

## СВОЙСТВА БИЕНИЙ ТРЕХЧАСТОТНОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. С. Башкин, Э. М. Беленов, С. А. Гончуков,  
А. Н. Ораевский, В. Н. Петровский, Е. Д. Проценко

1. В последнее время наблюдаются существенные успехи в области создания квантовых генераторов с высокостабильным по частоте излучением. Обычно в этих случаях используются резкие атомные резонансы, служащие в качестве частотных дискриминаторов. Это позволяет с большой точностью поддерживать частоту излучения лазера относительно центра атомного резонанса /1,2/.

В этой работе мы сообщаем об исследовании некоторых свойств биений в трехчастотном газовом лазере и возможности применения их для высокой стабилизации частоты излучения.

2. Известно, что частота излучения лазера  $\nu_{л1}$  отличается от частоты резонатора  $\nu_{р1}$ , что обусловлено наличием фазового сдвига на частоте генерации за счет введения среды /3,4/.

Это обстоятельство приводит к сложному закону изменения расстояния  $\Delta$  между аксиальными модами в зависимости от разности  $x = \nu_0 - \nu_2$ , обязанному в первую очередь нелинейным эффектам:

$$\Delta = c/2L + F$$

где  $\nu_0$  и  $\nu_2$  - частоты центра линии и центрального типа колебаний соответственно,  $c$  - скорость света,

$L$  - расстояние между зеркалами резонатора,  $F$  - функция расстройки и поля лазера.

Если межмодовое расстояние поддерживать постоянным за счет сравнения с частотой опорного радиогенератора  $\nu_{\text{оп}}$  со стабильностью  $S_{\text{оп}} = \nu_{\text{оп}} / \Delta\nu_{\text{оп}}$ , то стабильность частоты лазера равна

$$S_{\text{л}} = S_{\text{оп}} \frac{\nu_{\text{л}}}{\nu_{\text{оп}}} \frac{d\Delta}{dx}; \quad (1)$$

$d\Delta/dx$  - крутизна частотной характеристики в рабочей точке. С учетом сказанного выше можно считать  $d\Delta/dx = dF(x)/dx$ .

При таком способе стабилизации абсолютная нестабильность оптической частоты определяется абсолютной нестабильностью радиочастоты и крутизной частотной характеристики. Крутизна  $dF(x)/dx$ , как будет показано ниже, составляет  $10^{-2}$  -  $10^{-3}$ , что позволяет получить относительную стабильность частоты лазера на три-четыре порядка выше стабильности частоты опорного радиогенератора.

3. Экспериментальные исследования были проведены на He-Ne<sup>20</sup> лазере с длиной волны 0,63 мк. Резонатор типа Фабри-Перо был образован двумя внешними зеркалами. Лазер обеспечивал генерацию трех или двух аксиальных мод (в зависимости от настройки) с межмодовым расстоянием 400 Мгц. Экспериментальная установка позволяла измерять сигнал биений между генерируемыми модами, регистрировать изменение межмодового расстояния в зависимости от расстройки и контролировать спектр излучения при различных параметрах лазера.

На рис. 1а приведена типичная зависимость межмодового расстояния от расстройки. Менее глубокий минимум соответствует симметричной настройке двух мод относительно центра линии, более глубокий - симметричной настройке трех мод.

Для стабилизации частоты излучения лазера можно

использовать свойства частотной характеристики, представленной на рис. 1а,б в области симметричной настройки трех мод. В этой области зависимость имеет наибольшую крутизну и достигает своего минимального значения. Весьма полезным является также и тот факт, что при симметричной настройке трех мод  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  средняя оптическая частота  $\nu_2$  совпадает с центром линии  $\nu_0$  и выполняется равенство  $\Delta_{12} = \Delta_{23} = \Delta_0$ .

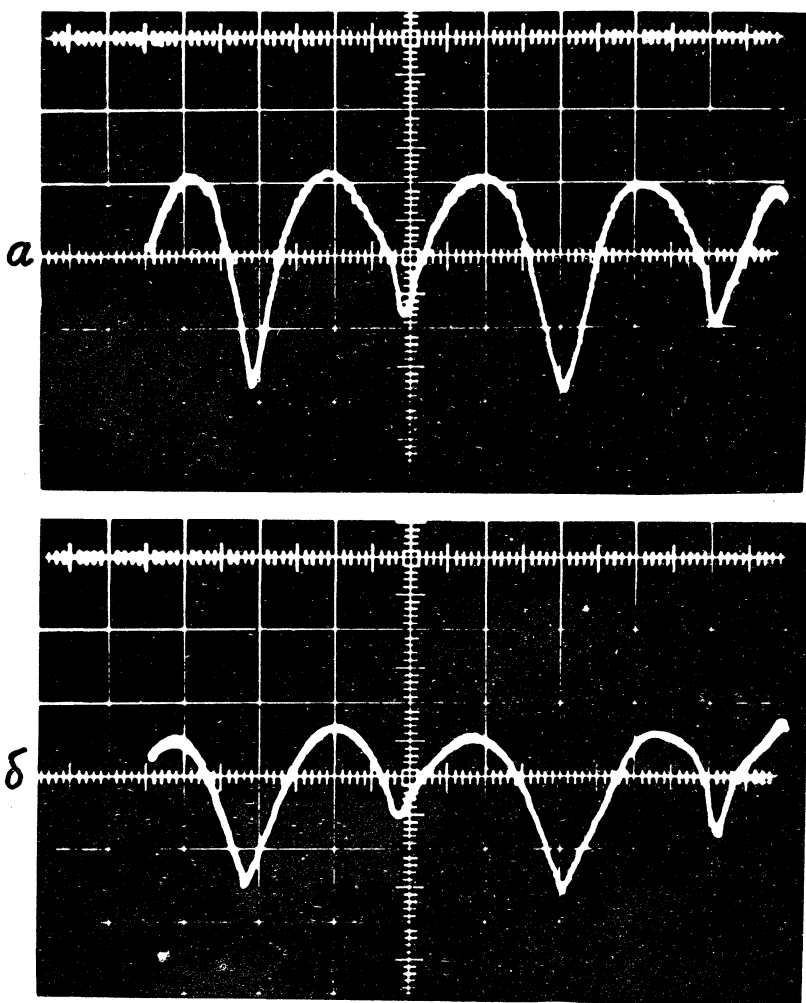
Изменение параметров лазера, вызванное той или иной причиной, оказывает влияние как на крутизну частотной характеристики (это видно, например, из сравнения рис. 1а и рис. 1б), так и на значение межмодового расстояния  $\Delta_0$ . Указанный факт может ухудшить стабильность частоты лазера.

На рис. 2 представлено поведение крутизны частотной характеристики в области отстройки на 20 Мгц от симметричного положения трех мод в зависимости от давления газа и выходной мощности излучения лазера, регулируемой потерями внутри резонатора.

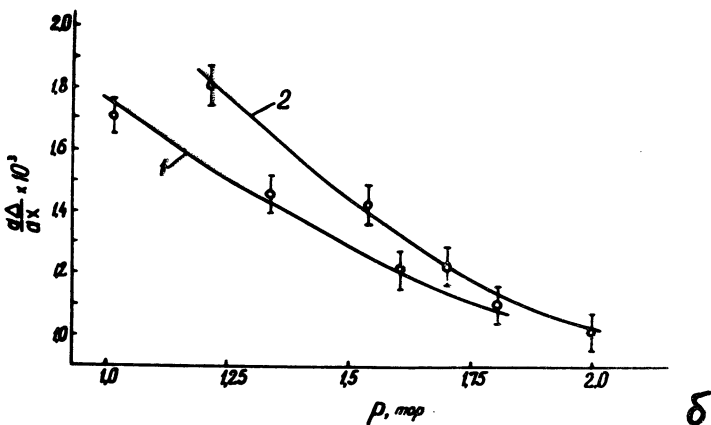
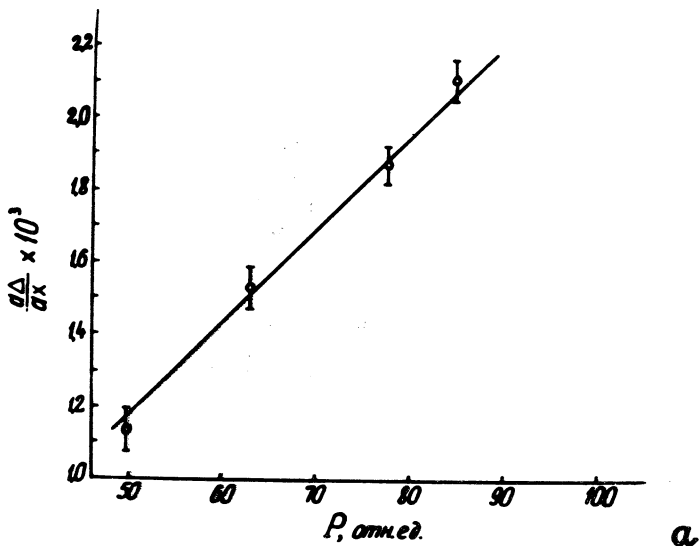
Наблюдается рост крутизны с увеличением выходной мощности излучения, имеющий линейный характер, что понятно, поскольку увеличение интенсивности соответствует росту нелинейных эффектов (рис. 2а). Зависимость крутизны от давления (рис. 2б) обнаруживает спад, вызванный в основном соответствующим ростом однородной ширины линии.

С учетом приведенных результатов видно, что изменение значения выходной мощности или давления газа на 1% приведет к изменению коэффициента стабилизации в пятом знаке, что указывает на весьма слабое влияние этого фактора.

Было проведено также исследование влияния давления газа на межмодовое расстояние при симметричной настройке трех мод для случая, когда разрядный ток  $i$  и мощность излучения  $P$  не поддерживаются постоянными и тоже меняются при изменении давления. Такая зависимость представляет существенный интерес, поскольку изменение давления газа в лазерных трубках также приводит к соответственному изменению  $i$  и  $P$ .



Р и с. 1. Типичные осциллограммы поведения межэлектродного расстояния от расстройки, снятые для двух значений давления газа: а - 1,3 тор и б - 1,8 тор. Один сантиметр по оси абсцисс (расстройка) соответствует 100 Мгд, по оси ординат (биения) - 35 Кгц.



Р и с. 2. Зависимость крутизны частотной характеристики (при отстройке на 20 Мгц от симметричного положения трех мод) а) от выходной мощности излучения для давления газа 1,3 тор и б) от давления газа для двух значений мощности:  $P = 60$  атт. ед. (1) и  $2-P = 66$  атт. ед. (2).

Указанная зависимость представлена на рис. 3 для трех различных начальных токов разряда. Наблюдается рост  $\Delta_0$  в области малых давлений, при больших давлениях зависимость выходит на плато. В области плато  $\Delta_0$  имеет в пределах ошибки измерения ( $\sim 10$  Кгц) одинаковые значения при различных токах, отличающихся на  $\sim 40\%$ . Это указывает на очень слабую зависимость  $\Delta_0 = f(i)$  для больших давлений  $p$ .

Очевидно, что значения  $p$ , соответствующие области плато, являются наиболее пригодными при выборе параметров стабилизируемого лазера.

4. Для объяснения полученных результатов была использована теория Лэмба /4/. Можно показать, что в трехмодовом режиме генерации в области малых расстройок  $x/\Delta \ll 1$  ( $x = |\nu_2 - \nu_0|$ ) выражение для межмодового расстояния имеет вид /7/

$$\Delta_{12} = \Delta(1 + s) + \frac{E^2 \mu \nu^4 N}{16 \epsilon_0 \hbar^3 \gamma_a \gamma_b k u} \frac{\gamma_{ab}}{\Delta} \left\{ \frac{\Delta^2}{\Delta^2 - x^2} + 3 + \frac{2\Delta^2}{\Delta^2 - 4x^2} \right\}, \quad (2)$$

где приняты те же обозначения, что и в /4/.

Вводя коэффициент относительного возбуждения  $\eta = N/N_T$ , безразмерную интенсивность поля  $I = d^2 E^2 / 2 \hbar^2 \gamma_a \gamma_b$  и ширину полосы резонатора  $\nu/Q$ , из (2) при  $x \ll \gamma_{ab}$  нетрудно получить следующее выражение:

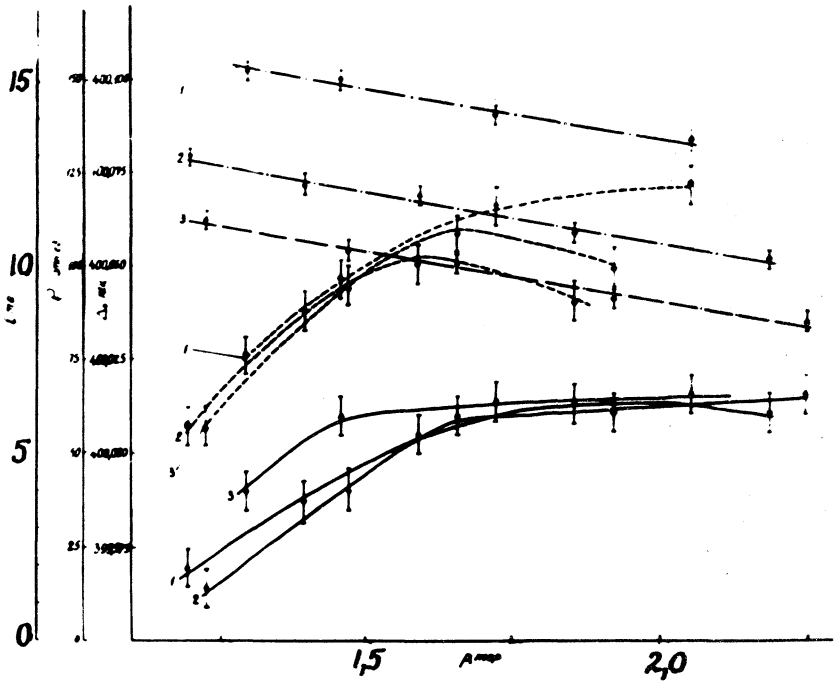
$$\Delta_{12} = \Delta(1 + s) + \frac{3 \nu}{4 Q} \eta \frac{\gamma_{ab}}{\Delta} I_0 \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{x}{\gamma_{ab}} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где  $I_0$  - интенсивность при  $x = 0$ .

Из (3) для крутизны  $d\Delta/dx$  получаем

$$\frac{d\Delta}{dx} = \frac{3 \nu}{4 Q} \eta \frac{I_0}{\Delta} \frac{x}{\gamma_{ab}}. \quad (4)$$

При типичных условиях эксперимента ( $\nu/Q \sim 10^6$ ,  $\eta \sim 1$ ,  $I_0 \sim I$ ,  $\Delta \sim 4 \cdot 10^8$  гц,  $\gamma_{ab} \sim 10^6$  гц) из (4) полу-



Р и с. 3. Зависимости  $\Delta_0$  (сплошные линии),  $P$  (штриховые линии) и  $i$  (штрихпунктирные линии) от давления газа.

чаем  $d\Delta/dx \sim 10^{-3}$ , что находится в согласии с экспериментальными результатами.

Выражение (4) указывает на линейный рост крутизны при увеличении мощности  $P$  и ее уменьшение с ростом давления  $p$ , так как  $\gamma_{ab} \sim P$ , что также совпадает с экспериментальными результатами (рис. 2).

Наконец, зависимость  $\Delta_0$  (симметричная настройка трех мод) от давления (рис. 3) можно объяснить соответствующим поведением величин  $P(p)$ ,  $\gamma_{ab}(p)$  и  $\eta(p, i)$  в формуле (3).

Поступила в редакцию

8 декабря 1970 г.

После переработки

18 мая 1971 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. L. Barger, J. L. Hall. *Phys. Rev. Lett.*, 22, 4 (1969).
2. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, А. Н. Ораевский. *Письма в ЖЭТФ*, 12, 145 (1970).
3. W. R. Bennett. *Phys. Rev.*, 126, 580 (1962).
4. W. E. Lamb. *Phys. Rev.*, 134, A1429 (1964).
5. R. A. McFarlane. *Phys. Rev.*, 135, A543 (1964).
6. M. D. Sayers, L. Allen. *Phys. Rev.*, 1, A1730 (1970).
7. А. С. Башкин, Э. М. Беленов, С. А. Гончуков, А. Н. Ораевский, В. Н. Петровский, Е. Д. Проценко. "Квантовая электроника", 2, 40 (1971).