что, приложив между электродами
арьера вблизи исследуемой поверх-
я, можно несколько улучшить раз-
то улучшение не может быть слиш-
асштабных неровностей разрешаю-
ной ρ_0, т. е. средним значением $\varkappa$,
ностей разрешение $\Delta r \approx (2\varkappa_1 \xi)^{1/2} \rho \sim$
ота барьера вблизи поверхности),
существенно медленнее уменьше-

ТУРА

P. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, v. 17,
наук, 1984, т. 142, № 1, с. 159.
. Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 178.
рим. и теорет. физики, 1985, т. 88, № 6,
ешения некорректных задач. М.: Наука,

Принята в печать
28.X.1985

UNNELING MICROSCOPE

Suris R. A.

onnecting the relief observed in a tunne-
f. The cases have been analysed of both
reflection of characteristic details of the

УДК 538.566.5

МНОГОКРАТНОЕ ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИЗОГНУТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Аркадьев В. А., Кумахов М. А.

В рентгеновском диапазоне все вещества обладают низкой отражательной способностью. Этот факт в значительной степени сдерживает развитие рентгеновской оптики. В настоящее время существуют два способа преодоления указанной трудности.

Первый способ основан на использовании многослойных периодических структур с высоким коэффициентом отражения при углах падения, близких к нормальным [1, 2]. Работающие на этом принципе рентгеновские зеркала обладают высокой спектральной избирательностью, что в ряде случаев может оказаться нежелательным.

При скользящих углах падения имеет место полное внешнее отражение рентгеновских лучей и коэффициент отражения в широком диапазоне длин волн близок к единице. Однако угол отклонения луча при однократном отражении мал, поэтому для поворота на большой угол луч должен испытать многократные отражения от изогнутой поверхности.

Идея создания фокусирующих систем рентгеновского диапазона на основе явления полного внешнего отражения реализована к настоящему времени в виде рентгеновских телескопов (см. обзор [3]). При этом для получения хорошего изображения рентгеновского источника потребовалось решить две задачи: определить геометрию фокусирующих поверхностей; создать технологию изготовления зеркал заданной формы и с очень жесткими требованиями на гладкость их поверхности (порядка нескольких ангстрем).

Другой пример использования полного внешнего отражения рентгеновских лучей — рентгеновские волноводы [4]. В простейшем случае такой волновод представляет собой прямую цилиндрическую трубку с достаточно большим отношением длины к диаметру внутреннего отверстия. В литературе описано несколько экспериментов по прохождению рентгеновского излучения по таким трубкам [5—7]. Эксперименты показали, что рентгеновское излучение хорошо распространяется по длинным тонким трубкам и может быть передано на значительные расстояния без существенных потерь. При этом внутренняя поверхность волновода не нуждается в специальной обработке с целью обеспечения достаточно высокой гладкости поверхности, так что влияние шероховатостей на распространение рентгеновского излучения по трубкам, по-видимому, невелико.

Один из недостатков оптических систем скользящего падения — их малая светосила. Применительно к рентгеновским волноводам это означает следующее. Существующие рентгеновские источники, как правило, не являются узконаправленными, а излучают в большой телесный угол. При этом мощность, «захватываемая» волноводом, составляет малую часть мощности, излучаемой источником. Частично эту трудность можно преодолеть использованием нескольких параллельно расположенных волноводов. Таким образом, проблема передачи на расстояние рентгеновского излучения значительной мощности может быть в принципе решена с помощью системы, состоящей из большого числа трубок.

Вторая важная проблема, которая может быть решена на этом пути, — поворот рентгеновского излучения изогнутым волноводом. При каж... отражении от внутренних стенок луч меняет свое направление на ... порядка удвоенного угла полного внешнего отражения, поэтому для ... лучения больших углов поворота требуется значительное число отра... ний. Чтобы сохранить размеры системы в разумных пределах, необ... димо по возможности сократить расстояния между последовательны... отражениями луча. Это достигается увеличением кривизны волново... Однако при сильном изгибе уменьшается захватываемая волноводом мо... ность. Указанное осложнение устраняется использованием системы ... большого числа изогнутых трубок малого диаметра.

Могут быть созданы волноводные системы более сложной конфигура... ции. Так, сфокусировав выходные концы всех трубок в одну точку, мож... но получить высокую плотность рентгеновского излучения на больш... расстояниях от источника.

Приведенные примеры показывают, что волноводные системы рент... новского диапазона заслуживают самого пристального внимания ввиду ... возможных практических применений. В первую очередь необходим по... робный теоретический расчет простейших элементов (прямая трубка, ра... номерно изогнутая трубка), что позволит перейти к анализу более слож... ных конфигураций.

В работе [8] изучены свойства прямых рентгеновских волноводов, а ... работах [9, 10] рассмотрены основные характеристики отражающих ц... линдрических поверхностей. В работе [8] авторы ориентировались на ва... куумное ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучения, что наш... свое выражение в сделанных ими допущениях. В этой части спектра ... метную роль играет поглощение в стенках волновода. При переходе к б... лее жесткому рентгеновскому излучению поглощение уменьшается и сде... ланные в работе [8] допущения перестают выполняться.

В настоящей работе подробно рассмотрены основные свойства про... стейших рентгеновских волноводов. Полученные результаты справедлив... практически для всего рентгеновского диапазона и содержат формул... работы [8] как частный случай.

Основные положения, используемые в работе, сводятся к следующем... В рентгеновском диапазоне все вещества обладают малой оптическо... плотностью, что соответствует диэлектрической проницаемости вида

$$\varepsilon = 1 - \alpha + i\beta, \quad 0 < \alpha \ll 1, \quad \beta \ll 1. \qquad (1)$$

Коэффициент отражения излучения, падающего из вакуума в среду с ди... электрической проницаемостью ε (формула (1)), определяется формуло... Френеля и может быть представлен выражением [11]

$$R(\varphi) = \frac{(\varphi - \varphi_1)^2 + \varphi_2^2}{(\varphi + \varphi_1)^2 + \varphi_2^2}, \qquad (2)$$

где

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [((\varphi^2 - \alpha)^2 + \beta^2)^{1/2} + \varphi^2 - \alpha]^{1/2},$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [((\varphi^2 - \alpha)^2 + \beta^2)^{1/2} - \varphi^2 + \alpha]^{1/2}.$$

Будем предполагать, что выполняются условия, позволяющие рассматри... вать прохождение рентгеновского излучения через волновод в приближе... нии геометрической оптики [8]. Влиянием шероховатостей поверхност... пренебрегаем.

Идеальный цилиндрический волновод. Рассмотрим простейший случа... распространения рентгеновского излучения по цилиндрическому волно... воду радиуса r и длины L без учета поглощения ($\beta = 0$). Тогда из фо...

...лы (2) следует, что коэффициен... ...ро спадает до нуля при $\varphi^2 > \alpha$.

Пусть точечный источник излу... расстоянии L_0 от него, является и...

$$\int I_0(\omega)\, d\omega = (1/4\pi) \int I_0(\omega)\, d\omega \int d\Omega$$

...ость излучения, $d\Omega$ — элемент тел... ...выходе волновода будет

$$W = \frac{1}{2} \int d\omega\, I_0(\omega) \int_{r/(L+L_0)}^{\varphi_{max}} R^N(\omega$$

В выражении (3) первое слагаемо... ...ому стенками волновода ($N \simeq L\varphi/$... ...гаемое — излучению прямого подсв... ...гае $R^N(\omega, \varphi) = 1$ при $\varphi \leqslant \varphi_{max} \equiv \min$... вычислений получаем

$$W = \frac{1}{2} \int d\omega\, I_0(\omega) \Big[\cos$$

Во всех практически интересных... выражение для W упрощается:

$$W \simeq \frac{1}{4} \int$$

Возможны два случая.

Близко расположенный источни... ...ный угол захвата φ_{max} определяется... $\varphi_{max} = \sqrt{\alpha}$. Получаем

$$W = \frac{1}{4} \int d$$

Таким образом, спектральная плотн...

$$I(\omega) = \frac{\alpha}{}$$

При больших ω значение $\alpha \simeq (\omega_p/\omega)$...

$$I(\omega) \simeq \Big($$

Следовательно, при прохождении ... подавление высоких частот.

Определим эффективность волно... ...шедшего через него излучения к мо... света (т. е. в отсутствие волновода):

$$k = \frac{W}{W_{пп}} = 4$$

В рассматриваемом случае близко р... ...тать $L_0 \ll L$, $W \simeq \frac{\alpha}{4} W_0$, поэтому

$$k \simeq \alpha$$

Использование волновода целесообра...

Удаленный источник: $r/L_0 \leqslant \sqrt{\alpha}$. В...

ложет быть решена на этом пути – огнутым волноводом. При каждом меняет свое направление на угол лнего отражения, поэтому для по- буется значительное число отраже- мы в разумных пределах, необхо- тояния между последовательными увеличением кривизны волновода. тся захватываемая волноводом мощ- няется использованием системы из ого диаметра.

системы более сложной конфигура- щы всех трубок в одну точку, мож- тгеновского излучения на больших

г, что волноводные системы рентге- ого пристального внимания ввиду их . В первую очередь необходим под- ших элементов (прямая трубка, рав- олит перейти к анализу более слож-

ямых рентгеновских волноводов, а в ые характеристики отражающих ци- [8] авторы ориентировались на ва- рентгеновское излучения, что нашло пущениях. В этой части спектра за- енках волновода. При переходе к бо- нию поглощение уменьшается и сде- стают выполняться.

ссмотрены основные свойства про- Полученные результаты справедливы го диапазона и содержат формулы

ые в работе, сводятся к следующему. цества обладают малой оптической ктрической проницаемости вида

$$\alpha\ll 1,\quad \beta\ll 1. \qquad (1)$$

падающего из вакуума в среду с ди- ормула (1)), определяется формулой выражением [11]

$$-\varphi_1)^2+\varphi_2^2 \;/\; +\varphi_1)^2+\varphi_2^2, \qquad (2)$$

$$)^2+\beta^2)^{1/2}+\varphi^2-\alpha]^{1/2},$$

$$)^2+\beta^2)^{1/2}-\varphi^2+\alpha]^{1/2}.$$

тся условия, позволяющие рассматри- злучения через волновод в приближе- енянием шероховатостей поверхности

ловод. Рассмотрим простейший случай злучения по цилиндрическому волно- та поглощения ($\beta=0$). Тогда из фор-

мулы (2) следует, что коэффициент отражения $\underbrace{R(\varphi)=1 \text{ при } \varphi^2\leqslant\alpha}$ и быстро спадает до нуля при $\varphi^2>\alpha$.

Пусть точечный источник излучения расположен на оси цилиндра на расстоянии L_0 от него, является изотропным и его мощность равна $W_0=\int I_0(\omega)\,d\omega\equiv(1/4\pi)\int I_0(\omega)\,d\omega\int d\Omega$. Здесь $I_0(\omega)$ — спектральная плотность излучения, $d\Omega$ — элемент телесного угла. Тогда мощность излучения на выходе волновода будет

$$W=\frac{1}{2}\int d\omega\, I_0(\omega)\int\limits_{r/(L+L_0)}^{\varphi_{\max}} R^N(\omega,\varphi)\sin\varphi\, d\varphi+\frac{r^2}{4(L+L_0)^2}\int d\omega\, I_0(\omega). \qquad (3)$$

В выражении (3) первое слагаемое соответствует излучению, направляемому стенками волновода ($N\simeq L\varphi/(2r)$ — число отражений), а второе слагаемое — излучению прямого подсвета. Очевидно, в рассматриваемом случае $R^N(\omega,\varphi)=1$ при $\varphi\leqslant\varphi_{\max}\equiv\min(\sqrt{\alpha},\, r/L_0)$ и в результате элементарных вычислений получаем

$$W=\frac{1}{2}\int d\omega\, I_0(\omega)\left[\cos\frac{r}{L+L_0}-\cos\varphi_{\max}+\frac{r^2}{2(L+L_0)^2}\right].$$

Во всех практически интересных случаях $r/(L+L_0)\ll 1$, $\varphi_{\max}\ll 1$, поэтому выражение для W упрощается:

$$W\simeq\frac{1}{4}\int d\omega\, I_0(\omega)\,\varphi^2_{\max}(\omega). \qquad (4)$$

Возможны два случая.

Близко расположенный источник: $r/L_0>\sqrt{\alpha}$. В этом случае максимальный угол захвата $\varphi_{\max}$ определяется углом полного внешнего отражения: $\varphi_{\max}=\sqrt{\alpha}$. Получаем

$$W=\frac{1}{4}\int d\omega\, I_0(\omega)\,\alpha(\omega).$$

Таким образом, спектральная плотность излучения на выходе волновода

$$I(\omega)=\frac{\alpha(\omega)}{4}I_0(\omega). \qquad (5)$$

При больших ω значение $\alpha\simeq(\omega_p/\omega)^2$, где ω_p — частота плазмона, т. е.

$$I(\omega)\simeq\left(\frac{\omega_p}{2\omega}\right)^2 I_0(\omega).$$

Следовательно, при прохождении излучения через волновод происходит подавление высоких частот.

Определим эффективность волновода как отношение мощности W прошедшего через него излучения к мощности $W_{\text{пп}}$ излучения прямого подсвета (т. е. в отсутствие волновода):

$$k=\frac{W}{W_{\text{пп}}}=4\left(\frac{L+L_0}{r}\right)^2\frac{W}{W_0}.$$

В рассматриваемом случае близко расположенного источника можно считать $L_0\ll L$, $W\simeq\frac{\alpha}{4}W_0$, поэтому

$$k\simeq\alpha(L/r)^2. \qquad (6)$$

Использование волновода целесообразно, если $L\sqrt{\alpha}/r\gg 1$.

Удаленный источник: $r/L_0\leqslant\sqrt{\alpha}$. В этом случае угол захвата излучения определяется размером входного отверстия и все излучение, попадаю[щее] в волновод, передается без потерь. Таким образом, $\varphi_{max} \simeq r/L_0$ и

$$W \simeq \frac{r^2}{4L_0^2} \int I_0(\omega)\, d\omega = \frac{r^2}{4L_0^2} W_0.$$

Спектр излучения не искажается волноводом:

$$I(\omega) = \left(\frac{r}{2L_0} \right)^2 I_0(\omega).$$

Эффективность использования волновода

$$k = 4 \left(\frac{L+L_0}{r} \right)^2 \frac{W}{W_0} = \left(1 + \frac{L}{L_0} \right)^2 . \qquad (8)$$

Необходимо отметить, что различие между двумя рассмотренными случаями достаточно условно. В самом деле, для близко расположенного монохроматического источника начальный участок волновода длиной $r/\sqrt{\alpha}$ не участвует в передаче излучения, так как угол скольжения лучей, падающих на внутренние стенки этого участка, превышает критический угол $\sqrt{\alpha}$. В связи с этим рассматриваемая ситуация эквивалентна случаю, когда волновод меньшей длины $\tilde{L} = L - r/\sqrt{\alpha}$ удален от источника на расстояние $L_0 = r/\sqrt{\alpha}$. Очевидно, что при таком соответствии формула (6) переходит в (8). Для немонохроматического излучения связь между двумя рассмотренными случаями усложняется, поскольку начальный «неработающий» участок волновода имеет различную длину при разных энергиях, что в конечном счете приводит к различным выходным спектральным характеристикам (см. формулы (5) и (7)).

Если точечный источник находится не на оси волновода, то в полученные формулы необходимо внести поправки. Пусть расстояние от источника до оси симметрии волновода равно h. Рассмотрим, как и выше, отдельно случаи близко расположенного и удаленного источников.

В первом случае ($r/L_0 > \sqrt{\alpha}$) легко получить, что при смещениях $h < r - L_0\sqrt{\alpha}$ спектр излучения на выходе волновода определяется по формуле

$$I(\omega) = \frac{\alpha(\omega)}{4} \frac{I_0(\omega)}{(1-(h/r)^2)^{1/2}}, \qquad (9)$$

переходящей в соотношение (5) при $h \to 0$. При выполнении более сильного условия $r/L_0 \gg \sqrt{\alpha}$ эта формула остается справедливой практически при всех $h < r$, за исключением h, близких к r. При $h \approx r$ сделанные допущения перестают выполняться и формула (9) не верна из-за обращения в нуль знаменателя. Специальный расчет показывает, что при $h = r \gg L_0\sqrt{\alpha}$

$$I(\omega) \simeq \frac{1}{3\pi} \left(\frac{2r}{L_0} \alpha\sqrt{\alpha} \right)^{1/2} I_0(\omega).$$

Очевидно также, что при $h > r \gg L_0\sqrt{\alpha}$ излучение практически не захватывается волноводом и этот случай можно не рассматривать.

Определим передаточные свойства волновода по отношению к близко расположенному ($L_0\sqrt{\alpha}/r \ll 1$) протяженному источнику. Волновод захватывает излучение только от той части источника, которая расположена непосредственно против входного отверстия. Без ограничения общности можно считать, что протяженный источник рентгеновского излучения мощностью $W = \int I_0(\omega)\, d\omega$ представляет собой диск радиуса

Представив его как совокупность ...
[пол]учаем ответ интегрированием фор[мулы] ...

$$I(\omega) = \frac{\alpha}{4} \frac{I_0(\omega)}{\pi r^2} \int_0^r \ldots$$

Этот результат отличается от выра[жения] ... [и]сточника, только множителем.

Назовем точечный, смещенный ... если для него выполняется услов[ие] ... источника, достигающее волновода ... этому в этом случае сохраняют си[лу] ...

Удаленный ($L_0\sqrt{\alpha} \gg r$) источник ... в виде диска радиуса $L_0\sqrt{\alpha}$. Рассм[а]... источников, к каждому из которых ... [убежд]аемся в справедливости этих фор[мул] ...

Цилиндрический волновод с у... ($\beta \neq 0$) для вычисления коэффици[ента] ... [использо]вать формулу (2). Для упрощения ... [при]менять соотношение $\beta^2/\alpha^2 \ll 1$, выпо[лняющееся] ...

Учитывая, что $R'(\varphi=0) \simeq -2\beta\alpha$ ... [от]ражения при $\varphi \leqslant \sqrt{\alpha}$ линейным по φ ...

$$R(\varphi) \simeq \ldots$$

При $\varphi > \sqrt{\alpha}$ значение $R(\varphi)$ быстро ... отражений луча в волноводе $N \simeq L\ldots$

$$R^N(\varphi) \simeq (1 - 2\beta\alpha^{-1/2}\varphi, \ldots$$

так как $\beta \ll \sqrt{\alpha}$. Подставляя соотноше[ние] ... результате интегрирования по углу φ ...

$$W = -\frac{r}{4L} \int d\omega\, I_0(\omega) \ldots$$

$$- \left[1 - \frac{\beta}{\alpha^{1/2}} \left(\frac{r}{L+L_0} \right)^2 \right]^{L/r} \ldots$$

При выполнении условия

$$L\sqrt{\alpha}/ \ldots$$

последнее выражение упрощается, ... плотности излучения на выходе вол[новода] ...

$$I(\omega) \simeq \frac{\alpha^{3/2} r}{4\beta L} \left[1 - \left(1 \ldots \right. \right.$$

Рассмотрим отдельно случаи близк[о] ... волновода источников.

Пусть выполняется условие r/L_0 ... [источ]ник). Тогда $\varphi_{max} = \sqrt{\alpha}$, и формула (13 ...

$$I(\omega) \simeq \frac{\alpha^{3/2} r}{4\beta L} \left[1 - \left(\ldots \right. \right.$$

Это выражение справедливо в широ[ком] ... [рентгенов]ского излучения. В зависимости от ... и конкретных значений величин α ... [предельн]ых случая.

стия и все излучение, попадающее
ким образом, $\varphi_{\max}\simeq r/L_0$ и

$$d\omega=\frac{r^2}{4L_0^2}W_0.$$

водом:

$$\Big)^2 I_0(\omega). \qquad (7)$$

да

$$=\left(1+\frac{L}{L_0}\right)^2. \qquad (8)$$

ие между двумя рассмотренными
м деле, для близко расположенного
ный участок волновода длиной $r/\sqrt{\alpha}$
ак как угол скольжения лучей, па-
участка, превышает критический
мая ситуация эквивалентна случаю,
$-r/\sqrt{\alpha}$ удален от источника на рас-
таком соответствии формула (6)
ческого излучения связь между дву-
няется, поскольку начальный «не-
ет различную длину при разных
одит к различным выходным спект-
лы (5) и (7)).
ся не на оси волновода, то в полу-
поправки. Пусть расстояние от
да равно h. Рассмотрим, как и выше,
ого и удаленного источников.
получить, что при смещениях $h<$
де волновода определяется по фор-

$$\frac{I_0(\omega)}{-(h/r)^2)^{1/2}}, \qquad (9)$$

$h\to 0$. При выполнении более силь-
остается справедливой практически
лизких к r. При $h\approx r$ сделанные до-
формула (9) не верна из-за обраще-
ый расчет показывает, что при $h=$

$$\alpha\sqrt{\alpha}\Big)^{1/2} I_0(\omega).$$

излучение практически не захваты-
жно не рассматривать.
а волновода по отношению к близко
оженному источнику. Волновод за-
части источника, которая располо-
ого отверстия. Без ограничения общ-
ный источник рентгеновского излуче-
едставляет собой диск радиуса r.

Представив его как совокупность изотропных точечных источников, получаем ответ интегрированием формулы (9):

$$I(\omega)=\frac{\alpha}{4}\,\frac{I_0(\omega)}{\pi r^2}\int\limits_0^r \frac{2\pi\rho\,d\rho}{(1-(h/\rho)^2)^{1/2}}=\frac{\alpha}{2}\,I_0(\omega). \qquad (10)$$

Этот результат отличается от выражения (5), полученного для точечного источника, только множителем.

Назовем точечный, смещенный с оси волновода источник удаленным, если для него выполняется условие $r+h<L_0\sqrt{\alpha}$. Все излучение такого источника, достигающее волновода, передается последним без потерь, поэтому в этом случае сохраняют силу формулы (7) и (8).

Удаленный ($L_0\sqrt{\alpha}\gg r$) источник больших размеров можно представить в виде диска радиуса $L_0\sqrt{\alpha}$. Рассматривая его как совокупность точечных источников, к каждому из которых применимы формулы (7) и (8), убеждаемся в справедливости этих формул для протяженного источника.

Цилиндрический волновод с учетом поглощения. В общем случае ($\beta\neq 0$) для вычисления коэффициента отражения необходимо использовать формулу (2). Для упрощения получающихся выражений будем применять соотношение $\beta^2/\alpha^2\ll 1$, выполняющееся в рентгеновском диапазоне.

Учитывая, что $R'(\varphi=0)\simeq-2\beta\alpha^{-3/2}$, аппроксимируем коэффициент отражения при $\varphi\leqslant\sqrt{\alpha}$ линейным по φ выражением

$$R(\varphi)\simeq 1-2\beta\alpha^{-3/2}\varphi.$$

При $\varphi>\sqrt{\alpha}$ значение $R(\varphi)$ быстро стремится к нулю. Поскольку число отражений луча в волноводе $N\simeq L\varphi/(2r)$, то

$$R^N(\varphi)\simeq(1-2\beta\alpha^{-3/2}\varphi)^{L\varphi/(2r)}\simeq(1-\beta\alpha^{-3/2}\varphi^2)^{L/r}, \qquad (11)$$

так как $\beta\ll\sqrt{\alpha}$. Подставляя соотношение (11) в формулу (3), получаем в результате интегрирования по углу φ

$$W=-\frac{r}{4L}\int d\omega\, I_0(\omega)\frac{\alpha^{3/2}}{\beta}\left\{\left[1-\frac{\beta\varphi_{\max}^2}{\alpha^{3/2}}\right]^{L/r}-\left[1-\frac{\beta}{\alpha^{3/2}}\left(\frac{r}{L+L_0}\right)^2\right]^{L/r}\right\}+\frac{r^2}{4(L+L_0)^2}\int d\omega\, I_0(\omega).$$

При выполнении условия

$$L\sqrt{\alpha}/r\gg\beta/\alpha \qquad (12)$$

последнее выражение упрощается, получаем значение для спектральной плотности излучения на выходе волновода

$$I(\omega)\simeq\frac{\alpha^{3/2}r}{4\beta L}\left[1-\left(1-\frac{\beta\varphi_{\max}^2}{\alpha^{3/2}}\right)^{L/r}\right]I_0(\omega). \qquad (13)$$

Рассмотрим отдельно случаи близко расположенного и удаленного от волновода источников.

Пусть выполняется условие $r/L_0>\sqrt{\alpha}$ (близко расположенный источник). Тогда $\varphi_{\max}=\sqrt{\alpha}$, и формула (13) принимает вид

$$I(\omega)\simeq\frac{\alpha^{3/2}r}{4\beta L}\left[1-\left(1-\frac{\beta}{\sqrt{\alpha}}\right)^{L/r}\right]I_0(\omega). \qquad (14)$$

Это выражение справедливо в широком диапазоне длин волн рентгеновского излучения. В зависимости от геометрических размеров волновода и конкретных значений величин α и β можно рассмотреть два предельных случая.

Для достаточно длинного волновода в мягком рентгеновском диапазоне, когда имеет место неравенство

$$L\sqrt{\alpha}/r \gg \alpha/\beta, \qquad (15)$$

можно положить $(1-\beta/\sqrt{\alpha})^{L/r}\simeq 0$. В этом случае приходим к формуле работы [8]:

$$I(\omega)\simeq \frac{\alpha^{3/2} r}{4\beta L} I_0(\omega). \qquad (16)$$

Таким образом, неравенство (15) описывает ситуацию, когда роль поглощения весьма существенна (мягкое рентгеновское излучение, большая длина волновода). В частности, вследствие сделанных допущений (15) выражение (16) не выдерживает предельного перехода $\beta\to 0$.

Если же размеры волновода удовлетворяют условию $r/L\gg\beta/\sqrt{\alpha}$, что в сочетании с выражением (12) дает неравенства

$$\beta/\alpha \ll L\sqrt{\alpha}/r \ll \alpha/\beta, \qquad (17)$$

то

$$1-\left(1-\frac{\beta}{\sqrt{\alpha}}\right)^{L/r} \simeq 1-\left(1-\frac{\beta L}{r\sqrt{\alpha}}\right) = \frac{\beta L}{r\sqrt{\alpha}}. \qquad (18)$$

После подстановки в формулу (14) получаем

$$I(\omega)\simeq \frac{\alpha}{4} I_0(\omega).$$

Таким образом, возвращаемся к формуле (5) для идеального волновода, поэтому неравенства (17) можно рассматривать как условия, при которых потерями излучения в стенках можно пренебречь. Именно эта ситуация реализуется, как правило, для жесткого рентгеновского излучения. Учет следующего члена в разложении (18) дает первую поправку к формуле (5):

$$I(\omega)\simeq \left(1-\frac{\beta L}{2r\sqrt{\alpha}}\right)\frac{\alpha}{4} I_0(\omega).$$

В общей ситуации для близко расположенного источника прохождение излучения через волновод описывается формулой (14). Поскольку $\alpha\simeq(\omega_p/\omega)^2$, $\beta=c\mu(\omega)/(2\omega)$, где $\mu(\omega)$ — линейный коэффициент поглощения, то отношение $\beta/(\mu\sqrt{\alpha})$ практически не зависит от ω. Это позволяет выделить в выражении (14) зависимость от частоты:

$$I(\omega)\simeq \frac{1}{\mathrm{const}\,\mu(\omega)}\frac{r}{L}\left[1-(1-\mathrm{const}\,\mu(\omega))^{L/r}\right]\left(\frac{\omega_p}{2\omega}\right)^2 I_0(\omega).$$

Ранее отмечено, что идеальный волновод сильно подавляет излучение на высоких частотах, эффекты поглощения становятся заметны при малых энергиях, поэтому реальный рентгеновский волновод может выполнять роль фильтра с определенной полосой пропускания. Положение и ширина этой полосы зависят, конечно, от конкретных размеров L и r волновода и значений величин $\alpha(\omega)$ и $\beta(\omega)$, характеризующих материал стенок волновода.

Пусть выполняется условие $r/L_0<\sqrt{\alpha}$ (удаленный источник). Тогда $\varphi_{\max}\simeq r/L_0$, и формула (13) принимает вид

$$I(\omega)\simeq \frac{\alpha^{3/2} r}{4\beta L}\left[1-\left(1-\frac{\beta r^2}{\alpha^{3/2}L_0^2}\right)^{L/r}\right] I_0(\omega).$$

Для мягкого рентгеновского излучения, когда потери при отражениях су-

щественны, из полученного выра...
ако вместо неравенства (15) теп...

$$L\sqrt{\alpha}/r ...$$

Аналогом соотношений (17), гар...
ния, являются неравенства

$$\beta/\alpha\ll L\sqrt{\alpha} ...$$

В этом случае возвращаемся к ф...
С учетом первой поправки на погл...

$$I(\omega)\simeq\frac{r^2}{4L_0^2}(...$$

Объединяя полученные резул...
учетом поглощения соответствую...
новоду излучения от смещенного ...
протяженного источника.

Конусообразный волновод. Рас...
радиус r_2 выходного отверстия ме...
обладает ли такой конусообразный...
а именно: можно ли с его помощь...
геновского пучка без существенн...
увеличить плотность излучения ...
тия пучка.

Обозначим через $\Phi\equiv(r_1-r_2)/L$ ...
симметрии. Очевидно, что при ка...
внутренней поверхности угол ск...
считать, что $\Phi\ll\varphi_{кр}\equiv\sqrt{\alpha}$. Это нео...
ния при многократных отражениях ...
внешнего отражения. Для простоты ...

Пусть источник излучения нахо...
L_0 от него. Из геометрических соо...
формуле (4): $\varphi_{\max}\simeq\min(r_2\sqrt{\alpha}/(r_1+\Phi ...$

Если для заданного волновода ...
выполняется условие

$$r_2/\Phi ...$$

то $r_2\sqrt{\alpha}/(r_1+\Phi L_0)<r_1/L_0$ и $\varphi_{\max}=r_2\sqrt{\alpha} ...$
в формулу (4), получаем

$$I(\omega)=\frac{\alpha}{4}I_0(...$$

Эффективность волновода в этом сл...

$$k=\alpha\left(...\right.$$

Как функция от $L_0\geqslant 0$ последнее ...
значение $k_{\max}=\alpha(L/r_1)^2$ при $L_0=0$. ...
(6), убеждаемся, что в случае вып...
вода не привело к повышению плот...

Пусть выполняется неравенство ...

$$r_2/\Phi ...$$

Это требование может быть перепи...
длину волновода:

$$L\sqrt{\alpha}/r_1 ...$$

щественны, из полученного выражения опять следует формула (16), однако вместо неравенства (15) теперь имеем условие

$$L\sqrt{\alpha}/r \gg \alpha^2 L_0^2/(\beta r^2). \tag{19}$$

Аналогом соотношений (17), гарантирующих малость эффекта поглощения, являются неравенства

$$\beta/\alpha \ll L\sqrt{\alpha}/r \ll \alpha^2 L_0^2/(\beta r^2). \tag{20}$$

В этом случае возвращаемся к формуле (7) для идеального волновода. С учетом первой поправки на поглощение эта формула принимает вид

$$I(\omega) \simeq \frac{r^2}{4L_0^2}\left(1-\frac{\beta r L}{2\alpha^{3/2} L_0^2}\right) I_0(\omega). \tag{21}$$

Объединяя полученные результаты, можно также легко получить с учетом поглощения соответствующие выражения для прохождения по волноводу излучения от смещенного с оси точечного источника, а также от протяженного источника.

Конусообразный волновод. Рассмотрим волновод длины L, у которого радиус r_2 выходного отверстия меньше, чем радиус r_1 входного. Выясним, обладает ли такой конусообразный волновод фокусирующими свойствами, а именно: можно ли с его помощью уменьшить поперечные размеры рентгеновского пучка без существенных потерь в мощности. Это позволило бы увеличить плотность излучения на выходе волновода за счет сжатия пучка.

Обозначим через $\Phi \equiv (r_1 - r_2)/L$ угол между образующей конуса и осью симметрии. Очевидно, что при каждом последующем отражении луча от внутренней поверхности угол скольжения увеличивается на 2Φ. Будем считать, что $\Phi \ll \varphi_{кр} \equiv \sqrt{\alpha}$. Это необходимо для того, чтобы угол скольжения при многократных отражениях луча оставался меньше угла полного внешнего отражения. Для простоты изложения положим $\beta = 0$.

Пусть источник излучения находится на оси волновода на расстоянии L_0 от него. Из геометрических соображений легко оценить угол φ_{max} в формуле (4): $\varphi_{max} \simeq \min(r_2\sqrt{\alpha}/(r_1+\Phi L_0),\ r_1/L_0)$.

Если для заданного волновода в рассматриваемом диапазоне энергий выполняется условие

$$r_2/\Phi \leqslant r_1/\sqrt{\alpha}, \tag{22}$$

то $r_2\sqrt{\alpha}/(r_1+\Phi L_0) < r_1/L_0$ и $\varphi_{max} = r_2\sqrt{\alpha}/(r_1+\Phi L_0)$. Подставляя это значение в формулу (4), получаем

$$I(\omega) = \frac{\alpha}{4} I_0(\omega)\left(\frac{r_2}{r_1+\Phi L_0}\right)^2. \tag{23}$$

Эффективность волновода в этом случае равна

$$k = \alpha\left(\frac{L+L_0}{r_1+\Phi L_0}\right)^2. \tag{24}$$

Как функция от $L_0 \geqslant 0$ последнее выражение принимает максимальное значение $k_{max} = \alpha(L/r_1)^2$ при $L_0 = 0$. Сравнивая это значение с выражением (16), убеждаемся, что в случае выполнения условия (22) сужение волновода не привело к повышению плотности излучения на его выходе.

Пусть выполняется неравенство

$$r_2/\Phi > r_1/\sqrt{\alpha}. \tag{25}$$

Это требование может быть переписано в виде условия на относительную длину волновода:

$$L\sqrt{\alpha}/r_1 > r_1/r_2 - 1. \tag{25a}$$

Тогда в зависимости от величины L_0 возможны два случая.

1. При $L_0 < r_1^2/(r_2\sqrt{\alpha} - r_1\Phi)$ опять имеем $\varphi_{max} = r_2\sqrt{\alpha}/(r_1 + \Phi L_0)$ и, следо- тельно, реализуется только что рассмотренный случай (23), (24).

2. Если

$$L_0 > r_1^2/(r_2\sqrt{\alpha} - r_1\Phi), \tag{26}$$

то $\varphi_{max} = r_1/L_0$, что дает после подстановки в формулу (4)

$$I(\omega) = \left(\frac{r_1}{2L_0}\right)^2 I_0(\omega). \tag{27}$$

Эффективность волновода в этом случае равна

$$k = \left(\frac{r_1}{r_2}\,\frac{L_0 + L}{L_0}\right)^2. \tag{28}$$

Сравнивая полученное выражение с соотношением (8), видим, что увели- чение плотности излучения на выходе волновода за счет его сужени- равно $(r_1/r_2)^2$.

Таким образом, использование конусообразного волновода целесооб- разно только при выполнении условий (25а) и (26), т. е. в случае боль- шой относительной длины волновода и удаленного источника излучени- (плоская волна на входе волновода).

Необходимо помнить, что сжатие рентгеновского пучка сопровожда- ется некоторым увеличением его расходимости. Так, на выходе цилиндри- ческого волновода угол расходимости излучения равен $\sqrt{\alpha}$, а для конусо- образного волновода $\sqrt{\alpha} + \Phi$, поэтому принятое выше условие $\Phi \ll \sqrt{\alpha}$ оп- равдано и с этой точки зрения, поскольку оно не приводит к заметному увеличению расходимости. Кроме того, в случае $\beta \neq 0$ это условие, по-ви- димому, позволяет с достаточной точностью пользоваться уже получен- ными ранее формулами.

Выводы. Подробно изучены передаточные свойства простейших рен- геновских волноводов. Проведен учет потерь на поглощение излучения в стенках при многократном отражении. Получены условия, когда этими потерями можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гапонов С. В., Салащенко Н. Н.* Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 8, с. 154-
2. *Виноградов А. В., Сагитов С. И.* Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 11, с. 215-
3. *Aschenbach B.* Rep. Progr. Phys., 1985, v. 48, № 3, p. 579.
4. *Pound R. V., Rebka G. A.* Phys. Rev. Lett., 1959, v. 3, № 9, p. 439.
5. *Mallozzi P. J., Epstein H. M., Jung R. G., Applebaum D. C., Fairand B. P., Gallag- her W. J., Uecker R. L., Muckerheide M. C.* J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 4, p. 189-
6. *Mosher D., Stephanakis S. J.* Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, № 2, p. 105.
7. *Vetterling W. T., Pound R. V.* J. Opt. Soc. Amer., 1976, v. 66, № 10, p. 1048.
8. *Виноградов А. В., Кожевников И. В.* Журн. техн. физики, 1984, т. 54, № 9, с. 175-
9. *Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В.* Жур- техн. физики, 1985, т. 55, № 2, с. 244.
10. *Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В.* Журн. техн. физики, 1985, т. 55, № 3, с. 567.
11. *Parratt L. G.* Phys. Rev., 1954, v. 95, № 2, p. 359.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова, Москва

Принята в печать
23.I.198-

MULTIPLE REFLECTION OF X-RAYS ON A CURVED SURFACE

Arkad'ev V. A., Kumakhov M. A.

A multiple reflection of X-rays on curved surfaces at grazing incident angles ha- been considered in the approximation of geometrical optics. Transmitting characteristic- of cylindric and conic surfaces are studied with account taken of the radiation absor- tion. A spectral distribution of multiply-reflected X-rays is obtained for different lo- cation of the source and the reflecting surface. The results are valid practicall- throughout the X-ray range.

УДК 539.219.1

ДИФФУЗИОННО-КОНТРОЛИР-
ИЗ ТВЕ-

Жолнин А. Г.

При исследовании поведения - нение получил метод термодесорб- образцов, содержащих исследуемы- цию о местах локализации газа, э- проводить оценки диффузионной - гетических параметров взаимодейс- ностью.

В теоретическом плане метод - работан для экспериментов по ио- газ внедряется на небольшую по- ну, а образец можно рассматриват- вполне удачных попыток описать - термодесорбции с помощью упроще- вивается более тонкий подход, в - сложной физической картины выхо- периментов. В начальные условия с- ных уравнений закладывают и перво- пределение ловушек с различными - поверхностных процессов и возможн- дирующего газа ловушками. Варьир- ской модели и привлекая дополнит- ния профиля распределения газа, - тальных кривых с расчетными (см.-

Такой подход дает вполне прием- нить и для случаев термодесорбции - нако дальнейшее его распространен- пользования сложной программы м- ство исследователей ограничиваются - ров термодесорбции, привлекая для - периментальные методики или опре- по сдвигу пиков при изменении реж- лизованных упрощенных уравнени- полезным дальнейшее развитие мет- ции и детальная их проработка в ко- практике.

В настоящей работе рассмотрен - выход газа из тела конечных разме- процессами.

Влияние профиля распределения - ции при линейном нагреве. Извест- термодесорбции при линейном нагре- экспериментальной определяют - энергию активации диффузии [3, 4- лишь случай равномерного распреде-