

## МНОГОМОДОВЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ЛАЗЕР

М. В. Данилейко, Н. К. Данилов, В. Р. Козубовский и М. Т. Шпак

Проведено экспериментальное исследование режимов генерации многомодового кольцевого лазера. Получены высокочастотные резонансы, фиксирующие симметричное положение мод относительно центров спектральных компонент среды лазера. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических работ.

1. В настоящее время разработан ряд эффективных методов стабилизации частоты многомодового лазера (метод сравнения межмодовых биений с радиочастотой [1, 2], метод основанный на использовании резонансов мощности многомодового лазера [3]). Особенно интересным является применение этих методов для стабилизации частоты многомодового кольцевого газового лазера (КГЛ). Однако несмотря на большое число теоретических работ, посвященных исследованию конкуренции волн в многомодовом (3–10 мод) КГЛ [4–8], детального экспериментального исследования такого лазера приведено не было. В работах [9, 10] лишь сообщалось о наблюдении изменения интенсивности генерации при прохождении симметричного положения трех мод относительно центральной частоты линии усиления  $\omega_0^{(+)}$ .

В данной работе излагаются результаты экспериментального исследования многомодового КГЛ. Получены высокочастотные резонансы мощности многомодового КГЛ с нелинейно поглощающей средой. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических работ.

2. Экспериментальное исследование конкуренции аксиальных мод в КГЛ проводилось с помощью установки, схема которой изображена на рис. 1. Резонатор He—Ne лазера, работающего на переходе  $5s' [1/2]_1 - 4p' [3/2]_2$  ( $\lambda = 3.39$  мкм), был образован тремя зеркалами с коэффициентами отражения  $R_1 = 90\%$ ,  $R_{2,3} = 98\%$ . Для возможности сканирования длины лазера одно из зеркал резонатора крепилось на пьезокерамике. Сканирование осуществлялось с помощью блока пилообразного напряжения, амплитуда сканирования 0–600 В, частота 50 Гц. Длина резонатора изменялась в пределах от 3.2 до 12 м. Активная трубка длиной от 0.7 до 2 м, диаметром капилляра 2.2–6 мм и торцами, срезанными под углом Брюстера, соединялась с вакуумным постом, в котором находилась необходимая He—Ne смесь. Питание газоразрядной трубки осуществлялось с помощью стабилизированного высоковольтного блока и ВЧ блока. Это давало возможность в широких пределах менять превышение уровня накачки  $\eta$  над пороговым значением. Уровень накачки  $\eta$  калибровался по линейному участку зависимости интенсивности излучения от тока разряда в активной ячейке и определялся:  $\eta = (I_{эфф.} - I_{п}) / I_{эфф.}$ , где  $I_{эфф.}$  — эффективный ток накачки с учетом возбуждения среды ВЧ полем,  $I_{п}$  — пороговый ток накачки.

При исследовании многомодового КГЛ с нелинейным поглощением в резонатор помещалась ячейка. В качестве нелинейно-поглощающей среды использовался метан низкого давления ( $P_{CH_4} = 10^{-2} - 10^{-3}$  тор).



Длина пассивной ячейки изменялась при изменении длины резонатора от 0.7 до 10 м.

В резонаторе лазера находилась плоскопараллельная кварцевая пластинка, закрепленная на пьезокерамике. С ее помощью регулировались амплитуда и фаза обратного рассеивания встречных волн. Выходное излучение лазера регистрировалось с помощью Ge—Au фотоприемников, сигнал усиливался широкополосными усилителями и поступал на вход двухлучевого осциллографа.

Дополнительные лазеры-гетеродины  $L_2$ ,  $L_3$  использовались при изучении модового состава  $L_1$ . Длина их резонатора составляла  $L \sim 0.3$  м, длина газоразрядной ячейки  $l \sim 0.25$  м. Во избежание выхода в генерацию мод в резонатор помещались диафрагмы. Изучение модового состава про-

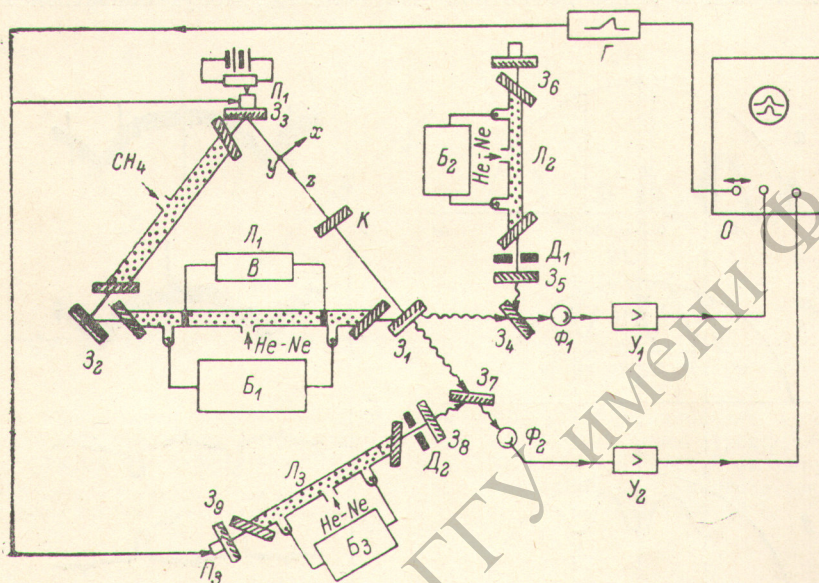


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

$L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  — лазеры;  $Z_1$ — $Z_9$  — зеркала;  $D_1$ ,  $D_2$  — диафрагмы;  $O$  — осциллограф;  $G$  — генератор напряжения сканирования;  $B$  — блок ВЧ;  $B_1$ — $B_3$  — высоковольтные блоки;  $P_1$ — $P_3$  — пьезокерамика;  $K$  — кварцевая пластинка;  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  — фотоприемники;  $U_1$ ,  $U_2$  — усилители.

водилось следующим образом: сканирование переносилось на одномодовые лазеры-гетеродины  $L_2$ ,  $L_3$ . Диапазон сканирования составлял величину 500 МГц. Излучение гетеродинов смешивалось с помощью поворотных зеркал  $Z_4$ ,  $Z_5$  с излучением лазера  $L_1$ . Длина резонатора  $L_1$  могла медленно изменяться при подаче на пьезокерамику зеркала  $Z_3$  определенного значения постоянного напряжения. При совпадении частот волн  $L_1$ , генерируемых в прямом или обратном направлениях, с частотой лазеров  $L_2$ ,  $L_3$  на их контуре сканирования появлялись биения. По количеству биений и их интенсивности можно было определить количество мод КГЛ и характер волн (бегущие или стоячие), вышедших в генерацию. Определение ширины частотных областей проводилось по методике, описанной в работе [11].

3. Многомодовая генерация КГЛ возможна лишь при выполнении определенных условий. Во-первых, ширина доплеровского контура линии усиления лазера на уровне нерезонансных потерь должна быть в несколько раз больше межмодового расстояния  $\Delta = c/L$  ( $ku \sim (3 \div 4) \Delta$ , где  $ku$  — доплеровская ширина линии). Во-вторых, провалы, выжимаемые аксиальными модами в контуре усиления лазера, не должны перекрываться (рис. 2). Эти провалы образуются в результате взаимодействия встречных волн лазера с одной и той же группой активных атомов максвелловского распределения по скоростям (в случае перекры-



тия беннетовских провалов бегущих волн). Поскольку ширина этих провалов, предсказанных Лэмбом, приблизительно равна однородной ширине линии Г, то межмодовое расстояние  $\Delta$  должно быть больше Г. Если эти условия выполнены, многомодовая генерация лазера возможна. Однако существуют частотные области, в которых наблюдается сильная конкуренция мод. При симметричном положении, например, трех мод относительно центральной частоты перехода  $\omega_0^{(+)}$ , встречные волны, принадлежащие модам 3 и 2, взаимодействуют с одними и теми же группами атомов и, следовательно, конкурируют. В этом случае конкурируют также встречные волны, принадлежащие моде 1, поскольку их беннетовские провалы перекрываются.

Вследствие конкуренции встречных волн мод 1, 2, 3, волны, распространяющиеся в менее добротном направлении, могут оказаться подав-

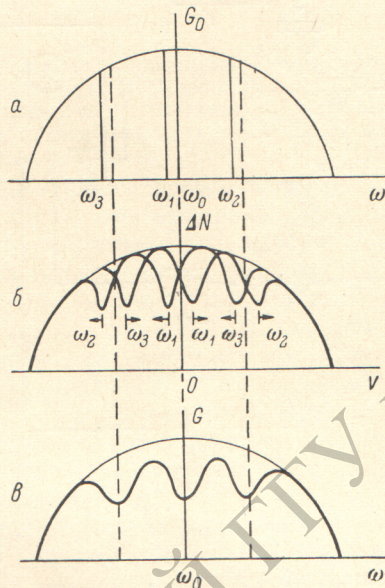


Рис. 2. Конкуренция мод в трехмодовом кольцевом лазере.

*a* — положение мод на контуре усиления лазера; *б* — перекрытие провалов, вынуждаемых бегущими волнами в максвелловском распределении активных атомов; *в* — образование провалов в линии усиления лазера.

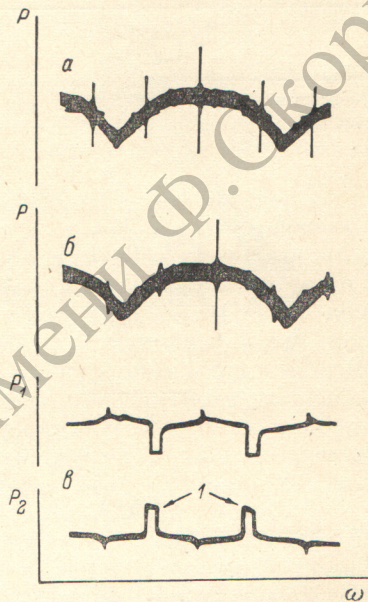


Рис. 3.

ленными. Генерация лазера становится однонаправленной. Однако при рассмотрении многомодовой генерации необходимо учитывать также фазовую связь мод.

Дело в том, что вследствие нелинейности активной среды каждая пара волн с частотами, скажем  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , порождает поле на комбинационных частотах  $2\omega_1 - \omega_2$ , которые являются вынуждающей силой по отношению к колебанию на частоте  $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ . Комбинационное взаимодействие моды 3 с модами 1 и 2 будет зависеть не только от их амплитуд и частот, но и от сдвига  $\Phi$  между фазой колебания на частоте  $\omega_3$ :  $\omega_3 t + \varphi_3$  и фазой вынуждающего поля  $(2\omega_1 - \omega_2)t + 2\varphi_1 - \varphi_2$ . В зависимости от величины этого сдвига энергия боков мод может перекачиваться в центральную ( $\Phi = \pi$ ), и наоборот, боковые моды могут существовать за счет интенсивной центральной моды ( $\Phi = 0$ ). Реализация определенного режима генерации симметричных мод зависит от различных параметров КГЛ. Поскольку в теоретических работах [6-8] проводилось исследование симметричных режимов генерации мод лазера от параметров  $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma}$ ,  $|\frac{\omega_0^{(+)} - \omega_{\pi}}{\Delta}|$  ( $\omega_{\pi}$  — пороговая частота генерации,  $\gamma$  — радиационная ширина линии), то для возможности сравнения с экспериментальными данными значения этих параметров определялись в каждом конкретном случае. Согласно литературным данным [14],  $\gamma = 10 - 20$  МГц,  $ku \sim 300$  МГц,



$\Gamma = \gamma + 35$  (МГц/тор)  $P_{\text{He-Ne}}$ . Величина  $|\omega_0^{(+)} - \omega_{\text{п}}|$  определялась экспериментально. Для этого сканирование переносилось на лазеры-гетеродины, а длина исследуемого лазера менялась при изменении значения постоянного напряжения на пьезокерамике зеркала  $Z_3$ . Таким образом, можно было определить частотную область существования любой из генерируемых мод кольцевого лазера. Экспериментально проводилось исследование режимов генерации лазера при различных расстройках мод относительно их симметричного положения, уровнях накачки, давлениях активной среды. В случае длины резонатора  $L=3.2$  м, высоких уровнях накачки  $\eta = 0.8$  и низких давлениях активной среды  $P_{\text{He-Ne}} \sim 0.6-1.6$  тор ( $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} \sim \sim 2.5-5$ ,  $|\omega_0^{(+)} - \omega_{\text{п}}|/\omega \sim 1.2-1.5$ ) наблюдается следующая картина смены режимов генерации при сканировании длины КГЛ: при симметричном положении мод генерирует одна бегущая волна и существует незначительное

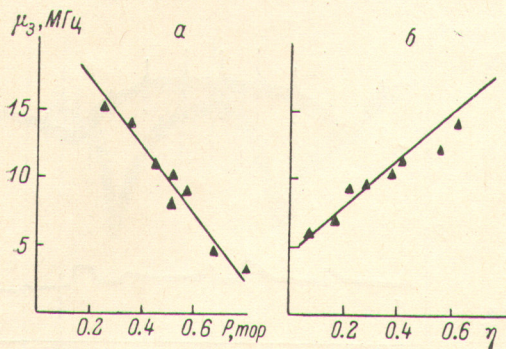


Рис. 4. Зависимость ширины области однонаправленной трехмодовой генерации  $\mu_3$  от различных параметров КГЛ.

*a* — от давления активной среды при  $\eta=0.4$ , *b* — от уровня накачки при  $P_{\text{He-Ne}}=0.4$  тора.

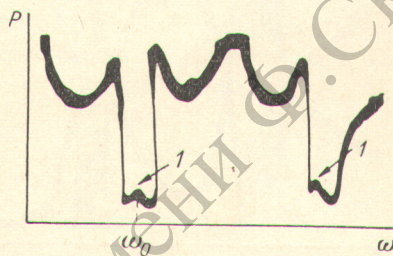


Рис. 5. Возникновение в области однонаправленной трехмодовой генерации резонанса *I*, фиксирующего симметричное положение мод относительно  $\omega_0^{(+)}$ .

поле на частотах  $\omega_2$ ,  $\omega_3$ . При некоторой расстройке данный режим генерации сменяется тремя стоящими волнами. Осциллограммы, иллюстрирующие подобную смену режимов, приведены на рис. 3. Модовый состав излучения лазера при сканировании его длины изображен на рис. 3, *a*, *b*, а ниже (рис. 3, *в*) приведена осциллограмма выходной мощности лазера. Зона одноволновой генерации *I* довольно узкая. Давление активной среды  $P_{\text{He-Ne}}=1.5$  тора. Уменьшение уровня накачки приводит к исчезновению области генерации трех стоячих волн. В области давлений выше 1.8 тора ( $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} \sim 1.-2.5$ ) генерация КГЛ одномодовая во всей области расстроек и при любых накачках.

Таким образом, при значении параметров  $|\omega_0^{(+)} - \omega_{\text{п}}|/\Delta = 1-1.5$ ,  $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} = 1-5$  в симметричном положении мод генерирует одна бегущая волна.

Если длина резонатора  $L=5$  м и давления активной среды низки  $P_{\text{He-Ne}}=0.5-1.5$  тора ( $|\omega_0^{(+)} - \omega_{\text{п}}|/\Delta \sim 1.7-2.3$ ,  $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} \sim 2.2-3.5$ ), при симметричном положении трех мод генерация происходит на трех бегущих волнах. Ширина этой области увеличивается с уменьшением давления активной среды и увеличением уровня накачки (рис. 4).

Наличие достаточного уровня обратных отражений встречных волн в резонаторе лазера может привести к образованию фазовой связи встречных волн при их симметричном положении относительно  $\omega_0^{(+)}$ . В этом случае происходит перекачка энергии из более добротных волн, вышедших в генерацию, в волны подавленные. В результате в излучении лазера может возникнуть резонанс (резонанс *I* на рис. 5), фиксирующий симметричное положение мод относительно  $\omega_0^{(+)}$ . Ширина резонанса составляет величину  $\sim 0.5$  МГц в области давлений  $P_{\text{He-Ne}}=0.5$  тора и уровне накачки  $\eta \sim 0.5$ .



При определенном значении уровня обратного рассеивания волн и накачки в области однонаправленной трехмодовой генерации наблюдались автоколебания интенсивности волн (рис. 6).

В случае отстройки частоты генерации от симметричного положения мод генерация происходит на трех стоячих волнах, а далее на четырех.

В области давлений выше 1.5 тора ( $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} < 2$ ) режим генерации одноволновой при любых возможных уровнях накачки.

Следовательно, в симметричном положении мод при  $L=5$  м возможны режимы: одноволновой, трехмодовой однонаправленной генерации, нестационарный трехмодовый режим.

Увеличение длины резонатора до 12 м приводит в случае низких давлений активной среды  $P_{\text{He-Ne}} \sim 0.3-0.5$  тора ( $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} \sim 1.5$ ,  $|\omega_0^{(+)} - \omega_{\pi}|/\Delta \sim 3.5-5.5$ ) к выходу в генерацию одновременно 6-7 мод. При низких

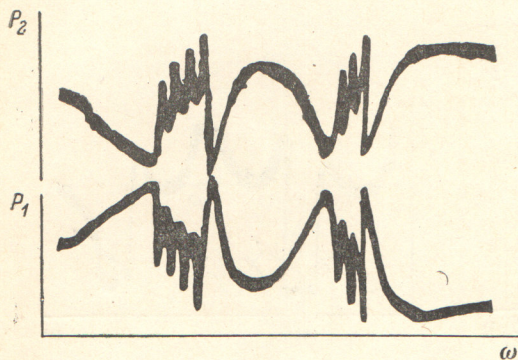


Рис. 6. Автоколебания в области однонаправленной трехмодовой генерации.

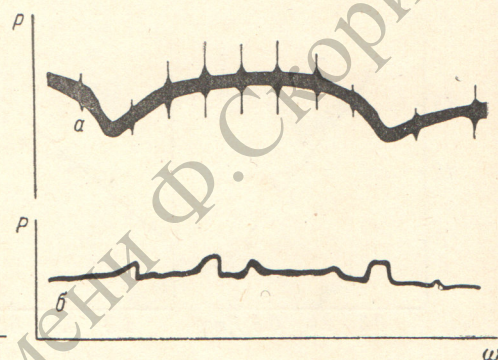


Рис. 7.

уровнях накачки лазера вследствие комбинационного взаимодействия волн происходит передача энергии центральной моды боковым, интенсивность каждой моды незначительна и область однонаправленной генерации не наблюдается (рис. 7). Верхняя осциллограмма на рис. 7, а иллюстрирует модовый состав лазера, нижняя (рис. 7, б) — уровень выходной мощности при сканировании длины резонатора. Давление активной среды  $P_{\text{He-Ne}}=0.3$  тора. Как видим, наблюдаются лишь небольшие колебания мощности, связанные с изменением интенсивности отдельных мод.<sup>1</sup> При увеличении давления от 0.6 до 1.5 тора ( $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} \sim 0.9-1.3$ ) генерируют 3-4 моды через одну (соседние моды частично подавлены), так как в этом случае ламбовские провалы соседних мод перекрываются ( $\Delta < \Gamma$ ). Подобная ситуация изображена на рис. 8, а. Давление гелий-неоновой смеси  $P_{\text{He-Ne}}=0.7$  тора,  $\eta \sim 0.5$ . При давлениях выше 1.5 тора генерация во всей области расстроек одномодовая, причем смена мод происходит не через межмодовое расстояние  $\Delta=c/L$ , а через  $2\Delta$ , т. е. при симметричном положении трех мод генерация может происходить на одной из боковых мод. Этот результат согласуется с выводами работы [7], в которой показано, что за счет нелинейности активной среды взаимодействие центральной моды с модами 4 и 5 приводит к существованию пропущенных мод даже при значительных давлениях активной среды ( $0.7 < \Delta/\sqrt{\gamma\Gamma} < 1.2$ ). В случае, если такое взаимодействие отсутствует (моды 1 и 4, 5 не синхронизированы), пропущенные моды не возникают.

Внесение в резонатор лазера нелинейно-поглощающей ячейки длиной 10 м приводит к селекции мод вплоть до давления метана  $10^{-3}$  тора, т. е. практически при любых давлениях активной среды лазер работает в одномодовом режиме. Явление селекции мод в линейном лазере детально рассмотрено в работах [12-14] и связано с насыщением резонансных потерь одной из наиболее интенсивных мод лазера, в то время как усиление

<sup>1</sup> Возможно, это происходит вследствие асимметрии линии.



других аксиальных мод находится ниже уровня потерь. На рис. 8 показан модовый состав лазера при отсутствии метана в ячейке (рис. 8, а) и при давлении метана  $4 \cdot 10^{-3}$  тора (рис. 8, б). Селекция осуществлялась практически во всем сканируемом частотном интервале. Однако при симметричном положении мод относительно центра линии поглощения режим одночастотной генерации нарушался и в выходной мощности лазера появлялся резонанс мощности (резонанс 1 на рис. 9), вызванный выходом в генерацию другой аксиальной моды. Резонанс 2 на рис. 9 возникает на центральной частоте линии поглощения  $\omega_0^{(-)}$  и связан с изменением режима генерации моды (осуществляется переход генерации от однонаправленной к двухволновому режиму). Резонансы 1 и 2 не пропадали и при увеличении давления активной среды до 1.6 тора.

4. Полученные экспериментальные данные согласуются с некоторыми выводами теоретических работ. Так, в работе [6] проведено теоретическое исследование устойчивости однонаправленных режимов генерации трех симметричных мод  $\omega_1 = \omega_0^{(+)}$ ,  $\omega_2 - \omega_1 = \omega_1 - \omega_3$  (рис. 2). При этом учитывались члены, описывающие комбинационное взаимодействие волн, и считалось, что уровень накачки не слишком велик. Показано, что в об-

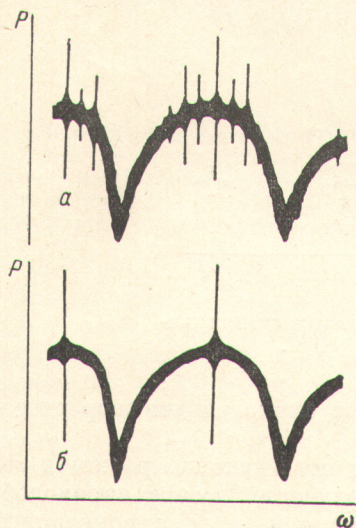


Рис. 8.

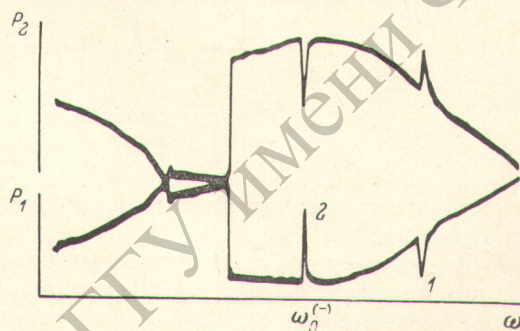


Рис. 9. Осциллограмма интенсивности излучения КГЛ с нелинейно-поглощающей средой при сканировании длины резонатора.

1 — резонанс при симметричном положении двух мод относительно  $\omega_0^{(+)}$ , 2 — резонанс в случае симметричного положения трех мод относительно  $\omega_0^{(-)}$ .

ласти устойчивости этих режимов генерации зависят от различных параметров: уровня накачки, межмодового интервала, характеристик линии

усиления. В этой работе были определены границы областей устойчивости стационарных режимов генерации в зависимости от перечисленных выше параметров лазера (рис. 1 работы [6]). Считалось, что  $\gamma_a = \gamma_b = \gamma$  (радиационные ширины уровней равны),  $\Gamma = 5\gamma$ . Зависимость  $\gamma$  от давления среды и влияние обратного рассеивания волн не учитывались.

Для возможности сравнения с теоретическими данными области существования различных режимов генерации трехмодового лазера определялись экспериментально. Для этого каждому экспериментально наблюдаемому режиму генерации ставилось в соответствие точка в плоскости параметров  $\Delta/\sqrt{\gamma\Gamma}$ ,  $|\omega_0^{(+)} - \omega_n|/\Delta$  (рис. 10). Точками в области А обозначен одноволновой режим в случае генерации центральной моды, В — генерация одной боковой моды, С — генерация трех бегущих в одном направлении волн и нестационарный трехмодовый режим. Как видно из рис. 10, в некоторой области параметров лазера одновременно в зависимости от предыстории может генерировать одна боковая или центральная мода. В одной области параметров существует также трехмодовый однонаправленный и нестационарный режим. Такое несогласие с [6] можно объяснить отсутствием контроля обратного рассеивания волн в наших экспериментах и его учета в теоретическом расчете [6]. В осталь-



ном, если сравнить рис. 1 работы [6] и рис. 10 настоящей работы, можно видеть хорошее совпадение областей существования режимов генерации.

Поскольку экспериментально довольно легко провести изучение областей устойчивости стационарных режимов генерации лазера от расстройки  $\xi = \omega_0^{(+)} - (\omega_2 + \omega_3)/2$  симметричных мод, интересной была бы

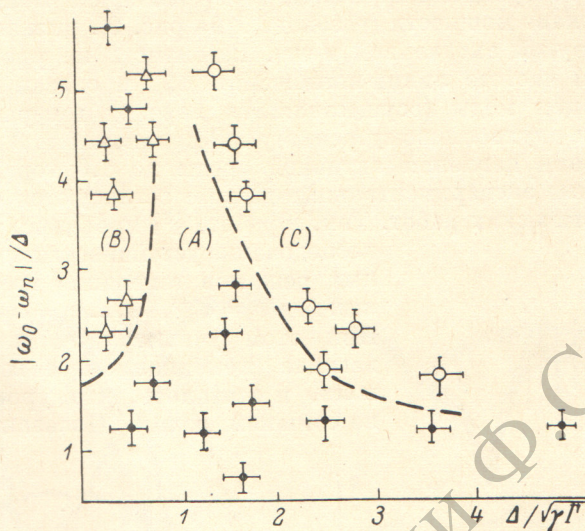


Рис. 10. Области устойчивости различных симметричных режимов генерации КРЛ.

возможность сравнения такого исследования с аналогичным теоретическим расчетом.

5. В работе проведено экспериментальное исследование режимов генерации многомодового КРЛ. Получены в излучении лазера высокодобротные резонансы, обусловленные конкуренцией и синхронизацией симметричных мод. Подобные резонансы фиксируют частотное положение спектральных линий лазера и с успехом могут быть применены в качестве частотного репера для стабилизации частоты многомодового лазера и при исследовании спектральных компонент среды лазера.

#### Литература

- [1] Ю. А. Зайцев, Л. А. Хуртин. ПТЭ, № 3, 177, 1969.
- [2] А. С. Башкин, Э. М. Беленов, С. А. Гончуков, А. Н. Орловский, В. Н. Петровский, Е. Д. Проценко. В сб.: Квантовая электроника, № 2, 40. «Советское радио», М., 1971.
- [3] С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, В. П. Чеботаев. Письма ЖЭТФ, 15, 91, 1972.
- [4] С. Г. Зейгер. Изв. вузов, радиофизика, 10, 1671, 1967.
- [5] С. L. O'Vryan, M. Sargent. Phys. Rev., A8, 3071, 1973.
- [6] С. Г. Зейгер. Опт. и спектр., 34, 133, 1973.
- [7] С. Г. Зейгер, К. Б. Пелюхова. Опт. и спектр., 38, 134, 1975.
- [8] С. Г. Зейгер. ЖТФ, 43, 1308, 1973.
- [9] В. Н. Лисицын, Б. И. Трошин. Опт. и спектр., 22, 666, 1967.
- [10] Б. И. Трошин. Опт. и спектр., 27, 107, 1969.
- [11] М. В. Данилейко, Т. В. Рождественская, В. П. Федин. ПТЭ, № 2, 1977.
- [12] И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 30, 932, 1108, 1971.
- [13] А. П. Войтович, Н. И. Кабаев, А. Я. Смирнов, А. П. Шкадаревич. Опт. и спектр., 30, 940, 1971.
- [14] Е. Д. Проценко. Автореф. докт. дисс., МИФИ, М., 1974.

Поступило в Редакцию 27 сентября 1976 г.