

В.А. Чуриков

## Резонаторы на основе оптики скользящего падения для вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 6.01.2004 г.

Описаны принципы работы нескольких резонаторов для вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения  $1000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 1 \text{ \AA}$ . Работа резонаторов основана на рентгеновской оптике скользящего падения. Рассмотрено несколько типов кольцевых резонаторов и резонатор с грушевидными отражателями, а также полукольцевой резонатор, в котором кроме оптики скользящего падения используется многослойная рентгеновская оптика. Обсуждаются характеристики резонаторов и их эффективность.

Создание резонаторов для лазеров, рабочая область которых охватывает часть вакуумного ультрафиолетового ( $1000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 400 \text{ \AA}$ ), мягкого рентгеновского и частично жесткого рентгеновского ( $400 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 1 \text{ \AA}$ ) излучения (далее для краткости будем говорить о рентгеновском диапазоне), является задачей более трудной и в определенном смысле более важной, чем для оптических лазеров.

Проблема связана с трудностью создания высокоэффективных рентгеновских резонаторов со значительно более низкой эффективностью рентгеновской оптики (большое поглощение мягкого рентгеновского излучения в веществе, малые коэффициенты отражения и т.д.), значительно уступающей оптике видимого диапазона.

Несмотря на интенсивное развитие рентгеновской оптики, за последние 30 лет достаточно эффективных рентгеновских резонаторов создано не было, но было предложено много идей и схем. Обсуждались резонаторы, работающие на разных рентгенооптических принципах: на кристаллооптике и на многослойной рентгеновской оптике, на оптике скользящего падения и на смешанной рентгеновской оптике.

Л.А. Ривлин одним из первых рассмотрел резонаторы рентгеновского диапазона и предложил кольцевой резонатор, в котором в качестве зеркал предлагались хорошо отполированные плоскости кристаллов [1]. В основе работы этого резонатора лежит брэгговское отражение, поэтому он обладает свойством монохроматизации излучения.

Резонаторы на брэгговском отражении на основе многослойных зеркал были предложены в [2, 3], в частности, перестраиваемый резонатор с такими зеркалами описан в [4]. В рентгеновском лазере на установке Nova (Ливерморская лаборатория) был применен «резонатор» на одном многослойном зеркале с коэффициентом отражения примерно 15% [5, 6], использовавшийся, главным образом, для юстировки.

Резонаторы на рентгеновской оптике скользящего падения представляются более простыми в изготовлении, и в отличие от резонаторов с многослойными зеркалами могут работать в достаточно широком диапазоне длин волн, но с разной эффективностью.

Далее рассмотрим рентгеновские резонаторы, работа которых основана на рентгеновской оптике скользящего падения.

Оптические свойства материала-отражателя для рентгеновского излучения определяются коэффициентом преломления  $n$  [7]:

$$n = 1 - \delta - i\beta \approx n' - i\beta, \quad n' = \text{Re } n,$$

где  $n'$  — действительная часть коэффициента преломления;  $\delta$  — декремент показателя преломления материала отражателя;  $\beta$  — величина, характеризующая поглощение рентгеновского излучения средой ( $\beta \ll \delta$ ). Из формулы видно, что  $\delta$  и  $\beta$  меньше нуля, это делает показатель преломления материалов в рентгеновском диапазоне меньше единицы. Для разных материалов  $\delta$  и  $\beta$  можно определить через атомные факторы рассеяния  $f_1$  и  $f_2$ , затабулированные в [8]:

$$\delta = (2\pi)^{-1} N_a r_e \lambda^2 f_1, \quad \beta = (2\pi)^{-1} N_a r_e \lambda^2 f_2,$$

где  $N_a$  — плотность атомов;  $r_e = e^2 m^{-1} c^{-2}$  — классический радиус электрона;  $\lambda$  — длина волны рентгеновского излучения.

Реальные вещества для разных длин рентгеновского излучения имеют декремент показателя преломления в пределах  $\delta = 10^{-2} \div 10^{-6}$ . Для рентгеновского диапазона действительная часть коэффициента преломления мало отличается от единицы:  $n' = 1 - \delta \approx 1$ . Это говорит о малой преломляющей способности рентгеновских лучей (на несколько порядков меньше, чем в видимом диапазоне).

Рентгеновская оптика скользящего падения основана на эффекте полного отражения рентгеновских лучей от гладкой поверхности при углах скольжения  $\theta$ , не превосходящих критический угол скольжения  $\theta_c$ ,  $\theta \leq \theta_c = \sqrt{2\delta}$ .

При многократных отражениях рентгеновского излучения, когда  $\theta \leq \theta_c$ , возможен поворот на достаточно большие углы с относительно малыми потерями.

Коэффициент прохождения рентгеновского излучения вдоль поверхности  $K(\psi)$  на угол  $\psi$  при многократных отражениях в случае предельно малых углов скольжения  $\theta \rightarrow 0$  выражается [9, 10] в виде

$$K = \exp(-\psi\beta\delta^{-3/2}). \quad (1)$$

Волны распространения рентгеновского излучения вдоль гладких поверхностей, по аналогии с явлением распространения акустических волн вдоль вогнутых поверхностей, называют *волнами шепчущей галереи*.

Реальные значения критического угла скольжения зависят от длины волны рентгеновского излучения и даются приближенными соотношениями для разных длин волн [11]:

$$\theta_c \approx \begin{cases} (0,1 \div 0,2)\lambda, & 15 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 200 \text{ \AA}, \\ (0,1 \div 0,3)\lambda, & \lambda \leq 15 \text{ \AA}, \end{cases}$$

где углы даны в градусах, длина волны  $\lambda$  в ангстремах, а коэффициенты пропорциональности увеличиваются с ростом среднего заряда ядра вещества среды.

Характерным свойством рентгеновской оптики скользящего падения является широкая спектральная полоса пропускания рентгеновских волн, которая зависит от материала и качества поверхности. Поэтому резонаторы на оптике скользящего падения могут работать в достаточно широком диапазоне рентгеновского излучения, и менять этот диапазон можно подбором материала.

Частным случаем рентгеновской оптики скользящего падения является *капиллярная рентгеновская оптика* [12], в которой волноводами служат внутренние поверхности тонких и, как правило, цилиндрических трубок — капилляров.

## Простые кольцевые резонаторы

Кольцевые рентгеновские резонаторы представляют собой одну или несколько выпуклых поверхностей, как правило, это поверхности кругового цилиндра (рис. 1), по внутренней стороне которых распространяется рентгеновское излучение путем многократных отражений под малыми углами скольжения, с полным углом поворота  $360^\circ$ . Первые такие резонаторы рассматривались в работах [13–15].

Волна резонансного излучения формирует бегущую волну. Стоячие волны в таких резонаторах не образуются, что делает лазер с кольцевым резонатором несколько более эффективным при работе

в рентгеновском диапазоне. Коэффициент прохождения рентгеновского излучения по резонатору практически не зависит от его радиуса, поскольку количество отражений кванта при повороте на определенный угол зависит только от количества отражений по прохождению вдоль поверхности.

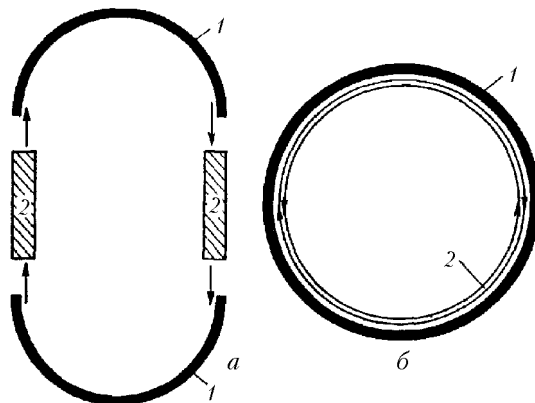


Рис. 1. Схемы резонаторов с поверхностями кругового цилиндра (1) и рабочее тело лазера (2). Резонатор с двумя секциями зеркала и рабочего тела (a) и односекционный резонатор со встречным пучком накачки (b) [15]

От радиуса резонатора  $R \gg \lambda$  зависит период прохождения полного круга по нему квантов  $T = R/c$  ( $c$  — скорость света). Период обращения квантов по резонатору может оказаться важным по следующим причинам:

1. Чем меньше период, тем больше циклов прохождения по резонатору в единицу времени будут совершать кванты, тем эффективней обратная связь в резонаторе и тем быстрее будет расти волна индуцированного излучения, а значит, будет выше и эффективность резонатора. Отношение периодов прохождения в двух резонаторах  $T_1$  и  $T_2$  с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  будет  $T_1/T_2 = R_1/R_2$ .

2. В случае если в качестве рабочего тела используется короткоживущая плазма, то время накачки рабочего тела мало, а время жизни инверсии еще более ограничено.

Из сказанного видно, что кольцевые резонаторы с меньшим периодом прохождения в рентгеновских лазерах будут более эффективны.

К простым кольцевым рентгеновским резонаторам относится кольцевой резонатор, у которого для поворота излучения предложено использовать капилляр [16] (рис. 2).

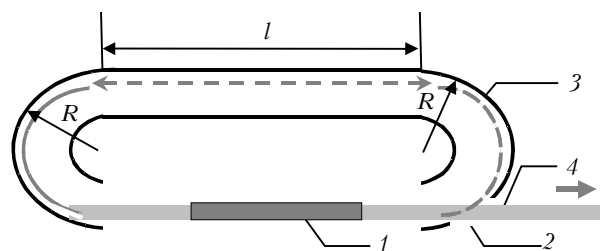


Рис. 2. Принципиальная схема простого кольцевого резонатора [16]: 1 — рабочее тело; 2 — выводящее отверстие; 3 — внутренняя стенка, вдоль которой происходит поворот части лазерного пучка; 4 — пучок лазерного излучения

Рассмотрим работу данного резонатора более подробно. Рентгеновское излучение из рабочего тела лазера 1 выходит с переднего торца, формируя пучок лазерного излучения 4. Частично излучение пучка падает на внутреннюю стенку резонатора 3 и при многократных отражениях поворачивается на  $360^\circ$ , направляясь в рабочее тело с заднего торца. Излучение, выходящее с задней стороны рабочего тела, направляется обратно по кольцу, выходит из него и попадает слева в рабочее тело. Коэффициент проводимости вдоль поверхности резонатора  $K$  для различных веществ и различных длин волн и различных резонаторов может принимать значения  $0,1 \div 0,4$ , что легко получить из (1).

Луч, распространяющийся против часовой стрелки, является рабочим, но кроме него в противоположном направлении внутри резонатора будет формироваться встречный пучок индуцированного излучения, который не будет участвовать в формировании лазерного луча. Встречный пучок будет выводить из верхнего рабочего состояния некоторую часть активных центров рабочего тела, понижая инверсию населенности и как следствие – эффективность работы лазера. Этот недостаток устраняется в кольцевом резонаторе с возвратным кольцом [17].

### Кольцевой резонатор с возвратным кольцом

Данный резонатор является усложненным вариантом предыдущего кольцевого резонатора, в котором решена проблема встречной волны [17] (рис. 3).

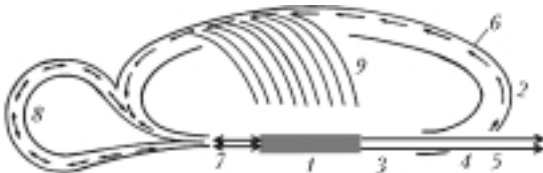


Рис. 3. Принципиальная схема кольцевого резонатора для рентгеновского лазера [17]: 1 – рабочее тело лазера; 2 – кольцевой резонатор; 3 – пучок с переднего торца рабочего тела; 4 – выводящее отверстие в резонаторе; 5 – лазерный пучок; 6 – пучок, поворачивающийся в резонаторе; 7 – часть пучка после поворота в резонаторе и возвратном кольце; 8 – возвратное кольцо; 9 – система направляющих поверхностей

Работает этот резонатор следующим образом. Поток квантов, выходящий с переднего торца рабочего тела 1, входит внутрь резонатора, где благодаря выводящему отверстию 4 пучок 3 разделяется на лазерный пучок 5 и на пучок 6, который транспортируется по резонатору 2 благодаря многократным отражениям от его поверхности под малыми углами скольжения. Пучок 6 обеспечивает положительную обратную связь в лазере. После поворота на  $360^\circ$  выходит с обратной стороны резонатора (пучок 7) и направляется в рабочую плазму, где усиливается за счет вынужденного излучения при наличии инверсии населенности уровней. При выходе усиленного пучка с переднего торца плазмы цикл повторяется.

Интенсивность рентгеновского пучка после единичного прохождения полного цикла в резонаторе для интенсивностей, далеких от насыщения, представим в виде

$$I = I_0 kK (1 - \mu_1 - \mu_2) \exp(\Delta N \sigma l) = I_0 K \xi \exp(\Delta N \sigma l), \quad \xi \equiv k(1 - \mu_1 - \mu_2). \quad (2)$$

Здесь  $I_0$  – начальная интенсивность пучка;  $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1) N_1 > 0$  – инверсия населенности лазерных уровней ( $N_1$  и  $N_2$  – концентрации рабочих центров излучения лазера, находящихся соответственно на верхнем и нижнем лазерных уровнях;  $g_1$  и  $g_2$  – статистические веса уровней);  $l$  – длина рабочего тела лазера;  $\sigma = (8\pi)^{-1} v^{-2} c^2 A_{21} \times \varphi(v - v_0)$  – сечение индуцированного излучения, где  $A_{21}$  – вероятность спонтанного перехода между лазерными уровнями;  $\varphi(v - v_0)$  – профиль линии,  $v$  и  $v_0$  соответственно частота излучения и резонансная частота лазерного излучения;  $\mu_1$  и  $\mu_2$  – потери на рассеяние и на поглощение в среде;  $k$  – часть потока рентгеновского пучка, захватываемая резонатором;  $1 \geq k \geq 0$ . Условием работы лазера является достижение критической инверсии  $\Delta N_c$ , которую из (1) и (2) легко получить:

$$\Delta N_c = -\frac{\chi}{\sigma l} = \frac{8\pi v^2}{c^2 l \varphi(v_0)} (360^\circ \beta \delta^{-3/2} - \ln \xi),$$

где учтено, что  $\psi = 360^\circ$ , введены логарифмические потери в резонаторе  $\chi = 360^\circ \beta \delta^{-3/2} - \ln \xi$  и профиль линии взят при  $v = v_0$ .

Нормальная работа резонатора возможна, когда время существования инверсии заселенности в плазме  $\tau$  больше или сравнимо со временем прохождения одного цикла  $\tau_c = c^1 L \approx 3,3 \cdot 10^{-8}$ , где  $L \approx 10$  см – средняя длина прохождения по кольцу резонатора непоглощенных фотонов в одном цикле. Время жизни лазерной плазмы или плазмы сильноточных разрядов реализуемо в пределах  $10^{-9} \div 10^{-8}$  с, так что условие  $\tau > \tau_c$  можно считать вполне выполнимым при надлежащей длительности накачки, в качестве которой можно использовать фотонакачку, рекомбинационную или комбинированную накачки.

Сделаем несколько замечаний о возможности улучшения работы лазера с кольцевым резонатором. Для уменьшения потерь на формирование встречной волны, при выходе фотонов из заднего торца плазмы, предлагается это излучение направлять обратно в задний торец с помощью возвратной петли 8. При этом к интенсивности  $I_0$ , идущей на усиление, добавится  $I'_0$ , идущая из возвратной петли:

$$I'_0 \approx I_p \exp(\psi' \beta \delta^{-3/2}),$$

где  $I_p$  – поток, входящий в петлю;  $\psi$  – общий угол поворота в петле с учетом конкретной геометрии, равный приблизительно  $260 \div 280^\circ$  в зависимости от степени вытянутости возвратного кольца.

Также можно собирать часть резонансного излучения (в основном спонтанного) благодаря системе направляющих поверхностей 9, с помощью которых кванты направляются в задний торец для усиления. При этом интенсивность, идущая на усиление, увеличится на величину

$$I_0'' \approx I_s (4\pi)^{-1} \sum_i \Omega_i \exp(\psi_i \beta \delta^{-3/2}),$$

где  $I_s$  — интенсивность излучения рабочего тела в стороны на резонансной частоте;  $\Omega_i$  — телесный угол, с которого собирается рентгеновское излучение  $i$ -й поверхностью;  $\psi_i$  — необходимый угол поворота луча, распространяющегося вдоль  $i$ -й поверхности.

В итоге для расчета интенсивности лазерного излучения в формуле (2) вместо  $I_0$  необходимо подставить сумму  $I_0 + I_0' + I_0''$ . Значения  $I_0, I_p, I_s$  должны рассчитываться исходя из конкретных условий существования и свойств самой плазмы и используемых теоретических моделей.

Общим недостатком рассмотренных кольцевых резонаторов является несимметричный профиль выходящего пучка после прохождения по кольцу, который с увеличением угла поворота все больше «прижимается» к круглой поверхности скольжения. В случае, когда волноводом резонатора является капилляр, распространяемый в нем пучок приобретает характерный «банановидный» профиль.

Возможно создание рентгеновских резонаторов, отражательными элементами которого служат два возвратных кольца вдоль оптической оси. Правда, такой резонатор уже не будет кольцевым и его эффективность должна быть несколько выше, чем у кольцевого, из-за больших коэффициентов проводимости. Недостатком такого резонатора, как и предыдущих резонаторов, будет формирование аксиально несимметричного лазерного пучка. Плоскости, в которых лежат возвратные кольца, могут совпадать, а могут быть расположены под ненулевым углом, что будет приводить к некоторому сглаживанию интенсивности пучка, повышая его аксиальную симметрию. В этом случае наиболее оптимальным представляется прямой угол.

Недостатком рассмотренных резонаторов является отсутствие аксиальной симметрии, которая будет приводить к асимметрии распределения обратной связи и, как следствие, к аксиальной асимметрии формируемого пучка лазерного излучения. Переход к резонаторам с цилиндрической симметрией должен приводить к формированию более симметричных лазерных пучков. Рассмотрим некоторые аксиально-симметричные рентгеновские резонаторы.

## Аксиально-симметричные кольцевые резонаторы

### Кольцевой резонатор для рентгеновского лазера на зеркалах скользящего падения

Предлагаемый резонатор состоит из двух зеркал, расположенных соосно, т.е. их оптические оси совпадают (рис. 4 и 5) [18, 19].

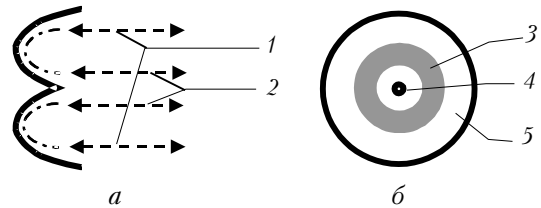


Рис. 4. Схема зеркала скользящего падения рентгеновского резонатора. Вид сбоку (а) и с торца (б) [19]: 1 — внешняя, 2 — внутренняя части пучка; 3 — поглощающее кольцо; 4 — внутренняя, 5 — внешняя рабочие области

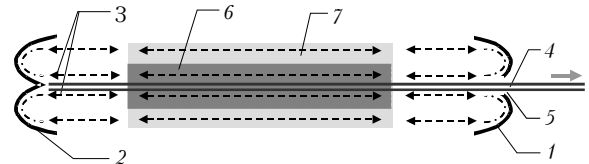


Рис. 5. Принципиальная схема кольцевого резонатора, работающего в двухпроходном режиме [19]: 1 — переднее зеркало; 2 — заднее зеркало; 3 — замкнутые траектории лучей; 4 — лазерный пучок; 5 — выходное отверстие; 6 — рабочее тело при работе резонатора в однопроходном и 7 — двухпроходном режимах работы

Рентгеновские лучи в таких зеркалах распространяются также вдоль поверхности путем многократных отражений под малыми углами скольжения  $\theta$ , меньшими критического  $\theta_c$ , при полном отражении  $\theta \leq \theta_c$ . Зеркала в рассматриваемом резонаторе (см. рис. 4) являются поверхностями вращения некоторой образующей кривой вокруг оси, которая совпадает с оптической осью зеркала. В результате получается аксиально-симметричная поверхность зеркала. Образующая кривая может быть частью окружности или другой выпуклой кривой, некоторым образом ориентированной относительно оси вращения. Возможность варьировать геометрией поверхности с целью изменения свойств рентгеновского излучения говорит об определенной гибкости такого резонатора.

Серым цветом на рис. 4,б показана кольцевая область зеркала 3 с низкой отражательной способностью, если на нее рентгеновские кванты падают параллельно оптической оси. Эта область в зеркале не работает, или ее работа малоэффективна за счет большого поглощения квантов, поэтому будем называть ее *поглощающим кольцом*. Кольцевые области белого цвета, лежащие с внешней и с внутренней стороны поглощающего кольца, являются соответственно *внешней 5 и внутренней 4 рабочими областями*. Реальные границы между рабочими и нерабочей областями будут не резкими, а несколько размытыми.

Такой резонатор является аксиально-симметричным открытым резонатором. Замкнутая траектория рентгеновских квантов внутри резонатора говорит о том, что данный резонатор является своеобразным кольцевым резонатором.

Индукцированное излучение в таком резонаторе будет формироваться в двух противоположно направленных бегущих волнах и образовывать *главный и обратный пучки*, как в простых кольцевых

резонаторах. Стоячие волны в таком резонаторе формироваться не будут.

В правом зеркале, как показано на рис. 5, часть рентгеновского излучения внутренней части главного пучка отводится через центральное отверстие, а другая часть направляется по кольцевой траектории через рабочее тело лазера, где затем усиливается.

Исходя из качества обработки поверхности зеркал и геометрии поверхности отражения, нетрудно предположить, что распределение интенсивности рентгеновского излучения в луче лазера может иметь радиально неоднородную структуру, с минимумом в центре и с максимумом ближе к внешней границе пучка. Отметим, что в поперечнике луч лазера может иметь «трубчатую» структуру, что не всегда удобно. Можно сделать выходящий пучок лазера более однородным путем соответствующей корректировки поверхностей зеркал и рабочего тела лазера. Но это, в свою очередь, может привести к увеличению расходимости лазерного пучка.

Опишем работу резонатора. Поток рентгеновских квантов, выходящих с переднего торца рабочего тела (см. рис. 5), падает на правое зеркало, где благодаря отверстию разделяется на выходящий лазерный пучок, а остальная часть радиально расходится по поверхности зеркала и поворачивается на  $180^\circ$ . Кванты транспортируются вдоль поверхности зеркала, многократно отражаясь от нее под малыми углами скольжения. После поворота рентгеновские кванты в виде пучка направляются на левое зеркало. Эту часть пучка, обеспечивающую обратную связь в лазере, будем называть *внешней*, а часть пучка, формирующуюся вдоль оптической оси зеркал и составляющую собственно лазерный пучок, — *внутренней*. Далее, во втором зеркале пучок тоже поворачивается на  $180^\circ$ , направляясь к центральной части зеркала, а откуда — в сторону правого зеркала. После этого цикл повторяется.

При использовании лазера с таким резонатором возможна организация работы, при которой через рабочее тело проходит и испытывает усиление только внутренняя часть главного пучка (*однопроходный режим*) или обе части пучка, как внутренняя, так и внешняя (*двухпроходный режим*) (рис. 5). Вынужденное излучение квантов осуществляется при их прохождении через рабочее тело, и чем больше расстояние, которое проходит квант в рабочем теле, тем эффективнее усиление. Поэтому работа рентгеновского лазера в двухпроходном режиме существенно повышает эффективность резонатора по сравнению с работой в однопроходном.

Для интенсивности лазерного пучка за одно прохождение рентгеновского излучения по резонатору, в области, далекой от насыщения, будет выполняться следующее соотношение:

$$I = I_0 K \xi \exp(qbl\sigma\Delta N). \quad (3)$$

Коэффициент  $q$  принимает значения  $q = 1$  для однопроходного режима и  $q = 2$  для двухпроходного режима работы. В этом случае  $b = 1$ , когда в резонаторе для генерации используется только глав-

ный пучок, и  $b = 2$ , когда используются как главный, так и обратный пучки.

Условием возможности генерации лазера является достижение критической инверсии  $\Delta N_c$ , которую легко получить из (1) и (3):

$$\Delta N_c = -\frac{\chi}{qbl\sigma} = -\frac{8\pi v^2}{c^2 qblA_{21}\varphi(v_0)} (360^\circ\beta\delta^{-3/2} - \ln\xi),$$

где учтено, что угол поворота  $\psi = 360^\circ$ , т.е. за один цикл введены логарифмические потери в резонаторе  $\chi = 360^\circ\beta\delta^{-3/2} - \ln\xi$  и профиль линии взят при  $v = v_0$ .

При двухпроходном режиме работы резонатора и однородной плотности инверсии населенности в рабочем теле наблюдается следующая особенность. При переходе излучения из внутренней части пучка во внешнюю часть плотность излучения падает, поскольку площадь поперечного сечения внутреннего пучка  $s$  меньше площади кольцевого сечения внешнего пучка  $S$ . Причем площади сечений во внешней и во внутренней частях пучка можно принять равными площадям проекций соответственно внешней и внутренней частей рабочих областей зеркал на плоскость, перпендикулярную оптической оси резонатора. При переходе излучения из внешней части пучка во внутреннюю, наоборот, плотность пучка увеличивается. Если не учитывать потери при транспортировке квантов вдоль поверхности зеркал и потери на излучение лазерного пучка, то будет справедливо соотношение для плотностей внутреннего  $j_0$  и внешнего  $j_1$  пучков в резонаторе:

$$I_0 = sj_0 = Sj_1.$$

Ввиду большей плотности излучения во внутренней части пучка возможно, что при значительном его усилении достижимо насыщение, когда инверсия населенностей уровней становится равной нулю ( $\Delta N = 0$ ). В этом случае для внутренней части пучка процессы усиления и поглощения уравновешиваются и наступает «просветление» среды, а во внешней части пучка излучения ввиду меньшей его плотности усиление еще возможно, так как там сохранилась инверсия  $\Delta N > 0$ . Такие резонаторы, в которых благодаря разным плотностям индуцированного излучения формируется различная плотность инверсии населенности в различных частях рабочего тела, назовем *резонаторами с распределенной инверсией*.

Возможен вариант резонатора, когда из обратной волны часть излучения также отводится через аналогичное отверстие в левом зеркале (симметричный вариант резонатора).

Для повышения эффективности работы резонатора лазерного пучка желателен обратный пучок формирующегося индуцированного излучения направить в главный пучок, что повысит эффективность резонатора.

Поворот обратного пучка можно осуществить с помощью *возвратной петли*, как в резонаторе на рис. 3. Возвратная петля устанавливается к отвер-

стию с противоположной стороны от отверстия для выведения лазерного пучка. Попадая в возвратную петлю, кванты возвращаются обратно и идут на формирование лазерного пучка. Недостатком резонатора с возвратной петлей будет нарушение аксиальной симметрии лазерного пучка (после прохождения излучения по возвратной петле), который будет приобретать «банановидный» профиль.

Если правое зеркало заменить системой двух зеркал, как показано на рис. 6, то, возможно, проблема обратной волны будет решена другим способом, в чем легко убедиться, просмотрев направления движения рентгеновских квантов вдоль траекторий.

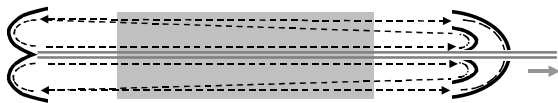


Рис. 6. Принципиальная схема кольцевого резонатора с совмещением главного и обратного пучков [19]

В таком резонаторе объем в рабочем теле будет задействован несколько больше, чем в резонаторе на рис. 5, что дополнительно повысит его эффективность. Возможны и другие способы реализации резонатора, в котором обратный пучок или не формируется, или поворачивается и направляется в главный пучок.

Данный резонатор, в отличие от ранее рассмотренных, представляется более компактным, более технологичным, а лазерный пучок, формируемый в таком резонаторе, будет аксиально-симметричным.

Итак, нами рассмотрены наиболее простые случаи резонаторов с возвратными зеркалами. Предложенный принцип создания резонаторов дает возможность разрабатывать большое количество их вариантов с разными параметрами зеркал. Например, внешние и внутренние пучки резонатора можно делать не только параллельными оптической оси, как на рис. 4, но и сходящимися или расходящимися. В этом случае сходящиеся пучки будут сходиться в фокусах, а расходящиеся будут иметь мнимые фокусы. В свою очередь, реальные и мнимые фокусы могут быть по-разному ориентированы друг относительно друга на оптической оси резонатора. Сочетание всех возможных вариантов таких зеркал дает большое разнообразие резонаторов, полное количество которых (более сотни) требует отдельного рассмотрения. Все эти резонаторы будут отличаться разной устойчивостью и эффективностью формирования лазерного излучения.

## Рентгеновские резонаторы с грушевидными отражателями

Предлагаемый резонатор [20] (рис. 7) состоит из двух отражателей *грушевидной формы* 1 и 2, соответствующие поверхности которых являются рентгеновскими зеркалами скользящего падения. Отражатели сориентированы друг к другу входными отверстиями 3 вдоль общей оптической оси. В одном

из отражателей 2 есть отверстие 4 для вывода части излучения из рабочего тела рентгеновского лазера 5, находящегося между зеркалами резонатора.

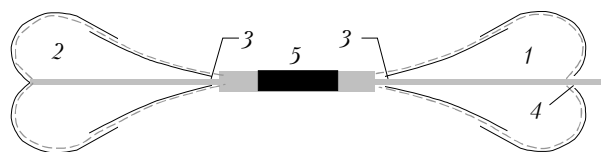


Рис. 7. Схема резонатора с грушевидными отражателями [20]. Штриховой линией показаны траектории распространения рентгеновских лучей вдоль поверхностей отражателей: 1, 2 – передний и задний грушевидные отражатели и их входные отверстия; 3, 4 – входное и выводящее отверстия; 5 – рабочее тело

Каждый отражатель резонатора состоит из двух секций, представляющих собой поверхности, получаемые вращением двух *образующих линий* вокруг оптической оси резонатора, геометрия которых может быть разной (рис. 8).

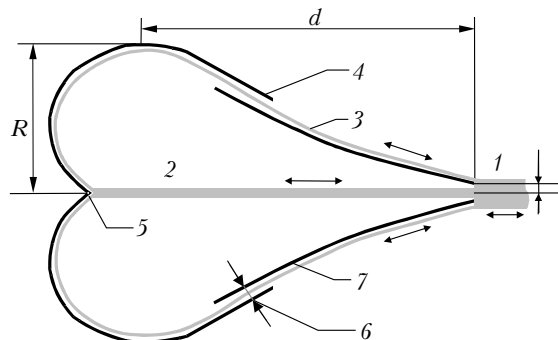


Рис. 8. Схема грушевидного отражателя [20]: 1 – пучок рентгеновского излучения, падающий на входное отверстие отражателя; 2 – внутренний и 3 – внешний пучки; 4 – большая секция отражателя; 5 – «конус» резонатора; 6 – щель резонатора; 7 – зеркало внешней транспортировки; R – радиус отражателя; r – радиус входного отверстия отражателя; d – часть продольного расстояния от входа до плоскости, проходящей через сечение отражателя с максимальной площадью

Пучок рентгеновского излучения 1, падающий на входное отверстие отражателя, делится на два потока – внутренний 2 и внешний 3. Внутренний пучок распространяется внутри большей секции отражателя 4 и, падая на «конус» резонатора 5, радиально расходит по ее внутренней поверхности, вдоль которой рентгеновские кванты транспортируются до щели резонатора 6, где «перескакивают» на зеркало внешней транспортировки 7 и, распространяясь вдоль поверхности которого, возвращаются в рабочее тело с той же стороны, но в обратном направлении движения. Очевидно, что для распространения рентгеновских квантов вдоль поверхности зеркала внешней транспортировки и на «конусе» возвратного зеркала их поверхность должна быть вогнутой вдоль оптической оси резонатора, но перпендикулярно этому направлению она будет выпуклой. Поэтому распространение пучка здесь будет неустойчивым. Из-за этой неустойчивости

часть квантов может «соскальзывать» в сторону и теряться, что будет понижать эффективность резонатора. Доля потерь рентгеновских квантов из-за этой неустойчивости будет тем меньше, чем выше качество изготовления резонатора.

Внешний поток после разделения падающего пучка, очевидно, проходит тот же путь, что и внутренний пучок, только в обратном направлении. Отличие двух отражателей резонатора заключается только в том, что в одном из них имеется отверстие для отвода части излучения, которое получается «срезанием» верхней части конуса (см. рис. 8).

Грушевидный отражатель, по сути, является воплощением идеи плоской возвратной петли кольцевого рентгеновского резонатора, предложенного в [3] для объемного резонатора с аксиальной симметрией.

Оценим эффективность работы предлагаемого резонатора.

Полный угол поворота рентгеновских лучей  $\psi$  в отражателях зависит от конкретной геометрии зеркал и лежит в пределах  $360^\circ > \psi > 180^\circ$ :

$$\psi = 180^\circ + 2\alpha, \quad \alpha = \arctg \frac{R-r}{d},$$

где  $\alpha$  — угол отклонения в отражателе.

Предполагая, что  $R \gg r$ , получим упрощенное выражение для угла отклонения  $\alpha \approx \arctg (R/d)$ .

Отношение  $(R-r)/d \approx R/d$  будем называть фактором удлинения отражателя.

Реально можно создавать резонаторы с отражателями, имеющими полный угол поворота  $\psi = 210 \div 270^\circ$ , что меньше  $360^\circ$ , как это имеет место в кольцевых резонаторах [15–19]. Такие резонаторы должны иметь меньше потерь по сравнению с кольцевыми и в отличие от них формировать радиально симметричный рентгеновский пучок.

Для различных веществ и различных длин волн значение коэффициента  $K$  обычно лежит в пределах  $0,1 \div 0,4$ . Для некоторых веществ, длин волн и разных факторов удлинения проведены оценки значений коэффициентов проводимости на основе экспериментальных данных [11], которые приведены в таблице [20].

Значения коэффициента проводимости

Материал	$\lambda, \text{ \AA}$	$K$ при повороте на $270^\circ, (R/d = 1)$	$K$ при повороте на $270^\circ, (R/d \approx 0,27)$
Ru	120	0,51	0,6
Au	100–125	0,31	0,41
In	76	0,16	0,24

Из таблицы видно, что наибольшее значение коэффициента проводимости  $K$  может достигать до 0,6, что несколько выше, чем у кольцевых резонаторов.

Более вытянутые отражатели имеют больший коэффициент проводимости и формируют пучок с меньшей расходимостью, но по ним рентгеновский квант проходит несколько больше времени, что может быть существенно для рентгеновских лазеров, у которых в качестве рабочего тела используется короткоживущая плазма.

Увеличение интенсивности лазерного пучка  $I$  при прохождении резонансного излучения за  $M$  отражений в зеркалах, до достижения стадии насыщения, будет описываться соотношением

$$I = I_0 [(K \gamma_1^1 \gamma_1^2 K_2 \gamma_2^1 \gamma_2^2 \xi)^M \times \exp(MG), \quad G = \Delta N \sigma, \quad (4)$$

где  $I_0$  — его начальная интенсивность;  $K_1, K_2$  — коэффициенты отражения первого и второго отражателей;  $G$  — коэффициент усиления в центре линии для малого сигнала без насыщения. Кроме того, введены коэффициенты  $\gamma$ , характеризующие степень устойчивости пучков относительно «соскальзывания» квантов с «конуса» (верхний индекс 1), с зеркала внешней транспортировки (верхний индекс 2), а нижние индексы соответствуют первому и второму отражателям.

Условием работы лазера с данным резонатором является достижение критической инверсии  $\Delta N_c$ , которую легко получить из (1) и (4):

$$\Delta N_c = -\frac{\chi}{Ml\sigma} = \frac{8\pi v^2}{c^2 l A_{21} \varphi(v_0)} \{\psi \beta \delta^{-3/2} - \ln(\gamma_1^1 \gamma_2^1 \gamma_1^2 \gamma_2^2 \xi)\},$$

где  $\chi$  — логарифмические потери в данном резонаторе, которые равны выражению, стоящему в фигурных скобках, профиль линии взят при  $v = v_0$ . Заметим, что полученное соотношение для  $\Delta N_c$  не зависит от  $M$ .

Для резонатора с отражателями, имеющими одинаковые размеры и другие одинаковые характеристики (симметричный случай), будут справедливы соотношения

$$K_1 = K_2 \equiv K; \quad \gamma_1^2 = \gamma_2^2 \equiv \gamma^2.$$

## Полукольцевой резонатор на смешанной рентгеновской оптике

Данный резонатор состоит из двух отражающих поверхностей, расположенных соосно. Первая — плоское многослойное (интерференционное) рентгеновское зеркало [21]. Второе — возвратное зеркало, как на рис. 4. Это зеркало работает в режиме скользящего падения. Его конус направлен в сторону многослойного зеркала [22]. Такой резонатор можно получить, если заднее или переднее из возвратных зеркал аксиально-симметричного кольцевого резонатора (см. рис. 5) заменить многослойным зеркалом. Такой резонатор аксиально-симметричен.

Траектория резонансных рентгеновских квантов в резонаторе будет описывать «полукольцо», поэтому его можно назвать полукольцевым. Лазерное излучение из резонатора можно выводить через отверстие на одной из сторон. Такой резонатор работает на резонансной частоте, которая задается свойствами многослойного зеркала.

При формировании излучения в резонаторе образуются два пучка: внутренний в виде сплошного круглого пучка и внешний в виде кругового ци-

линдра, плотность которых может зависеть от радиуса. Такой резонатор может работать в однопроходном и в двухпроходном режимах, как аксиально-симметричный кольцевой резонатор.

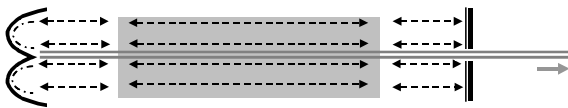


Рис. 9. Схема полукольцевого рентгеновского резонатора

Дополнительно перечислим некоторые свойства рассмотренных рентгеновских резонаторов.

1. Малые коэффициенты отражения и прохождения в рентгеновских зеркалах приводят к тому, что добротность рентгеновских резонаторов будет составлять не более нескольких единиц.

2. Угол дифракционной расходимости рентгеновского резонатора с характерным размером  $a$  выражается соотношением  $\phi = \lambda/a$ , и является ничтожной величиной.

3. Дифракционные потери  $A_{\text{диф}}$  в рассмотренных резонаторах будут также незначительные:  $A_{\text{диф}} = (4\lambda)/a^2 = 4/N_F$ , где число Френеля  $N_F = a^2/\lambda L$ .

В заключение можно сказать, что рассмотренные резонаторы могут оказаться пригодными для обеспечения положительной обратной связи в рентгеновских лазерах при достижении в рабочем теле критических значений инверсии.

1. Ривлин Л.А. // Вопросы радиоэлектроники. 1962. Сер. 1. Вып. 6. С. 60–67.
2. Bond W.L., Duguay P.M., Rentzepis P.M. // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 216.
3. Deslattes R.D. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 133.
4. Cotterill R.M.J. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 403.
5. Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al. Demonstration of a Soft X-Ray amplifier // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. № 2. P. 110–114.
6. Nilson D.G., Brown S.B., Keane C.J., Macgowan B.J., Matthews D.L., Trebes J.E., Wood O.R., Silfvast W.T. Soft X-ray laser pointing and focusing experiments // Laser and Particle Beams. 1988. V. 6. № 2. P. 751–756.
7. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИИТЛ. 1957. 518 с.
8. Henke B.L., Lee P., Tanaka T.L., Simabukuro R.L., Fujikawa B.K. // At. Data and Nucl. Data Tabls. 1982. V. 27. P. 1–144.

#### V.A. Churikov. Cavities based on grazing-incidence optics for VUV radiation and soft X-rays.

The operating principles of several cavities for VUV radiation and soft X-rays  $1000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 1 \text{ \AA}$  are described. The operation of the cavities is based on grazing-incidence X-ray optics. Some types of ring cavities and a cavity with pear-shaped mirrors are considered, and as well as a semi-ring cavity, in which structural X-ray optics is used besides grazing-incidence optics. The performance of the cavities and their efficiency are discussed.

9. Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудинский А.Я., Коган М.Т., Кожевников И.В., Слемзин В.А. Зеркальная рентгеновская оптика. Л.: Машиностроение, 1989. 463 с.
10. Мишетт А. Оптика мягкого рентгеновского излучения: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 352 с.
11. Кожевников И.В. Системы скользящего падения с большим числом отражений // Тр. ФИАН (Рентгеновская оптика). М.: Наука, 1989. Т. 196. С. 143–167.
12. Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А., Пономарев И.Ю., Ходеев И.А., Чертов Ю.П., Шахнаров И.М. Широкополосная рентгеновская оптика с большой угловой апертурой // Успехи физ. наук. 1989. Т. 157. Вып. 3. С. 529–537.
13. Виноградов А.В., Ковалев В.Ф., Кожевников И.В., Пустовалов В.В. Моде шепчущей галереи, вогнутые поворотные зеркала и резонаторы для излучения мягкого рентгеновского диапазона. Препр. // ФИАН СССР. № 9. М., 1984. 50 с.
14. Виноградов А.В., Ковалев В.Ф., Кожевников И.В., Пустовалов В.В. Вогнутые поворотные зеркала рентгеновского диапазона. I // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 244–250.
15. Виноградов А.В., Ковалев В.Ф., Кожевников И.В., Пустовалов В.В. Дифракционная теория скользящих мод в вогнутых зеркалах и резонаторах рентгеновского диапазона. II // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 567–574.
16. Чуриков В. А. Простой кольцевой резонатор для рентгеновского лазера // Матер. VII Междунар. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых «IV Сибирская школа молодого ученого» (17–19 декабря 2001). Т. IV. Естественные и точные науки. Томск: Изд-во Том. гос. пед. ун-та, 2001. С. 316–317.
17. Чуриков В.А. Кольцевой резонатор для рентгеновского лазера // Вестн. ТГПУ. 1988. № 5. С. 56–57.
18. Чуриков В. А. Кольцевой резонатор для рентгеновского лазера на зеркалах скользящего падения // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 3. С. 271–274.
19. Churikov V.A. The ring resonator for the x-ray laser on mirrors of sliding fall // The 5-th International Conference «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». Tomsk, Russia. September 10–14. 2001. P. 86.
20. Чуриков В. А. Резонатор для рентгеновского излучения с грушевидными отражателями // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 11. С. 1003–1008.
21. Churikov V.A. Semicircle the resonator on mixed X-ray optics // The 6-th International Conference «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». Tomsk, Russia. September 15–19. 2003. P. 100.
22. Рентгеновская оптика и микроскопия: Пер. с англ.; Под ред. А.В. Виноградова / Сб. под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. М.: Мир, 1987. 464 с.