

# Ход лучей в прокачных лазерах с ядерной накачкой

В.Ю.Матвев

*Рассмотрен ход лучей в резонаторах прокачных лазеров с ядерной накачкой. В таких лазерах профиль показателя преломления среды в поперечном оптической оси направлении можно считать параболическим, но крутизна параболы весьма неоднородна по ходу луча, и выполнение обычного условия устойчивости резонатора (модуль шпура лучевой матрицы одного прохода луча через резонатор меньше двух) недостаточно для того, чтобы луч оставался в резонаторе после большого числа проходов.*

**Ключевые слова:** резонатор, газ, неоднородность, ход лучей, устойчивость.

## 1. Введение

В лазерах с ядерной накачкой инверсная населенность достигается при облучении газов осколками деления из урановых слоев, помещенных внутрь лазерной кюветы [1]. При этом в газе образуются перепады плотности [2–7], влияющие на ход световых лучей [8, 9] и устойчивость резонаторов [10–12]. В герметичных кюветах с плоскопараллельной геометрией (рис.1) изменение показателя преломления по обоим направлениям, поперечным к оптической оси (ось  $z$ ), можно описать (в области, не охваченной пристеночным погранслоем) параболической зависимостью [2, 11]:

$$n(x, y, z, t) \approx n_0(z, t) + \frac{1}{2}n_x(z, t)\left(x - \frac{b}{2}\right)^2 - \frac{1}{2}n_y(z, t)y^2,$$

где  $b$  – ширина кюветы с активной средой. Аддитивный характер поперечных неоднородностей позволяет рассмотреть ход лучей и устойчивость резонатора по обеим поперечным осям ( $x$  и  $y$ ) независимо [11].

В прокачных кюветах (рис.1; газ прокачивается вдоль оси  $x$  в положительном направлении поперек оптической оси  $z$ ) картина иная [6, 7]: в области, не охваченной пограничным слоем, по оси  $y$  (перпендикулярной урановым слоям) профиль показателя преломления также близок к параболическому («положительная параболическая линза» [6]), однако вдоль потока газа (по оси  $x$ ) крутизна этой параболы существенно растет, а показатель преломления уменьшается практически линейно («оптический клин» [6]). Таким образом, основная поперечная неоднородность (по оси  $y$ ) имеет мультипликативный характер [9]:

$$n(x, y, z) \approx n_0 - n_x(z)x - \frac{1}{2}n_y(x, z)y^2.$$

**В.Ю.Матвев.** Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: a.krinsky@mail.ru

Поступила в редакцию 28 августа 2002 г., после доработки – 23 декабря 2002 г.

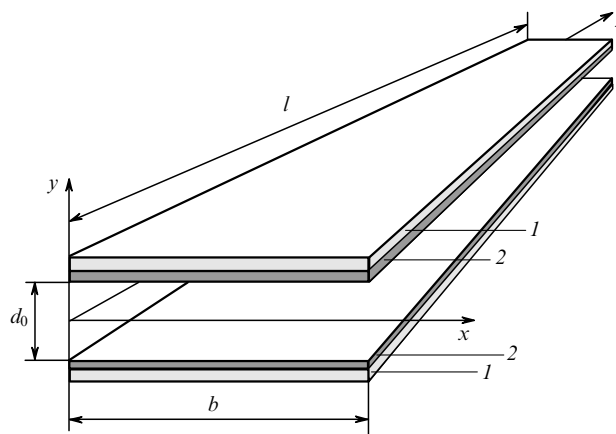


Рис.1. Плоскопараллельная кювета лазера с ядерной накачкой: 1 – стенки кюветы; 2 – урановые слои;  $z$  – оптическая ось.

Для таких резонаторов матрица одного прохода луча через резонатор зависит от начальной координаты луча  $x$  [9], которая изменяется от прохода к проходу, поэтому ход лучей для большого числа проходов не может быть найден обычным приемом [13] возведения в степень матрицы одного прохода. Соответственно устойчивость таких резонаторов также следует рассмотреть особо.

## 2. Распределение показателя преломления

Энергию  $\delta E^*$ , выделяемую за время  $\delta t$  в малом объеме газа  $\delta V$  в кювете лазера с ядерной накачкой при стационарной прокачке газа, можно представить в виде [4, 5]

$$\frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} = \frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0} \frac{\Theta p}{\gamma - 1} \frac{\Phi(z)}{\tau} f(x, y, z), \tag{1}$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3}, \quad \tau = \frac{b}{U},$$

где  $\rho(x, y, z)$  – плотность газа;  $\rho_0 = \rho(0, y, z)$  – плотность невозмущенного газа на входе;  $p$  – давление газа (прак-

тически однородное при скорости прокачки газа  $U$ , много меньшей звуковой [2, 6]);  $c_p$  и  $c_V$  – теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме;  $\Theta$  – отношение энергии осколков деления, поглощаемой в кювете с невозмущенным газом с плотностью  $\rho_0$  за характерное время прокачки  $\tau$ , к начальной внутренней энергии газа в объеме кюветы;  $\Phi(z) \sim 1$  – профиль нейтронного потока (отношение локальной плотности потока нейтронов к средней);  $f(x, y, z) \sim 1$  – функция энерговклада. Параметр  $\Theta$  является термодинамической мерой энерговклада; для прокачных лазеров [6]  $\Theta \leq 1$ .

За пределами узкого пристеночного погранслоя разогрет газ имеет изобарический характер; возрастание температуры  $T$  элемента объема газа с координатами  $x(t), y(t), z(t)$  описывается выражением

$$\frac{T(x(t), y(t), z(t))}{T_0} = 1 + \int_0^t \frac{\delta E^*}{\delta V \delta t c_p T_0 \rho(x(t'), y(t'), z(t'))} dt'$$

$$= 1 + \frac{\Theta p \Phi(z)}{(\gamma - 1) c_p \rho_0 T_0} \int_0^t f(x(t'), y(t'), z(t')) \frac{dt'}{\tau},$$

где  $T_0 = T(0, y, z)$  – температура газа на входе. Для небольших энерговкладов ( $\Theta \ll 1$ ) плотность газа меняется мало. В первом порядке по  $\Theta$  рост температуры газа вдоль потока можно рассчитать в приближении невозмущенного движения газа: плотность газа однородна (и равна  $\rho_0$ ), при этом функция энерговклада будет такой же, как и в невозмущенном газе ( $f(x, y, z) \approx f_0(x, y)$ ); скорость газа направлена вдоль потока (по оси  $x$ ) и равна скорости прокачки  $U$ , так что  $dt = dx/U$ . Полагая газ идеальным, с учетом однородности давления имеем  $p = c_p \rho_0 T_0 (\gamma - 1)/\gamma$ ,  $\rho T = \rho_0 T_0$ ; таким образом,

$$\frac{\rho_0}{\rho(x, y, z)} = \frac{T(x, y, z)}{T_0} \approx 1 + \frac{\Theta}{\gamma} \Phi(z) \int_0^x f_0(\xi, y) \frac{d\xi}{b}. \quad (2)$$

Поскольку в практически важных случаях функция энерговклада имеет плавный характер [5], ее можно разложить в ряд по  $y$ :  $f_0(x, y) \approx f_0(x, 0) + f_{0yy}''(x, 0) y^2/2$ . Тогда согласно (2) в первом порядке по  $\Theta$  получаем

$$\frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0} \approx 1 - \frac{\Theta}{\gamma} \Phi(z) \int_0^x \frac{f_0(\xi, y) d\xi}{b}$$

$$= 1 - \frac{\Theta}{\gamma} \Phi(z) \left[ F_0(x) + F_2(x) \frac{y^2}{2} \right],$$

$$F_0(x) = \int_0^x \frac{f_0(\xi, 0) d\xi}{b}, \quad F_2(x) = \int_0^x \frac{f_{0yy}''(\xi, 0) d\xi}{b},$$

причем для большой длины прокачки ( $b \gg d_0$ , где  $d_0$  – размер активной среды по оси  $y$ ) имеем  $f_0(x, y) \approx f_0(y)$ .

В этих приближениях распределение показателя преломления  $n(x, y, z)$  имеет вид

$$n(x, y, z) = 1 + C \frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0}, \quad (3)$$

$$\frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0} \approx 1 - \frac{\Theta}{\gamma} \Phi(z) \frac{x}{b} \left[ f_0(0) + f_0''(0) \frac{y^2}{2} \right],$$

где  $C = n_0 - 1$ ;  $n_0 = n(0, y, z)$ . Такой показатель преломления, конкретизирующий представления [6] о положи-

тельной линзе и оптическом клине, использовался в [9] для расчета хода лучей (за один проход) и (позднее) в [12] для анализа устойчивости резонаторов прокачных лазеров с ядерной накачкой.

### 3. Ход лучей за один проход

В кювете с размерами  $l \sim 1$  м ( $l$  – длина активной среды),  $b \sim 10$  см,  $d_0 \sim 2$  см (см. рис. 1) углы наклона лучевой траектории достаточно малы:  $\alpha_x = dx/dz \leq b/l \sim 0.1$ ,  $\alpha_y = dy/dz \leq d_0/l \sim 0.01$ . В параксиальном приближении уравнения хода луча имеют вид [14, 15]

$$\frac{d}{dz} \left[ n(x, y, z) \frac{dx}{dz} \right] = \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial x},$$

$$\frac{d}{dz} \left[ n(x, y, z) \frac{dy}{dz} \right] = \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y}.$$

Для газов, используемых в лазерах с ядерной накачкой (He,  $p = 2$  атм; Ar,  $p = 0.5$  атм [6]), параметр  $C \sim 10^{-4}$  [14]. С учетом этого лучевые уравнения еще больше упрощаются:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial x} = C \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0} \right], \quad (4)$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} = C \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\rho(x, y, z)}{\rho_0} \right];$$

такое приближение можно назвать «газопараксиальным». Разный масштаб поперечных осей позволяет ввести еще один параметр малости,  $d_0^2/b^2 \sim 0.01$ , и расщепить систему трехмерных лучевых уравнений на два двумерных уравнения с продольно-поперечной неоднородностью, решаемых итеративно [9]. Тогда в безразмерных координатах  $X = x/b$ ,  $Y = 2y/d_0$ ,  $Z = z/l$  лучевые уравнения (4) с учетом (3) принимают вид

$$\frac{d^2 X}{dZ^2} = C \left( \frac{l}{b} \right)^2 \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{\rho(X, Y, Z)}{\rho_0} \right]$$

$$= -\omega_X^2 \left( 1 + \frac{1}{2} a Y^2 \right) \Phi(Z), \quad (5)$$

$$\frac{d^2 Y}{dZ^2} = C \left( \frac{2l}{d_0} \right)^2 \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \frac{\rho(X, Y, Z)}{\rho_0} \right] = -\omega_Y^2 X \Phi(Z) Y, \quad (6)$$

$$a = \frac{f_{0yy}''(0)}{f_0(0)} \left( \frac{d_0}{2} \right)^2 \sim 1, \quad \omega_X^2 = C \left( \frac{l}{b} \right)^2 \frac{\Theta}{\gamma} f_0(0) \sim 0.01 \Theta,$$

$$\omega_Y^2 = C \left( \frac{2l}{d_0} \right)^2 \frac{\Theta}{\gamma} a f_0(0) \sim \Theta.$$

Правая часть уравнения (5) достаточно мала для того, чтобы лучевую траекторию в плоскости  $XZ$  можно было считать практически прямолинейной:

$$\psi(Z) = dX/dZ \approx \psi_0, \quad \psi_0 = \psi(0),$$

$$X(Z) \approx X_0 + \psi_0 Z, \quad X_0 = X(0). \quad (7)$$

Подстановка (7) в (6) приводит к двумерному лучевому уравнению для среды с продольно-поперечной неод-

нородностью в плоскости  $YZ$ . Найдя зависимость  $Y(Z)$  и подставив ее в (5), получим уточненную зависимость  $X(Z)$ , которую можно снова подставить в (6) и т. д. [9]. Для заданной зависимости  $Y(Z)$  уравнение (5) элементарно интегрируется в квадратурах. Ситуация с уравнением (6) значительно сложнее. Перепишем его в виде

$$\frac{d^2 Y}{dZ^2} = -\Omega^2(Z)Y, \quad \Omega^2(Z) = \omega_Y^2 X(Z)\Phi(Z). \quad (8)$$

Это уравнение описывает траекторию параксиального светового луча в среде с мультипликативной продольно-поперечной неоднородностью: поперечная неоднородность имеет параболический характер, но крутизна параболы неоднородна по ходу луча. Траектория такого луча может быть описана, в традициях параксиальной оптики, с помощью унимодулярной лучевой матрицы  $M(Z)$ :

$$\begin{pmatrix} Y \\ \varphi \end{pmatrix} = W(Z) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = M(Z) \begin{pmatrix} Y_0 \\ \varphi_0 \end{pmatrix},$$

$$\varphi(Z) = \frac{dY}{dZ}, \quad \varphi_0 = \varphi(0), \quad Y_0 = Y(0), \quad (9)$$

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = W^{-1}(0) \begin{pmatrix} Y_0 \\ \varphi_0 \end{pmatrix}, \quad M(Z) = W(Z)W^{-1}(0),$$

$$W(Z) = \begin{pmatrix} u_1(Z) & u_2(Z) \\ u'_1(Z) & u'_2(Z) \end{pmatrix},$$

где  $u_1(Z)$  и  $u_2(Z)$  – функции, образующие фундаментальную систему решений уравнения (8). Детерминант Вронского для этой системы функций не зависит от  $Z$ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dZ}[\det W(Z)] &= \frac{d}{dZ}[u_1(Z)u'_2(Z) - u'_1(Z)u_2(Z)] \\ &= u_1(Z)u''_2(Z) - u''_1(Z)u_2(Z) = 0, \end{aligned}$$

откуда следует, что  $\det M(Z) = \det W(Z)/\det W(0) \equiv 1$ .

В простейшем приближении, когда  $\Phi(Z) = 1$ , а  $X \approx X_0$ , решение уравнения (8) имеет вид осцилляций с постоянной частотой:

$$\begin{aligned} Y(Z) &= Y_0 \cos(\Omega_0 Z) + \frac{\varphi_0}{\Omega_0} \sin(\Omega_0 Z), \\ \varphi(Z) &= -Y_0 \Omega_0 \sin(\Omega_0 Z) + \varphi_0 \cos(\Omega_0 Z), \quad (10) \\ \Omega_0^2 &= \omega_Y^2 X_0. \end{aligned}$$

Если  $\Omega_0 \ll 1$ , оптические неоднородности среды можно рассматривать как возмущение и решать уравнение (8) так же, как и уравнения (5), (7): в первом приближении

$$Y(Z) \approx Y_0 + \varphi_0 Z, \quad \Omega_0 \ll 1; \quad (11)$$

подставляя это решение в правую часть (8), легко получить второе приближение и т. д.

В пределе очень длинных ( $l \approx 4$  м) и узких ( $d_0 \approx 0.5$  см) кювет (такие узкие кюветы используются для газовых смесей, основным компонентом которых является аргон)

величина  $\omega_Y^2 \approx 100\Theta \gg 1$  даже при  $\Theta \approx 0.25$ , так что  $\Omega_0 \gg 1$  при  $X(Z) \approx 1$ . Если при этом  $X(Z)$  и  $\Phi(Z)$  слабо меняются по ходу луча на длине кюветы, уравнение (8) может быть решено методом ВКБ [9]:

$$\begin{aligned} Y(Z) &\approx Y_0 \left[ \frac{\Omega(0)}{\Omega(Z)} \right]^{1/2} \cos \left[ \int_0^Z \Omega(Z') dZ' \right] \\ &+ \frac{\varphi_0}{[\Omega(0)\Omega(Z)]^{1/2}} \sin \left[ \int_0^Z \Omega(Z') dZ' \right], \quad (12) \\ \varphi(Z) &\approx -Y_0 [\Omega(0)\Omega(Z)]^{1/2} \sin \left[ \int_0^Z \Omega(Z') dZ' \right] \\ &+ \varphi_0 \left[ \frac{\Omega(Z)}{\Omega(0)} \right]^{1/2} \cos \left[ \int_0^Z \Omega(Z') dZ' \right]. \end{aligned}$$

Это решение наиболее ярко иллюстрирует влияние неоднородной по ходу луча крутизны параболического профиля показателя преломления: если крутизна параболы растет, то амплитуда и период лучевых осцилляций уменьшаются, а кривизна лучевой траектории увеличивается (лучевая траектория более плотно «шнурится» вокруг оптической оси). И наоборот: если по ходу луча крутизна параболы уменьшается, амплитуда и период лучевых осцилляций растут (лучевая траектория распрямляется). Следует отметить, что продольная неоднородность поперечно усредненной плотности газа на ход лучей практически не влияет; в газопараксиальном приближении аддитивная продольная неоднородность среды вообще выпадает из рассмотрения (см. (4)).

Если зависимость  $X(Z)$  задать в приближении (7), то для однородного потока нейтронов ( $\Phi(Z) = 1$ ) можно получить точное решение уравнения (8):

$$\begin{aligned} Y(Z) &= (X_0 + \psi_0 Z)^{1/2} [C_1 J_{1/3}(\Xi) + C_2 J_{-1/3}(\Xi)], \quad (13) \\ \Xi &= \frac{2\omega_Y}{3\psi_0} (X_0 + \psi_0 Z)^{3/2}, \end{aligned}$$

где  $J_{\pm 1/3}(\Xi)$  – функции Бесселя;  $C_1$  и  $C_2$  – константы, определяемые начальными условиями для лучевой траектории (см. (9)). При  $\Xi \rightarrow 0$ , применяя разложение  $J_\nu(\Xi) \approx \text{const} \cdot \Xi^\nu$ , получаем (с другими константами  $C_1$  и  $C_2$ )

$$\begin{aligned} Y(Z) &\approx (X_0 + \psi_0 Z)^{1/2} [C_1 (X_0 + \psi_0 Z)^{1/2} + C_2 (X_0 + \psi_0 Z)^{-1/2}] \\ &= (C_1 X_0 + C_2) + C_1 \psi_0 Z \end{aligned}$$

(ср. с выражением (11)). В противоположном пределе ( $\Xi \rightarrow \infty$ ), используя асимптотику  $J_\nu(\Xi) \rightarrow (2/\pi\Xi)^{1/2} \times \cos(\Xi - \text{const})$ , получаем (с другими  $C_1$  и  $C_2$ )

$$Y(Z) \rightarrow (X_0 + \psi_0 Z)^{-1/4} (C_1 \cos \Xi + C_2 \sin \Xi), \quad (14)$$

что соответствует (12) при  $\Phi(Z) = 1$  и  $X(Z)$ , заданном согласно (7). Отсюда видно, что частота лучевых осцилляций возрастает вдоль потока газа (как  $\sqrt{X_0}$  при  $Z \ll 1$ ), а кроме того, растет по ходу луча при смещении его вдоль потока ( $\psi_0 > 0$ ) и убывает при смещении луча против потока ( $\psi_0 < 0$ ).

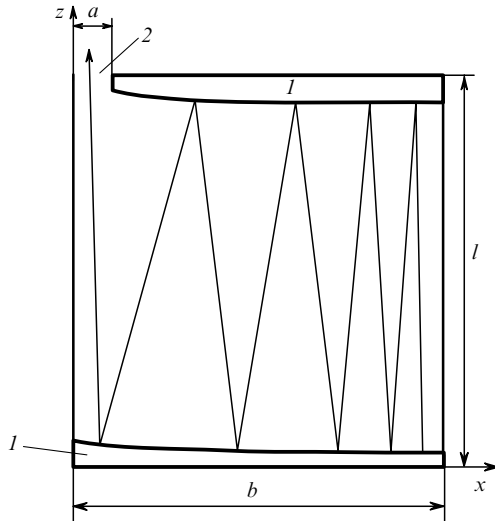


Рис.2. Схема оптического резонатора:  
 l – цилиндрические зеркала; 2 – окошко для вывода излучения; z –  
 оптическая ось.

**4. Ход лучей в многопроходном резонаторе**

Поместив лазерную кювету между зеркалами, ортогональными оптической оси z (рис.1, 2), можно сделать лазер многопроходным [6, 10]; в этом случае излучение выводится из резонатора через окошко (шириной a) у входа в лазерный канал. Такой резонатор является неустойчивым в плоскости xz (неустойчивая плоскость), но должен быть устойчивым в плоскости yz (устойчивая плоскость), чтобы лучи не попадали на стенки кюветы [6, 10].

Влияние оптических неоднородностей на ход лучей наиболее ярко проявляется в резонаторе с цилиндрическими зеркалами. В таком резонаторе зеркала влияют на ход лучей лишь в неустойчивой плоскости xz, смещение же луча в плоскости yz определяется лишь оптическими неоднородностями. Будем пренебрегать зазором между зеркалами и урановыми слоями (реальная толщина этого зазора сравнима с длиной пробега осколков деления  $R_0 \sim 1 \text{ см} \ll l \sim 1 \text{ м}$ ). Оптические свойства среды в таком резонаторе задаются показателем преломления (3) по всему ходу луча.

Движение луча в неустойчивой плоскости xz из-за малости величины  $\omega_x^2$  является практически прямолинейным и направляется зеркалами. Движение луча в устойчивой плоскости yz для большого числа проходов через резонатор можно описать уравнением, аналогичным (8). Для  $\Phi(Z) \approx 1$  имеем

$$\frac{d^2 Y}{dS^2} \approx -\omega_y^2 X(S) Y, \quad S = \frac{s}{l}, \tag{15}$$

где s – общая длина пути, пройденного лучом вдоль резонатора (в проекции на оптическую ось z); при этом число проходов n через резонатор (в одну сторону) определяется как целая часть безразмерной длины пути S:  $n = [S]$ .

Лучевая траектория, описываемая уравнением (15), имеет вид осцилляций с переменной амплитудой и частотой; период  $\lambda$  этих осцилляций определяется условием

$$\omega_y [X(S)]^{1/2} \lambda = 2\pi, \quad \lambda = \lambda/l.$$

Поскольку  $\omega_y \sim \sqrt{\Theta} < 1$ , то  $\lambda > l$ . Если изменение частоты осцилляций на этом периоде достаточно мало, т. е. пока для одного периода выполняется условие

$$|\Delta X|_A = |X(S) - X(S + A)| \ll X(S), \tag{16}$$

лучевая траектория приближенно описывается соотношением, аналогичным (12):

$$Y(S) \approx Y_0 \left[ \frac{X_0}{X(S)} \right]^{1/4} \cos \left\{ \omega_y \int_0^S [X(\sigma)]^{1/2} d\sigma \right\} + \frac{\varphi_0}{\Omega_0 [X(S)]^{1/4}} \sin \left\{ \omega_y \int_0^S [X(\sigma)]^{1/2} d\sigma \right\}, \tag{17}$$

$$\varphi(S) \approx -Y_0 \Omega_0 [X(S)]^{1/4} \sin \left\{ \omega_y \int_0^S [X(\sigma)]^{1/2} d\sigma \right\} + \varphi_0 \left[ \frac{X(S)}{X_0} \right]^{1/4} \cos \left\{ \omega_y \int_0^S [X(\sigma)]^{1/2} d\sigma \right\}.$$

Если условие (16) выполняется при  $X > a/b$ , лучевая траектория имеет вид (17) на всем своем протяжении. При этом для одного прохода луча через резонатор  $|\Delta X| \ll X$  (поскольку  $\lambda > l$ ), следовательно, на одном проходе ( $n \leq S \leq n + 1$ ) имеем аналогично (10)

$$Y(S) = Y_n \cos(\Omega_n S) + \frac{\varphi_n}{\Omega_n} \sin(\Omega_n S) \text{ при } Y_n = Y(X_n),$$

$$\varphi(S) = -Y_n \Omega_n \sin(\Omega_n S) + \varphi_n \cos(\Omega_n S) \text{ при } \varphi_n = \varphi(X_n), \tag{18}$$

$$\Omega_n^2 = \omega_y^2 X_n.$$

Примечательной особенностью лучевой траектории (17) является ее условно устойчивый характер: резонатор оказывается устойчивым лишь при смещении луча вдоль потока газа, когда X(S) возрастает (такой ход лучей, противоположный изображенному на рис.2, реализуется для сходящейся волны неустойчивого резонатора), амплитуда лучевых осцилляций при этом уменьшается, а кривизна лучевой траектории растет. Если же луч смещается против течения газа (расходящаяся волна), то по мере уменьшения X(S) кривизна лучевой траектории уменьшается, частота лучевых осцилляций падает, но их амплитуда растет, так что световой луч может выйти за пределы резонатора (попасть на стенку), хотя традиционное условие устойчивости резонатора (модуль шпура лучевой матрицы одного прохода луча через резонатор меньше двух) выполняется: согласно (18) имеем  $|TgM| = |2 \cos \Omega_n| \leq 2$ .

Итак, для прокачных лазеров с ядерной накачкой формальное выполнение условия устойчивости лазерного резонатора (используемое ранее в работах [10, 12]) еще не гарантирует того, что луч останется в резонаторе после большого числа проходов.

Рассмотрим лазер с плоскими зеркалами, разведенными на угол  $2\beta$  в плоскости xz (такой лазер может работать как многопроходный усилитель). Излучение входит в кювету через щель в конце канала ( $X_0 \approx 1, \varphi_0 = 0$ ) и выходит через окошко у входа в канал. Такой ход лучей позволяет уменьшить кривизну лучевых траекторий (и, как можно ожидать, угловую расходимость выходящего

излучения). Рассмотрим движение луча в неустойчивой плоскости  $xz$ . Приращение угла наклона лучевой траектории  $\psi = dX/dZ$  за один проход (одно отражение от зеркала)  $\delta\psi = -A$ , где  $A = (l/b)\beta$ . После  $n$  проходов через усилитель имеем

$$\begin{aligned}\psi_{n+1} &= \psi_0 - nA, & X_n &= X_0 + \Delta X_n, \\ \Delta X_n &= n\psi_0 - n(n+1)A/2.\end{aligned}\quad (19)$$

Число проходов  $N$ , необходимое для выхода луча из окошка усилителя, можно приближенно задать условием  $X_N = a/b$ , или условием

$$X_0 - a/b = N(N+1)A/2 - N\psi_0, \quad X_0 = 1.$$

Для больших  $N$  это уравнение элементарно решается как квадратное:

$$N \approx (1/A) \{ \psi_0 + [\psi_0^2 + 2A(1 - a/b)]^{1/2} \}.$$

Зависимость же  $X(S)$  задается согласно (19):

$$X(S) \approx 1 + \psi_0 S - AS^2/2. \quad (20)$$

Из усилителя смогут выйти лишь те лучи, для которых амплитуда лучевых осцилляций не превышает толщины канала:  $|Y(S)| \leq 1$ . Отсюда  $Y_0 \leq (X_N/X_0)^{1/4} = (a/b)^{1/4}$  согласно (17). Если интенсивность входящего излучения однородна по оси  $y$  (от  $Y_0 = 0$  до  $Y_{0\max} = 1$ ), то доля излучения, выходящего из усилителя, оценивается как  $(a/b)^{1/4}$  и при  $a \ll b$  потери излучения будут большими.

## 5. Заключение

В приближении малых энерговыделов в газ получено трехмерное распределение плотности газовой среды в прокачных лазерах с ядерной накачкой. Исследован ход лучей в резонаторе. Показано, что в этом случае систему лучевых уравнений можно расщепить на два двумерных уравнения с продольно-поперечной неоднородностью (свое уравнение для каждого поперечного направления), решаемых итеративно.

Рассмотрены многопроходный лазер с цилиндрическими зеркалами и лазер с разведенными плоскими зеркалами (последний – в режиме работы многопроходного усилителя). Показано, что при смещении луча против потока газа кривизна лучевой траектории уменьшается, но амплитуда лучевых осцилляций возрастает, так что луч может уйти на стенку, хотя формальное условие устойчивости резонатора выполняется: шпур матрицы одного прохода луча через резонатор меньше двух.

В резонаторе со сферическими зеркалами и зазорами между урановыми слоями и зеркалами (в данной работе эти зазоры не учитывались) картина может быть иной. Следует также иметь в виду возможность частичной компенсации оптических неоднородностей с помощью оптически связанных угловых отражателей [6].

1. Schneider R.T., Hohl F. *Advances in Nuclear Science and Technology* (New York: Plenum Press, 1984, v. 16, p. 123).
2. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 2009 (1990).
3. Гулевич А.В., Дубовская В.А., Зродников А.В., Качанов Б.В. *Препринт ФЭИ № 2235* (Обнинск, 1992).
4. Матвеев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П. *Квантовая электроника*, **30**, 215 (2000).
5. Матвеев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П. *ЖТФ*, **71**, 79 (2001).
6. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Квантовая электроника*, **22**, 1187 (1995).
7. Montierth L.M., Neuman W.A., Nigg D.W., Merrill V.J. *J. Appl. Phys.*, **69**, 6776 (1991).
8. Гулевич А.В., Качанов Б.В. *Сб. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, ФЭИ, 1992–1993, т. 2, с. 167).
9. Матвеев В.Ю. *Сб. докл. II конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, т.1, с.421).
10. Neal D.R., Sweatt W.C., Torczynski J.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **965**, 130 (1988).
11. Приходько Е.В., Сизов А.Н. *Квантовая электроника*, **22**, 613 (1995).
12. Приходько Е.В., Сизов А.Н. *Квантовая электроника*, **28**, 207 (1999).
13. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
14. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
15. Маркузе Д. *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974).