

## ИНТЕНСИВНЫЕ РЕЗОНАНСЫ МОЩНОСТИ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА С ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ

Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко,  
В.В.Никитин, А.Н.Ораевский

1. В настоящей работе сообщается о наблюдении узких интенсивных резонансов мощности кольцевого лазера с нелинейно-поглощающей ячейкой внутри резонатора. В то время как в лазере с резонатором Фабри -- Перо резонансы мощности обязаны спектральному выгоранию доплеровской линии поглощения [1-5], резонансы мощности кольцевого лазера связаны с пространственным выгоранием рабочего вещества. Появляющиеся на центральной частоте линии поглощения узкие резонансы мощности кольцевого лазера обладают высокой контрастностью. Физически причина эффекта состоит в следующем. При частотах генерации кольцевого лазера  $\omega$ , далеко отстоящих от центров линий усиления  $\Omega_+$  и поглощения  $\Omega_-$  бегущие в противоположные стороны волны  $\mathcal{E}_1(t) = E_1 \cos(\omega t - kx + \phi_1)$  и  $\mathcal{E}_2(t) = E_2 \cos(\omega t + kx + \phi_2)$  взаимодействуют (в силу доплеровского сдвига) с разными молекулами. Поэтому генерация на волнах  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  независимая; как следствие при превышении порога режим излучения двухволновый. Однако при частоте лазера, совпадающей с центральной частотой линии усиления, режим двухволновой генерации становится энергетически невыгодным. Действительно, в этом случае индуцированно излучают молекулы с малыми скоростями, и модуляция среды полем  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$  близким при  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$  по виду к стоячей волне, становится заметной. Активное вещество выгорает в пучностях поля, оставаясь нетронутым в его узлах. В то же время при одноволновом режиме генерации (например при  $\mathcal{E}_1 \neq 0$ ,  $\mathcal{E}_2 = 0$ ) вещество пространственно не модулировано, и в волну  $\mathcal{E}_1$  излучают все молекулы.

В случае, когда частота лазера совпадает с центральной частотой поглощающего газа  $\Omega_-$ , выгоден, наоборот, режим двухволновой генерации, поскольку для пространственно модулированного поля потери в поглощающей компоненте уменьшаются.

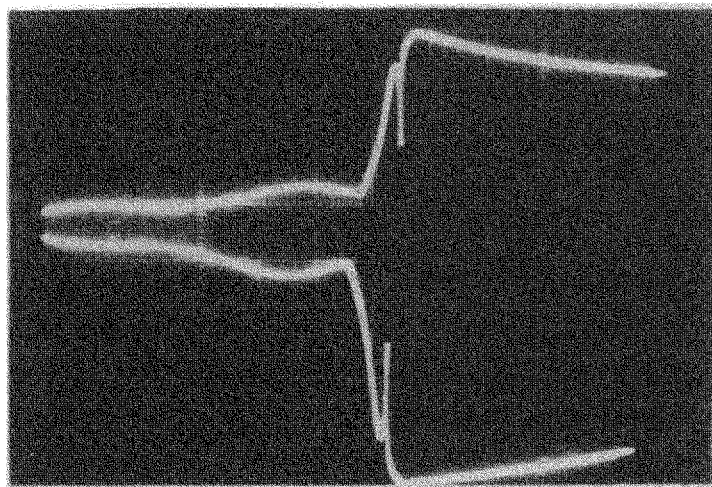
Как показано в [5-6], двухволновая генерация при  $\omega = \Omega_-$  должна наблюдаться в узком частотном интервале, не превосходящем однородной ширины линии поглощающего газа. А именно, при частотах  $\omega$ , когда функция  $F(\omega) = F_+(\omega) - \mu F_-(\omega)$  отрицательна, устойчив режим одной бегущей волны, в противном случае генерация двухволновая. Здесь

$$F_+(\omega) = 1 - L\left(\frac{\omega - \Omega_+}{\gamma_+}\right) - \left(\frac{\gamma_+}{k u_+}\right)^2, \quad F_-(\omega) = 1 - L\left(\frac{\omega - \Omega_-}{\gamma_-}\right) - \left(\frac{\gamma_-}{k u_-}\right)^2, \quad (1)$$

$$L(\xi) = (1 + \xi^2)^{-1}, \quad \mu = |P_-^N / P_+^N|.$$

$\gamma$ ,  $k u$  — однородная и доплеровская ширины линий,  $P^N$  — нелинейная составляющая поляризации, знаки плюс и минус относятся к усиливающей и поглощающей компоненте соответственно.

Таким образом, появляющиеся при  $\omega \approx \Omega_+$  пики или провалы мощности в бегущих волнах кольцевого лазера не превосходят (теория показывает, что они могут быть при определенных условиях даже гораздо уже) по ширине пиков излучения лазера с интерферометром Фабри – Перо. При этом интенсивность пиков кольцевого лазера может превосходить интенсивность пиков лазера с резонатором Фабри – Перо более чем на два порядка.



Осциллограмма мощности бегущих волн кольцевого лазера от частоты резонатора. Полуширина пика мощности 300 кГц

2. Эксперименты проводились с He – Ne кольцевым лазером на  $\lambda = 3,39 \text{ мк}$  и поглощающей ячейкой с метаном низкого давления. Три плоских диэлектрических зеркала с коэффициентами отражения  $R_1 = R_2 = 96\%$  и  $R_3 = 80\%$  образовывали контур резонатора в виде треугольника с периметром  $\approx 10^2 \text{ см}$ . Поглощающая ячейка помещалась в одном из плеч резонатора, в двух других плечах помещались усилительные трубки: одна с изотопом  $\text{Ne}^{20}$ , другая с изотопом  $\text{Ne}^{22}$ . Ввиду того, что собственные частоты  $\text{Ne}^{20}$  и  $\text{Ne}^{22}$  различны (частотное расстояние  $\sim 63 \text{ МГц}$  [7]), функция  $F_+(\omega)$  в (1) более плоская и пик в излучении кольцевого лазера – как это следует из условия  $F(\omega) = 0$  и как это показывает эксперимент – существует в более широком интервале давлений He – Ne -смеси.

Для лазера с одной усилительной трубкой на  $\text{Ne}^{20}$  пик мощности наблюдался в интервале давлений He –  $\text{Ne}^{20}$  -смеси от 3,5 до 5,2 тор; при наличии двух усилительных трубок – от 1 до 14 тор. Давление гелий-неоновой смеси в трубке с изотопом  $\text{Ne}^{22}$  поддерживалось при этом на уровне 1,5 тор.

При сканировании частоты лазера на экране двухлучевого осциллографа наблюдался пик мощности в излучении одной волны и соответственно провал в излучении другой на центральной частоте  $\text{CH}_4$  (см. рисунок). Мощность пика (провала) составляла 50% от мощности волны. Отметим, что в идеальном случае (т.е. в случае, когда обратные отражения света от элементов резонатора устранены), мощность пика излучения должна достигать 100%. Для сравнения нами проведе-

но исследование пика мощности "вызванного" лэмбовским выгоранием метана в лазере с резонатором Фабри – Перо. Эксперимент проводился при условиях близких к тем же, что и в случае кольцевого лазера: одни и те же длина резонатора, длина поглощающей ячейки и давление He – Ne -смеси. Пик мощности наблюдался в диапазоне давлений метана от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$  *тора* и составлял 3% от выходной мощности.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 июня 1970 г.

### Литература

- [1] P.H.Lee, M.L.Skolnick, Appl. Phys. Lett., 10, 303, 1967.
  - [2] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
  - [3] В.Н.Лисицын, В.И.Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 410, 1968.
  - [4] Н.Г.Басов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. ЖПС, 11, №3, 1969.
  - [5] Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин, Препринт ФИАН, №138, 1969.
  - [6] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. ЖЭТФ, 12, 1991, 1969.
  - [7] K.Sakurai, Y.Ueda, M.Takami, K.Shimoda. J.Phys. Soc. Japan, 21, 2090, 1966.
-