

та стирается и наблюдается  
вторичных решеток опреде-

временная зависимость фа-  
зности света в волноводе,  
х по абсолютному значению  
ную интенсивность, кроме  
я исходных. В связи с этим  
к со вторичными возможно  
ая решетка рассогласована  
угол, близкий к  $\Delta_0$ , кото-  
е для исходных, так и для  
считывании, как видно из  
с. В этом случае дифрак-  
аммы, формирующего вза-  
ательно, соотношение ин-  
ограмму, достаточно ве-  
енных зависимостей  $\eta(t)$   
чками с большим по абсо-  
сходной решетки пучками  
) выключение сигнального  
интенсивности, ни на  $m$ .  
исп может осуществляться

писью в трехмерных средах. —

М. С. Динамическая самоди-  
т. 129, в. 1, с. 111—137.  
ограмм в планарных светово-  
13, с. 777—781.

ЖЭ, 1949, в. 37, р. 1378—1395.  
в электрооптических кристал-  
Э.

а динамической самодифрак-  
отклином. — Квант. электр.,

Photographic grating formation  
opt. length. — J. Appl. Phys.

Photovoltaic effect and the  
374, v. 25, № 4, p. 233—235.  
Преобразование фаз и интен-  
их решеток в кристаллах  
6.

Иурман Б. И. Исследование  
а лития. — Изв. АН СССР.

при считывании объемных  
1947—1953.

Поступило в Редакцию  
22 марта 1984 г.

УДК 538.566.5

## О СВОЙСТВАХ ВОЛНОВОДОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

А. [В. [Виноградов, [И. [В. Кожевников

Определены условия целесообразности применения полых цилиндрических волноводов для коллимирования мягкого рентгеновского и ВУФ излучения. Исследована зависимость мощности излучения на выходе волновода от его геометрических параметров. Указаны материалы с наиболее подходящими оптическими свойствами для изготовления стенок волновода. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Оптические свойства вещества при переходе из видимого в ультрафиолетовый и далее вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) и мягкий рентгеновский диапазоны существенно изменяются. Например, в области длин волн  $\lambda \sim 300 \text{ \AA}$  коэффициент отражения при нормальном падении излучения на любое вещество не превышает 1% и быстро уменьшается при уменьшении длины волны. Кроме того, в области  $\lambda < 300 \text{ \AA}$  нет прозрачных материалов и веществ с существенно различающимися показателями преломления. Указанные обстоятельства сильно затрудняют создание эффективных оптических элементов и ограничивают возможности научных и практических применений излучения рассматриваемого диапазона. Существенный прогресс в этой области был достигнут за последние годы благодаря развитию технологии многослойных периодических структур [1-4].

Особенностью рентгеновского и ВУФ диапазонов является то, что показатель преломления здесь, как правило, немного меньше единицы, что позволяет представить диэлектрическую проницаемость любого вещества в виде

$$\epsilon = 1 - \alpha + i\beta,$$

где  $0 < |\alpha|, \beta \ll 1$ .

Это обстоятельство указывает на явление полного внешнего отражения при падении излучения на поверхность вещества под углами скольжения  $\theta$  меньше френелевского угла полного отражения

$$\theta < \theta_{\Phi} = \sqrt{\alpha}.$$

В настоящее время явление полного внешнего отражения подробно исследовано [5-9] и широко применяется при создании различных устройств рентгеновской оптики, таких как рентгеновские телескопы [10] и рентгеновские микроскопы [11].

В [12], по-видимому, впервые было предложено использовать явление полного внешнего отражения для создания рентгеновского волновода. В последнее время распространение рентгеновского и ВУФ излучения вдоль таких волноводов (полых стеклянных и металлических труб диаметром около 1 см и длиной до нескольких метров) исследовалось в ряде работ [13-15]. Были проведены эксперименты по транспортировке рентгеновского и ВУФ излучения, исследовалась зависимость выходной мощности от длины волновода и положения источника.

Рассмотрим более подробно свойства полого цилиндрического волновода длины  $L$  и внутреннего радиуса  $r_0$ , вблизи одного из торцов которого, на его оси, расположен точечный источник излучения мощности  $W_0$ , и найдем условия,

при которых применение такого волновода целесообразно, а также определим оптимальный материал для стенок волновода.

В приближении геометрической оптики мощность излучения на выходе волновода можно представить в виде суммы двух слагаемых

$$W = W_{п.п} + W_{\Phi},$$

где  $W_{п.п}$  — мощность излучения прямого подсвета, проходящего «насквозь», без отражения от стенок

$$W_{п.п} = W_0 (r_0/L)^2/4, \quad (1)$$

а  $W_{\Phi}$  — мощность излучения, направляемого волноводом за счет ряда последовательных отражений от его стенок, которая в приближении геометрической оптики равна

$$W_{\Phi} = \frac{W_0}{2} \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} [R(\theta)]^{N(\theta)} \sin \theta d\theta \approx \frac{W_0}{2} \int_{r_0/L}^{\theta_{\max}} e^{\frac{L\theta}{2r_0} \ln R(\theta)} \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

$R(\theta)$  — коэффициент единичного отражения луча от стенки волновода, распространяющегося под углом  $\theta$  к его оси;  $N(\theta) = \text{ent}(L\theta/2r_0) + 1 \approx L\theta/2r_0$  — число отражений, испытываемых таким лучом, где  $\text{ent}(x)$  означает целую часть  $x$ ;  $\theta_{\max} \sim \pi/2$  — линейный угол, под которым виден из источника ближайший торец волновода.

В дальнейшем будем предполагать, что внутренняя поверхность волновода представляет собой поверхность идеального прямого цилиндра, т. е. будем пренебрегать, во-первых, имеющимися в действительности искривлениями волновода вдоль его оси, а также отклонениями поперечного сечения волновода от идеальной круглой формы и, во-вторых, будем считать, что внутренняя поверхность идеально гладкая и не имеет шероховатостей. Ясно, что по сравнению с длиной волны рентгеновского излучения никакую реальную поверхность нельзя считать идеально гладкой, однако, как это отмечалось в [15], для ВУФ и рентгеновского излучения влияние шероховатостей не должно сильно сказываться на распространении излучения в силу следующих причин.

1) Излучение распространяется в волноводе под малыми скользящими углами к его стенкам  $\theta < \theta_{\Phi} \ll 1$ , поэтому влияние шероховатостей на фазу отраженной волны также очень мало.

2) Рентгеновское излучение может проходить через шероховатости с резкими краями, совсем от них не отражаясь.

3) За исключением лучей, распространяющихся под углами вблизи  $\theta_{\Phi}$ , плавные неровности будут только слегка изменять угол распространения луча, оставляя его в области полного отражения.

4) Средняя величина шероховатости поверхности может быть сделана порядка всего лишь  $2-3 \text{ \AA}$  [2].

На основании отмеченных обстоятельств можно надеяться, что для наших целей влиянием шероховатостей в первом приближении можно пренебречь и  $R(\theta)$  в (2) считать френелевским коэффициентом отражения от плоской границы раздела двух сред. Так как  $R(\theta)$  резко падает до малой величины при  $\theta > \theta_{\Phi}$ , то в (2)  $\theta_{\max}$  достаточно взять равным нескольким  $\theta_{\Phi}$ , а в силу малости углов  $\theta$  коэффициент френелевского отражения можно представить в виде [16]

$$R(\theta) = \frac{(\theta - \theta_1)^2 + \theta_2^2}{(\theta + \theta_1)^2 + \theta_2^2} \quad \text{при } \theta \ll 1, \quad (3)$$

где

$$\theta_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sqrt{(\theta^2 - \alpha)^2 + \beta^2} + \theta^2 - \alpha]^{1/2}, \quad \theta_2 = [\sqrt{(\theta^2 - \alpha)^2 + \beta^2} - \theta^2 + \alpha]^{1/2}.$$

Интеграл (2) аналитически вычислить не удастся. Однако легко определить асимптотическое поведение мощности излучения на выходе волновода, считая  $L/r_0$

большим параметром. Для хода волновода в следующую

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_{\max}}$$

Можно показать, что мощность излучения на выходе в (4) и может быть

где параметры  $\xi(\alpha, \beta)$  и  $\eta(\alpha, \beta)$  — функции от параметров стенок волновода

$$\xi(\alpha, \beta) = \left[ \frac{\alpha}{2} \right]$$

Из выражений (5) — (6)

мощность излучения на выходе

В практически интересующей нас области мощности излучения

при условии

Нужно отметить, что мощность излучения в первом приближении на основании геометрической оптики справедливо можно считать равной сумме мощностей отдельных мод настолько велика, насколько велика мощность интегрирования по степеням экспоненты

$$\exp\left(\frac{L}{r_0}\right)$$

следовательно, в интеграле (2) для того чтобы можно было применить геометрическую оптику, в интервале интегрирования должно быть большое число волноводных мод, т. е. величина порядка  $L/r_0$  накладывает ограничение

а для того чтобы (10) выполнялось, необходимо

разно, а также определим  
 ьтзлучения на выходе  
 емых

проходящего [волновод  
 (1)

водом за счет ряда после-  
 ближении геометрической

$$\frac{L\theta}{2r_0} \ln R(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

стенки волновода, распро-  
 ent  $(L\theta/2r_0) + 1 \approx L\theta/2r_0 -$   
 it  $(x)$  означает целую часть  
 из источника ближайший

яя поверхность волновода  
 го цилиндра, т. е. будем  
 гельности искривлениями  
 речного сечения волновода  
 итать, что внутренняя по-  
 тей. Ясно, что по сравне-  
 сую реальную поверхность  
 мечалось в [15], для ВУФ  
 не должно сильно сказыва-  
 ющих причин.  
 гальми скользящими уг-  
 шероховатостей на фазу  
 шероховатости с резкими

под углами вблизи  $\theta_\Phi$ ,  
 л распространения луча,

может быть сделана по-

адеяться, что для наших  
 ении можно пренебречь  
 ражения от плоской гра-  
 до малой величины при  
 ким  $\theta_\Phi$ , а в силу малости  
 о представить в виде [16]

$$1, \quad (3)$$

$$[\alpha^2 + \beta^2 - \theta^2 + \alpha]^{1/2}.$$

Однако легко определить  
 де волновода, считая  $L/r_0$

большим параметром. Для этого представим полную мощность излучения на вы-  
 ходе волновода в следующем виде:

$$\frac{W}{W_0} = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_{\max}} e^{\frac{L\theta}{2r_0} \ln R(\theta)} \theta d\theta + \left[ \frac{r_0^2}{4L^2} - \frac{1}{2} \int_0^{r_0/L} e^{\frac{L\theta}{2r_0} \ln R(\theta)} \theta d\theta \right]. \quad (4)$$

Можно показать, что при больших значениях отношения  $L/r_0$  полная мощ-  
 ность излучения на выходе волновода определяется только первым интеграл-  
 ом в (4) и может быть представлена в виде

$$\frac{W}{W_0} \approx \frac{r_0}{4L} \xi(\alpha, \beta) - \frac{r_0^2}{2AL^2} \chi(\alpha, \beta), \quad (5)$$

где параметры  $\xi(\alpha, \beta)$  и  $\chi(\alpha, \beta)$  определяются оптическими свойствами мате-  
 риала стенок волновода

$$\xi(\alpha, \beta) = \left[ \frac{\alpha}{2} \frac{1 + \beta^2/\alpha^2}{\sqrt{1 + \beta^2/\alpha^2} - 1} \right]^{1/2}, \quad \chi(\alpha, \beta) = \frac{\sqrt{1 + \beta^2/\alpha^2} + 2}{\sqrt{1 + \beta^2/\alpha^2} - 1}. \quad (6)$$

Из выражений (5)–(6) получаем, что при условии

$$\frac{L}{r_0} \gg \frac{1}{6} \frac{\chi(\alpha, \beta)}{\xi(\alpha, \beta)} \quad (7)$$

мощность излучения на выходе волновода обратно пропорциональна его длине

$$W \approx W_0 \frac{r_0}{4L} \xi(\alpha, \beta). \quad (8)$$

В практически интересном случае  $\beta^2/\alpha^2 \ll 1$  выражение для  $\xi(\alpha, \beta)$  упро-  
 щается и мощность излучения на выходе волновода становится равной

$$W \approx W_0 \frac{r_0}{L} \frac{\alpha^{3/2}}{\beta} \quad (9)$$

при условии

$$\frac{L}{r_0} \gg \frac{\sqrt{\alpha}}{\beta} \quad \text{и} \quad \frac{L\theta_\Phi}{r_0} \gg \frac{\alpha}{\beta}. \quad (10)$$

Нужно отметить, что более строго задачу о распространении электромаг-  
 нитного излучения в цилиндрическом волноводе следует рассматривать в вол-  
 новом приближении на языке волноводных мод. Приближение геометрической  
 оптики справедливо лишь в том случае, когда число возбуждаемых волновод-  
 ных мод настолько велико, что суммирование по отдельным модам можно за-  
 менить интегрированием по углу  $\theta$ . В случае выполнения условия (10) подын-  
 тегральную экспоненту в (2) можно аппроксимировать следующим образом:

$$\exp\left(\frac{L\theta}{2r_0} \ln R(\theta)\right) \approx \exp\left(-\frac{L\theta^2}{r_0\beta}\right) \quad \text{при} \quad \frac{L\theta_\Phi}{r_0} \gg \frac{\alpha}{\beta},$$

следовательно, в интеграл (2) заметный вклад внесут лишь углы  $\theta < (r_0\beta/L)^{1/2}$ .  
 Для того чтобы можно было воспользоваться приближением геометрической  
 оптики, в интервале углов  $\Delta\theta \sim (r_0\beta/L)^{1/2}$  должно укладываться достаточно  
 большое число волноводных мод, угловое расстояние между которыми состав-  
 ляет величину порядка  $\lambda/r_0$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения источника. Это  
 накладывает ограничения на геометрические параметры волновода

$$L \ll r_0(r_0/\lambda)^2 \xi(\alpha, \beta), \quad (11)$$

а для того чтобы (10) и (11) не противоречили друг другу, необходимо также  
 выполнение следующего условия на радиус волновода:

$$r_0 \gg \lambda/\theta_\Phi. \quad (12)$$

В случае, если (11) перестает выполняться, распространение излучения в волноводе начинает носить выраженный модовый характер, а мощность излучения на выходе волновода экспоненциально убывает при увеличении его длины  $L$ .

Отметим, что для практически реализуемых размеров волновода и рассматриваемого диапазона длин волн неравенства (11), (12) всегда выполняются, и, следовательно, использование приближения геометрической оптики оправдано.

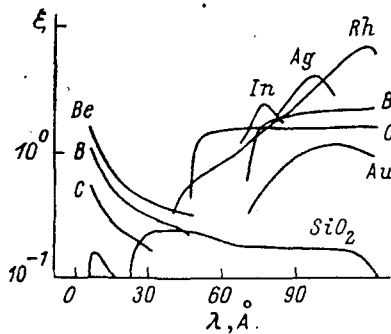


Рис. 1. Зависимость параметра  $\xi$ , определяющего мощность излучения на выходе волновода (см. (8)), от длины волны излучения  $\lambda$  для некоторых веществ с известными оптическими постоянными [16].

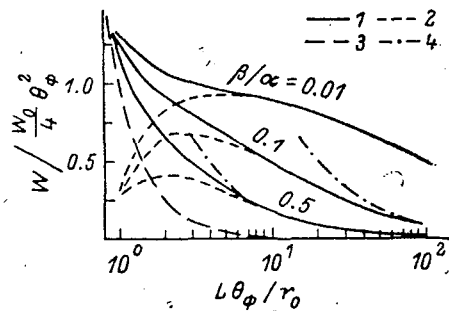


Рис. 2. Мощность излучения на выходе волновода для различных значений отношения оптических констант  $\beta$  и  $\alpha$ .

Предположим теперь, что мы хотим передать с помощью волновода некоторую часть  $\eta$  мощности, излучаемой точечным источником

$$\eta = W/W_0.$$

Если бы поглощения излучения стенками не происходило, то с помощью волновода можно было бы без потерь передать излучение, распространяющееся под углами  $\theta < \theta_\Phi$ . Следовательно,

$$\eta_{\max} = \frac{W_{\max}}{W_0}; \quad W_{\max} = W_0 \frac{\theta_\Phi^2}{4} = \frac{1}{4} W_0 \alpha.$$

Из-за потерь излучения в стенках волновода  $\eta$  всегда меньше  $\eta_{\max}$  и при выполнении условия (10) определяется выражением

$$\eta \approx \frac{r_0}{4L} \xi(\alpha, \beta). \quad (13)$$

Простое соотношение (13) справедливо лишь при выполнении условий (10) и (11), т. е. при

$$\frac{1}{4} \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)^2 \ll \eta \ll \eta_{\max}.$$

В связи с различной асимптотикой мощности излучения прямого подсвета (1) и излучения, направляемого стенками (8), применение волновода тем эффективнее, чем больше его длина  $L$ .

Как видно из выражения (13), мощность излучения на выходе волновода с заданными геометрическими параметрами определяется оптическими свойствами материала стенок волновода.

На рис. 1 изображена зависимость коэффициента  $\xi$  от длины волны излучения источника для некоторых материалов с известными оптическими постоянными [16]. Видно, что при фиксированной длине волны излучения параметр  $\xi$  может сильно отличаться у различных веществ (на 2 порядка и более). Следовательно, путем выбора подходящего материала для стенок волновода можно значительно увеличить мощность излучения на выходе волновода фиксирован-

ной длины либо значительное заданная часть м

Отметим, что из-за того, что метр  $\xi$  достигает значений  $\beta/\alpha \ll 1$ . Общая тенденция излучения  $\lambda$  от 120 до 400 метра  $\xi$  в области  $\lambda <$  элементов связан с быстрой волны ниже края поглощения более эффективно примерно  $20 \text{ \AA} < \lambda < 45 \text{ \AA}$ .

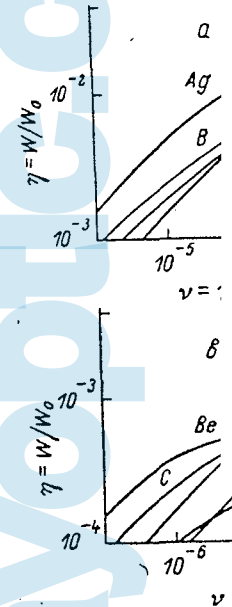


Рис. 3. Мощность излучения при

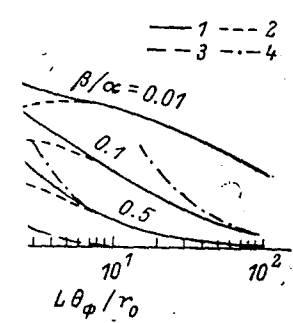
Рассмотрим отношение

которое показывает, во сколько раз мощность излучения волновода по сравнению с мощностью излучения стенок. Как видно, зависит всего от длины  $L$  и отношения  $\beta/\alpha = \text{Im} \epsilon$ . Волновода изображена на рис. 2. Ответствуют излучению прямого подсвета (1) и излучению, направляемому стенками (8). Отметим, что соотношение (10), т. е. при выполнении которого

На рис. 3 изображена зависимость коэффициента  $\eta$  от длины волны излучения источника для некоторых материалов с известными оптическими постоянными [16]. Видно, что при фиксированной длине волны излучения параметр  $\eta$  может сильно отличаться у различных веществ (на 2 порядка и более). Следовательно, путем выбора подходящего материала для стенок волновода можно значительно увеличить мощность излучения на выходе волновода фиксирован-

ространение излучения  
ктер, а мощность излу-  
г при увеличении его

в волновода и рассма-  
зсегда выполняются, и,  
кой оптики оправдано.



ь излучения на выходе  
зличных значений отно-  
ших констант  $\beta$  и  $\alpha$ .

ю] волновода [некто-  
м

дило, то с помощью  
распространяющееся

ь.

меньше  $\eta_{max}$  и при вы-

$$(13)$$

олнении условий (10)

(прямого подсвета (1)  
новода тем эффектив-

на выходе волновода  
оптическими свойст-

длины волны излу-  
птическими постоян-  
излучения параметр  
рядка и более). Сле-  
ок волновода можно  
новода фиксирован-

ной длины либо значительно увеличить максимальное расстояние  $L_{max}$ , на ко-  
торое заданная часть мощности источника может быть передана:

$$L_{max} = \frac{r_0}{4\eta} \xi(\alpha, \beta).$$

Отметим, что из-за того, что в рентгеновской и ВУФ области  $\alpha \ll 1$ , пара-  
метр  $\xi$  достигает значительной величины лишь для тех веществ, у которых  
 $\beta/\alpha \ll 1$ . Общая тенденция уменьшения параметра  $\xi$  при уменьшении длины  
излучения  $\lambda$  от 120 до 40—50 Å связана с уменьшением  $\theta_\phi = \sqrt{\alpha}$ , подъем пара-  
метра  $\xi$  в области  $\lambda < 20$  Å сначала у самых легких, затем у более тяжелых  
элементов связан с быстрым уменьшением величины  $\beta/\alpha$  при уменьшении длины  
волны ниже края поглощения К-линии излучения. Как видно из рис. 1, наиме-  
нее эффективно применение волнопроводов в промежуточной области длин волн  
20 Å  $< \lambda < 45$  Å.

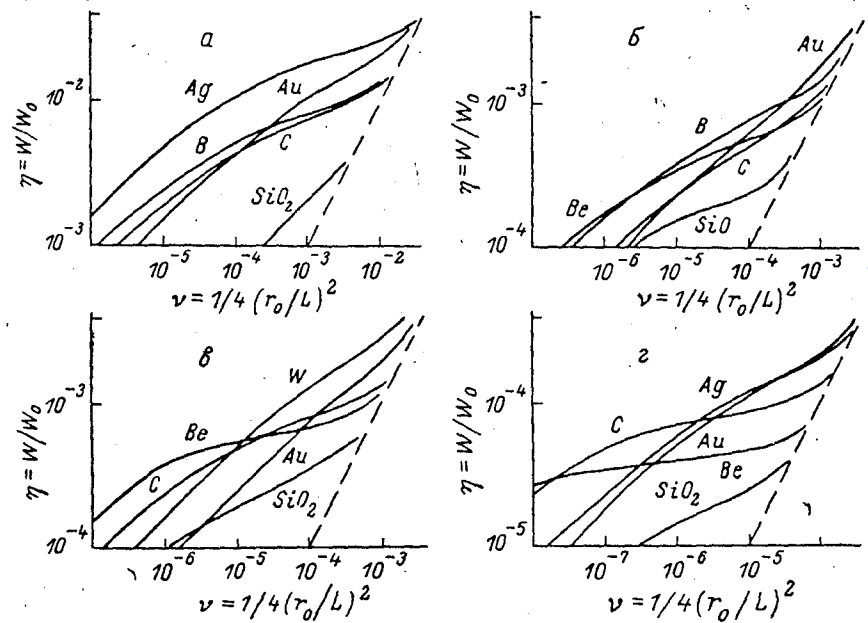


Рис. 3. Мощность излучения на выходе волнопроводов, изготовленных из различных материалов,  
при  $\lambda = 100$  (а), 25.2 (б), 12.5 (в) и 6.2 Å (г).

Рассмотрим отношение-

$$\eta/\eta_{max} = W/W_{max} = W/(W_0\theta_\phi^2/4),$$

которое показывает, во сколько раз уменьшается мощность излучения на выходе  
волновода по сравнению с идеальным случаем отсутствия поглощения излу-  
чения стенками. Как легко видеть из выражений (1) — (3), это отношение  
зависит всего от двух параметров: безразмерной длины волновода  $L\theta_\phi/r_0$   
и отношения  $\beta/\alpha = \text{Im } \epsilon/\text{Re } (1-\epsilon)$ . Зависимость  $\eta/\eta_{max}$  от безразмерной длины  
волновода изображена на рис. 2, 1 (для различных значений  $\beta/\alpha$ ). Линии 2 со-  
ответствуют излучению, направляемому стенками; линия 3 соответствует излу-  
чению прямого подсвета. Видно, что применение волновода целесообразно при  
 $L > (2-3) r_0/\theta_\phi$ , когда мощность излучения на выходе волновода в основ-  
ном обусловлена излучением, направляемым его стенками.

На рис. 2 линиями 4 изображена асимптотика  $W$ , определяемая соотноше-  
нием (8). Отметим, что выход на асимптотику происходит в соответствии с вы-  
ражением (10), т. е. тем дальше, чем меньше отношение  $\beta/\alpha$ .

На рис. 3 изображена доля мощности точечного источника  $\eta$ , передаваемая  
волноводом на мишень радиуса  $r_0$ , расположенную на расстоянии  $L$  от источника,  
в зависимости от доли мощности  $\nu = W_{п.и}/W_0 = r_0^2/4L^2$ , падающей на ту же ми-  
шень в отсутствие волновода. Применение волновода, очевидно, оправдано,  
если  $\eta(\nu)$  больше  $\nu$  по крайней мере в несколько раз. Зависимость  $\eta(\nu)$  опреде-

ляется длиной волны излучения и материалом, из которого изготовлены стенки волновода. На рис. 3 приведены результаты расчета  $\eta(\nu)$  в диапазоне длин волн  $6.2 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 100 \text{ \AA}$  для волноводов, изготовленных из различных веществ. Штриховые прямые соответствуют излучению, падающему на мишень в отсутствие волновода.

С помощью рис. 3 можно сказать, во сколько раз увеличится мощность излучения на расстоянии  $L$  от источника за счет применения волновода. Пусть, например, расстояние от точечного источника излучения длиной волны  $\lambda = 100 \text{ \AA}$  до мишени радиуса  $r_0 = 0.5 \text{ см}$  составляет  $L = 15 \text{ см}$ . Тогда в отсутствие волновода на эту мишень попадает часть мощности источника, равная  $\nu = 3.14 \times 10^{-4}$ . Если же между источником и мишенью разместить волновод, стенки которого изготовлены из серебра, то, как легко определить на рис. 3, а, на мишень теперь попадает доля мощности источника, равная  $\eta \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ . Следовательно, за счет применения волновода выигрыш в мощности, попадающей на мишень, составил  $\eta/\nu \approx 48$  раз.

При  $L/r_0 \gg \sqrt{\alpha/\beta}$  мощность, передаваемая волноводом, падает как  $L^{-1}$  (см. (8)); поэтому при достаточно малых  $\nu$  все кривые на рис. 3 переходят в пря-

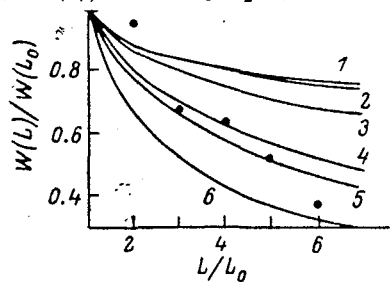


Рис. 4. Зависимость относительной мощности на выходе волновода от его длины для различных значений характерной величины шероховатостей  $\Delta Z$ .

1 —  $\Delta Z = 0$ , 2 — 20, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 120, 6 — 200 Å.  $\text{SiO}_2$ ,  $\lambda = 2 \text{ \AA}$ ,  $L_0 = 115 \text{ см}$ ,  $r_0 = 0.405 \text{ см}$ .

мые, идущие под углом  $45^\circ$  к оси абсцисс. Видно, что, когда кривые  $\eta(\nu)$  вышли на асимптоту, они располагаются в соответствии со значениями параметра  $\xi$ . Однако при меньших  $L$  (больших  $\nu$ ) дело обстоит сложнее — кривые, соответствующие тяжелым элементам, могут располагаться выше кривой, соответствующей материалу с максимальным для данной длины волны  $\lambda$  параметром  $\xi$ . Это происходит из-за того, что при не слишком больших  $L$  лучи, направляемые стенками волновода, испытывают небольшое число отражений. Поэтому поглощение в стенках волновода (т. е. параметр  $\xi$ ) еще не играет ведущей роли и эффективнее становятся материалы с большим и френелевскими углами  $\theta_F$  (тяжелые элементы), которые могут захватить большую часть мощности излучения источника.

В диапазоне длин волн  $\lambda < 120 \text{ \AA}$  в литературе, по-видимому, описаны только два эксперимента по исследованию рентгеновских волноводов [13, 15].

В [13] исследовалось распространение мягкого рентгеновского излучения, имеющего сложный спектр в области  $10 \text{ \AA} < \lambda < 20 \text{ \AA}$ , источником которого служила лазерная плазма, вдоль полой стеклянной трубки с параметрами  $L = 167 \text{ см}$ ,  $r_0 = 0.4 \text{ см}$ . Было найдено, что применение такого волновода позволяет увеличить мощность излучения приблизительно в 32 раза по сравнению со случаем отсутствия волновода. Теоретический расчет при  $\lambda = 12.5 \text{ \AA}$  (рис. 3, в) дает увеличение мощности для  $\text{SiO}_2$  приблизительно в 80 раз для той же геометрии. Если учесть то обстоятельство, что при увеличении длины волны от  $12.5$  до  $20 \text{ \AA}$  поглощение излучения стенками значительно возрастает (параметр  $\xi$  уменьшается в два раза) за счет приближения к краю поглощения  $K$ -линии кислорода, то можно считать, что теоретический расчет и результаты эксперимента находятся в качественном согласии.

В [15] изучалась зависимость мощности излучения на выходе рентгеновского волновода от его длины. В качестве волновода брались отрезки стеклянной трубки длиной  $L_0 = 115 \text{ см}$  и  $r_0 = 0.405 \text{ см}$ . Число таких расположенных друг за другом отрезков варьировалось от одного до шести. Длина волны излучения источника  $\lambda \approx 2 \text{ \AA}$ .

На рис. 4, 1 изображен ход волновода длины  $L$  волновода длины  $L_0$ . Точка отсутствия волновода и мощность излучения на мишень дал значение падает в 1.25 раза.

Как отмечалось в [15], эксперименте, представляли собой, которых не подвергалась ожидать, что отличие теоретической от экспериментальной оценки влияния шероховатостей на коэффициенте потерь в волноводе, пользуясь скачком коэффициента отражения от шероховатости  $\Delta Z$  характерной величины  $\Delta Z$  волновода от его длины  $L$ , что эксперимент удовлетворяет характерный размер  $\Delta Z$ .

В заключение отметим (рис. 1, 3), стекло ( $\text{SiO}_2$ ) волновода. В области  $\lambda < 10 \text{ \AA}$  использовать легкие элементы В, Rh, Ag, Au, применение волноводов приближается к наилучшему.

Авторы благодарят Л. В. Лезное обсуждение.

- [1] Гапонов С. В., Салахов А. М., Физика фиолетового и ультрафиолетового излучения, 1982, т. 46, № 1.
- [2] Spiller E. Evaporated Coatings. Conf. Proc. «Low Energy Electron Optics», B. L. Henke, N. Y., 1981, № 1.
- [3] Barbee T. W. Sputtered Coatings. In AIP Conf. Proc. «Low Energy Electron Optics», B. L. Henke, N. Y., 1981, № 1.
- [4] Виноградов А. В., Свойства рентгеновского излучения. — Квант. электроника, 1982, № 2, с. 3.
- [5] Paratt L. G. Surface X-ray Scattering. v. 95, № 2, p. 3.
- [6] Reiser L. M. Reflectivity of X-rays. 1957, v. 47, № 11.
- [7] Rehn V. Focusing of X-rays. Proc. «Low Energy Electron Optics», N. Y., 1981, № 1.
- [8] Bilderback D. H., Hu Paht I: Float Glass.
- [9] Bilderback D. H., Hu Paht II: Pt, Si and Au.
- [10] Mangus J. D., Underwood. Appl. Opt., 1969, v. 8, № 1.
- [11] Kirkpatrick P., Baer. Am., 1948, v. 38, № 1.
- [12] Pound R. V., Rebka R. A. Lett., 1959, v. 3, № 1.
- [13] Mallozzi P. J., Eps of X-rays for medical radiography. p. 105—107.
- [14] Mosher D., Stephan. p. 105—107.
- [15] Vetterling W. T., P. J. Opt. Soc. Am., 1969, v. 65, № 1.
- [16] Henke B. L., Lee F. Elements and for

ого изготовлены стенки  
v) в диапазоне длин волн  
из различных веществ.  
ему на мишень в отсут-

увеличится мощность из-  
нения волновода. Пусть,  
ения длиной волны  $\lambda =$   
5 см. Тогда в отсутствие  
учника, равная  $v = 3.14 \times$   
естить волновод, стенки  
лечь на рис. 3, а, на ми-  
ая  $\gamma \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ . Следова-  
щности, попадающей на

оводом, падает как  $L^{-1}$   
а рис. 3 переходят в пря-

гельной мощности на выходе  
различных значений харак-  
теристичности  $\Delta Z$ .

4 — 100, 5 — 120, 6 — 200 Å.  
см,  $r_0 = 0.405$  см.

огда кривые  $\eta(v)$  вышли  
начениями параметра  $\xi$ .  
ее — кривые, соответст-  
ше кривой, соответствую-  
волны  $\lambda$  параметром  $\xi$ .  
их  $L$  лучи, направляемые  
жений. Поэтому поглоще-  
ет ведущей роли и эффек-  
ными углами  $\theta_\Phi$  (тяжелые  
щности излучения источ-

, по-видимому, описаны  
ских волноводов [13, 15].  
рентгеновского излучения,  
Å, источником которого  
трубки с параметрами  
такого волновода позво-  
в 32 раза по сравнению  
г при  $\lambda = 12.5$  Å (рис. 3, в)  
80 раз для той же геоме-  
нии длины волны от 12.5  
о возрастает (параметр  $\xi$   
ую поглощения  $K$ -линии  
т и результаты экспери-

а выходе рентгеновского  
нсь отрезки стеклянной  
их расположенных друг  
Длина волны излучения

На рис. 4, 1 изображена теоретическая кривая мощности излучения на вы-  
ходе волновода длины  $L$ , нормированная на мощность излучения на выходе  
волновода длины  $L_0$ . Точки — данные эксперимента [15]. Отметим, что при  
отсутствии волновода увеличению расстояния в 6 раз соответствует падение  
мощности излучения на мишени в 36 раз, в то время как для волновода экспе-  
римент дал значение падения мощности излучения в 2.5 раза, а теоретический  
расчет в 1.25 раза.

Как отмечалось в [15], стеклянные трубки, которые использовались в экспе-  
рименте, представляли собой обычные лабораторные, внутренние поверхности  
которых не подвергались какой-либо дополнительной шлифовке. Поэтому можно  
ожидать, что отличие теоретической кривой от экспериментальных точек в ка-  
кой-то мере можно объяснить влиянием шероховатостей стенок. Мы провели  
оценку влияния шероховатостей на распространение излучения в рентгенов-  
ском волноводе, пользуясь простейшей теорией, дающей поправку к френелев-  
скому коэффициенту отражения и обусловленную наличием шероховатостей  
характерной величины  $\Delta Z$  [17, 18]. Зависимость мощности излучения на выходе  
волновода от его длины для различных значений  $\Delta Z$  приведена на рис. 4. Видно,  
что эксперимент удовлетворительно согласуется с теорией, если предположить,  
что характерный размер шероховатостей стенок волновода составляет 100—120 Å.

В заключение отметим, как что, показывают результаты настоящей работы  
(рис. 1, 3), стекло ( $\text{SiO}_2$ ) не является оптимальным материалом для стенок вол-  
новода. В области  $\lambda < 20$  Å значительно лучшие параметры позволяют полу-  
чить легкие элементы Be, B, C, а в области  $50 \text{ Å} < \lambda < 125 \text{ Å}$  целесообразно  
использовать Rh, Ag, In. И лишь в области 30—45 Å, в которой, по-видимому,  
применение волноводов наименее эффективно, стекло по своим характеристикам  
приближается к наилучшим материалам.

Авторы благодарят А. П. Богатова, П. Г. Елисеева, и А. В. Попова за по-  
лезное обсуждение.

#### Литература

- [1] Гапонов С. В., Салащенко Н. Н. Многослойные зеркала для коротковолнового ультра-  
фиолетового и длинноволнового рентгеновского излучения. — Изв. АН СССР. Сер.  
физ., 1982, т. 46, № 8, с. 1543—1547.
- [2] Spiller E. Evaporated Multilayer Dispersion Elements for Soft X-Rays. — In AIP  
Conf. Proc. «Low Energy X-rays Diagnostics: 1981 (Monterey)». Ed. D. T. Attwood,  
B. L. Henke. N. Y., 1981, № 75, p. 124—130.
- [3] Barbee T. W. Sputtered Layered Synthetic Microstructure (LSM) Dispersion Elements. —  
In AIP Conf. Proc. «Low Energy X-rays Diagnostics: 1981 (Monterey)». Ed. D. T. Att-  
wood, B. L. Henke. N. Y., 1981, № 75, p. 131—143.
- [4] Виноградов А. В., Сагитов С. И. Новые типы зеркал для мягкого рентгеновского диа-  
пазона. — Квант. электр., 1983, т. 10, № 11, с. 2152—2165.
- [5] Paratt L. G. Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-rays. — Phys. Rev., 1954,  
v. 95, № 2, p. 359—369.
- [6] Reiser L. M. Reflection of X-rays from Condensed Metal Films. — J. Opt. Soc. Am.,  
1957, v. 47, № 11, p. 987—994.
- [7] Rehn V. Focusing, Filtering, and Scattering of Soft X-rays by Mirrors. — In AIP Conf.  
Proc. «Low Energy X-rays Diagnostics: 1981 (Monterey)». Ed. D. T. Attwood, B. L. Henke.  
N. Y., 1981, № 75, p. 162—169.
- [8] Bilderback D. H., Hubbard S. X-ray mirror reflectivities from 3.8 to 50 keV (3.3 to 0.25 Å).  
Part I: Float Glass. — Nucl. Instr. Meth., 1982, v. 195, № 1—2, p. 85—89.
- [9] Bilderback D. H., Hubbard S. X-ray mirror reflectivities from 3.8 to 50 keV (3.3 to 0.25 Å).  
Part II: Pt, Si and other materials. — Nucl. Instr. Meth., 1982, v. 195, № 1—2, p. 91—95.
- [10] Mangus J. D., Underwood J. H. Optical Design of a Glancing Incidence X-ray Telescope. —  
Appl. Opt., 1969, v. 8, № 1, p. 95—102.
- [11] Kirkpatrick P., Baez A. V. Formation of Optical Images by X-Rays. — J. Opt. Soc.  
Am., 1948, v. 38, № 9, p. 766—774.
- [12] Pound R. V., Rebka G. A. Gravitational red-shift in nuclear resonance. — Phys. Rev.  
Lett., 1959, v. 3, № 9, p. 439—441.
- [13] Mallozzi P. J., Epstein H. M., Jung R. G. et al. Laser-generated plasmas as a source  
of X-rays for medical applications. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 4, p. 1891—1895.
- [14] Mosher D., Stephanakis S. X-ray «light pipes». — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, № 2,  
p. 105—107.
- [15] Vetterling W. T., Pound R. V. Measurements on an X-ray light pipe at 5.9 and 14.4 keV. —  
J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, № 10, p. 1048—1049.
- [16] Henke B. L., Lee P., Tanaka T. Y. et al. The Atomic Scattering Factor,  $f_1 + if_2$ , for 94  
Elements and for the 100 to 2000 eV Photon Energy Region. — In AIP Conf. Proc. «Low

1497

183