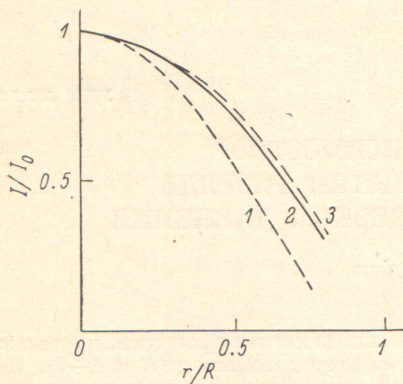


линии подтверждает факт изменения относительного числа быстрых электронов по сечению разряда.

Специфической особенностью разряда низкого давления является изменение плазменных характеристик при включении продольного магнитного поля [3, 4]. Продольное магнитное поле заметно уменьшает поперечную подвижность электронов и переводит разряд в локальный режим, при котором исчезает радиальное изменение функции распределения электронов (в случае малой роли межэлектронных взаимодействий). На рис. 2 приведено радиальное изменение относительной интенсивности



линии неона  $\lambda=5852 \text{ \AA}$  при давлении неона  $p=0.15$  тор и токе  $i=20$  мА без магнитного поля и при включении магнитного поля напряженностью 500 Э. Как видно из оценок [5], этой величины напряженности магнитного поля достаточно для выполнения критерия локальности. Из рис. 2 видно, что переход к локальному режиму (включе-

Рис. 2. Радиальное изменение интенсивности линии  $\lambda=5852 \text{ \AA}$  неона ( $p=0.15$  тор,  $i=20$  мА).

1 — в отсутствие продольного магнитного поля, 2 — при наложении продольного магнитного поля напряженностью 500 Э, 3 — бесселевский профиль.

ние магнитного поля) сопровождается более пологим спадом интенсивности линии по радиусу разрядной трубки, профиль которой становится близким к бесселевскому.

Таким образом, в разрядах низкого давления относительные интенсивности линий спадают по радиусу круче, чем концентрация электронов, что связано с уменьшением относительного числа быстрых электронов к стенке разрядной трубки, характерного для нелокального механизма формирования функции распределения электронов по энергиям.

#### Литература

- [1] I. B. Bernstein, T. Holstein. Phys. Rev., 94, 1475, 1954.
- [2] Л. Д. Цендин, Ю. Б. Голубовский. ЖТФ, 47, 1839, 1977.
- [3] H. Deutsch, S. Pfau, S. Klagge. 12 Int. Conf. Phen. in Ioniz. Gases, Berlin, 1977.
- [4] J. Behnke. Beitr. Plasmaph., 6, 23, 1971.
- [5] Л. Д. Цендин. ЖТФ, 6, 162, 1978.

Поступило в Редакцию 29 июня 1978 г.

УДК 621.373 : 535.01

## К ТЕОРИИ ЧАСТОТНОЙ НЕВЗАИМНОСТИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ДИАФРАГМИРОВАННЫМ СФЕРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДОЙ

В. Ф. Бойцов

1. В практических приложениях кольцевых газовых лазеров важную роль играет разность частот генерации встречных волн  $\delta\omega$ , вызванная дифракцией на диафрагме, осуществляющей селекцию мод, и в среде с пространственно неоднородным в поперечном направлении коэффициентом усиления [1-7]. С применением капиллярных трубок последняя причина «дифракционной невязки» становится все более существенной, что приводит к необходимости одновременного учета обоих источников дифракции.

Известно, что дифракционная разность частот  $\delta\omega$  возникает из-за различия пространственного распределения полей встречных волн и зависит от их деформации по отношению к пустому резонатору [5-8]. Для целого ряда реальных ситуаций различие полей определяется в первую очередь диафрагмой, а их деформация — совместным влиянием диафрагмы и пространственной неоднородности среды. В частности,



это имеет место для «короткой» трубки, когда ее длина  $l$  мала по сравнению с периметром  $L$  осевого контура резонатора. Ниже приводятся результаты расчета  $\delta\omega$  именно в таком приближении для модели лазера с гауссовой диафрагмой и «квадратичной» усиливающей средой.

2. Рассмотрим кольцевой лазер с двумя плоскими и одним сферическим радиуса  $R$  зеркалом.<sup>1</sup> Введем прямоугольную систему координат с осями  $(x, y, z)$  так, что  $z$  направлен по движению часовой стрелки вдоль оптической оси резонатора,  $x$  перпендикулярен ей и лежит в плоскости осевого контура. Начало отсчета  $z$  находится на сферическом зеркале.

Диафрагма  $D$ , помещенная на него, имеет коэффициент пропускания

$$T(x, y) = \exp \{-\gamma - (X^2 N_x + Y^2 N_y)\}; \quad X, Y = x, y \sqrt{\frac{k}{L}},$$

$$N_\tau = \frac{L}{ka_\tau^2} (\tau = x, y), \quad (1)$$

$k$  — волновое число,  $a_x$  и  $a_y$  характеризуют «эффективные» полуширины диафрагмы по оси  $x$  или  $y$ . Круглой диафрагме на зеркале соответствует эллиптическая диафрагма, ортогональная оптической оси с отношением  $N_y/N_x = \cos^2 \alpha_0$ , где  $\alpha_0$  — угол между оптической осью и нормалью к сферическому зеркалу. Величину  $[1 - \exp(-\gamma)]$  можно рассматривать как постоянный по зеркалу коэффициент пропускания.

Пусть среда  $P$ , центр сечения которой проходит через точку  $z_0$ , обладает комплексным показателем преломления

$$n(x, y) = 1 + \frac{i\kappa_2}{kl} [1 - (X^2 + Y^2) N_p], \quad N_p = \frac{L}{ka_p^2}, \quad (2)$$

где  $2a_p$  характеризует «эффективный» диаметр лазерной трубки,  $\kappa_2$  есть пороговое усиление нулевой моды, которое можно рассчитать с помощью собственных значений интегрального уравнения резонатора [8]. В случае малых потерь ( $N_x, N_y, \gamma \ll 1$ )

$$\kappa_2 = \left( \frac{N_x}{\sqrt{1 - g_{0x}^2}} + \frac{N_y}{\sqrt{1 - g_{0y}^2}} + 2\gamma \right) \left[ 2 + N_p \left( \frac{p_{0x}^2(z'_0)}{\sqrt{1 - g_{0x}^2}} + \frac{p_{0y}^2(z'_0)}{\sqrt{1 - g_{0y}^2}} \right)^{-1} \right], \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} g_{0x} &= \left( 1 - \frac{1}{\cos \alpha_0} \right) + \frac{g_0}{\cos \alpha_0}, \quad g_{0y} = (1 - \cos \alpha_0) + g_0 \cos \alpha_0, \\ g_0 &= 1 - \frac{L}{R}, \quad p_{0\tau}^2(z'_0) = 1 - 2z'_0(1 - z'_0)(1 - g_{0\tau}), \quad z'_0 = \frac{z_0}{L} (\tau = x, y). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Параметр  $g_0$  меняется в пределах  $1 - 2 \cos \alpha_0 < g_0 < 1$ .

Насыщение  $\chi_2^{(3)}(x, y)$  активной среды  $P$  зададим в виде

$$\chi_2^{(3)}(x, y) = \chi_2^{(3)} \exp \{-(X^2 + Y^2) N_p\}. \quad (5)$$

3. Расчет разности частот  $\delta\omega$  в выбранных приближениях проведен методом, изложенным в [6],

$$\delta\omega = \frac{c}{2L} \eta \kappa_2 \Delta R(z'_0), \quad (6)$$

здесь  $c$  — скорость света,  $\eta$  — относительное превышение накачки над пороговой, функция  $\Delta R(z'_0)$  имеет вид

$$\Delta R(z'_0) = (2z'_0 - 1) \sum_{\tau=x,y} N_\tau^2 \left[ g_{0\tau} p_{0\tau}^2(z'_0) \left( 1 - \frac{\kappa_2 N_p}{N_\tau} p_{0\tau}^2(z'_0) \right) + 2z'_0(1 - z'_0)(1 - g_{0\tau}^2) \right] \times \\ \times [\sqrt{1 - g_{0\tau}^2} p_{0\tau}^4(z'_0) (2\sqrt{1 - g_{0\tau}^2} + N_p p_{0\tau}^2(z'_0))^2]^{-1}. \quad (7)$$

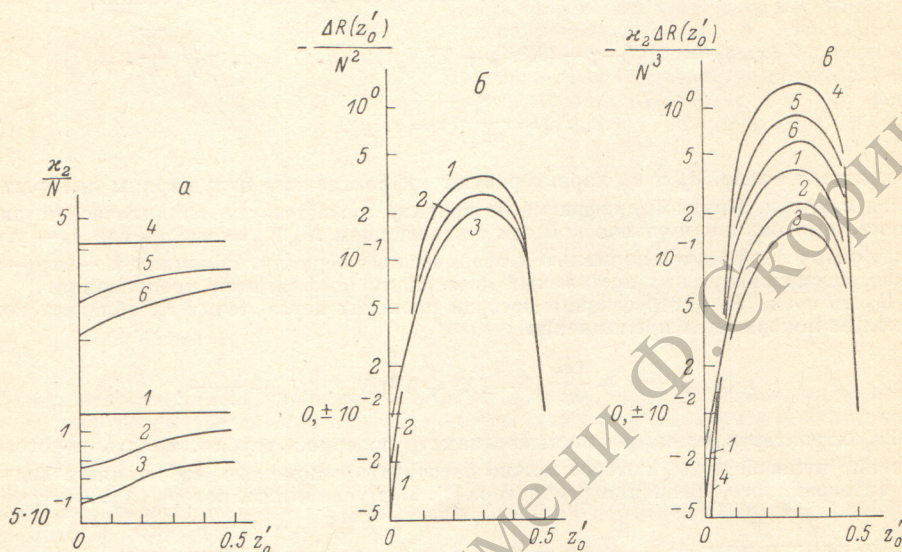
Для щелевой диафрагмы по  $x$  в формулах (3) и (7) следует положить  $N_x = L/ka^2 \cos^2 \alpha_0$ ,  $N_y = 0$ , а для диафрагмы на оси  $y$   $N_x = 0$ ,  $N_y = L/ka^2$ . В первом случае параметр  $g_0$  меняется в пределах  $1 - (2/\cos \alpha_0) < g_0 < 1$ , а во втором  $1 - 2 \cos \alpha_0 < g_0 < 1$ . Если в формуле (7) пренебречь членом  $\kappa_2 N_p p_{0\tau}^2(z'_0)/N$  по сравнению с единицей, то она переходит в уже известную из работы [8].

4. На рисунке, а — приведены результаты численных расчетов функций  $\kappa_2/N$ ,  $\Delta R(z'_0)/N^2$  и  $\kappa_2 \Delta R(z'_0)/N^3$ , выполненных с помощью формул (3) и (7). У кривых 1 — 3  $\gamma = 0$  и  $N_p$  принимает значения 0, 0.5, 1.0, у кривых 4 — 6  $\gamma = 0.03$ ,  $N = 10^{-2}$  и  $N_p$  принимает значения 0, 0.5, 1.0. Параметр конфокальности резонатора  $g_0 = 0$ . Из рисунка, а видно, что пороговое усиление  $\kappa_2$  растет с увеличением отношения эффективных по-

<sup>1</sup> Лазер с плоскими зеркалами из-за своих особенностей рассмотрен отдельно [9, 10].



перечных размеров среды к соответствующим размерам поля пустого резонатора. Зависимости  $\Delta R(z'_0)/N^2$  от  $z'_0$  (см. рисунок, б) имеют экстремальные значения вблизи  $z'_0=0.3$  и в области малых  $z'_0$  меняют знак. Численные значения функций, соответствующих кривым 4 и 1, отличаются друг от друга менее 1%, 5 и 2 — менее 10% и 6 и 3 — менее 20%. Зависимость величины, пропорциональной  $\delta\omega$  (б) от изображенной на рисунке, а, интересна в нескольких отношениях: 1) в области больших частотных расщеплений ( $0.1 < z'_0 < 0.4$ ) уменьшение эффективных поперечных размеров активной среды и уменьшение потерь на пропускание зеркал ( $\gamma$ ) приводит к уменьшению  $\delta\omega$ ; 2) при перемещении трубки в симметричную точку резонатора ( $z'_0=0.5$ )  $\delta\omega$  быстро убывает, что приводит в некотором смысле к неустойчивости разностной частоты



лазера из-за разбюстировки среды; 3) менее выраженная, но аналогичная по характеру неустойчивость имеет место при помещении трубки около сферического зеркала резонатора.

Мне приятно поблагодарить Н. И. Калитеевского и И. Л. Берштейна за полезное обсуждение работ и ценные советы.

#### Литература

- [1] Р. К. Схо, G. V. Heer. Appl. Opt., **3**, 788, 1964.
- [2] A. Hetherington, G. I. Burrell, T. S. Moss. Infrared Phys., **9**, 109, 1969.
- [3] И. А. Андропова, И. Л. Берштейн. ЖЭТФ, **57**, 100, 1969.
- [4] А. Д. Валуев, С. А. Савранский, А. Ф. Савушкин, Б. А. Шоккин. Опт. и спектр., **29**, 410, 1970.
- [5] Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., **31**, 952, 1971; **32**, 132, 1972.
- [6] В. Ф. Бойцов, Т. А. Мурина, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., **36**, 539, 1974.
- [7] В. Ф. Бойцов. Тез докл. на I Всесоюз. конф. «Оптика лазеров», с. 224, Л., 1977.
- [8] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., **41**, 864, 1976.
- [9] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., **45**, 118, 1978.
- [10] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., **45**, 408, 1978.

Поступило в Редакцию 23 ноября 1978 г.

УДК 539.186.2

## ПЕРЕМЕШИВАНИЕ $6^1D_2$ - И $7^1P_1$ -УРОВНЕЙ Cd ЭЛЕКТРОНАМИ

С. В. Гордеев и М. К. Шевцов

Экспериментальные данные о вероятностях переходов между возбужденными уровнями атомов при столкновениях с электронами до последнего времени ограничивались сведениями о процессах с участием метастабильных атомов. Информация о пере-