

# РАСЧЕТ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОГО РЕЗОНАТОРА С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Р.В. Гришаев, В.Д. Дубров, Ю.Н. Завалов, М.Д. Хоменко  
*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН*  
E-mail: grom@newmail.ru

The influence of the turbulent pulsations of active medium on the characteristics of the beam wavefront in an unstable confocal optical resonator has been studied. It was shown that, the growth in turbulence may cause significant beam quality degradation.

## Введение

Рассеяние внутрирезонаторного излучения на турбулентных неоднородностях показателя преломления активной среды прокачного CO<sub>2</sub>-лазера приводит к возникновению флуктуаций фазы и амплитуды выходного пучка, тем самым, понижая его качество. В данной работе производится расчет выходного излучения такого лазера для случая неустойчивого резонатора.

## Описание алгоритма расчета

Комплексная амплитуда волны, распространяющейся в резонаторе, имеет вид  $u(x, y, z) \exp(j(\omega t - kz))$ , где  $u(x, y, z)$  описывается параболическим уравнением:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

Амплитуда волны  $u(x, y, z)$  может быть представлена интегральным соотношением от пространственного спектра волны  $P(v_x, v_y)$  в виде

$$u(x, y) = \iint P(v_x, v_y) \exp(-j2\pi v_x x - j2\pi v_y y) dv_x dv_y \quad (2)$$

где пространственный спектр  $P(v_x, v_y)$ , в свою очередь, может быть выражен через распределение комплексной амплитуды волны:

$$P(v_x, v_y) = \iint u(x, y) \exp(j2\pi v_x x + j2\pi v_y y) dx dy \quad (3)$$

Пространственный спектр волны, прошедшей в свободном пространстве от плоскости 0 к плоскости 1, находится из следующего соотношения:  $P_1(v_x, v_y) = P_0(v_x, v_y) \exp(j\pi L \lambda (v_x^2 + v_y^2))$ , где

$L$  - расстояние между выбранными плоскостями,  $P_0(v_x, v_y)$ ,  $P_1(v_x, v_y)$ , соответственно, пространственные спектры в плоскости 0 и плоскости 1. Используя данное соотношение, распространение излучения в резонаторе может быть вычислено с применением быстрого преобразования Фурье [1].

В расчетах была принята следующая модель для коэффициента усиления излучения в активной среде:

$$\chi = \frac{\chi_0}{\left[1 + (I^+ + I^-)/I_{sat}\right]} \quad (4)$$

В расчетах были использованы параметры, типичные для мощных CO<sub>2</sub> - лазеров:  $I_{sat} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>,  $\chi_0 = 0.01$  см<sup>-1</sup>,  $\lambda = 10.6$  мкм.

Для моделирования распространения излучения непрерывная турбулентная усиливающая среда была заменена последовательностью фазовых экранов, промежутки между которыми считались заполненными свободным пространством [1].

В результате нескольких последовательных обходов резонатора излучение постепенно сходится к некоторому стационарному распределению фазы и интенсивности вне зависимости от его начального распределения.

Турбулентные флуктуации показателя преломления турбулентного потока активной среды считались колмогоровскими, и задавались в форме спектра Кармана:

$$\Phi_n(q) = 0.033 \cdot C_n^2 (q^2 + q_0^2)^{-11/6} e^{-q^2/q_m^2}, \quad (1)$$

где  $\Phi_n(q)$  - спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости,  $q_m$ ,  $q_0$  - внешний и внутренний масштабы турбулентности. Для расчета соответствующих двумерных случайных экранов использовался метод, примененный в работе [2]. Спектр пульсаций набега фазы излучения на каждом экране  $\Phi_\theta(q)$  и спектр пульсаций диэлектрической проницаемости турбулентной среды  $\Phi_n(q)$  связаны соотношением:  $\Phi_\theta(q) = 2\pi \cdot k^2 \cdot h \cdot \Phi_n(q)$ . Сгенерированное поле псевдослучайных комплексных чисел с нулевым мат. ожиданием и единичной дисперсией перемножалось на  $\Delta_k^{-1} \sqrt{\Phi_\theta(q)}$ , где  $\Delta_k = \frac{2\pi}{N\Delta}$ , и от полученного результата бралось обратное двумерное преобразование Фурье. Такой метод позволяет получать реализации случайного фазового экрана с заданным спектром пульсаций  $\Phi_n(q)$ .

## Результаты и их обсуждение

Для численного расчета были взяты две конфигурации неустойчивого резонатора. Первая конфигурация имела следующие геометрические параметры: длина резонатора  $L = 4$  м; увеличение резонатора  $M = 2.5$ ; эквивалентное число Френеля  $N_{eq} = 1.5$ ; радиусы кривизны зеркал резонатора:  $R_{front} = 5.33$  м,  $R_{back} = 13.33$  м; апертуры зеркал:  $a_1 = 5.3$  мм,  $a_2 = 9.2$  мм. Дифракционная расходимость такого резонатора: 0.46 мрад. Параметры фазовых экранов были следующими: число узлов в каждом фазовом экране - 512x512, число экранов моделирующих активную среду резонатора - 16,  $C_n^2 = 1 \times 10^{-10} \dots 1 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2/3}$ , внешний масштаб турбулентности  $L_0 = 9.2$  мм, внутренний масштаб турбулентности  $l_0 = 3$  мм. Результаты расчета показали, что вплоть до  $C_n^2 = 1 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$  распределения фазы и интенсивности слабо реагируют на присутствие турбулентности. Среднее значение угла расходимости по уровню 80% от полной энергии: 4.4 мрад. для  $C_n^2 = 1 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$  и 6.8 мрад для  $C_n^2 = 1 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2/3}$ , что не сильно отличается от величины угла расходимости для пустого резонатора (4.7 мрад). Для  $C_n^2$  превышающих  $1 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2/3}$  излучение “разваливается” и алгоритм расчета перестает сходиться.

Вторая конфигурация резонатора имела следующие характеристики: длина резонатора  $L = 4$  м; увеличение резонатора  $M = 2.5$ ; эквивалентное число Френеля  $N_{eq} = 100$ ; радиусы кривизны зеркал резонатора:  $R_{front} = 5.33$  м,  $R_{back} = 13.33$  м; апертуры зеркал:  $a_1 = 75.2$  мм,  $a_2 = 188$  мм. Соответствующая дифракционная расходимость: 0.056 мрад. Параметры фазовых экранов были следующими: число узлов в каждом фазовом экране - 512x512, число экранов моделирующих активную среду резонатора - 16,  $C_n^2 = 1 \times 10^{-11} \dots 1 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$ , внешний масштаб турбулентности принят  $L_0 = 56$  мм, внутренний масштаб турбулентности  $l_0 = 3$  мм. В данном случае турбулентность не оказывала заметного влияния на выходное излучение вплоть до значений  $C_n^2 = 1 \times 10^{-11} \text{ см}^{-2/3}$  (1.97 мрад), а при достижении  $C_n^2 = 1 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$  возросла до 14 мрад, т.е. на порядок.

## Выводы

На примере двух конфигураций неустойчивого резонатора рассмотрено влияние на распределения интенсивности и фазы выходного излучения эффекта светорассеяния внутрирезонаторного излучения на турбулентных пульсациях потока активной среды. Распространение излучения внутри лазерного резонатора рассчитывалось с учетом турбулентной активной среды, описанной в приближении Кармана для спектра турбулентных

пульсаций показателя преломления. Показано, что с ростом турбулентности распределение поля становится все более изрезанным, и угловая расходимость выходного излучения растет.

1. A.E. Siegman, E.A. Sziklas “Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 2: Fast Fourier transform method”, Appl. Opt., Vol. 14, p. 1874, 1975
2. J.M. Martin, S.M. Flatte “Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media”, Appl. Opt, Vol. 27, pp. 2111–2126, 1988.