

Л. С. КОРНИЕНКО, Н. В. КРАВЦОВ, Е. Г. ЛАРИОНЦЕВ,
академик А. М. ПРОХОРОВ

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОКГ С БОЛЬШОЙ ДЛИНОЙ РЕЗОНАТОРА

1. Достаточно хорошо изучены свойства ОКГ с длиной резонатора порядка нескольких метров. Большой интерес представляет исследование генерации при больших длинах резонатора L в связи со следующими эффектами, возрастающими с увеличением L .

Вследствие уменьшения частоты межмодовых биений $\Omega = \pi c/L$ с ростом L увеличивается амплитуда модуляции инверсной населенности на частоте Ω , что приводит к усилению связи между генерирующими модами и установлению режима синхронизации мод. Усиление связи между модами может привести также к упорядочению пичкового режима в твердотельном ОКГ.

Следует ожидать существенного изменения спектральных характеристик твердотельных ОКГ с увеличением L . Результаты работ ^(1, 2) относительно ширины спектра генерации оказываются неприменимыми при больших длинах резонатора, поскольку при расчетах не учитывалась связь между модами, приводящая к их самосинхронизации, и предполагалось, что активная среда полностью заполняет резонатор.

С увеличением L , как будет показано ниже, можно существенно увеличить отношение M ширины полосы резонатора $\delta\omega = \omega/Q$ к интервалу частот между продольными модами Ω . При достаточно больших L происходит существенное перекрытие полос резонатора для продольных мод ($M > 1$). Это должно привести к значительным изменениям в спектре естественных флуктуаций амплитуд и фаз мод. Кроме того, при $M > 1$ ввиду сильного перекрытия мод можно ожидать, что свойства такого ОКГ будут близки к свойствам лазера с нерезонансной обратной связью.

2. Существенное увеличение длины резонатора (до значений L порядка километра) можно осуществить в лабораторных условиях путем введения в резонатор ОКГ оптической линии задержки (о.л.з.). Схема такого генератора показана на рис. 1, где 1 и 6 — зеркала резонатора ОКГ; 2 и 3 — зеркала о.л.з.; 4 — кристалл; 5 — осветитель с лампами накачки. Использование о.л.з. позволяет не только существенно уменьшить габариты экспериментальной установки, но и значительно уменьшить дифракционные потери по сравнению с потерями линейного лазера той же длины L .

Для резонатора с о.л.з., в случае малости дифракционных потерь формула для добротности имеет вид

$$Q = \frac{L_{\text{эфф}}\omega}{2c(\ln 1/r_0 + n \ln 1/r)}; \quad (1)$$

здесь $L_{\text{эфф}} = l_0(2n + 1) + l_1 + l_2$ — эффективная длина резонатора с о.л.з.; n — число отражений луча на каждом зеркале о.л.з., r_0 и r — коэффициенты отражения внешних зеркал ОКГ и зеркал о.л.з. соответственно.

При достаточно малых n добротность растет примерно линейно с ростом $L_{\text{эфф}}$, тогда как при больших n ($n \gg \ln \frac{1}{r_0} / \ln \frac{1}{r}$) Q не зависит от $L_{\text{эфф}}$. В этом случае $M \approx L_{\text{эфф}}(1 - r)/\lambda l_0$ линейно растет с увеличением $L_{\text{эфф}}$.

3. Некоторые качественные выводы о свойствах длинного лазера можно получить, рассматривая взаимодействие трех продольных мод (с амплиту-

дами E_{-1} , E_0 , E_1 и фазами φ_{-1} , φ_0 , φ_1). Для простоты будем считать, что центральная мода E_0 генерирует в центре линии люминесценции и активный элемент длиной l расположен вблизи внешнего зеркала резонатора. Учитывая модуляцию инверсной населенности для фазового угла $\psi = 2\varphi_0 - \varphi_{-1} - \varphi_1$, получим при $L \gg l$

$$\dot{\psi} = \Omega_0 \sin \psi, \quad \text{где } \Omega_0 = \frac{\omega}{Q} \eta \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \Omega^2} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Omega^2}{\gamma \gamma_{ab}} \right) \quad (2)$$

(γ_{ab} — ширина линии люминесценции; $\gamma = \tau^{-1}$; τ — эффективное время релаксации инверсной населенности; η — превышение уровня накачки над пороговым). Из (2) следует, что ширина полосы самосинхронизации Ω_0

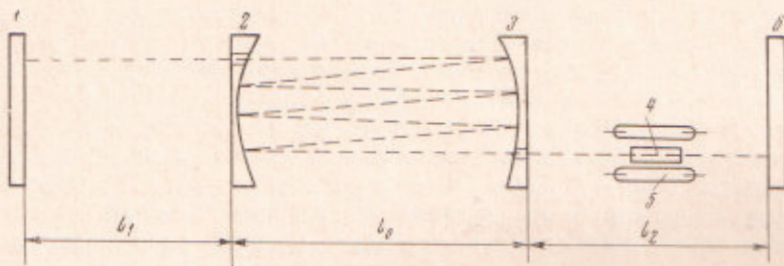


Рис. 1

при малых длинах ($L \leq L_{кр}^{(1)} = \pi c \sqrt{\frac{3}{2} \frac{1}{\gamma_{ab} \gamma}}$) уменьшается с ростом L , обходясь в нуль при $L = L_{кр}^{(1)}$. При длинах $L > L_{кр}^{(1)}$ Ω_0 монотонно возрастает с ростом L , приближаясь при $\Omega \simeq \gamma$ к значению $\frac{\omega}{Q} \eta$. При переходе через $L = L_{кр}^{(1)}$ изменяется значение разности фаз синхронизованных мод (при $L < L_{кр}^{(1)}$ $\psi = 0$, а при $L > L_{кр}^{(1)}$ $\psi = \pi$). Для ОКГ на рубине $L_{кр}^{(1)} \sim 50$ м, а для ОКГ на YAG : Nd³⁺ $L_{кр}^{(1)} \sim 30$ м.

Анализ условия возбуждения трехмодового режима показывает, что оно существенно зависит от связи между модами, возникающей за счет модуляции инверсной населенности, и приближенно имеет вид: а) для полностью заполненного активной средой резонатора, т. е. при $L = l$ (1), $\eta > 3\Omega^2/\gamma_{ab}^2$; б) в случае $l \ll L$

$$\eta = \frac{9}{2} \frac{\Omega^2}{\gamma_{ab}^2} \left(\frac{L}{\pi l} \right)^2 = \frac{9}{2} \left(\frac{c}{l \gamma_{ab}} \right)^2. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при $L \gg l$ условие возбуждения трех мод не зависит от длины резонатора.

Связь между модами за счет модуляции инверсной населенности существенно влияет на распределение интенсивностей отдельных мод в спектре генерации. В предельном случае достаточно больших длин резонатора, удовлетворяющих неравенству

$$L \gg L_{кр}^{(2)} = \pi \sqrt{cl/\gamma}, \quad (4)$$

и в предположении трех генерирующих мод получим для отношения интенсивностей мод

$$k = \frac{E_1^2}{E_0^2} = \frac{2}{9} \left(\frac{\pi l}{L} \right)^2 \left(1 + \frac{4\Omega^2}{\gamma^2} \right) \left[\eta - \frac{9}{2} \left(\frac{c}{l \gamma_{ab}} \right)^2 \right] / \eta. \quad (5)$$

При выполнении (4) $k \ll 1$ и продолжает уменьшаться с ростом длины как L^{-4} . Отсюда следует, что при больших длинах резонатора ($L \gg L_{кр}^{(2)}$) глубина модуляции излучения на частоте Ω должна уменьшаться (как L^{-4}), поскольку уменьшаются интенсивности боковых мод. При $l = 10$ см для ОКГ на рубине $L_{кр}^{(2)} \sim 600$ м, а для ОКГ на $YAG : Nd^{3+}$ $L_{кр}^{(2)} \sim 250$ м.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
22 IV 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Б. Л. Лившиц, В. Н. Цикунов, ЖЭТФ, 49, 1843 (1965). ² А. М. Ратнер, В. С. Соловьев, Т. И. Трунова, ЖЭТФ, 55, 64 (1968).