

К ВОПРОСУ О ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА,  
СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ПО ЧАСТОТЕ ПЕРЕХОДА  
ПОГЛОЩАЮЩЕГО ГАЗА

*А.В.Гнатовский, Э.М.Беленов, М.В.Даниле́йко,  
В.В.Никитин, В.П.Федин, М.Т.Шпак*

Для кольцевого гелий-неонового лазера с нелинейной поглощающей ячейкой были одновременно получены резонансы мощности на центрах усиливающей  $\omega_+$  и поглощающей  $\omega_-$  компонент. Изменяя давление в усиливающей среде, их можно совмещать с точностью  $\sim 10^4$  гц, что открывает возможности получения высокой  $\sim 10^{-15}$  по параметру  $(\omega_+ - \omega_-)$  воспроизводимости частоты газовых лазеров.

1. Известно, что воспроизводимость частоты оптических стандартов, стабилизация которых осуществляется по резонансам мощности лазе-

ра на центре линии поглощающего газа, существенно зависит от того насколько близко совмещены центры линий усиления и поглощения. Физически эффект связан с отталкиванием и притяжением частоты генерации лазера к центральным частотам линий усиления и поглощения [1]. Ниже сообщается, что возможна одновременная генерация узких резонансов мощности в кольцевом лазере с двухкомпонентной средой, фиксирующих центры линий усиления  $\omega_+$  и поглощения  $\omega_-$ . Показано, что даже в случае, когда однородная ширина линии усиления порядка доплеровской, возможно (с точностью  $10^4$  гц) совмещение центров линий поглощения и усиления. Физически подобный режим обусловлен конкуренцией трех эффектов: фазового взаимодействия бегущих волн, спектрального выгорания линий и пространственного выгорания среды [2, 3]. Приводятся теоретические и экспериментальные исследования режимов генерации кольцевого He-Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм с метановой поглощающей ячейкой.

2. Систему уравнений, описывающих режимы генерации лазера, можно привести к виду:

$$\dot{\psi} = m \sin \phi + p \sin \psi \cos \psi, \quad (1)$$

$$\dot{\phi} = \cos \psi \left[ \Delta + m \frac{\cos \phi}{\sin \psi} \right],$$

где  $\phi = \phi_1 - \phi_2$  - разность фаз бегущих волн поля

$$E(t, x) = E_1(t) \cos [\nu t + \phi_2(t) - kx] + E_2(t) \cos [\nu t + \phi_2(t) + kx] \quad (2)$$

$m$  - коэффициент связи между волнами, обусловленный отражением на неоднородностях диэлектрической проницаемости и приводящий к синхронизации их частот. Зависимость интенсивности бегущих волн описывается переменной  $\psi$ , определенной согласно

$$E_1^2 = (E_1^2 + E_2^2) \cos^2 \frac{\psi}{2}, \quad E_2^2 = (E_1^2 + E_2^2) \sin^2 \frac{\psi}{2}. \quad (3)$$

Коэффициенты  $p$  и  $\Delta$  следующим образом связаны с параметрами среды лазера:

$$p = \frac{1}{2} \frac{\nu}{Q} (R - 1) \left\{ -\frac{\gamma \Gamma}{(ku)^2} + \frac{(\xi/\eta)^2}{1 + (\xi/\eta)^2} \right\}, \quad (4)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{\nu}{Q} (R - 1) \left\{ \frac{\xi}{1 + (\xi/\eta)^2} \right\}, \quad \xi = \frac{\omega - \nu}{ku}, \quad \eta = \frac{\gamma}{ku},$$

где  $Q$  - добротность резонатора,  $R$  - превышение мощности подкачки над пороговым ( $R_0 = 1$ ) значением,  $\gamma, \Gamma, ku$  - однородная, радиационная и доплеровская ширина линий соответственно. Коэффициенты  $p$  и  $\Delta$  приведены для одной из сред лазера. В случае многокомпонентной среды нужно просто просуммировать (с соответствующим весом)  $p_i$  и  $\Delta_i$ , тогда в (1)  $p = \sum p_i$ ,  $\Delta = \sum \Delta_i$ .

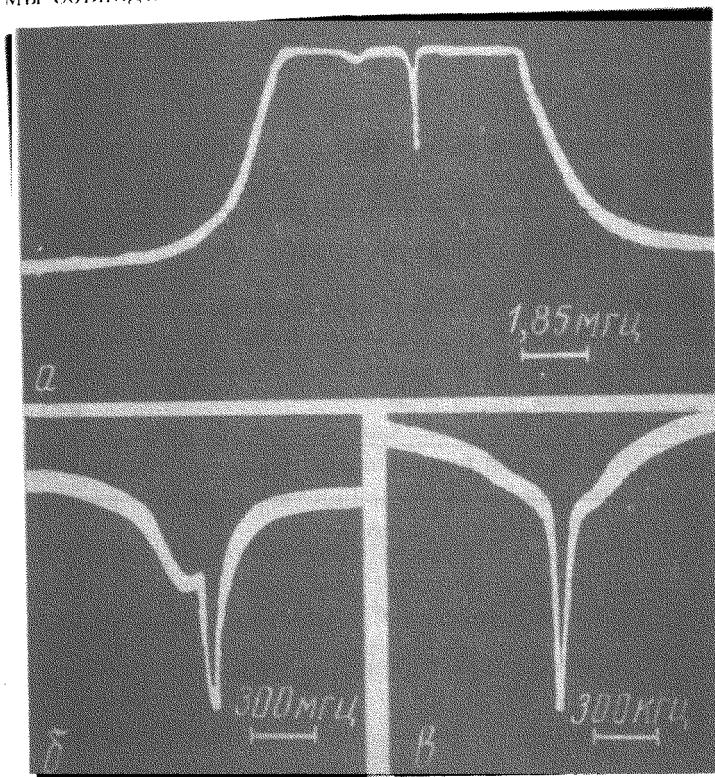
Стационарное решение системы (1)

$$\cos \phi = -\frac{\Delta}{m} \sin \psi, \quad \sin \phi = -\frac{p}{m} \sin \psi \cos \psi \quad (5)$$

описывает резонансы мощности в излучении лазера. При малых  $\psi$  из (5) следует, что

$$\psi^2 = \frac{m^2}{p^2 + \Lambda^2} \quad (6)$$

В лазере с усиливающей и поглощающей средами величина  $E_2^2 \sim \psi^2$  согласно (4) имеет два максимума, фиксирующих центральные частоты  $\omega_+$  и  $\omega_-$  усиливающего и поглощающего газа. При  $\omega_+ = \omega_-$  эти максимумы совпадают.



Осциллограммы, иллюстрирующие резонансы мощности излучения лазера на центральных частотах линий усиления и поглощения и динамику их при изменении давления He — Ne смеси. Более контрастные резонансы возникают на центральной частоте линии  $\text{CH}_4$ , менее контрастные — на центральной частоте Ne (рис. а). Сближение при  $\omega_+ \rightarrow \omega_-$  резонансов мощности и их совмещение при  $\omega_+ \approx \omega_-$  показано на рис. б и в соответственно

3. В описываемом ниже эксперименте кольцевой резонатор длиной  $L = 100$  см был образован плоскими зеркалами с коэффициентом отражения 99%, 99%, 75% на  $\lambda = 3,39$  мкм. Одно из зеркал укреплялось на

пьезокерамике. Усилительная трубка имела длину 30 см, поглощающая ячейка  $\sim 40$  см. Излучение лазера регистрировалось германиевым фотосопротивлением, легированным золотом. Фазовая связь между бегущими волнами лазера создавалась кварцевой пластиной, помещаемой внутри резонатора лазера. На осциллограммах (рисунок) показана зависимость выходной мощности излучения от частоты генерации с резонансами излучения на частотах  $\omega_+$  и  $\omega_-$ .

С изменением давления He-Ne смеси частота  $\omega_+$  смещается по отношению к частоте  $\omega_-$ , одновременно резонансы мощности, отвечающие генерации на центре линии усиления, смещаются по отношению к резонансам мощности на центре линии метана. При  $\omega_+ \rightarrow \omega_-$  резонансы мощности сближаются (случаи *a* и *b*). Осциллограмма (*в*) отвечает случаю, когда центры линий усиливающей и поглощающей сред совмещены.

Аналогичные результаты получены и для кольцевого лазера со следующими параметрами: длина резонатора 300 см, длина усиливающей ячейки  $\sim 90$  см, поглощающей ячейки  $\sim 180$  см.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
6 февраля 1974 г.

### Литература

- [1] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
  - [2] Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. И. Вольнов, М. А. Губин, М. В. Данилейко, В. В. Никитин. ДАН СССР, 210, 306, 1973.
  - [3] В. А. Алексеев, Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. А. Губин, В. В. Никитин, А. Н. Николаенко. ЖЭТФ, 3, 1964.
-