

**ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ
ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ**

УДК 621.375.826

Ю. В. ТРОИЦКИЙ, А. П. ШЕБАНИН

(Новосибирск)

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЯ
ОДНОЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В He-Ne ЛАЗЕРЕ
С ДИСКРИМИНАЦИЕЙ МОД ПО ДОБРОТНОСТИ**

Для получения одночастотного режима ОКГ широко применяются методы, основанные на введении в резонатор частотно-зависимых потерь, что приводит к дискриминации видов колебаний по добротности. Если эта дискриминация чрезмерна, то в существующих устройствах, как правило, возрастают потери выделяемой моды и вследствие этого происходит уменьшение одночастотной мощности. Кроме того, в этом случае мощность очень критично зависит от настройки селектирующего интерферометра и может колебаться при изменении температуры окружающей среды, вибрациях и т. п. Поэтому с практической точки зрения важно найти остроту селекции, которая достаточна для получения одночастотной генерации.

В настоящей работе экспериментально находится соотношение между параметрами газового лазера (гелий-неоновый, $\lambda=632,8$ нм) и характеристиками интерференционного модового селектора, при которых одночастотная генерация переходит в многочастотную.

Пусть имеется генерация на одном из видов колебаний оптического резонатора. Требуется найти такие условия, при которых генерация на всех остальных модах, частоты которых лежат в пределах линии усиления, была бы невозможна. В такой общей постановке задача имеет слишком много параметров. В частности, необходимо учитывать положение собственных частот резонатора на спектральной линии. Модовая структура резонатора с введенным селектирующим элементом отлична от модовой структуры обычного двухзеркального резонатора; в частности, виды колебаний с одним и тем же поперечным распределением поля становятся неэквидистантными. Задачу можно упростить, если не принимать во внимание дискретность собственных частот резонатора, а ограничиться лишь рассмотрением частотной зависимости потерь, вносимых в резонатор селектирующим элементом. Условие отсутствия колебаний на других частотах, кроме выделяемой, состоит в том, что коэффициент усиления малого сигнала в присутствии поля выделяемой моды на любой частоте ω в пределах спектральной линии должен быть меньше потерь резонатора на этой же частоте. Пренебрежение модовой структурой не вносит ошибки в случае лазеров большой длины, когда расстояние между модами по частоте значительно меньше лоренцевой ширины используемой спектральной линии (в то же время для более

коротких лазеров условие одночастотности получается с некоторым запасом).

Для решения задачи необходимо знать зависимость от частоты как потерь резонатора, так и коэффициента усиления малого сигнала в присутствии сильного поля выделяемой моды. Резонатор с селекцией мод отличается от обычного тем, что одно из зеркал заменено интерференционным селективным отражателем, который имеет коэффициент отражения вблизи частоты ω_0 выделяемой моды

$$\bar{R}(\Delta\omega) = \bar{R}_{\max}[1 - F(\Delta\omega l/c)^2],$$

где \bar{R}_{\max} — коэффициент отражения на частоте ω_0 , $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, l — характерная длина селективного отражателя, c — скорость света, F — фактор резкости, который может быть вычислен для наиболее важных разновидностей селективных отражателей при помощи формул работы [1]. Считается, что величина $2\pi(c/2l)$ значительно больше ширины линии усиления.

Задача расчета коэффициента усиления малого сигнала α_μ в присутствии сильного поля довольно сложна, особенно для резонатора стоячей волны. При истолковании описанных далее результатов эксперимента мы используем работу [2], где задача решалась для газовой среды при следующих упрощениях: не учитывались пространственная неоднородность поля (в том числе продольная неоднородность, связанная с характером поля стоячей волны) и нелинейные интерференционные эффекты; усиление в лазере считалось малым; принималось, что частота сильного поля ω_0 совпадает с частотой атомного резонанса. Учитывались слабые (сбивающие фазу) и сильные (вызывающие изменение скорости атома порядка среднетепловой) столкновения; соотношение однородного и доплеровского уширения считалось произвольным. Полученное явное выражение для $\alpha_\mu(\omega)$ — формула (5) в работе [2] — разлагалось в ряд по степеням частотной расстройки сильного и слабого полей $\Omega = (\omega - \omega_0)/k\bar{v}$, где $\bar{v} = (2k_B T/m)^{1/2}$ (k_B — постоянная Больцмана); m и T — масса атома и температура газа. Если отбросить члены порядка Ω^4 и выше, получим

$$\alpha_\mu = a_0[1 + A(\kappa, \Gamma)\Omega^2]. \quad (1)$$

Здесь a_0 — полные потери на два прохода (сюда включено пропускание выходного зеркала лазера и величина $1 - \bar{R}_{\max}$); $\kappa = 2\omega/\omega_0$ — нормированная интенсивность сильного поля (ω_0 — параметр насыщения); $\Gamma = \gamma/k\bar{v}$ — отношение однородного уширения, включая уширение из-за сильных столкновений, к неоднородному. Коэффициент A зависит от κ и Γ следующим образом:

$$A(\kappa, \Gamma) = \frac{1}{\Gamma^2} \left[\left(\frac{1}{\kappa} + \frac{4\Gamma^2}{\kappa} + \frac{4}{\kappa^2} \right) \frac{\sqrt{1+\kappa} U(0, \Gamma)}{U(0, \Gamma\sqrt{1+\kappa})} - \frac{4\Gamma\sqrt{1+\kappa}}{\sqrt{\pi\kappa} U(0, \Gamma\sqrt{1+\kappa})} - \frac{3}{\kappa} - \frac{4}{\kappa^2} \right], \quad (2)$$

где $U(x, y)$ — действительная часть функции [3]

$$W(z) = U(x, y) + iV(x, y) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{z-t} dt$$

от комплексного аргумента $z = x + iy$.

Требую, чтобы α_μ было меньше потерь $a \approx a_0 + F[(\omega - \omega_0)l/c]^2$ для любой частоты в пределах линии, получим из выражения (1) следующее

условие одночастотной генерации:

$$Fl^2 > a_0(c^2/\gamma^2) (\Gamma^2 A). \quad (3)$$

Это соотношение и определяет порог возбуждения нежелательных мод.

В связи с тем, что определяемым экспериментально параметром газового лазера является не величина γ , а отношение X частоты к частоте резонатора. В эту формулу входит характеристика относительной роли сильных столкновений s_2/s_1 — отношение суммы времен жизни атома на верхнем и нижнем уровнях после первого сильного столкновения к сумме времен жизни на верхнем и нижнем уровнях до первого сильного столкновения [4]. На рис. 1 представлены результаты расчета [на основании выражений (2) и (4)] величины $\Gamma^2 A$ в зависимости от X для семи значений Γ : 0,02; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6. Значение параметра сильных столкновений s_2/s_1 принималось для расчета равным 0 (сплошные линии) или 1 (штриховые линии). Зная характеристику уширения линии Γ и коэффициент превышения над порогом X , при помощи графиков рис. 1 и соотношения (3) мы можем найти минимальное значение параметра селективного отражателя Fl^2 , при котором лазер еще будет работать в одночастотном режиме в центре линии.

Использованная нами экспериментальная установка изображена на рис. 2. Здесь 1 и 2 — сферическое (радиус кривизны 2 м) и плоское зеркала, образующие резонатор; оптическая длина резонатора $L = 148$ см, что соответствует $c/2L = 101,5$ МГц. Активная среда — разрядные трубки 7 и 9, каждая с внутренним диаметром 3 мм и длиной разряда 47 см. Середина трубки 7 отстояла от зеркала 1 на 42 см, а трубки 9 — на 102 см. Трубки герметизировались кварцевыми окнами под углом Брюстера. Они были подсоединены к вакуумному посту и могли наполняться смесью He^3 с неоном Ne^{20} при объемном отношении 7:1.

Давление смеси измерялось при помощи масляного U-образного манометра. Так как рабочий переход имеет общий с линией 3,39 мкм верхний уровень $3s_2$, то конкуренция этих линий может искажать характеристики лазера. Для предотвращения этого между трубками вводилась ячейка 8, наполняемая пропаном при атмосферном давлении. Таким образом генерация на линии 3,39 мкм подавлялась. Калиброванные потери в резонаторе обеспечивались введением двух кварцевых пластин 10 и 11, которые могли поворачиваться на равные углы в противоположных направлениях таким образом, чтобы электриче-

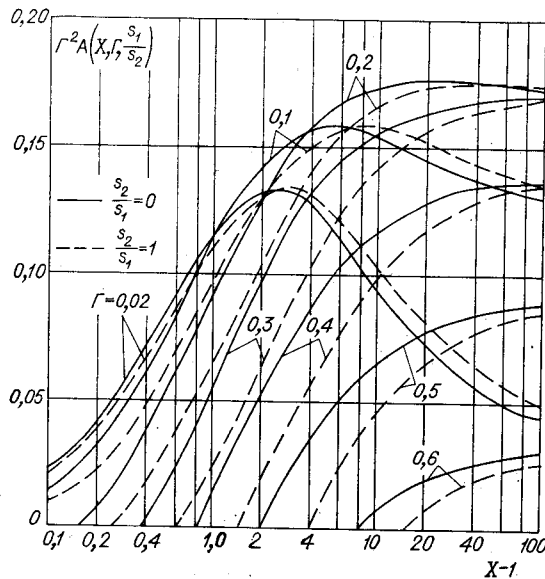


Рис. 1.

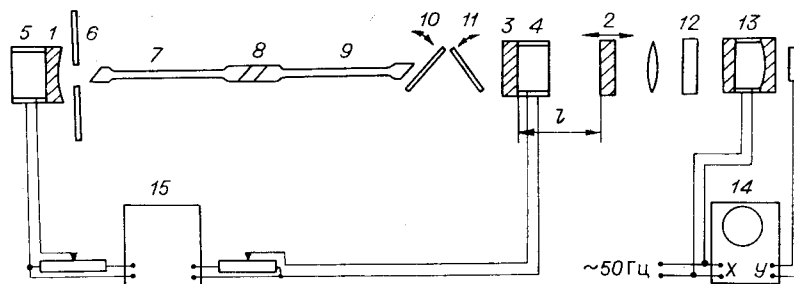


Рис. 2.

ский вектор падающей на них волны все время лежал в плоскости падения. Смещения луча при этом не происходило. Использовался метод измерения начальных потерь резонатора и ненасыщенного усиления в центре линии, описанный в работе [5]. Зеркало 1 закреплялось на пьезокерамике 5, на которую подавалось постоянное напряжение, изменяемое вручную, поэтому можно было перестраивать резонатор. Для получения одночастотной генерации использовался отражающий интерферометр с тонкой металлической (никелевой) пленкой, которая была напылена в вакууме на кварцевую пластинку 3. Эта пластинка закреплялась на пьезокерамике 4. Расстояние l между пленкой и зеркалом, т. е. характерную длину селективного отражателя, можно было изменять вручную в пределах от 2 до 100 мм. Диафрагма 6 служила для получения генерации на TEM_{00q} модах. Для наблюдения спектра генерации на экране осциллографа 14 использовался сканирующий интерферометр Фабри—Перо 13 с базой 8 см. Он был согласован с резонатором лазера по методике [6] и хорошо от него развязан 12.

Мы проводили измерения при двух давлениях смеси: 1,05 тора (ток разряда 8 и 25 мА) и 1,8 тора (ток разряда 25 мА). При каждом давлении устанавливалась определенная длина l селективного отражателя. После этого аттенуатором 10, 11 вводились потери до тех пор, пока многочастотная генерация не переходила в одночастотную на моде, расположенной в центре линии. Зная эти потери, а также начальные потери и ненасыщенное усиление в центре линии, можно было найти коэффициент превышения над порогом X . Описанные измерения проводились при нескольких значениях l .

Настройка на центр линии производилась следующим образом. При изменении напряжения, подаваемого на пьезокерамику 4 от источника 15, можно было наблюдать генерацию поочередно на всех частотах резонатора, попавших в линию усиления. Перестраивая резонатор (т. е. меняя напряжение на пьезокерамике зеркала 1), мы добивались того, чтобы в линию усиления попадало нечетное число мод, причем так, чтобы высоты пиков на экране осциллографа 14, соответствующих первой и последней моде, были равны. Центральную из этой группы мод мы считали совпадающей с центром линии.

Экспериментально найденная таким образом связь X и l показана на рис. 3 светлыми кружками, квадратами и треугольниками. Кружки соответствуют измерениям при давлении смеси 1,05 тора и токе раз-

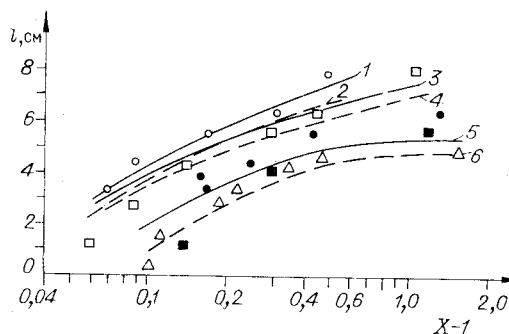


Рис. 3.

ряда 25 мА, квадраты — давлению 1,05 тора и току 8 мА, а треугольники — давлению 1,8 тора и току 25 мА.

Для сравнения на рис. 3 показаны также результаты расчета, проведенного для конкретных параметров исследованного лазера. Сплошные линии 1, 3, 5 на этом рисунке показывают зависимость

$$I(X) = (c/k\bar{v}) \cdot [a_0 A(X, \Gamma, s_2/s_1)]^{1/2},$$

где $A(X, \Gamma, s_2/s_1)$ находилась из рис. 1 при $(s_2/s_1) = 0$; штриховые линии 2, 4, 6 построены при $(s_2/s_1) = 1$. Светлые кружки следует сравнивать с ходом кривых 1 и 2, светлые квадраты — с кривыми 3 и 4, а треугольники — с кривыми 5 и 6. Для расчета Γ была использована связь γ с давлением смеси согласно работе [7]. Параметры пленки — коэффициенты пропускания T и поглощения A_1 и A_2 — измерялись в бегущей волне (A_2 — коэффициент поглощения света в пленке в бегущей волне, измеренный при падении света на пленку с той стороны, которая в резонаторе обращена к зеркалу 2, A_1 — при падении света с другой стороны). По этим параметрам определялся фактор резкости $F = 4A_1^2/A_2T$ [9]. Величина F находилась также и другим способом — из зависимости энергетического коэффициента отражения от длины интерферометра, образованного поглощающей пленкой и зеркалом 2, по методике работы [8]. Найденные таким образом величины F отличались на 8%. Для теоретических кривых рис. 3 бралось среднее этих значений, равное 0,59. Значения температуры газа, соответствующие разным давлениям смеси и токам разряда, оценивались при помощи рис. 2 работы [10], в которой использовались аналогичные разрядные трубки. Это давало следующие значения $k\bar{v}/2\pi$: 950 МГц ($p=1,05$ тора, $i=25$ мА), 885 МГц ($p=1,05$ тора, $i=8$ мА) и 895 МГц ($p=1,8$ тора, $i=25$ мА). Расхождение расчетных кривых, соответствующих одному давлению смеси $p=1,05$ тора и разным токам, вызвано различием в $k\bar{v}$, вследствие чего получались слегка разные значения $\Gamma = \gamma/k\bar{v}$.

Следует обратить особое внимание на то, что экспериментальные точки и расчетные кривые на рис. 3 построены совершенно независимо. Поэтому близкое их соответствие свидетельствует о возможности использовать теорию [2] для количественного нахождения условий перехода одночастотной генерации в многочастотную.

Некоторая неоднозначность при сравнении результатов эксперимента с теорией вносится тем, что нам неизвестна численная характеристика сильных столкновений s_2/s_1 . Единственное, что можно заметить на рис. 3, — это то, что при большем из двух давлений (1,8 тора) экспериментальные точки ближе к кривой 6, построенной для $(s_2/s_1) = 1$.

В процессе измерений мы заметили, что генерация становится одночастотной прежде всего на частоте, отстоящей на несколько сот мегагерц от центра линии; в центре же линии одночастотный режим возникал позже, при меньшем значении X . Поэтому было интересно зафиксировать условия перехода к одночастотной генерации не только в центре линии, но и в другом ее месте — там, где одночастотная генерация возникает прежде всего. Такие измерения нами проведены, и их результаты представлены на рис. 3 черными кружками и квадратами, форма которых соответствует экспериментальным точкам для этих же режимов в центре линии. Например, при $l=6,4$ см одночастотный режим зарегистрирован при $X < 2,3$; одночастотная же генерация в центре линии появилась при $X < 1,31$. Иными словами, условия подавления моды, соседней с выделяемой, облегчаются при некоторой расстройке от центра линии. Таким образом, если условия одночастотности выполнены в центре линии, то они выполняются и в некоторой области вблизи центра линии шириной порядка 500 МГц. Но если одночастотная генерация наблюдалась где-либо внутри этой области, то это еще не говорит о том, что она будет возможна и в центре линии. Можно сказать, что одночастотная генерация в какой-то точке недалеко

от центра линии является необходимым, но не достаточным условием для получения одночастотной генерации в центре линии. Это можно объяснить тем, что в газовом лазере с резонатором стоячей волны монохроматическое поле взаимодействует с максимальным числом атомов, если его частота не совпадает с центром линии, а слегка расстроена (область, соответствующая максимуму мощности при перестройке одночастотного лазера).

Таким образом, нами экспериментально найдены условия одночастотной генерации в He-Ne лазере с селективными потерями со сравнительно большой длиной резонатора. Продемонстрированный здесь метод подбора параметров оптимального селективного отражателя может быть использован и в других типах лазеров. Интересен также тот факт, что одночастотную генерацию легче получить не в центре линии, а на некотором расстоянии от него.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Троицкий. Сравнение методов селекции продольных мод оптического резонатора.— «ЖПС», 1970, т. 12, вып. 3, с. 425.
2. Ю. В. Троицкий. Расчет одночастотного газового лазера с селекцией мод по добротности.— «Автометрия», 1971, № 1, с. 102.
3. В. И. Фаддеева, И. М. Терентьев. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М., Гостехиздат, 1954.
4. А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан. Взаимодействие атома с монохроматическим полем в модели сильных столкновений.— «ЖЭТФ», 1968, т. 54, вып. 3, с. 958.
5. Ю. В. Троицкий. Об одном методе измерения потерь в оптическом резонаторе.— «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, вып. 5, с. 954.
6. Н. Kogelnik. Matching of optical modes.— "Bell Syst. Techn. J.", 1964, vol. 42, № 1, p. 1, p. 334.
7. P. W. Smith, T. Hänsch. Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328 Å neon gas laser line.— "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol. 26, № 13, p. 740.
8. Ю. В. Троицкий, М. И. Захаров. Об уменьшении отражения в оптической области при помощи согласованных поглощающих пленок.— «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, вып. 9, с. 1992.
9. М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света.— «Опт. и спектр.», 1971, т. 30, вып. 3, с. 490.
10. Ю. В. Троицкий. Экспериментальное исследование насыщения в гелий-неоновом лазере.— В кн.: Квантовая электроника. Под. ред. Н. Г. Басова. М., «Сов. радио», 1973, № 5 (17), с. 87.

Поступила в редакцию 14 апреля 1976 г.

УДК 621.396.535.3

П. Е. КОТЛЯР, А. Н. ОПАРИН, В. И. ФЕЛЬДБУШ

(Новосибирск)

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМ «ФОТОПРОВОДНИК — МОДУЛИРУЮЩАЯ СРЕДА»

В работе [1] показано, что высокочувствительные оптоэлектронные системы для восприятия, обработки и отображения оптической информации целесообразнее всего строить на основе двухступенчатого преобразования, наиболее просто реализуемого в системах «фотопроводник — модулирующая среда». Подобные устройства («Phototitus», «PROM», «Fergis», «Сегатрис», «Fergison») в отечественной литературе получили название пространственно-временных модуляторов света (ПВМС). Однако не только в оригинальных публикациях, но и в обобщающих монографиях [2, 3] отсутствуют условия оптимального согласования отдельных слоев планарного твердотельного сэндвича, в виде которого конструктивно реализуются ПВМС.