

07

©1992

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГАММА-ВОЛНОВОДАХ

Ю.И. Дудчик, Ф.Ф. Комаров, Я.А. Константинов

Рассмотрены особенности распространения рентгеновского излучения в изогнутых тонкопленочных структурах, поддерживающих ограниченное число волноводных мод. Получено выражение для показателя ослабления потока фотонов в изогнутом канале за счет излучения в окружающую среду.

Для решения ряда прикладных задач микроэлектроники, радиационной медицины, ядерной физики необходимы мощные источники направленного рентгеновского излучения. Такие источники обычно содержат так называемые концентраторы рентгеновского излучения [1], роль которых традиционно играют многослойные зеркала, зонные пластинки, изогнутые кристаллы. Альтернативные концентраторы могут быть построены на основе рентгеноводов, изготовленных из стеклянных капилляров [2]. Как показано в [3], "рентгеновская линза", собранная из таких капилляров, обеспечивает эффективную фокусировку рентгеновских квантов с энергией 1–10 кэВ.

Основным элементом такой "линзы" является изогнутый стеклянный капилляр, который позволяет повернуть пучок рентгеновского излучения на угол  $\theta \sim lR^{-1}$ , где  $l$  — длина пробега фотонов в канале капилляра,  $R$  — радиус кривизны. Радиус изгиба капилляра должен превышать некоторую критическую величину  $R_c$  [4], определенную соотношением (1)

$$R_c = \frac{2t}{\theta_c^2}, \quad (1)$$

где  $t$  — внутренний диаметр капилляра,  $\theta_c$  — критический угол полного внешнего отражения.

С увеличением энергии фотонов  $h\omega$  значение  $\theta_c$  уменьшается как  $(h\omega)^{-1}$ . Поскольку диаметр известных на сегодня капилляров ограничен величиной 10–100 мкм, очевидно, что системы фокусировки гамма-излучения на основе капилляров неэффективны из-за их больших размеров.

В [5] предложены гамма-волноводы, состоящие из чередующихся слоев "тяжелого" и "легкого" материалов, нанесенных на гладкую подложку. Предполагается, что излучение будет распространяться в слое "лег-

кого" материала, последовательно отражаясь от соседних слоев "тяжелого" материала. Первые экспериментальные исследования пропускания таких структур, состоящих из чередующихся слоев тантала и алюминия, описаны в [6]. Основное преимущество тонкопленочных гамма-волноводов перед капиллярами заключается в возможности формирования слоев структуры толщиной 100–1000 Å. Теоретически такие структуры могут обеспечить поворот пучка гамма-квантов на угол, значительно превышающий критический, что дает основание надеяться на возможность создания гамма-линз на их основе.

Если толщина волноводного слоя тонкопленочной стурктуры составляет величину 100–300 Å, то распространение рентгеновского и гамма-излучения в таких структурах, как показано в [7], имеет свои особенности по сравнению со случаем распространения излучения в капилляре. Это проявляется в том, что распределение поперечного поля фотонов в канале стурктуры носит ярко выраженный модовый характер, и связано с тем, что при полном внешнем отражении от границы раздела слоев фотоны проникают в слой "тяжелого" материала на глубину 50–100 Å, т.е. на расстояние, сравнимое с толщиной волноводного слоя. Поэтому "сшив-ка" решения для поля в канале с решением в слое отражателя возможна только при некоторых значениях постоянной распространения излучателя  $\beta$ .

В данной работе рассмотрены особенности распространения рентгеновского излучения в изогнутых тонкопленочных структурах, поддерживающих ограниченное число волноводных мод.

Рассмотрим тонкопленочный волновод, состоящий, например, из трех слоев: слоя из "тяжелого" материала (1), "легкого" (2), "тяжелого" (1). Показатель преломления  $n_l$   $l$ -го слоя в рентгеновском диапазоне волн равен

$$n_l = 1 - \delta_l - i\gamma_l, \quad \text{где} \quad \delta_l = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{pl}}{\omega} \right)^2,$$

$\omega_{pl}$  — плазменная частота электронов в материале  $l$ -го слоя,  $\omega$  — частота излучения.

Будем считать, что  $\delta_l \gg \gamma_l$ . Решение уравнений Максвелла для поля  $TE$ -волны, распространяющейся в направлении оси  $z$ , параллельной границе раздела слоев, имеет следующий вид:

$$E_y(x, z, t) = \varepsilon_y(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (2)$$

где  $x$  — направление, перпендикулярное плоскости раздела слоев;  $\beta$  — постоянная распространения.

Вид функции  $\varepsilon_y(x)$  определяется из решения волнового уравнения (3) с нулевыми граничными условиями на бесконечности

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + [k^2 n_l^2(x) - \beta^2] \right\} \varepsilon_y(x) = 0, \quad (3)$$

$$n_l(x) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{p1}}{\omega} \right)^2, & x < -\frac{t}{2}, \quad x > \frac{t}{2}, \\ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{p2}}{\omega} \right)^2, & -\frac{t}{2} < x < \frac{t}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

где  $k = \omega/c$ ,  $t$  — толщина волноводного слоя.

Для прямого гамма-волновода со ступенчатым профилем показателя преломления решения уравнения (3) исследованы в [7]. Чтобы определить вид поля в изогнутом планарном волноводе, в общем случае необходимо решить двумерные уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями, что является достаточно сложной проблемой. Однако, как показано в [8], решение этого уравнения можно получить в виде (2) с амплитудой  $\varepsilon_y(x)$ , удовлетворяющей уравнению (3), с профилем показателя преломления вида:

$$n^2(x) = n_1^2(x) \left( 1 - \frac{2x}{R} \right), \quad (5)$$

где  $R$  — радиус кривизны структуры, а функция  $n_1(x)$  определена в (4).

С учетом этого уравнение (3) можно записать в следующем виде:

$$-\frac{1}{2k^2} \frac{d^2 \varepsilon_m(x)}{dx^2} + \left( \delta_1 - \frac{x}{R} \right) \varepsilon_m(x) = \alpha_m \varepsilon_m(x), \quad (6)$$

где  $\alpha_m$  связана с постоянной распространения  $\beta_m$  как  $\alpha_m = 1 - \beta_m k^{-1}$ , а  $m$  — порядок моды.

Уравнение (6) решалось методом ВКБ. При этом общий вид решения для функции  $\varepsilon_m(x)$  можно представить следующим образом [9]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_m(x) &= \varepsilon_0 Q^{-1/2} \exp \left( \pm i \int Q dx \right), & k^2 n^2(x) > \beta_m^2, \\ \varepsilon_m(x) &= \varepsilon_0 P^{-1/2} \exp \left( \pm \int P dx \right), & k^2 n^2(x) < \beta_m^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $Q^2 = -P^2 = k^2 n^2(x) - \beta^2$ .

На рис. 1 приведено полученное распределение поперечного электрического поля  $\varepsilon_m(x)$  фотонов, распространяющихся в изогнутом тонкопленочном рентгеноводе, состоящем из слоев тантала и алюминия. Толщина слоя алюминия равна 300 Å, толщина слоя тантала — 300 Å, а энергия фотонов 100 кэВ, радиус кривизны — 40 см. По сравнению с решением для  $\varepsilon_m(x)$  в прямом волноводе, приведенном в [7], в данном случае наблюдается сдвиг поля в направлении оси  $x$  от центра кривизны и картина поля оказывается асимметричной относительно центра волноводного канала.

Зная поле  $\varepsilon_m(x)$ , можно определить коэффициент ослабления излучения за счет поглощения в слоях из “легкого” и “тяжелого” материалов. При этом в случае изогнутого волновода происходит некоторое увеличение коэффициента ослабления по сравнению со случаем прямого волновода за счет указанного асимметричного распределения поля  $\varepsilon_m(x)$ . Учитывая сложный вид поля в изогнутом волноводе, ослабление излучения за счет поглощения в данном случае проще оценить в рамках лучевого приближения, как это сделано в [4]. При этом каждой моде необходимо поставить в соответствие определенный угол скольжения  $Q_m$ , определяемый следующим соотношением:

$$Q_m = \sqrt{2(\alpha_m - \delta_2)}. \quad (8)$$

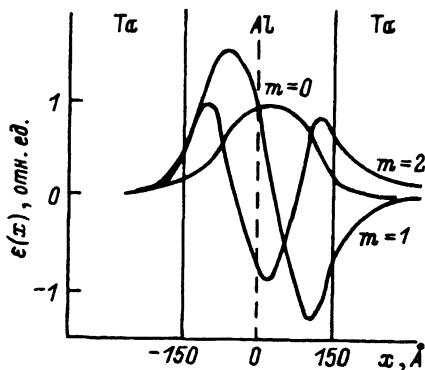


Рис. 1. Распределение поля  $\epsilon_m(x)$  в первых трех модах для фотонов с энергией 100 кэВ, распространяющихся в изогнутом тонкопленочном рентгеноводе, состоящем из слоев тантала и алюминия ( $m$  — порядок моды).

Ослабление потока фотонов в изогнутом гамма-волноводе может происходить не только за счет поглощения материалом структуры, но и за счет появления так называемых радиационных мод. Это объясняется тем, что при изгибе волновода волны, распространяющиеся в слоях “тяжелого” и “легкого” материалов, проходят различные оптические пути, что и приводит к выходу излучения из канала.

Рассмотрение излучательных потерь удобно провести, используя аналогию между квантовой механикой и волновой оптикой. Уравнение (6) по форме совпадает с уравнением Шредингера, описывающим движение частицы в потенциальной яме. При этом потенциалу в квантовой механике соответствует нормированный профиль показателя преломления в волновой оптике (в данном случае величина  $\delta_l - (x/R)$ ), а собственным значением энергии — квадрат нормированной постоянной распространения (значение величины  $\alpha_m$  в данном случае).

На рис. 2 показан профиль величины  $\delta_l - (x/R)$  в прямом и изогнутом с радиусом кривизны  $R = 40$  см волноводах, состоящих из слоев тантала и алюминия. Толщина слоя алюминия выбрана равной  $300 \text{ \AA}$ . На рисунке также приведены рассчитанные значения величины  $\alpha_m$  для фотонов с энергией 100 кэВ. Видно, что изгиб канала приводит к возникновению барьера, аналогичного потенциальному барьеру в квантовой механике, через который фотоны могут туннелировать и уходить в область, расположенную за слоем “тяжелого” материала. Коэффициент прохождения через такой барьер в квантовой механике записывается в следующем виде:

$$D = \exp \left[ -2 \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x) - E} dx \right], \quad (9)$$

где  $U(x)$  — потенциал;  $x_1, x_2$  — точки поворота,  $m$  — масса частицы.

Учитывая отмеченную выше аналогию между квантовой механикой и волновой оптикой, выражение для коэффициента туннелирования фото-

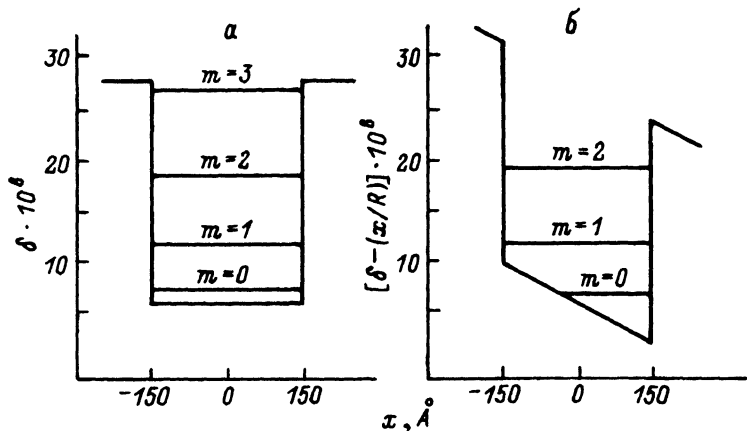


Рис. 2. Вид функции  $\delta_1 - (x/R)$  в прямом (а) и изогнутом (б) волноводах.

нов записывается следующим образом:

$$D = \exp \left[ -2\sqrt{2k^2} \int_{t/2}^{R(\delta_1 - \alpha_m)} \sqrt{\delta_1 - \frac{x}{R} - \alpha_m} dx \right], \quad (10)$$

где величина  $\delta_1$  рассчитывается для “тяжелого” материала.

Зная величину  $D$ , можно определить показатель ослабления  $\eta_m$  потока фотонов в изогнутом канале за счет излучения в окружающую волновод среду

$$\eta_m = \frac{DN}{2},$$

$$N = \frac{1}{R} \left[ \left( \theta_m^2 + \frac{2t}{R} \right)^{1/2} - \theta_m \right]^{-1}, \quad (11)$$

$N$  — число отражений на единицу длины от стенок изогнутого волновода, а  $\theta_m$  определено в (8).

На рис. 3 представлена зависимость показателя ослабления потока рентгеновских фотонов с энергией 100 кэВ за счет излучения в изогнутом волноводе от радиуса кривизны канала. Волновод образован слоями тантала и алюминия. Толщина слоя алюминия выбрана равной 300 Å. Прямой волновод, как видно из рис. 2, поддерживает четыре моды. Горизонтальной линией показаны значения показателя ослабления излучения в прямом волноводе за счет поглощения для каждой из возможных мод. В этом случае, если волновод поддерживает ограниченное число мод, для каждой моды можно ввести свой критический радиус изгиба  $R_m$ , определенным соотношением

$$R_m = \frac{t}{2(\delta_1 - \alpha_m)}, \quad (12)$$

выход за пределы которого приводит к тому, что данная мода становится чисто излучательной (или надбарьерной). При данном значении радиуса изгиба  $R_m$  функция  $f(x) = \delta_1 - (x/R)$  (рис. 2б) достигает величины  $\alpha_m$

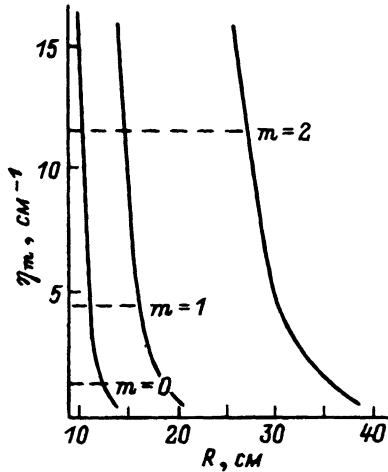


Рис. 3. Зависимость показателя ослабления  $\eta_m$  потока рентгеновских фотонов с энергией 100 кэВ за счет излучения в изогнутом волноводе от радиуса кривизны канала. Штриховая линия — значения показателя ослабления в прямом волноводе,  $m$  — порядок моды.

в точке  $x = t/2$ . Рассчитанные значения критических радиусов изгиба для нулевой, первой и второй мод равны 7.1, 9.1, 15.9 см соответственно. Критический радиус, определенный в рамках лучевого приближения по формуле (1), равен 13.39 см. Однако, как видно из рис. 3, при уменьшении радиуса кривизны  $R$  до величины  $R_m$  происходит существенное возрастание коэффициента радиационных потерь. Поэтому на практике радиус кривизны волновода следует выбирать не меньшим, например, величины, при которой показатель радиационных потерь равен показателю потерь в прямом волноводе за счет поглощения.

Из приведенных результатов можно сделать вывод о том, что в изогнутых тонкопленочных рентгеноводах, поддерживающих ограниченное число волновых мод, существенное ослабление потока излучения может происходить за счет процессов излучения фотонов в окружающую волновод среду. При этом показатель ослабления излучения возрастает для мод более высокого порядка. Следовательно, излучательные потери необходимо учитывать при разработке рентгенооптических систем, содержащих изогнутые тонкопленочные рентгеноводы.

#### Список литературы

- [1] Зеркальная рентгеновская оптика /Под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989. 462 с.
- [2] Кумахов М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [3] Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А. и др. // УФН. 1989. Т. 157, № 3. С. 529–537.
- [4] Pantell R.H., Chung P.S. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. Vol. /QE-14. N 9. P. 629–697.
- [5] Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А. // Поверхность. 1986. № 3. С. 5–12.
- [6] Дудчик Ю.И., Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 5. С. 43–47.

- [7] *Лудчик Ю.И., Комаров Ф.Ф., Константинов Я.А.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 6. С. 43–47.
- [8] *Унгер Х.-Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 655 с.
- [9] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.

Белорусский университет  
Научно-исследовательский  
институт  
прикладных физических  
проблем  
им. А. Н. Севченко  
Минск

Поступило в Редакцию  
1 августа 1991 г.  
В окончательной редакции  
22 января 1992 г.