

УДК 621.378.525

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ВНЕШНЕЙ САМОФОКУСИРОВКИ НА РАБОТУ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

С. Н. Власов, А. И. Макаров, А. И. Хижняк

В работе изучается пространственная структура пучков в многокаскадном ОКУ бегущей волны в режиме ограничения полного усиления, обусловленного самофокусировкой в нелинейном диэлектрике усилителя. В «безабберрационном» приближении находится структура устанавливающейся моды и ее амплитуда. Исследуется устойчивость этой моды по отношению к некоторым типам возмущений.

Целью данной работы является изучение пространственной структуры пучков в многокаскадном ОКУ бегущей волны в режиме ограничения полного усиления, вызванного самофокусировкой в нелинейном диэлектрике усилителя. Насыщенное усиления активного вещества ОКУ мы учитывать не будем, предполагая, что установившееся поле существенно меньше поля насыщения. Полученные результаты могут быть отнесены к ОКГ бегущей волны и ОКГ с самосинхронизацией мод, в которых наблюдаются эффекты самофокусировки и самовоздействия в материале активного вещества [1], приводящие к ограничению мощности излучения.

Строгое решение поставленной задачи требует привлечения численных методов. Однако качественный характер поведения системы можно получить, используя простейшую модель, поддающуюся аналитическому исследованию. Рассмотрим волновод (рис. 1), состоящий из линейных

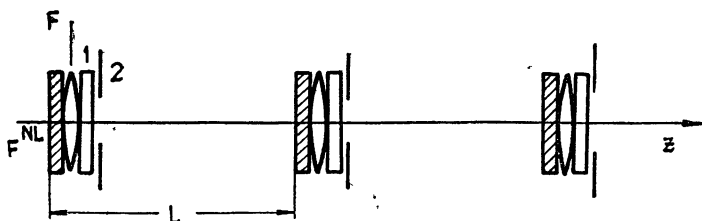


Рис. 1. Нелинейный волновод с активным веществом: F и F_{NL} — фокусные расстояния квадратичного корректора и нелинейной линзы соответственно, 1 — активное вещество, 2 — диафрагма.

квадратичных корректоров с фокусным расстоянием F , расположенных на расстоянии L друг от друга, ограниченных гауссовыми диафрагмами с коэффициентом прохождения по полю $\sim \exp(-r^2/2b^2)$ (r — координата поперек пучка, b — ширина диафрагмы). Вблизи каждого корректора находится слой активного вещества с коэффициентом усиления ρ по мощности и слой нелинейного диэлектрика, вносящего в пучок фазовую коррекцию, зависящую от структуры и мощности пучка. Определим стационарные режимы в такой системе. Согласно [3], в безабберрационном приближении нелинейный слой можно заменить линзой с фокусным расстоянием, зависящим от мощности и ширины падающего пучка. Распре-

деление поля на корректоре в волноводе в аксиально-симметричном случае будем искать в виде гауссова пучка

$$E_n = \frac{\sqrt{P_n}}{a_n \sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{r^2}{2a_n^2} - \frac{ikr^2}{2R_n} \right),$$

где P_n — мощность пучка на n -м корректоре, a_n — ширина пучка, R_n — радиус кривизны фазового фронта в пучке перед корректором, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в свободном пространстве.

Используя интегральные соотношения [2], связывающие структуру пучка на n -м и $(n+1)$ -м корректорах, после перехода к безразмерным переменным $x_n = L/ka_n^2$, $y_n = L/2R_n - L/2F$ получим следующую систему разностных уравнений:

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= \frac{x_n + s_0}{(x_n + s_0)^2 + (y_n + g - (L/F_n^{NL}))^2}, \\ y_{n+1} &= g - \frac{y_n + g - (L/F_n^{NL})}{(x_n + s_0)^2 + (y_n + g - (L/F_n^{NL}))^2}, \\ P_{n+1} &= \frac{\rho P_n}{1 + s_0/x_n}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $g = 1 - L/2F$, $s_0 = L/kb^2$. Фокусное расстояние нелинейной линзы F_n^{NL} можно найти, следуя [3]. В наших обозначениях $L/F_n^{NL} = \gamma P_n x_n$ для тепловой и $L/F_n^{NL} = \beta P_n x_n^2$ для керровской нелинейности. Коэффициенты γ и β выражаются через параметры нелинейного диэлектрика и его толщину l : $\gamma = \frac{\alpha l n'_{0T}}{\pi \kappa}$, где n'_{0T} — производная от n_0 по температуре, κ — коэффициент теплопроводности, α — коэффициент затухания в нелинейной линзе; $\beta = \frac{l}{n_0 L P_{кр}}$, причем $P_{кр}$ — критическая мощность самофокусировки, а n_0 — показатель преломления вещества нелинейной линзы. В случае фокусирующей нелинейности $\gamma, \beta > 0$; для расфокусирующей $\gamma, \beta < 0$. Мы ограничимся изучением только фокусирующей нелинейности, поскольку система (1) инвариантна относительно замены $F^{NL} \rightarrow -F^{NL}$, $g \rightarrow -g$. Система (1) имеет три типа стационарных решений:

$$I. \quad x_n = \bar{x} = \frac{1}{2} \left[\frac{s_0^2 - 4g^2 + 4}{2} + \sqrt{\left(\frac{s_0^2 - 4g^2 + 4}{2} \right)^2 + 4g^2 s_0^2} \right]^{1/2} - \frac{s_0}{2},$$

$$y_n = \bar{y} = \frac{g s_0}{\left[\frac{s_0^2 - 4g^2 + 4}{2} + \sqrt{\left(\frac{s_0^2 - 4g^2 + 4}{2} \right)^2 + 4g^2 s_0^2} \right]^{1/2}}, \quad P_n = 0;$$

$$II. \quad x_n = \frac{s_0}{\rho - 1}, \quad y_n = g + \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}},$$

$$P_n = \frac{2g + (\rho + 1) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}}{\gamma s_0} (\rho - 1)$$

для тепловой нелинейности и

$$P_n = \frac{2g + (\rho + 1) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}}{\beta s_0^2} (\rho - 1)^2$$

для керровской;

$$\text{III. } x_n = \frac{s_0}{\rho - 1}, \quad y_n = g - \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}},$$

$$P_n = \frac{2g - (\rho + 1) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}}{\gamma s_0} (\rho - 1)$$

для тепловой нелинейности и

$$P_n = \frac{2g - (\rho + 1) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}}{\beta s_0^2} (\rho - 1)^2$$

для керровской.

Области существования решений различных типов находятся из условия положительности a_n^2 . Исследование устойчивости стационарных точек проводилось в рамках (1), т. е. по отношению к возмущениям ширины, кривизны фазового фронта и мощности пучков*. Разрез пространства s_0, ρ, g плоскостью $\rho = \text{const}$ с областями существования и устойчивости показаны на рис. 2.

Область существования стационарной точки первого типа как для тепловой, так и для керровской линз определяется условием $s_0 > 0$ при произвольных g ; при $s_0 = 0$ она сужается до интервала $|g| \leq 1$. Это решение устойчиво в области 1 (рис. 2 а), ограниченной поверхностью

$$\frac{4\rho}{(\rho + 1)^2} g^2 + \frac{\rho}{(\rho - 1)^2} s_0^2 = 1. \quad (2)$$

Неустойчивость решения I при переходе границы (2) обусловлена выполнением на ней условия самовозбуждения: превышением усиления над затуханием в системе.

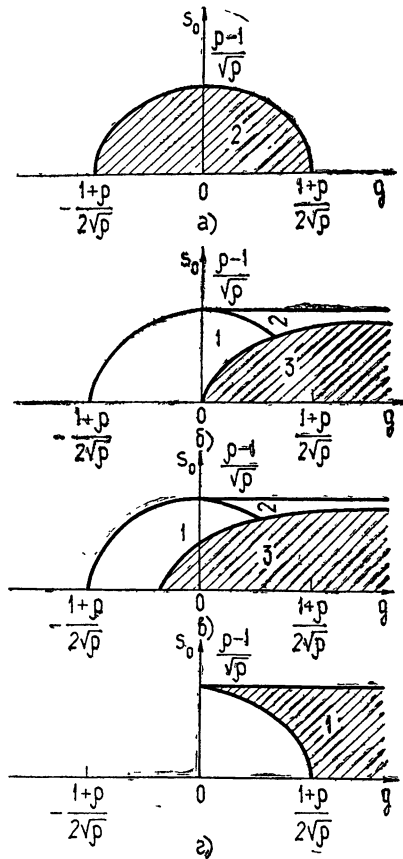
Стационарные точки второго типа существуют при $\rho \geq 1, 0 \leq s_0 \leq \frac{\rho - 1}{\sqrt{\rho}}$ и $g \geq -\frac{\rho + 1}{2} \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}$ (области 1, 2, 3, рис. 2 б и 2 в); они устойчивы над поверхностью

* Развитие возмущений ширины, кривизны фазового фронта и мощности пучков в ОКУ бегущей волны описывает устойчивость пучков относительно возмущений на той же самой частоте. Исследование устойчивости к возмущениям на других частотах, что необходимо при исследовании ОКГ, требует более полного описания в рамках нестационарных уравнений для поля и вещества.

$$g = \frac{s_0^2}{2(\rho + 1) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}} \quad (3)$$

для тепловой линзы (области 1, 2, рис. 2 б) и над поверхностью

$$g = \frac{-2 - \frac{2}{\rho} + \rho \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2} \left(3 + \frac{1}{\rho^2}\right)}{\frac{2}{\rho} \left(3 + \frac{1}{\rho}\right) \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}} \quad (4)$$



для керровской (области 1, 2, рис. 2 в). Это решение описывает пучок конечной мощности, повторяющийся на каждом корректоре. В области 2 (рис. 2 б и 2 в) — области жесткого возбуждения — существуют две стационарные устойчивые точки I и II. При малой мощности пучка дифракционные потери не компенсируются усилением и состояние с нулевой мощностью устойчиво. Однако, если ввести в волновод мощность, достаточную для образования линзы, уменьшающей дифракционные потери настолько, что они могут компенсироваться усилением, то система перейдет в состояние II.

Стационарные точки третьего типа существуют при $\rho \geq 1$, $0 \leq s_0 \leq \frac{\rho - 1}{\sqrt{\rho}}$,

Рис. 2. Области существования и устойчивости решений различных типов:

а) области существования и устойчивости (1) решений первого типа, б) области существования и устойчивости (1, 2) решений второго типа для тепловой линзы, в) области существования и устойчивости (1, 2) решений второго типа для керровской линзы, г) области существования и устойчивости решений третьего типа.

$g > \frac{\rho + 1}{2} \sqrt{\frac{1}{\rho} - \frac{s_0^2}{(\rho - 1)^2}}$ (область 1, рис. 2 г) для обоих типов линз и всюду неустойчивы.

На границах (3) и (4) корень характеристического уравнения равен -1 , что означает появление около границы, хотя бы в малой ее окрестности, стационарных двукратных точек [4]. Им соответствуют пучки, повторяющиеся через один корректор. Согласно [4], наряду с указанными типами стационарных точек могут быть точки более высокой кратности*.

* Решения, соответствующие многократным точкам, в случае резонатора описывают пучки, диаметр которых на зеркалах может меняться, пульсируя вместе с мощностью.

Вышеприведенное рассмотрение не учитывает aberrаций пучка. Для учета aberrаций нелинейной линзы керровского типа проводилось численное исследование режимов работы нелинейного волновода путем решения уравнения

$$\psi(\xi) = \frac{\sqrt{\rho}}{s_0} \int_0^1 \xi' J_0\left(\frac{\xi\xi'}{s_0}\right) \exp\left[-\frac{ig}{2s_0}(\xi^2 + \xi'^2) - |\psi(\xi')|^2\right] \psi(\xi) d\xi',$$

которое описывает пересчет поля с одного корректора на другой*. На рис. 3 приведен график зависимости от g амплитуды поля в центре пучка при $\xi = 0$ в стационарном режиме при $s_0 = 0,2$ и $\sqrt{\rho} = 1,11$. Амплитуда увеличивается при изменении g от $-0,9$ до $-0,3$; в области $-0,3 < g < 0,45$ стационарные решения, повторяющиеся на каждом корректоре, исчезают, и вместо них возникают пучки, повторяющиеся через один корректор. Это согласуется с результатами, полученными в безaberrационном приближении. Однако в области $0,45 < g < 0,75$ снова появляются устойчивые однократные режимы, отсутствующие при рассмотрении полей только в виде гауссовых пучков. Появление этой области связано с aberrациями нелинейной линзы, которые особенно сильны при больших амплитудах полей, характерных для волновода с $g > 0$.

В заключение заметим, что аналогичным способом может быть рассмотрено влияние ряда других факторов на поперечную структуру поля, в частности, влияние неоднородности коэффициента усиления.

Авторы благодарят В. И. Таланова за советы и дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Коробкин, А. А. Малютин, А. М. Прохоров, Письма в ЖЭТФ, 12, № 5, 216 (1970).
2. В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 2, 262 (1965).
3. С. Н. Власов, В. И. Таланов, В. А. Петрищев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 6, 908 (1970).
4. Ю. И. Неймарк, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 1, № 1, 41 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 января 1972 г.

THE INFLUENCE OF EXTERNAL SELF-FOCUSING ON OPTICAL QUANTUM AMPLIFIER OPERATION

S. N. Vlasov, A. I. Makarov, A. I. Khizhnyak

The paper investigates the spatial beam structure in a multi-chanal traveling-wave optical quantum amplifier under the conditions of limiting the full amplification caused by self-focusing in a nonlinear dielectric of the amplifier. The structure of a steady-state mode and its amplitude are found in the aberrationless approximation. This mode stability with respect to some types of perturbation is investigated.

* В этом случае пучок ограничивается не гауссовыми, а П-образными диафрагмами.

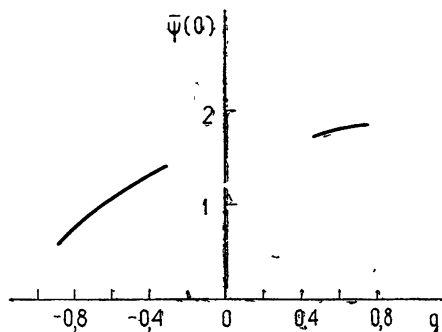


Рис. 3. Зависимость от g амплитуды стационарных колебаний при учете aberrаций нелинейной линзы.