

Рис. 2.

аналоговых сигналов от первого и второго каналов ко входу измерителя. (Звездочкой отмечены команды канала, которые вырабатываются в селекторе команд каждого МСК0..МСК11 из команд, поступающих от ДшК, при наличии сигнала выбора канала (на рис. 2 — «Канал 5».) Другой канал используется для подключения цифрового графопостроителя, на который от ЭВМ выдается график истинной зависимости фоточувствительности ИФП от длины волны. Измерение проводится по запросу от установки (маркера, связанного с поворотным устройством призмы). На время цикла измерения развертка по спектру приостанавливается командами СТАРТ и СТОП. Математическое обеспечение проводит управление установкой, циклом измерения, построением графика с учетом дисперсионной кривой монохроматора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов Н. А., Кащеев Э. Л., Мантуш Т. Н., Панков Б. Н., Пен Е. Ф. Функциональный контроль интегральных фотоприемных матриц.—«Автометрия», 1976, № 6, с. 73—77.
2. "Computer Design", 1975, vol. 14, N 10, p. 41.

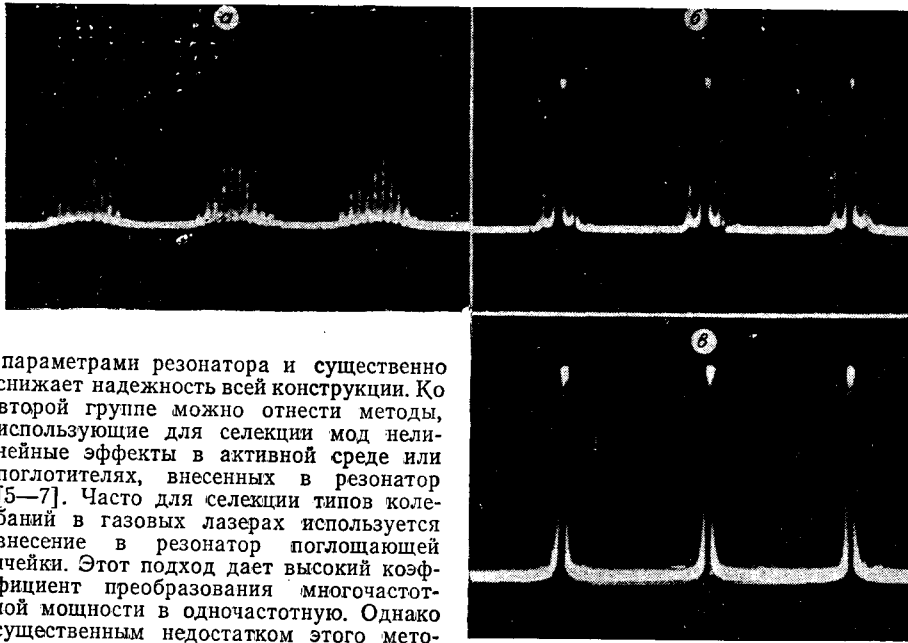
Поступило в редакцию 14 апреля 1977 г.

УДК 621.378.3 : 538.615

С. Н. АТУТОВ, Г. И. СМЕРНОВ
(Новосибирск)

САМОСЕЛЕКЦИЯ МОД В ЗЕЕМАНОВСКОМ ЛАЗЕРЕ

1. Для большого числа прикладных и спектроскопических задач первостепенное значение имеет получение мощного одночастотного лазерного излучения. В настоящее время разработано множество способов подавления излишних продольных типов колебаний в газовых лазерах. Методы селекции продольных мод можно разбить на две группы. Первая основывается на разнообразных усложнениях оптической системы (см., например, [1—4]), что приводит к необходимости жесткого контроля за



параметрами резонатора и существенно снижает надежность всей конструкции. Ко второй группе можно отнести методы, использующие для селекции мод нелинейные эффекты в активной среде или поглотителях, внесенных в резонатор [5—7]. Часто для селекции типов колебаний в газовых лазерах используется внесение в резонатор поглощающей ячейки. Этот подход дает высокий коэффициент преобразования многочастотной мощности в одночастотную. Однако существенным недостатком этого метода селекции, на наш взгляд, наряду с усложнением конструкции лазера, является

снижение общей мощности лазера, поскольку значительную часть разрядного промежутка занимает поглощающая ячейка. Ниже рассматривается комбинированный метод, основанный на использовании нелинейного эффекта Зеемана и самоселекции мод давлением. Он представляет наиболее эффективный способ селекции продольных мод для переходов, однородная ширина которых намного меньше доплеровской ширины, и демонстрируется здесь на примере линии $\lambda = 0,63$ мк He-Ne-лазера.

2. Для лазера с окнами Брюстера, помещенного в продольное магнитное поле напряженностью H , коэффициент усиления слабой моды при наличии одной сильной имеет вид

$$\alpha_{\mu} \approx \frac{1}{2} \sum_{q=\pm 1} \exp [-(\epsilon + q\Delta)^2 / (k\bar{v})^2] - \frac{A_0}{4} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2\Gamma - i\epsilon} \left(\frac{1 + A_1}{\Gamma_n} + \frac{1 + A_2}{\Gamma_m} + \frac{1}{\Gamma_n - i\epsilon} + \frac{1}{\Gamma_m - i\epsilon} \right) + \frac{1}{2\Gamma - i(\epsilon + 2q\Delta)} \left[\frac{1 + A_2}{\Gamma_m} + \frac{1 + A_1}{\Gamma_n} + \frac{A_1}{\Gamma_m - i\epsilon} + \frac{A_2}{\Gamma_n - i\epsilon} + \frac{2A_2}{\Gamma_n - 2iq\Delta} + \frac{2A_1}{\Gamma_m - 2iq\Delta} + \frac{A_1}{\Gamma_m - i(\epsilon + 2q\Delta)} + \frac{A_2}{\Gamma_n - i(\epsilon + 2q\Delta)} \right] \right\}; \quad G = \frac{Ed_{mn}}{2\hbar}. \quad (1)$$

Здесь E — амплитуда сильной моды, расположенной в центре линии; ϵ — межмодовое расстояние; d_{mn} — дипольный момент рабочего перехода; $\Delta = \mu_0 q H / \hbar$ — параметр, характеризующий зеемановское расщепление подуровней; константа Γ описывает однородное уширение, $k\bar{v}$ — уширение из-за эффекта Доплера, $\Gamma_{m, n}$ — релаксацию уровней. Выражение для α_{μ} справедливо при условии $\Gamma, \Delta \ll k\bar{v}$. Зависимость от полных моментов рабочих уровней J_m и J_n определяют коэффициенты $A_{0,1,2}$, приведенные в работе [8].

При анализе формулы (1) нетрудно заметить, что α_{μ} как функция Δ на фоне расщепленных доплеровских контуров содержит узкие нелинейные резонансы с ширинами $\Gamma_{m, n}$ и 2Γ , расположенные в точках

$$\Delta = 0, \pm \epsilon / 2. \quad (2)$$

Под действием магнитного поля интенсивность сильной моды возрастает [9], что способствует уменьшению коэффициента усиления слабой моды α_{μ} в результате дополнительного насыщения. В соответствии с (1) этот эффект наиболее сильно проявляется в резонансных магнитных полях, удовлетворяющих условию (2). Кроме того, подавлению слабых мод может способствовать поворот плоскости поляризации в магнитном

поле, увеличивающий потери. Для сильной волны этот поворот и соответственно потери меньше, чем для слабой [10, 11]. Подобного рода эффекты наблюдались в работах [12, 13].

3. Эксперименты проводились на серийном лазере типа ЛГ-38. Разрядная трубка присоединялась к вакуумному посту, с помощью которого менялось давление активной смеси. Продольное магнитное поле создавал соленоид, питаемый источником постоянного тока. Спектральный состав генерируемого излучения контролировался сканируемым конфокальным интерферометром Фабри — Перо, сигнал с которого регистрировался осциллографом.

Одночастотный режим получался следующим образом. Сначала активный элемент наполнялся смесью He-Ne при оптимальном давлении порядка 1 тор. Рисунок, а иллюстрирует спектр излучения лазера при этом давлении. Многочастотная мощность равнялась 30 мВт. Затем давление He в активном элементе поднималось до тех пор, пока в спектре не оставалось три или четыре моды, которые генерировались через интервал $3c/2L$ (см. рисунок, б, давление 2,5 тор). При наложении магнитного поля напряженностью порядка 100 Э этот режим без изменения мощности переходил в одночастотный (рисунок, в). Полученная мощность одночастотной генерации составляла 20 мВт, а коэффициент преобразования мощности $K=0,7$. Некоторое снижение мощности при переходе многочастотной мощности в одночастотную объясняется отличием давления в активном элементе от оптимального. Наблюдалось существенное повышение эффективности селекции при резонансных магнитных полях ($H \approx 70$ Э), удовлетворяющих условию $2\Delta = 3c/2L$. При наложении резонансного магнитного поля мощность одночастотной генерации была больше, чем в случае нулевого или нерезонансных магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Manger H., Rothe H. Selection of axial modes in optical masers.— "Phys. Lett.", 1963, vol. 7, p. 330.
2. Smith P. W. Stabilised single-frequency output from a long laser cavity.— "IEEE J. Quant. Electron.", 1965, vol. 1, N 11, p. 343.
3. Троицкий Ю. В., Голдина Н. Д. О выделении одного типа колебаний в оптическом резонаторе.— «Письма в ЖЭТФ», 1968, т. 7, вып. 2, с. 49.
4. Kogelnic H., Shank C. V. Stimulated emission in a periodic structure.— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 18, p. 152.
5. Chebotev V. P., Beterov I. M., Lisitsyn V. N. Selection and self-locking of modes in He-Ne laser with nonlinear absorption.— "IEEE J. Quant. Electron.", 1968, vol. 4, N 11, p. 788.
6. Борисевич Н. А., Войтович А. П. Газовый ОКГ с селективными потерями.— ДАН БССР, 1968, т. 12, вып. 4, с. 311.
7. Сапрыкин Э. Г., Юдин Р. Н., Атутов С. Н. Самоселекция мод лазера на длине волны 0,63 мкм при повышении давления в разрядной трубке.— «Опт. и спектр.», 1973, т. 34, с. 755.
8. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Поляризационные явления и нелинейные интерференционные эффекты при учете столкновений.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 2097.
9. Дьяконов М. И., Перель В. И. К теории газового лазера в магнитном поле.— «Опт. и спектр.», 1966, т. 20, с. 472.
10. Желнов Б. Л., Смирнов Г. И. Статистические свойства излучения газового лазера в продольном магнитном поле.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1801.
11. Смирнов Г. И. Поляризационные явления в излучении газовых лазеров. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1972.
12. Menzies R. T., Dienes A., George N. Axial magnetic field on a saturated He-Ne laser amplifier.— "IEEE Quant. Electron.", 1970, N 6, N 2, p. 117.
13. Войтович А. П., Павлющик А. А., Пантелеев С. В. Фазово-поляризационные методы управления частотным спектром генерируемого излучения.— «Квант. электроника», 1977, т. 4, № 1, с. 42.

Поступило в редакцию 9 января 1978 г.;
окончательный вариант — 9 марта 1978 г.