

М. И. ЗАХАРОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ
(Новосибирск)

ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ

Тонкие поглощающие металлические пленки успешно используются в резонаторах оптических квантовых генераторов (ОКГ) для получения одночастотной генерации [1]. В настоящей работе исследуются частотные характеристики таких резонаторов, необходимые для расчета ОКГ. Наибольший интерес представляет использование пленок, перемещение которых вдоль оси резонатора приводит к пренебрежимо малому изменению его собственной частоты, соответствующей максимальной добротности. Изучение частотных сдвигов важно и с точки зрения исследования самих пленок.

В [2] при расчете оптического резонатора с введенной внутрь перпендикулярно к оси поглощающей пленкой, толщина которой значительно меньше длины волны, пленка рассматривается как проводящая поверхность с поверхностной проводимостью $\sigma = \sigma' + i\sigma''$. Собственная частота резонатора ν определяется из уравнения

$$(4\pi\nu l_1/c) - \operatorname{arctg} \frac{2n_1 [\xi'' - n_2 \operatorname{ctg}(2\pi\nu l_2/c)]}{\xi'^2 - n_1^2 + [\xi'' - n_2 \operatorname{ctg}(2\pi\nu l_2/c)]^2} = 2\pi m, \quad (1)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления соответственно активной среды и пространства между пленкой и ближайшим к ней зеркалом (магнитные проницаемости сред приняты равными магнитной проницаемости свободного пространства); $\xi' = \frac{\sigma'}{Y_0}$, $\xi'' = \frac{\sigma''}{Y_0}$, где Y_0 — волновая проводимость свободного пространства, равная $(120\pi \text{ Ом})^{-1}$; l_1 и l_2 — как и в [2], оптические длины отрезков, составляющих резонатор; c — скорость света; m — целое положительное число. В отличие от формулы (3) в [2] здесь считается, что $\sigma'' \neq 0$.

Для малых сдвигов поглощающей пленки из узла стоячей волны электрического поля получаем для изменения $\Delta\nu$ резонансной частоты выделяемого вида колебаний следующее выражение:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{n_2 - n_1 - (2\xi'' n_1/n_2) (2\pi\nu \Delta l_2/c)}{n_2 l_1 + n_1 l_2} \Delta l_2, \quad (2)$$

где Δl_2 — малое изменение l_2 ; считаем, что $l_1 + l_2 = \text{const}$.

Величина $\Delta\nu$ измерялась нами для пленок, вводимых в пассивный оптический резонатор, в котором возбуждалась стоячая волна с помощью гелий-неонового лазера на длину волны $\lambda = 6328 \cdot 10^{-10}$ м [3]. Резонатор

был близок к полуконфокальному с расстоянием между зеркалами $l_1 + l_2 = 0,33$ м. Вблизи плоского зеркала внутрь резонатора вводилась кварцевая пластинка с нанесенной на одну из ее плоских сторон поглощающей пленкой; другая сторона пластинки просветлялась. Пластинка с пленкой, параллельной зеркалу, могла передвигаться на расстояние порядка длины волны вдоль оси резонатора с помощью пьезокерамики. Измерялся сдвиг резонансной кривой при различных положениях пленки вблизи точки максимальной добротности. На рис. 1 представлены

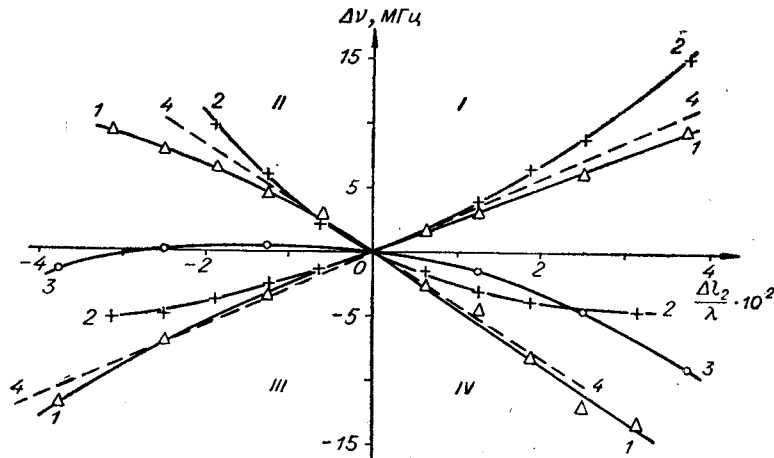


Рис. 1. Зависимость сдвига $\Delta\nu$ собственной частоты оптического резонатора от расстояния Δl_2 поглощающих пленок до узла электрического поля:

кривые 1 — для пленки $A=0,181$, $A'=0,267$, $T=0,705$, $\xi=0,38$; 2 — $A=0,305$, $A'=0,44$, $T=0,36$, $\xi=1,22$; 3 — $A=0,137$, $A'=0,137$, $T=0,735$, $\xi=0,19$; 4 — линейная часть теоретической зависимости (2); A — коэффициент поглощения света пленкой в бегущей волне, падающей со стороны воздуха; A' — то же, при падении света со стороны подложки; T — энергетический коэффициент пропускания пленки.

зависимости $\Delta\nu$ от Δl_2 для нескольких пленок серебра. Начало отсчета, т. е. точка $\Delta\nu=0$, соответствует максимальной добротности резонатора. Как видно, изменение резонансной частоты при смещении пленки из узла невелико и составляет не более 15 МГц при $\Delta l_2 \approx 4 \cdot 10^{-2} \lambda$. При большем смещении пленки измерения становились невозможными из-за ухудшения добротности. Для пленок 1 и 2 кривые сдвига частоты построены дважды — для $n_2/n_1=1,46$ и для $n_2/n_1=1/1,46$ (соответственно в I, III и во II, IV квадрантах). Для сравнения построены линейная по Δl_2 часть (прямая 4) частотного сдвига по формуле (2) для тех же двух случаев. Наклон прямых на рис. 1 таков, что соответствующие значения сдвига частоты равны +2,9 и -4,1 МГц при увеличении расстояния l_2 на $\lambda/100$. Оптические длины отрезков, составляющих резонатор, необходимые для расчета, равнялись соответственно $l_1=0,309$ м, $l_2=0,021$ м и $l_1=0,322$ м, $l_2=0,008$ м. Вычитая из экспериментальной кривой ее линейную часть и находя таким образом квадратичный по Δl_2 член, можно вычислить ξ'' с помощью формулы (2). Знак мнимой части проводимости может быть определен непосредственно по рис. 1.

На рис. 1 приведена также зависимость сдвига частоты от Δl_2 для пленки 3, нанесенной на предварительно просветленную поверхность. В этом случае можно считать приближенно $n_1=n_2$, а пленка оказывается оптически симметричной — ее параметры в бегущей волне не зависят от того, с какой стороны падает свет. Смещение такой пленки из узла в соответствии с формулой (2) почти не вызывает расстройки резо-

натора, а меняет лишь его добротность. Экспериментальная кривая оказалась несколько асимметричной относительно оси частот, по-видимому, из-за неполного просветления подложки. Это значит, что n_1 слегка отличается от n_2 , и вследствие этого линейный член в (2) не равен нулю.

На рис. 2 приводятся для большого числа пленок Ag и Ni измеренные значения ухода частоты при очень малых перемещениях пленки вблизи точки максимальной добротности, т. е. величины, пропорциональные тангенсу угла наклона кривых на рис. 1 в точке $\Delta\nu=0$.

Горизонтальные штриховые линии соответствуют расчету по формуле (2), если ограничиться только членом первого порядка по Δl_2 и положить $\Delta l_2 = \lambda/100$. Экспериментальные точки получены путем регистрации ухода частоты при изменении Δl_2 от $-\lambda/160$ до $+\lambda/160$, причем величина ухода частоты пересчитана на $\Delta l_2 = \lambda/100$. Верхняя линия соответствует $n_2/n_1 = 1/1,46$, а нижняя — $n_2/n_1 = 1,46$. Точки, обозначенные на рис. 2 цифрами 1, 2, 3, соответствуют кривым на рис. 1. Сравнение экспериментальных точек с результатами расчета показывает достаточно хорошее совпадение, если учесть точность измерения $\Delta\nu$, которую мы оцениваем в 10%. Рис. 2 подтверждает вывод о том, что уход частоты не зависит от проводимости пленки и определяется только отношением показателей преломления сред, обрамляющих пленку.

Полученные кривые могут быть использованы для исследования поглощающих пленок, а именно — для определения мнимой части их поверхностной проводимости, связанной с гранулярной структурой.

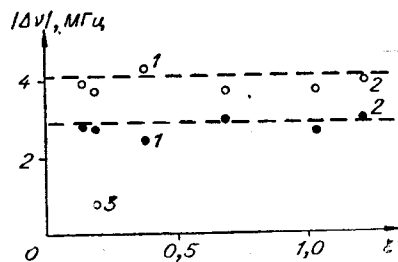


Рис. 2. Зависимость ухода $\Delta\nu$ собственной частоты оптического резонатора от нормированной проводимости пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. О выделении одного типа колебаний в оптическом резонаторе. — Письма в ЖЭТФ; 1968, т. 7, вып. 2.
2. Ю. В. Троицкий. Оптический резонатор с поглощающей металлической пленкой. — Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, № 9.
3. Н. Д. Голдина, М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Изучение характеристик поглощающих металлических пленок в поле стоячей волны оптических частот. — ЖПС, 1969, т. 10, вып. 1.

Поступила в редакцию
24 августа 1970 г.