991 г.