

О СТРУКТУРЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО НГ-ЛАЗЕРА
НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С НЕУСТОЙЧИВЫМ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИМ
РЕЗОНАТОРОМ

А. А. Степанов, В. А. Шеглов

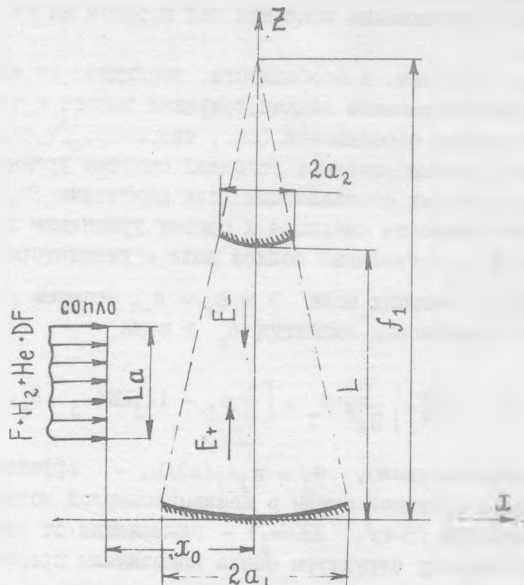
УДК 621.378.33

На основе упрощенной кинетической модели решена самосогласованная задача о структуре поля излучения НГ-лазера диффузионного типа с цилиндрическим телескопическим резонатором. Показано, что расходимость излучения такого лазера определяется главным образом коэффициентом увеличения резонатора M и при достаточно больших $M \gg 3$ может достигать дифракционного предела, определяемого геометрией системы.

В последнее время вопросам использования в лазерах неустойчивых резонаторов уделяется значительное внимание. Принципиальные физические особенности таких оптических систем исследовались в целом ряде работ (см., например, /1,2/). Было показано, что в достаточно однородных средах применение неустойчивых резонаторов позволяет существенно улучшить направленность выходного лазерного излучения, при этом теоретические выводы были подтверждены и многочисленными экспериментальными исследованиями. В частности, эксперименты по химическим непрерывным НГ-лазерам /3,4/ показали, что и в химических проточных лазерах применение указанных резонаторов заметно снижает угловую расходимость излучения (вплоть до дифракционной /4/). В этой связи определенный интерес представляет и теоретическое исследование таких систем, поскольку позволяет ответить на ряд дополнительных вопросов, имеющих практическое значение для НГ-лазеров.

В настоящей работе такая задача решается для случая автономного химического НГ-лазера диффузионного типа на "холодной" реакции накачки, когда возбуждение лазера осуществляется за

счет химического процесса $F + H_2 \rightarrow HF(v) + H$. Упрощенная схема лазера с телескопическим резонатором (и с основными геометрическими обозначениями) представлена на рис. 1. Рассматривается случай резонатора из цилиндрических зеркал (двумерная задача),



Р и с. 1. Схема лазера с телескопическим резонатором

при этом, как известно, коэффициент увеличения резонатора M определяется соотношением $M = R_1/R_2 = a_1/a_2$, где R_1 и R_2 - радиусы кривизны зеркал.

Исходная система уравнений включает в себя как уравнения химической и колебательной кинетики /5,6/, так и параболические уравнения для поля излучения. При описании лазерного поля и активной среды были приняты следующие упрощения: 1) радиационная и колебательная кинетика HF описывалась гармоническим приближением; 2) вращательной неравновесностью молекул HF пренебрегалось; 3) считалось, что вращательные числа J всех излучательных колеба-

тельно-вращательных переходов $v, j - 1 - v - 1, j$ Р-ветви НР совпадают между собой (для $v = 1, 2, 3$); 4) при описании активной среды для простоты использовалась изотермическая модель /5/, при этом средняя температура смеси в расчетах принималась равной $T = 450$ К; 5) рассматривались режимы генерации, достаточно близкие к насыщению (превышение усиления над порогом на оси резонатора велико).

Указанные упрощения, в особенности, последнее из них, существенно облегчают решение задачи, сохраняя вместе с тем ее наиболее принципиальные особенности (см., например, /7,8/). Можно показать, что в рассматриваемых условиях система уравнений для отдельных спектральных составляющих поля излучения $E_{v,j}$ с достаточной степенью точности сводится к одному уравнению для суммарного поля $E = \sum_v E_{v,j}$. Разлагая полное поле в резонаторе на сумму прямой и обратной бегущих волн $E = E_+ + E_-$, запишем уравнения для медленных комплексных амплитуд ϵ_{\pm} в виде

$$\pm \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_{\pm} + \left(\frac{i}{2k_j} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \epsilon_{\pm} = \left[\frac{1}{2} G_j - ik_j \Delta n(\omega_j) \right] \epsilon_{\pm}.$$

Здесь k_j - волновое число, $G_j = \epsilon_j y_f(x)/h$ - эффективный коэффициент усиления активной среды в квазиодномерной модели диффузионного НР-лазера /5-8/, $\Delta n(\omega_j)$ - отклонение от единицы усредненного по периоду структуры сопла показателя преломления активной среды. Поскольку необходимое уравнение для ϵ_j приведено в /7,8/, то мы на нем не останавливаемся.

При интегрировании уравнения для обратной волны ϵ_- целесообразно воспользоваться характеристическими координатами (ξ, η) , где $\xi = fx/(f-z)$ и $\eta = fz/(f-z)$.

В этом случае, вводя функцию $w_-(\xi, \eta)$, связанную с $\epsilon_-(x, z)$ соотношением

$$\epsilon_-(x, z) = (f-z)^{-1/2} w_-(\xi, \eta) \exp \left[-ik_j x^2 / 2(f-z) \right],$$

можно получить для нее следующее уравнение

$$-\frac{\partial}{\partial \eta} w_- + \left(\frac{i}{2k_j} \right) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} w_- = \left(\frac{f}{f+\eta} \right)^2 \left[\frac{1}{2} G_j - ik_j \Delta n(\omega_j) \right] w_-.$$

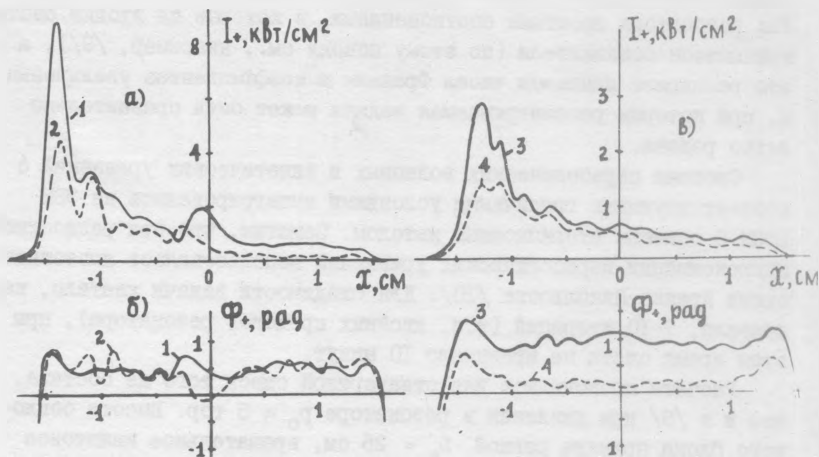
Легко показать, что теперь $\psi_+(x, z)$ и $w_-(z, \eta)$ связаны на зеркалах резонатора простыми соотношениями, в которые не входят быстроменяющиеся множители (по этому поводу см., например, /9/), а это расширяет диапазон чисел Френеля и коэффициентов увеличения M , при которых рассматриваемая задача может быть сравнительно легко решена.

Система параболических волновых и кинетических уравнений с соответствующими граничными условиями интегрировалась на ЭВМ БЭСМ-6 обычным итерационным методом. Заметим, что при разностной аппроксимации параболических уравнений использовалась известная схема Кранка-Никольсона /10/. Для сходимости задачи хватало, как правило, 7-10 итераций (т.е. двойных проходов резонатора), при этом время счета не превышало 10 минут.

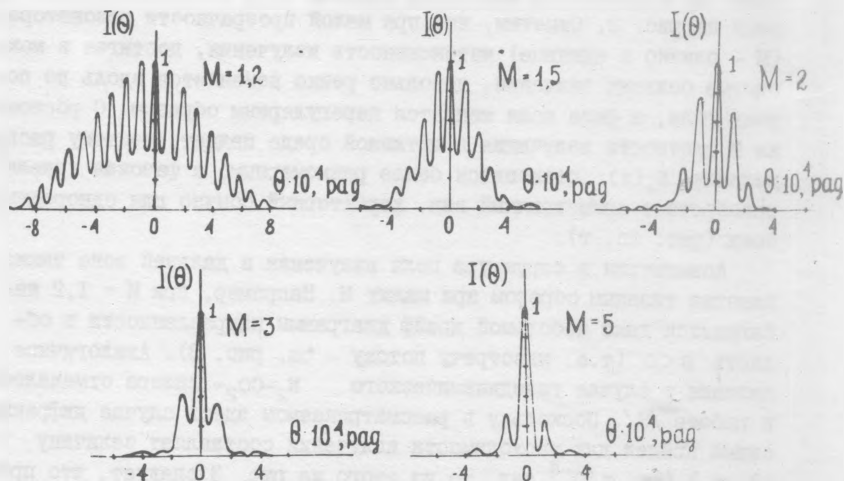
Расчеты проводились для стандартной смеси того же состава, что и в /8/ при давлении в резонаторе $p_0 = 5$ тор. Высота соплового блока принята равной $L_a = 25$ см, вращательное квантовое число - $j = 6$, размер вогнутого зеркала $2a_1 = 3$ см, радиус кривизны - $R_1 = 9$ м, расстояние от оптической оси резонатора до среза сопла - $x_0 = 2,5$ см (см. рис. 1).

Типичные распределения интенсивности излучения I_+ и фазы поля Φ_+ в плоскости выходного зеркала ($x = L$, ближняя зона) приведены на рис. 2. Отметим, что при малой прозрачности резонатора (M - близко к единице) интенсивность излучения, достигая в максимуме больших значений, довольно резко изменяется вдоль по потоку газа, а фаза поля меняется нерегулярным образом. С ростом же M плотность излучения в активной среде падает, поэтому распределение $I_+(x)$ становится более равномерным, а фазовая кривая приобретает симметричный вид, характерный обычно для однородных сред (рис. 2в, г).

Асимметрия в структуре поля излучения в дальней зоне также заметна главным образом при малых M . Например, при $M = 1,2$ наблюдается даже небольшой дрейф диаграммы направленности в область $\theta < 0$ (т.е. навстречу потоку - см. рис. 3). Аналогичное явление в случае газодинамического N_2-CO_2 -лазера отмечалось в работе /9/. Поскольку в рассматриваемом здесь случае дифракционный предел для расхожимости излучения составляет величину $\Delta\theta_g \approx \lambda_j/2a_1 \approx 10^{-4}$ рад, то из этого же рис. 3 следует, что при $M \geq 3$ расхожимость излучения HF-лазера приближается к предельной.



Р и с. 2. Распределение интенсивностей (а, в) и фазы поля излучения (б, г) в плоскости выходного зеркала (ближняя зона) при различных значениях коэффициента увеличения резонатора $M = 1, 2$ (1); 1,5 (2); 2 (3); 3 (4)



Р и с. 3. Вид распределения поля в дальней зоне (диаграмма направленности) для различных значений M

Уменьшение $\Delta\theta$ с ростом M связано, разумеется, с увеличением размера светящейся области в плоскости выходного зеркала. Кроме того, как уже отмечалось, с ростом прозрачности резонатора активная среда становится более однородной.

Заметим также, что при фиксированном значении M расходимость излучения от длин резонатора L зависит довольно слабо. Более заметное ухудшение направленности наблюдается при увеличении высоты соплового блока L_a , что связано с возрастанием плотности излучения в активной среде и ухудшением однородности последней.

Наконец, отметим также, что хотя с ростом M направленность излучения заметно увеличивается, тем не менее КПД лазера падает при этом довольно существенно (см. также /8/). Компенсировать падение КПД вследствие возрастания M можно, вообще говоря, увеличением высоты сопла L_a , так как зависимость $\Delta\theta$ от L_a гораздо слабее, чем от M .

Поступила в редакцию
2 ноября 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Е. Siegman, Proc. IEEE, 53, 277 (1965); Appl. Opt., 13, 353 (1974).
2. Ю. А. Ананьев, УФН, 103, 705 (1971); Квантовая электроника, под ред. Н. Г. Басова, № 3, 3 (1971).
3. D. N. Mansell, J. A. Love, W. L. Snell, IEEE J. Quant. Electr., QE-7, 177 (1971).
4. R. A. Chodzko, H. Mirels, F. S. Roehrs, P. J. Pedersen, IEEE J. Quant. Electr., QE-9, 523 (1973).
5. А. А. Степанов, В. А. Шеглов, ЖТФ, 46, 563 (1976).
6. В. Г. Крутова, А. Н. Ораевский, А. А. Степанов, В. А. Шеглов, Квантовая электроника, 3, 1919 (1976).
7. А. Н. Ораевский, В. П. Пименов, А. А. Степанов, В. А. Шеглов, Квантовая электроника, 3, 1896 (1976).
8. Я. З. Вирник, В. Г. Крутова, А. А. Степанов, В. А. Шеглов, Квантовая электроника, 4, 2480 (1977).
9. Ю. Н. Карамзин, Ю. Б. Конев, Квантовая электроника, 2, 256 (1975).
10. Д. Поттер, Вычислительные методы в физике, "Мир", М., 1975 г.