

Рис. 1. Осциллограмма излучения лазера. На участке б усиление в 10 раз больше, чем на участке а

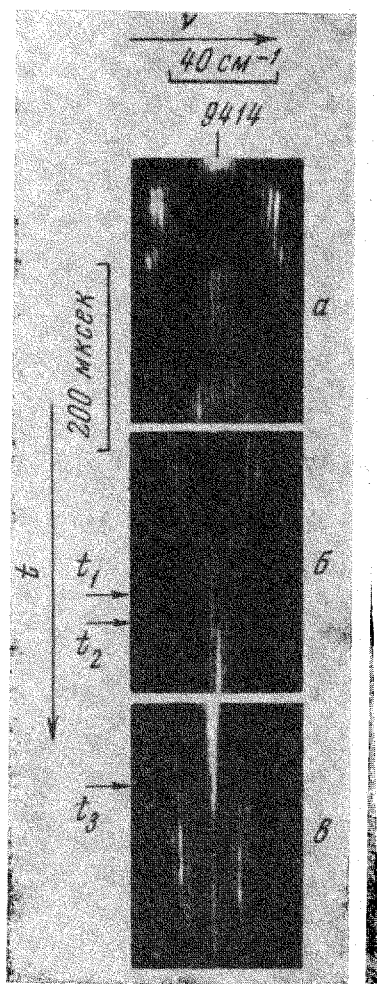


Рис. 2. Типичные картины временного развития спектра генерации в начале а, середине б и конце в импульса накачки

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРА МНОГОМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ И ВЕЛИЧИНЫ ОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМАХ

*В.С.Машкевич, М.С.Соскин*

В работе изучена эволюция с накачкой квазистационарной генерации в спектрально неоднородных системах при пространственно однородном распределении возбуждений в активной среде. Целью исследования было установление характера многомодовой генерации и определение величины однородного уширения линии люминесценции отдельного центра.

Исследовалась генерация на полосе 1,06 мкм образца силикатного стекла, активированного 6% неодима, диаметром 10 мм и длиной 120 мм. С целью устранения пространственной неоднородности поля генерирующих мод резонатор длиной 67 см при помощи двух линз с фокусным расстоянием 27 см был превращен в близкий к концентрическому и, кроме того, одно из плоских зеркал было заменено трипль-призмой. Для изучения спектра генерации при квазистационарном режиме в наиболее актуальной области малых надпороговых накачек использовался двойной разряд лампы накачки. Параметры разряда подбирались так, чтобы к моменту  $t_1$  начала вторичного возрастания мощности накачки пульсации интенсивности излучения успели затухнуть (рис. 1). Это позволило при сопоставлении с теорией, рассматривающей изменение спектра генерации с ростом накачки  $N$ , исходить из однозначного соответствия между  $N$  и временем генерации  $t$  при  $t \geq t_1$ . Меняя подаваемую на лампу энергию и времена задержки между разрядными импульсами, можно было плавно менять мощность накачки вплоть до срыва генерации в момент  $t_1$ .

Вследствие селективного действия ненапыленной поверхности выходного зеркала генерация происходила на частотах, отвечающих максимумам коэффициента отражения  $R_{\max}$  зеркала-селектора с шагом диск-

ретенности  $\Delta\nu = 1/2 nd \text{ см}^{-1}$ , где  $d$  — толщина,  $n$  — показатель преломления подложки зеркала [1]. Использовались диэлектрические зеркала на стеклянных подложках ( $n = 1,5$ ) с  $R_{\text{max}}^{(1)} = 98\%$  и  $R_{\text{max}}^{(2)} = 98,6\%$  толщиной  $d^{(1)} = 4 \text{ мкм}$  и  $d^{(2)} = 2 \text{ мкм}$  ( $\Delta\nu^{(1)} = 0,8 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta\nu^{(2)} = 1,6 \text{ см}^{-1}$ ).

Временной ход интегральной интенсивности выходного излучения и его спектрального состава показан на рис.1 и 2 (при фиксированной накачке и правильном тепловом режиме работы лазера обе картины практически полностью воспроизводятся). При малой надпороговой накачке  $N_1 = N(t_1)$  в квазистационарном режиме спектр излучения лазера состоит из одной "линии" в максимуме полосы люминесценции, а при  $N_2 = N(t_2) \cong N_1$  генерация возникает также на соседних максимумах добротности резонатора (рис.2, а). Затем в узкой области накачек вблизи  $N_3 = N(t_3)$  выполняются условия самовозбуждения для мод, расположенных на расстоянии  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$  от первоначальных, генерация на которых исчезает. При новом падении мощности накачки происходит возвращение к одной линии генерации.

Теоретическое рассмотрение показывает, что при спектральной (пространственной) неоднородности многомодовость генерации возникает при конечном (бесконечно малом) превышении накачки над порогом и носит дискретный (непрерывный) характер в смысле индексов генерирующих мод. При спектральной неоднородности увеличение числа линий генерации может происходить либо путем расщепления старых линий, либо путем возникновения новых.

Наблюденный характер генерации согласуется с предсказываемым теорией для спектрально неоднородных систем. При этом накачки  $N_2$  и  $N_3$  отвечают соответственно расщеплению и возникновению линий. Многомодовость в начале генерации и непрерывное возбуждение соседних мод при изменении накачки (рис.2, а и б) обязаны нестационарности режима при  $t < t_1$  (такая же картина наблюдалась для волоконного лазера в работе [2], где не были приняты меры для получения квазистационарного режима генерации). К аналогичным эффектам должна приводить и сильная пространственная неоднородность распределения возбуждений в активной среде.

Теория позволяет также определить величину однородного уширения. Принимая простейшую модель четырехуровневых центров, распределенных по гауссовому закону с полушириной  $2\Delta$  при полуширине  $2\beta$  лоренцевой линии люминесценции отдельного центра, можно показать, что при  $\beta \ll \Delta$

$$2\beta = 1/2\pi \left( \frac{\pi \eta \Delta^2}{\ln 2 \cdot \nu^2} \cdot \frac{q(\rho)}{V} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь  $\eta$  — квантовый выход,  $\nu$  — частота света,  $q(\rho)$  — число фотонов в генерирующей моде, при котором впервые происходит расщепление в спектре генерации,  $V$  — объем моды. В нашем случае  $\eta = 0,6$  [3],  $\nu = 9414 \text{ см}^{-1}$ . При  $\beta \ll \Delta$  можно считать  $2\Delta \cong \Delta\nu_{\text{люм}} \cong 200 \text{ см}^{-1}$ .

Выходная энергия измерялась калориметром, и с помощью осциллограммы определялась выходная мощность (амплитуда сигнала в момент  $t_2$  снималась на отдельном луче при повышенном усилении с ошибкой

30%). Затем по сечению пучка в образце и на зеркале и известному  $R_{\max}$  определялась плотность фотонов  $q(\rho)/V$ , которая при использовании первого и второго зеркал оказалась равной соответственно  $3 \cdot 10^{10}$  фот/см<sup>3</sup> и  $2 \cdot 10^{10}$  фот/см<sup>3</sup> с ошибкой, не превышающей 50%. Значение  $q(\rho)/V$  достаточно критично. Так для первого зеркала при  $4 \cdot 10^{10}$  фот/см<sup>3</sup> в момент  $t_1$  в спектре остаются три линии. Вычисление из (1) дает  $\beta = (20 \pm 10) \text{ см}^{-1}$ . Полученная величина согласуется с интервалом скачка в спектре при накачке  $N_3$  (рис.2,с), который должен быть порядка  $\beta$ . Выполняется также условие  $\Delta\nu \ll 2\beta \ll 2\Delta$ , что делает законным использование формулы (1).

Авторы выражают благодарность Н.С.Белокриницкому, А.Д.Мануильскому и Н.Ф.Прокопюку за участие в измерениях.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию  
10 апреля 1967 г.

### Литература

- [1] E.Snitzer. Appl. Optics, 5, 121, 1966.
- [2] W.H.Kecue, J.A.Weiss. Appl. Optics, 3, 545, 1964.
- [3] E.Snitzer. Appl. Optics., 5, 1487, 1966.