

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОГО
ХИМИЧЕСКОГО НГ-ЛАЗЕРА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТЕЛЕСКОПИЧЕС-
КОГО РЕЗОНАТОРА С УГОЛКОВЫМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ

Я. З. Вирник, В. Б. Герасимов, А. А. Степанов, В. А. Щеглов

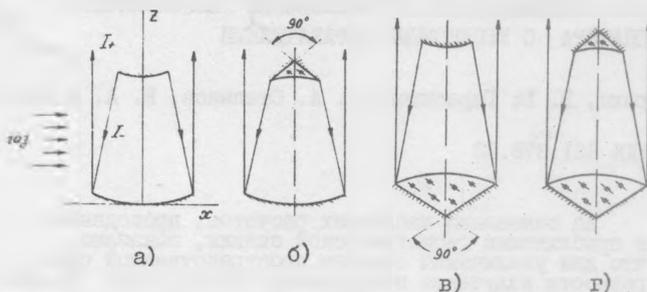
УДК 621.378.33

На основании численных расчетов, проведенных в приближении геометрической оптики, показано, что для увеличения степени пространственной однородности излучения непрерывного химического НГ-лазера целесообразно использовать телескопические резонаторы с призмными угловыми отражателями.

Для непрерывных химических НГ-лазеров характерна особенность связанная с неоднородным распределением коэффициента усиления активной среды вдоль сверхзвукового потока и, как следствие этого, неравномерным распределением радиационных нагрузок на зеркала резонатора. Согласно /1,2/ в типичных режимах работы лазера на фтористом водороде плотность излучения в пределах лазерной зоны даже при использовании телескопических резонаторов (рис. 1а) с умеренными значениями коэффициента увеличения M меняется на порядок и более. Использование резонаторов с большими значениями M приводит к сглаживанию рельефа интенсивности, при этом, однако, КПД системы неизбежно снижается.

В настоящей работе на основе численных расчетов показано, что использование телескопического резонатора на трипельпризмах со сферическими лицевыми гранями или же их двумерных аналогов /3/ позволяет заметно улучшить пространственную однородность излучения непрерывного НГ-лазера и за счет этого реализовать более равномерное распределение радиационных нагрузок на зеркала без существенного уменьшения КПД в сравнении с обычным телескопическим резонатором. Эффект сглаживания (ослабления) неоднородностей, вызванных неравномерностью коэффициента усиления, а

также и фазовых неоднородностей активной среды, обуславливается инверсией лучей относительно оптической оси резонатора при отражении их от зеркальных граней призмных угловых отражателей (см. рис. I б-г).



Р и с. I. Упрощенные схемы обычного (а) и призмных (б-г) телескопических резонаторов

Ниже приведены результаты расчетов HF-генератора для всех четырех схем телескопических резонаторов, представленных на рис. I. Рассмотрение относится к случаю цилиндрических зеркал. При описании кинетических процессов в HF-лазере использовался упрощенный подход, позволивший свести задачу расчета многочастотного режима генерации в таком лазере к расчету генерации в эквивалентной двухуровневой модели /2/.

В оптико-геометрическом приближении самосогласованная схема расчета сводится, как известно, к совместному решению уравнений кинетики для активной среды и уравнений переноса излучения для интенсивностей I_{\pm}

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} I_+(x, z) &= I_+(x, z) \Psi_+(x, z), \\ \frac{\partial}{\partial z} I_-(\xi, z) &= I_-(\xi, z) \Psi_-(\xi, z) \end{aligned} \quad (I)$$

с учетом соответствующих граничных условий.

Отметим, что в (I) уравнение для I_- записано в характеристических координатах ξ, z , где $\xi = xf/(f - z)$ и f - фокусное расстояние большого зеркала, расположенного в плоскости $z = 0$.

Функции Ψ_{\pm} характеризуют влияние геометрии резонатора и активной среды лазера и имеют вид, приведенный в /2/.

Нахождение самосогласованного решения задачи сводится главным образом к определению итерационным методом функции $C(x) \equiv I_{+}(x,0)$, характеризующей распределение интенсивности излучения в плоскости большого зеркала (или малого, что безразлично). Идею этого метода кратко поясним на примере схемы рис. 1г.

Пусть ρ_1, ρ_2 - коэффициенты отражения от зеркальных граней призм большого и малого зеркал соответственно, тогда граничные условия для интенсивностей I_{\pm} записываются в случае схемы 1г в виде

$$\begin{aligned} I_{+}(x,0) &= \rho_1^2 I_{-}(-x,0), \\ I_{-}(x,1) &= \rho_2^2 I_{+}(-x/M,1), \end{aligned} \quad (2)$$

где l - длина резонатора и M - коэффициент увеличения.

Обозначим через $C_i(x) \equiv I_{+}^i(x,0)$ распределение излучения в плоскости $z = 0$, полученное на некоторой i -той итерации. Понимая под одной итерацией проход вдоль резонатора в прямом и обратном направлениях вдоль его оптической оси, проследим теперь за ходом лучей I_{\pm}^i , считая при этом, что в плоскости $z = 1$ луч I_{+}^i в результате отражения дает начало лучу I_{-}^{i+1} , в плоскости $z = 0$ луч I_{-}^{i+1} переходит в I_{+}^{i+1} и т.д.

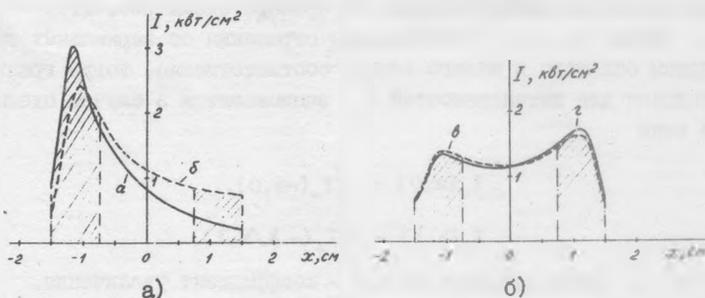
Выполняя формальное интегрирование уравнений (I) от $z = 0$ до $z = 1$ и используя затем граничные условия (2), нетрудно показать, что итерационный процесс для определения $C_{i+1}(x)$ имеет следующий вид

$$C_{i+1}(x) = \rho_1^2 \rho_2^2 C_i(x/M) \exp \left\{ \int_0^1 [\Psi_{+}(x/M, z) - \Psi_{-}(-x, z)] dz \right\},$$

при этом вид функции $C_0(x)$ для нулевой итерации можно задавать достаточно произвольным образом. Рассмотрение остальных схем телескопических резонаторов проводится аналогично.

Расчеты проводились для случая симметричного цилиндрического резонатора с коэффициентом увеличения $M = 2$ и размером большого зеркала $D = 3$ см. Состав смеси и другие начальные данные соответствуют типичным параметрам непрерывного химического HF-лазера при давлении на срезе сопла $p_0 = 5$ тор (см. /2/). Результаты

расчетов приведены на рис. 2. Сопоставление приведенных распределений выходного излучения для всех четырех схем показывает, что использование уголковых отражателей существенно улучшает пространственную однородность излучения HF-лазера, при этом расчеты показывают, что КПД лазера для всех этих случаев примерно одинаков.



Р и с. 2. Распределение интенсивности излучения непрерывного HF-лазера в плоскости выходного зеркала ($z = 1$) для каждой из схем, представленных на рис. 1 (заштриховано выходящее излучение)

Наибольшая степень однородности, как видно из рис. 2, достигается при использовании резонаторов из призмы и выпуклого малого зеркала (рис. 1в) либо из двух призм (рис. 1г). Отметим, что аналогичная иерархия типов призмных резонаторов установлена и в отношении чувствительности резонатора к фазовым неоднородностям типа оптического клина [4]. Таким образом, учитывая, что последние неоднородности обычно характерны для проточных систем с температурным градиентом вдоль потока, в таких резонаторах помимо улучшения пространственной однородности в принципе можно ожидать и увеличения направленности излучения.

Поступила в редакцию
22 февраля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Я. З. Вирник, В. Г. Крутова, А. И. Мащенко, А. Н. Ораевский, А. А. Степанов, В. А. Щеглов, Квантовая электроника, 4, 2234 (1977).
2. Я. З. Вирник, В. Г. Крутова, А. А. Степанов, В. А. Щеглов, Квантовая электроника, 4, 2480 (1977).
3. Ю. А. Ананьев, В. И. Купренжк, В. В. Сергеев, В. Е. Шерстобитов, Квантовая электроника, 4, 1456 (1977).
4. Ю. А. Ананьев, в сб. Квантовая электроника № I, 105 (1973).