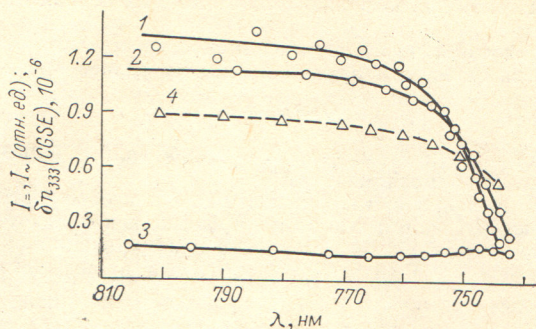


и определяет индуцированное двупреломление. Изменяя $(\theta + \psi_0)$ (например, с помощью фазовой пластинки, помещенной перед образцом), можно для одного и того же значения λ получить $|J_{\sim}|_m$ и $J_{=1,2}$, а следовательно, вычислить коэффициент ЛЭЭ.



Дисперсионная зависимость $|J_{\sim}|_m$ (1), $J_{\max}$ (2), $J_{\min}$ (3) и δn_{333} (4) для кристалла CdSe.

Таким образом, при экспериментальном изучении ЛЭЭ достаточно использовать дисперсионную зависимость экстремальных значений переменной $|J_{\sim}|_m$ и постоянной $J_{=1,2}$ составляющих. На рисунке представлены экспериментальные дисперсионные зависимости $|J_{\sim}|_m(\lambda)$, $J_{=1}(\lambda)$ и $J_{=2}(\lambda)$ и вычисленную по этим величинам дисперсионную зависимость нелинейного показателя преломления $\delta n_{333} = r_{333} n^3$, где r_{333} — электрооптический коэффициент, а n — показатель преломления.

Литература

- [1] Ю. В. Шалдин, Ю. В. Писаревский, Ю. С. Мельников. Ж. прикл. спектр., 3, 463, 1965.
- [2] Ю. В. Шалдин. Автореф. канд. дисс., Ногинск, НЦ АН СССР, М., 1966.
- [3] Д. А. Белогуров, Ю. В. Шалдин. Опт. и спектр., 36, 932, 1974.

Поступило в Редакцию 4 июля 1978 г.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ДИАФРАГМИРОВАННЫМ СФЕРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДОЙ

УДК 621.373 : 535

В. Ф. Бойцов

1. Рассмотрим кольцевой оптический резонатор с двумя плоскими и одним сферическим зеркалом радиуса R . Зеркала полагаем полностью отражающими и достаточно большими, чтобы пренебречь дифракцией на них.

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. На нем расположена круглая гауссова диафрагма D с эффективным радиусом a . В выбранной системе координат коэффициент пропускания ее будет

$$T(x, y) = \exp \left\{ - \left(\frac{X^2}{\cos^2 \alpha_0} + Y^2 \right) N \right\}, \quad N = \frac{L}{ka^2}, \quad (1)$$

Здесь $X, Y = x, y\sqrt{k/L}$, L — длина осевого контура резонатора, k — волновое число, α_0 — угол между нормалью к сферическому зеркалу и осевым лучом.

Пусть среда P , длина которой l и центр поперечного сечения проходит через точку z_0 , обладает комплексным показателем преломления

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

где a_p характеризует эффективный радиус трубки, а $\kappa_2^{(1)}$ — ее усиление.

2. Функции распределения полей нулевых мод встречных волн у рассматриваемого резонатора можно получить, например, методом интегральных уравнений [1]. Разделение переменных в уравнениях позволяет изучать функции для ортогональных сечений в плоскости x и y независимо друг от друга. Рассмотрим вначале функции в сечении y . Внутри среды P они с точностью до множителя, несущественного при расчете акустических поверхностей, имеют вид

$$\varphi^{(\pm)}(Y, z') \sim \exp\left\{-\frac{1}{2} Y^2 q^{(\pm)}(b_1, b_2, z')\right\}, \quad z' = \frac{z}{L}, \quad (3)$$

здесь знак «плюс» соответствует волне, бегущей по часовой стрелке, а «минус» — встречной волне. В приближении короткой трубки, когда $l \ll L$ и z' можно положить равным z'_0 , реальная часть комплексной функции $q^{(\pm)}$ выражается следующим образом:

$$\operatorname{Re} q^{(\pm)}(b_1, b_2, z') = b_1 p_0^2(z'_0) + b_2 N 2z'_0(1 - z'_0) \pm (1 - 2z'_0)N, \quad (4)$$

вещественные величины b_1 и b_2 определяются из

$$\left. \begin{aligned} b_1 + ib_2 &= \sqrt{1 - (g_1 + ig_2)^2}, \quad b_1 > 0, \quad \operatorname{sign} b_2 = -\operatorname{sign}(g_1 g_2), \\ g_1 &= g_0 + 2\kappa_2^{(1)} N_p N z'_0(1 - z'_0), \quad g_2 = N - \kappa_2^{(1)} N_p p_0^2(z'_0), \\ p_0^2(z'_0) &= 1 - 2z'_0(1 - z'_0)(1 - g_0), \quad g_0 = 1 - \frac{L \cos \alpha_0}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Поля в сечении x определяются формулами, совпадающими с (3)–(5), если в них заменить $Y \rightarrow X$, $N \rightarrow N/\cos^2 \alpha_0$ и вместо параметра g_0 взять $g_0 = 1 - L/R \cos \alpha_0$. Ниже параметр g_0 изменяется в пределах $(-1, 1)$ и для определенности рассмотрено сечение в плоскости y .

3. Назовем резонатор устойчивым для данной волны $(\pm)$ в данной точке z'_0 , если в поперечном направлении поле этой волны экспоненциально спадает. Из (3) следует, что условие устойчивости имеет вид

$$\operatorname{Re} q^{(\pm)}(b_1, b_2, z'_0) \geq 0, \quad (6)$$

где знак равенства определяет границу устойчивости. Если N и $N_p = 0$, то это условие переходит в уже известное из многих работ по теории оптических резонаторов: $-1 < g_0 < 1$.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда при извлечении квадратного корня в формулах (5) используется другая аналитическая ветвь. В этом случае условие устойчивости принимает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} q^{(\pm)}(-b_1, -b_2, z'_0) &\geq 0, \quad b_1 > 0, \\ \operatorname{sign} b_2 &= -\operatorname{sign}(g_1 g_2). \end{aligned} \quad (7)$$

С помощью формул (4) и (5) получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} q^{(\pm)}(b_1, b_2, z'_0) &= \operatorname{Re} q^{(\mp)}(b_1, b_2, 1 - z'_0) = \\ &= -\operatorname{Re} q^{(\mp)}(-b_1, -b_2, z'_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Эти важные свойства существенно упрощают анализ условий устойчивости (6) и (7). Чтобы знать все области устойчивости резонатора, достаточно рассчитать лишь одну из границ устойчивости, например у волны, бегущей по часовой стрелке. Для их изображения используем переменные: N , $\varepsilon \equiv 1 - \kappa_2^{(1)} N_p / N$, z'_0 и g_0 . На рис. 1 кривая 1 изображает границу устойчивости, рассчитанную на ЭВМ из уравнения

$$\operatorname{Re} q^{(+)}(b_1, b_2, z'_0) = 0 \quad (9)$$

для $g_0 = 0$ и $\varepsilon = 0$. Область устойчивости находится под этой кривой, что условно показано стрелками вниз. Кривая 2, зеркально симметричная кривой 1 относительно прямой $z'_0 = 0.5$, согласно свойствам (8), есть граница устойчивости $\operatorname{Re} q^{(+)}(-b_1, -b_2, z'_0)$, определяемая из условия устойчивости (7). Как следует из формул (6)–(8), область устойчивости в данном случае находится над кривой 2, что условно показано стрелками вверх. Для определения областей устойчивости встречной волны, надо, согласно (8), z'_0 заменить на $1 - z'_0$. Из рис. 1 видно, что, выбирая z'_0 на промежутке $0.5 \div 1.0$ и N в области, ограниченной кривыми 1 и 2, резонатор для волны «+» неустойчив, а для встречной — устойчив. Следует ожидать, что потери этих волн различны и использование такого резонатора может привести к однонаправленной генерации в кольцевом лазере.

Конфокальный резонатор не является благоприятным для наблюдения невязимости устойчивости встречных волн, поскольку она возникает лишь при $N \geq 1$. На рис. 1 для сравнения нанесена взятая из работы [3] кривая 3, в которую переходит граничная кривая 1 у резонатора с плоскими зеркалами ($g_0 = 1$, $\varepsilon = 0$; при изменении z'_0

от 0.5 до 1.0 $N \equiv 0$), кривая 2 соответственно переходит в кривую 4. Здесь же показаны границы устойчивости конфокального резонатора, рассчитанные из уравнения (9) для $\varepsilon=0.5$ (кривая 5) и для $\varepsilon=0.9$ (кривая 6). Если $\varepsilon \rightarrow 1$ ($N_p \rightarrow 0$), то (9) удовлетворяется при $N \rightarrow \infty$, что соответствует устойчивости резонатора одновременно для обеих встречных волн (сравни с [2]).

На рис. 2, а нанесены границы устойчивости, полученные из уравнения (9), при разных z'_0 и ε для $g_0=0.5$. У кривой 1 $z'_0=0.1$, 2 — 0.2 и т. д., кривой 10 соответствует

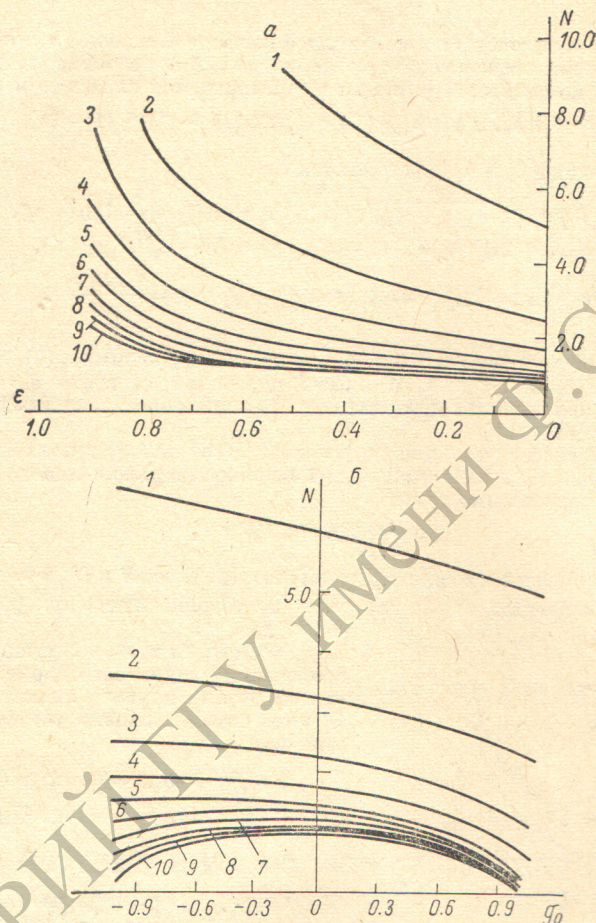


Рис. 2.

$z'_0=1.0$. Общей асимптотой всех кривых является прямая $\varepsilon=1.0$. У резонаторов с другими значениями параметра g_0 аналогичные графики качественно носят тот же характер. На рис. 2, б изображены границы устойчивости (9) при разных g_0 и z'_0 для $\varepsilon=0.1$. Нумерация кривых такая, как на рис. 2, а. При изменении ε характер кривых качественно не меняется.

Для практических оценок важно знать минимальные значения чисел N , при которых возможно появление неустойчивости у встречных волн. Они достигаются, когда $z'_0=1.0$ и $\varepsilon=0$. В этом случае уравнение (9) имеет решение

$$N = \sqrt{1 - g_0^2}, \quad (10)$$

которое справедливо также, если $g_0 = \pm 1$.

Автор благодарит И. Л. Берштейна и Н. И. Калитеевского за ценные замечания и поддержку.

Литература

- [1] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 43, 734, 1977.
- [2] В. Ф. Бойцов, Т. А. Мурин. Опт. и спектр., 34, 572, 1973.
- [3] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 45, 118, 1978.

Поступило в Редакцию 10 июля 1978 г.