

Ф. А. КОРОЛЕВ, В. Г. БОГОМОЛОВ, В. И. КИСЛОВ

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПОТЕРЬ В КВАЗИОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С МАЛОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

Потери в неустойчивых резонаторах с круглыми зеркалами рассматривались в геометрическом приближении [1] и на основе дифракционной теории [2]. Как показано в [2, 3], имеет место квазипериодическая зависимость величины потерь от параметра $N_{\text{ЭКВ}}$, вводимого на основе геометрического анализа вместо обычного числа Френеля. Такая квазипериодичность служит характеристикой модовых

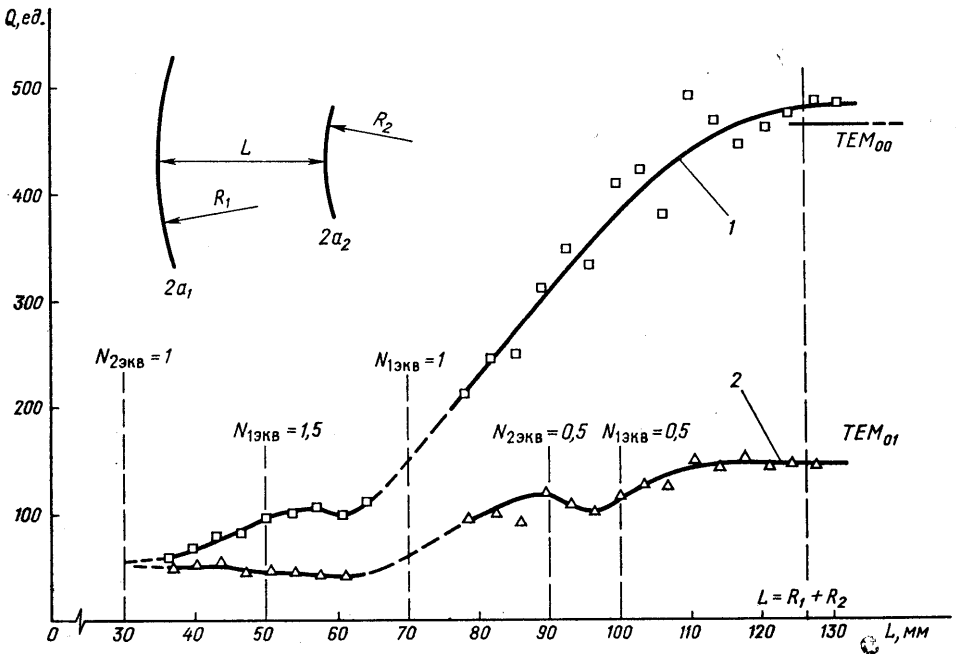


Рис. 1. Схема резонатора и зависимость добротности возбуждающихся типов колебаний от расстояния между зеркалами

свойств резонатора, а ее физический смысл состоит в дифракции на краях зеркал [3]. Чередование мод по потерям в зависимости от $N_{\text{ЭКВ}}$ экспериментально подтверждено [4] в оптическом диапазоне для частного случая конфокальной геометрии.

В данной работе экспериментально исследовалась модовая добротность несимметричного неустойчивого резонатора в зависимости от параметров $N_{\text{ЭКВ}}$ для каждого зеркала. Различные значения этих параметров достигались путем изменения расстояния между зеркалами, тогда как в работе [4] применялось диафрагмирование пучка у выходного зеркала. Изменение длины резонатора дало возможность одновременно варьировать как параметр $N_{\text{ЭКВ}}$ так и увеличение M ,

характеризующее степень неустойчивости резонатора [5]. Следует отметить, что наблюдавшееся в [4] преобладание дифракционных потерь над геометрическими при сильном диафрагмировании выходного зеркала в нашем случае имеет место для резонатора, находящегося на границе устойчивости.

На рис. 1, вверху представлена схема исследованного резонатора, который образован вогнутым зеркалом с радиусом кривизны

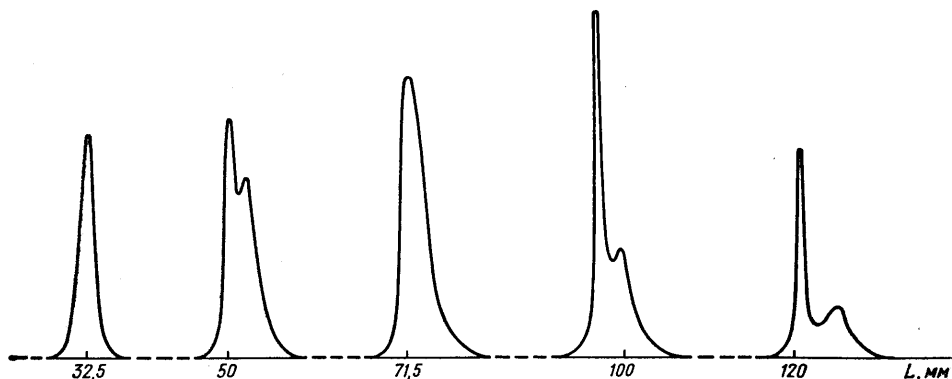


Рис. 2. Отдельные резонансные кривые из спектра резонатора

$R_1=266$ мм, диаметром $2a_1=94$ мм и выпуклым — с радиусом кривизны $R_2=-140$ мм, диаметром $2a_2=52$ мм. Резонатор возбуждался облучающим рупором, питаемым от клистронного генератора на длине волны $\lambda=7$ мм. Связь с резонатором осуществлялась через центральную область большого зеркала, покрытую системой прозрачных щелей с периодом, меньшим λ , и шириной порядка $\lambda/50$. Диаметр получившейся решетки составил $2a_0=2a_1/3$. Возбуждение производилось линейно-поляризованной волной с плоскостью поляризации, перпендикулярной щелям решетки. Приемный рупор сечением 6×4 см² помещался в дальнем поле и перекрывал центральный максимум выходного пучка.

Резонатор исследовался в пределах верхнего правого квадранта диаграммы устойчивости. Область, в которой резонатор является неустойчивым, определяется условием $L < R_1 + R_2$, где L — расстояние между центрами зеркал. При $L = R_1 + R_2$ получаем концентрический резонатор, эквивалентный плоскопараллельному. Условие эквивалентности определяется на основе метода интегрального уравнения [6] и имеет вид

$$a = \sqrt{a_1 a_2}, \quad (1)$$

где a — радиус зеркал плоскопараллельного резонатора, имеющего такие же потери, как и концентрический.

На рис. 2 показаны отдельные резонансные кривые, полученные при различных значениях длины L , и соответственно увеличения M . Параметр M , характеризующий степень неустойчивости резонатора, изменяется от максимального значения $M_{\max}=1,90$ при конфокальной геометрии до единицы при уменьшении L до $L=0$ и увеличении до $L=R_1+R_2$. При изменении M меняется как степень разделения резо-

нансных кривых, так и их ширина. Из анализа распределения поля при резонансах рис. 2 следует, что вблизи границы устойчивости в резонаторе возбуждаются два низших симметричных типа колебаний TEM_{00} и TEM_{01} . Отсутствие в спектре антисимметричной моды TEM_{10} объясняется, по-видимому, тем, что возбуждение осуществляется посредством широкого пучка, из-за чего на большом зеркале не выполняются условия для возбуждения этой моды.

Для вычисления добротности колебаний использовалась формула

$$Q = \frac{L}{\Delta L},$$

где ΔL — полуширина резонансной кривой в единицах длины. Зависимость добротности от длины резонатора L для двух возбуждающихся типов колебаний представлена на рис. 1 (кривые 1 и 2). Вблизи точки $L=126$ мм, соответствующей концентрической геометрии, экспериментальное значение Q для основной моды хорошо согласуется с результатами расчетов. Теоретическое значение добротности (горизонтальный отрезок на рис. 1) получено по результатам [6] с учетом условия эквивалентности (1) и соотношения между добротностью и величиной потерь на полный проход

$$Q = \frac{2\pi L \sqrt{1-\delta}}{\lambda \delta}.$$

Определим параметры $N_{1экв}$ и $N_{2экв}$ для каждого из зеркал следующим образом:

$$N_{1экв} = \frac{a_1^2}{\lambda L} \sqrt{\frac{g_2}{g_1} (g_1 g_2 - 1)}, \quad (2)$$

$$N_{2экв} = \frac{a_2^2}{\lambda L} \sqrt{\frac{g_1}{g_2} (g_1 g_2 - 1)}.$$

где $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$, $i = 1, 2$ — индексы зеркал.

Отметим, что запись указанных параметров в форме (2) эквивалентна определению их через координаты мнимых центров на основе сфериковольного анализа [3], но более удобна при расчетах. Целые и полуцелые значения $N_{1экв}$ и $N_{2экв}$ нанесены на график рис. 1, и можно отметить некоторое возрастание добротности при полуцелых $N_{экв}$, что качественно согласуется с теорией [2]. При уменьшении L от границы устойчивости добротность низшей моды (кривая 1) уменьшается, приближаясь к значению добротности второй моды, и сравнивается с ним при $N_{экв}=1$. Следовательно, посредством изменения L можно плавно менять величину потерь рабочей моды.

Разность фазовых сдвигов возбуждающихся мод (см. рис. 3) максимальна на границе устойчивости резонатора при $L=R_1+R_2$. Экспериментальное значение разделения мод в этой точке удовлетворительно согласуется с результатом расчета на основе [6] (горизонтальная прямая). При уменьшении L разделение мод максимально при полуцелых значениях параметров $N_{экв}$ и минимально — при целых. Такой результат качественно согласуется с данными машинных расчетов [2], количественное сравнение затруднено вследствие того, что в указан-

ной работе рассчитывались характеристики неустойчивых резонаторов в зависимости от $N_{\text{экв}}$ при фиксированных значениях g -параметров.

Приведенные результаты могут быть полезны при расчете резонансных систем и работе с ними, причем в определенных пределах получить или сохранить требуемые характеристики резонатора можно с помощью простого изменения его длины.

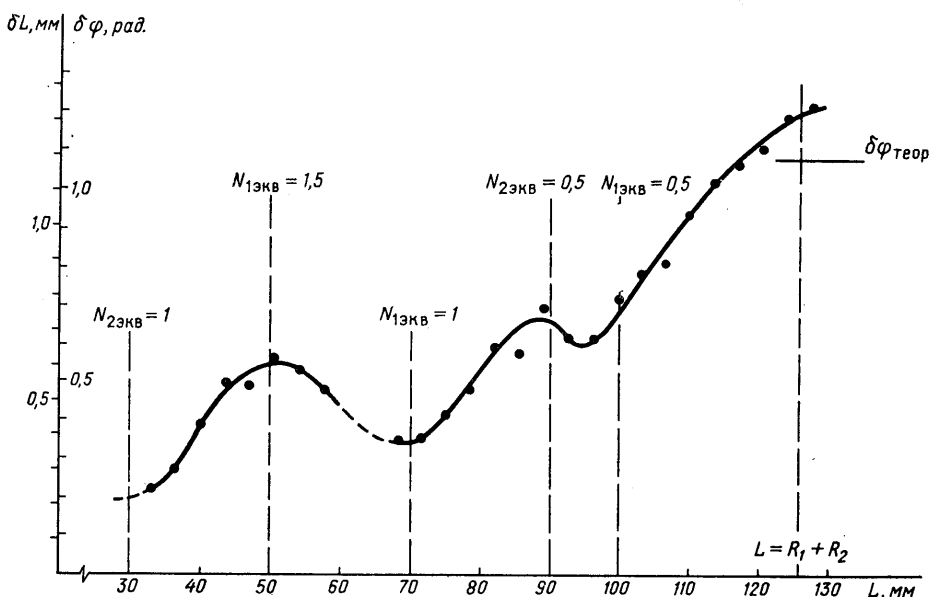


Рис. 3. Зависимость разности фазовых сдвигов возбуждающихся типов колебаний $\Delta\phi$ от длины резонатора. Экспериментально измерялась величина $\Delta L = \lambda/2\pi\delta\phi$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сигмэн А. Е. Тр. ТИИЭР, 1965, № 3, 318.
2. Giegman A. E., Miller H. J. «Appl. Optics», 1970, 9, 2729.
3. Ананьев Ю. А. Сб. «Квантовая электроника». Под ред. Н. Г. Басова, 1971, № 6, с. 3.
4. Freiberg R. I., Chenausky P. P., Buczek C. I. «IEEE Journ. Quant. Electron.», 1972, QE-8, 882.
5. Giegman A. E., Arrathoon R. «IEEE Journ. Quant. Electron.», 1967. QE-3, 156.
6. Фокс А., Ли Т. Лазеры. Под ред. М. А. Жаботинского. М., 1963, с. 325.

Кафедра
оптики

Поступила в редакцию
22.09.78