

СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ОКГ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

В.И.Малышев, А.В.Масалов, А.А.Сычев

В нашей работе [1] было обнаружено, что спектры излучения пиков свободной генерации твердотельных ОКГ, в которых отсутствует селекция мод, имеют нерегулярную структуру. Причиной этой структуры может быть пространственная неоднородность поля в резонаторе ОКГ, приводящая к неравномерному выгоранию инверсии [2]. Такая ситуация имеет место в ОКГ, работающих в режиме "стоячей" волны.

Для проверки правильности сделанного предположения о роли пространственной неоднородности поля излучения в образовании нерегулярной структуры спектров нами было проведено исследование спектров излучения ОКГ, работающих в режиме "бегущей" волны. Активными элементами ОКГ служили рубин и неодимовое стекло, имеющие, как известно, различную природу уширения линии люминесценции.

Для получения режима "бегущей" волны нами были выбраны две распространенные схемы резонаторов (рис. 1); *a* – кольцевой резонатор с невзаимным элементом, в качестве которого использовалась ячейка Фарадея [3]; *b* – кольцевой резонатор с возвратным зеркалом [4]. Длина резонатора $L \approx 170$ см.

Исследования спектров излучения в схеме (рис. 1, *a*) проводились для ОКГ на рубине (АС) $\approx 10 \times 110$ мм³. Селекция мод в резонаторе устранялась за счет использования неселектирующих элементов. Диафрагмы D_1 и D_2 диаметром 2 мм подавляли неосевые моды. Спектры регистрировались с помощью интерферометра Фабри – Перо (СП) с разрешением $\delta \nu = 0,015$ см⁻¹. Картина спектра проектировалась на входную щель скоростного фоторегистратора (СФР) работающего в режиме щелевой развертки. Как показали результаты обработки большого числа спектрограмм спектры пиков излучения описанного ОКГ всегда имеют нерегулярную от вспышки к вспышке структуру. Типичная микрофотограмма спектра первого пика генерации приведена на рис. 2, *a*.

В схеме рис. 1, б, где режим "бегущей" волны осуществлялся возвратным зеркалом Z_1 , активными элементами были рубин $\phi 10 \times 110 \text{ мм}^3$ и неодимовое стекло $\phi 10 \times 130 \text{ мм}^3$. Отношение интенсивностей прямой и обратной волн составляло ≈ 50 . Для регистрации спектра ОКГ на неодимовом стекле использовался дифракционный спектрограф с разрешением $\delta \nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$, развертка

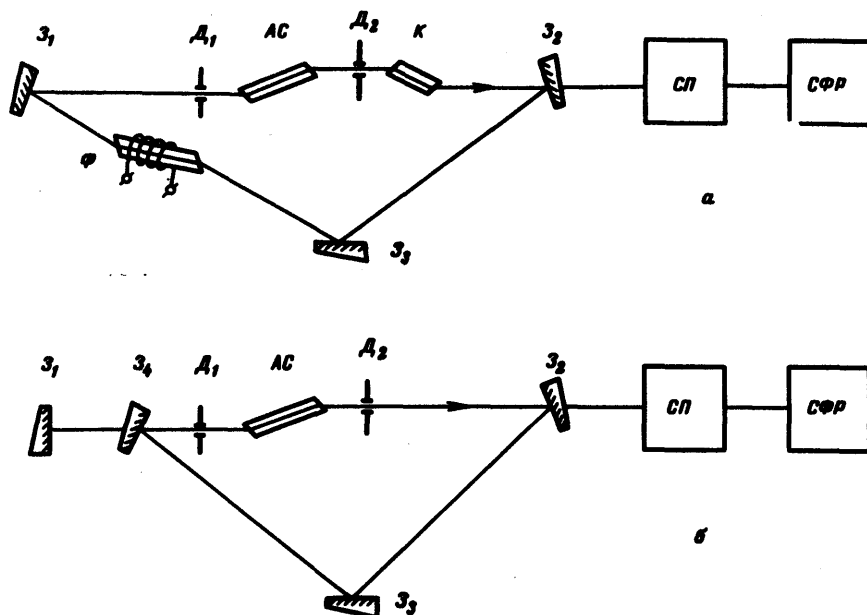


Рис. 1. Схемы экспериментальных установок: а — кольцевой резонатор с ячейкой Фарадея (Φ), K — пластина кристаллического кварца, вращающая плоскость поляризации на 45° ; б — кольцевой резонатор с возвратным зеркалом Z_1 . Коэффициенты отражения зеркал $R_1 = 1,0$, $R_2 = 0,9$, $R_3 = 1,0$, $R_4 = 0,75$

спектра осуществлялась с помощью СФР. Для рубинового ОКГ спектральная аппаратура была такой же как и в схеме рис. 1, а. И в этой схеме резонатора спектры свободной генерации ОКГ на рубине и неодимовом стекле имеют нерегулярную структуру (рис. 2, б, в), исключение же пространственной неоднородности поля привело лишь к изменению кинетики спектра [1, 5].

Таким образом, нами экспериментально показано, что для ОКГ с различной природой уширения линии люминесценции активного вещества исключение селективности и пространственной неоднородности поля излучения не устраняет нерегулярную структуру спектров свободной генерации.

Для объяснения наблюдаемой нерегулярной структуры необходимо на наш взгляд принять во внимание флуктуационный характер излучения ОКГ. В соответствии с представлением о флуктуационном характере излучения, развитым в [6], поле излучения ОКГ на аксиальном периоде можно считать состоящим из импульсов одинаковой формы $f(t)$:

$$E(t) = \sum_i a_i f(t - \theta_i) \exp(2\pi i c \nu_0 t + i \phi_i),$$

где моменты появления импульсов θ_j , их относительные амплитуды a_j и фазы ϕ_j — случайные величины.

Комплексная амплитуда спектра поля равна

$$\tilde{E}(\nu) = \tilde{f}(\nu) \sum_j a_j \exp[-2\pi i c(\nu - \nu_0)\theta_j + i\phi_j].$$

Так как число слагаемых в сумме велико (оно определяется шириной спектра и составляет для ОКГ на рубине $\sim 10^2$; для ОКГ на неодимовом стекле $\sim 10^3$),

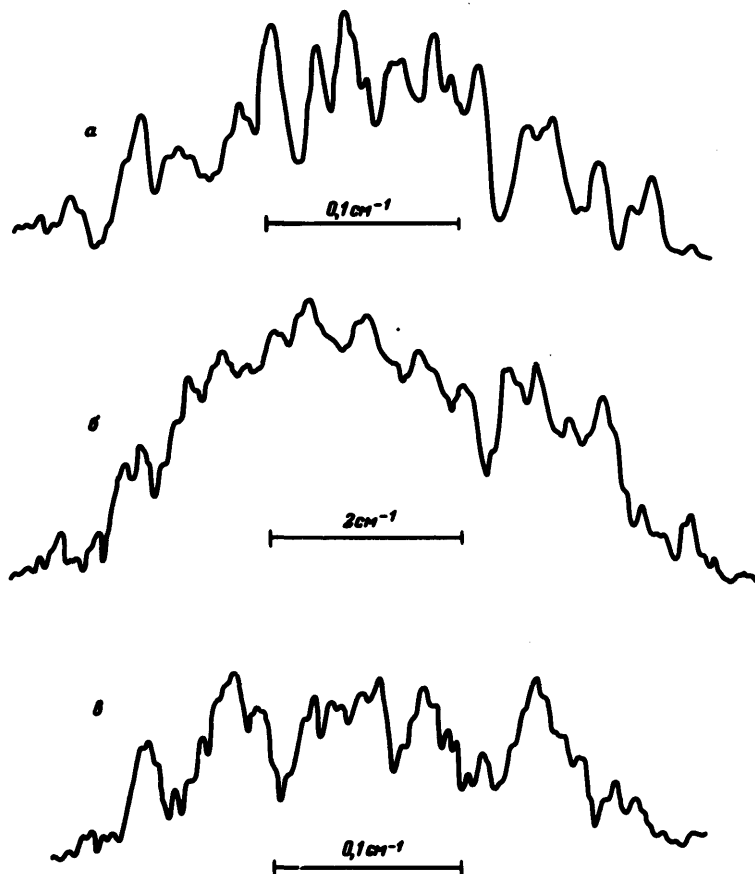


Рис. 2. Микрофотограммы спектров первого пика: *a* — ОКГ на рубине по схеме рис. 1, *a*, *б* — ОКГ на неодимовом стекле по схеме рис. 1, *б*, *с* — ОКГ на рубине по схеме рис. 1, *б*

значение суммы распределено нормально на комплексной плоскости. Интенсивность по отношению к $[\tilde{f}(\nu)]^2$, т. е. квадрат модуля суммы, будет распределена по закону $(1/l_0) \exp(-l/l_0)$. Частотный интервал корреляции (минимальный частотный интервал, на котором происходит изменение интенсивности на величину порядка среднего значения) определяется величиной, обратной интервалу времени, на котором расположены пикеты. Для более или менее равномерного заполнения пикетами аксиального периода интервал корреляции имеет величину порядка межмодового расстояния $\delta \nu_M = 1/L = 0,006 \text{ см}^{-1}$. При регистрации спектров спектральным прибором с разрешением $\delta \nu$ средние относительные отклонения интенсивности спектра от среднего значения $= \sqrt{\delta \nu_M / \delta \nu}$ и обычно

составляют десятки процентов. В нашем случае для ОКГ на неодимовом стекле $\sqrt{\delta\nu_M/\delta\nu} \approx 0,2$ ($\delta\nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$), и для ОКГ на рубине $\sqrt{\delta\nu_M/\delta\nu} \approx 0,6$ ($\delta\nu = 0,015 \text{ см}^{-1}$). Такие отклонения интенсивности должны отчетливо проявляться в спектре, что действительно и наблюдается в эксперименте (рис. 2).

Как уже указывалось нерегулярная структура характерна для всех пичков свободной генерации. На рис. 3 приведена развертка спектра свободной генерации ОКГ на неодимовом стекле. Видно, что структура спектров каждого пичка качественно повторяет структуру спектра предыдущего пичка. Этот факт говорит о том, что поле излучения пичка не успевает затухнуть до уровня спонтанных шумов за время, необходимое для развития следующего пичка.

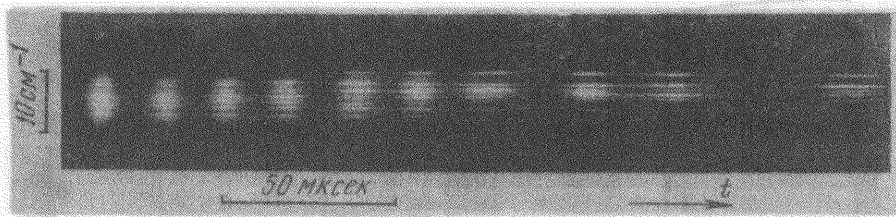


Рис. 3. Развертка спектра пичков излучения ОКГ на неодимовом стекле

С точки зрения развитых представлений о связи временных и спектральных характеристик излучения ОКГ, наблюдаемый нами [1, 5] переход от широкого спектра к одномодовому в процессе генерации соответствует уширению флуктуационных выбросов поля при прохождении их через усиливающую среду за счет конечного времени релаксации, причем уширение выбросов происходит до полного их сглаживания.

Таким образом, наблюдаемая структура спектров свободной генерации является неотъемлемым свойством твердотельных ОКГ при возбуждении большого числа аксиальных мод и служит подтверждением флуктуационного характера поля излучения.

Следует отметить, что нерегулярная структура спектров наблюдалась нами и в ОКГ на рубине и неодимовом стекле с пассивным затвором. Эта структура может быть также объяснена флуктуационным характером поля излучения. Однако, помимо спектров с нерегулярной структурой в этих ОКГ при определенных условиях наблюдаются и "гладкие" (с точностью до межмодового расстояния) спектры, что мы связываем с наличием лишь одного импульса на аксиальном периоде, т. е. с полной самосинхронизацией мод.

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

Поступила в редакцию
9 февраля 1970 г.

Литература

- [1] В.И.Малышев, А.С.Маркин, А.А.Сычев. ЖТФ, 39, 334, 1969.
[2] Т.И.Кузнецова, С.Г.Раутиан. ФГТ, 5, 2105, 1963.

- [3] C.L.Tang, H.Statz, G.A.deMars, D.T.Wilson. Phys. Rev., 136, A1, 1964.
- [4] А.М.Бонч-Бруевич, В.Ю.Петрунькин, А.А.Есепкина и др. ЖТФ, 37, 2031, 1967.
- [5] В.И.Малышев, А.С.Маркин, А.А.Сычев. Письма в ЖЭТФ, 9, 3, 1969.
- [6] В.С.Летохов. ЖЭТФ, 55, 1943, 1968.
-