ческое изменение w и η, а следовательно, и поляризации **P**, причем решающую роль в возникновении поляризационных эффектов (появление компоненты **P**, перпендикулярной **E**) играет пространственная дисперсия кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика. М., 1951. [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1987. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М., 1973. [4] Ахманов С. А., Жариков В. И.//Письма в ЖЭТФ. 1967. **6**, № 5. С. 644. [5] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.//Основы кристаллофизики. М., 1975. [6] Golubkov A. A., Makarov V. A., Matveeva A. V.//Phys. Lett. 1988. **127 A**, N 2. P. 125. [7] Желудев Н. И., Макаров В. А., Матвеева А. В., Свирко Ю. П.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. **25**, № 5. С. 106.

Поступила в редакцию
01.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

УДК 535.416.3

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В ПАССИВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ

К. В. Шишаков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассмотрена устойчивость когерентных световых полей в пассивных нелинейных кольцевых резонаторах по отношению к временной задержке световой волны и сдвиговой разъюстировке зеркал резонатора.

Пассивные кольцевые резонаторы с тонким слоем нелинейной среды керровского типа принадлежат к классу систем с оптической обратной связью, и в них может развиваться пространственно-временная неустойчивость когерентных световых полей [1, 2]. Для регенеративных лазерных усилителей с такими резонаторами это приводит к нарушению режима подавления фазовых искажений активной среды [3].

Целью работы является анализ устойчивости контура оптической обратной связи в пассивных нелинейных кольцевых резонаторах.

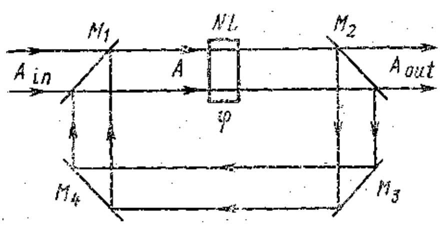

Рис. 1. Схема пассивного нелинейного кольцевого резонатора

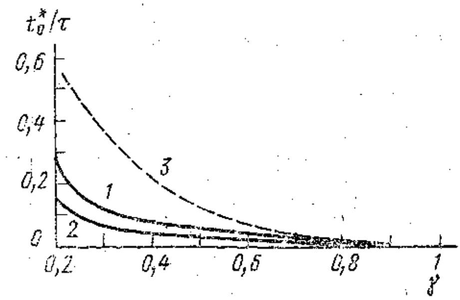

Рис. 2. Зависимость t_0^* от γ при $\bar{\varphi}=4{,}5\pi$ (*1*); $6{,}5\pi$ (*2*) и $6{,}9\pi$ (*3*)

Изучим сначала устойчивость резонатора по отношению к временной задержке t_0 в контуре «вырожденной» обратной связи (поперечными взаимодействиями световых полей пренебрегаем). Для этого рассмотрим его типичную схему (рис. 1). Здесь обозначено M_i — светоделительные зеркала с коэффициентами отражения R_i ($R_3=R_4=1$), *NL* — тонкий слой среды с керровской нелинейностью, φ — нелинейная фазовая модуляция, определяемая уравнениями [3]:

$$[\tau\partial/\partial t+1]\,\varphi(t)=\varkappa A(t)\,A^*(t),\qquad (1)$$

$$A(t)=(1-R_1)^{1/2}A_{\text{in}}+\gamma A(t-t_0)\exp\{i\varphi(t-t_0)\},$$

где τ — время релаксации; $\varkappa$ — коэффициент пропорциональности: A_{in}, A — соответственно комплексные амплитуды световых полей на входе в резонатор и перед средой NL; $\gamma^2=R_1R_2<1$.

Для анализа устойчивости резонатора по отношению к временному запаздыванию t_0 запишем уравнения (1) в линеаризованном виде относительно функции $\psi(t)=$ $=\text{const}\cdot\exp(pt)$ [4], где $\psi(t)=\varphi(t)-\bar\varphi$, $\psi^2\ll1$, $\bar\varphi$ — среднее значение фазовой модуляции $\varphi(t)$. Для такой функции ψ комплексную амплитуду A можно представить следующим образом: $A(t)=\bar A+\sum\limits_{n=1}^{\infty}A_n\psi(t-nt_0)=\bar A+A'\psi(t)$, где A_n, A', $\bar A$ — комплексные постоянные. Тогда уравнения (1) примут вид

$$[\tau\partial/\partial t+1]\,\psi(t)=\varkappa\,[\bar A^*A'+\bar AA'^*]\,\psi(t),\quad \bar\varphi=\varkappa\bar A\bar A^*,\qquad (2)$$

$$\bar A=(1-R_1)^{1/2}A_{\text{in}}/(1-\gamma\exp\{i\bar\varphi\}),\quad A'\psi(t)=\gamma\exp\{i\bar\varphi\}\,[i\bar A+A']\,\psi(t-t_0).$$

Отсюда получаем

$$\psi=W(p)\,\psi,\quad W(p)=\varkappa\,[\bar A^*A'+\bar AA'^*]/[\tau p+1],\qquad (3)$$

$$\bar A^*A'=i\bar A^*\bar A\gamma\exp\{-pt_0+i\bar\varphi\}/[1-\gamma\exp\{-pt_0+i\bar\varphi\}].$$

Тогда, в соответствии с критерием Найквиста, решение ψ будет устойчивым, если годограф функции $W(i\omega)=|W(i\omega)|\cdot\exp[i\theta(\omega)]$ на комплексной плоскости $(\text{Re}(W),\ \text{Im}(W))$ не охватывает точку $(-1,\ 0)$ [4]. При этом критическое значение временного запаздывания t_0^* определяется из условий $|W(i\omega)|=1$, $\theta=-\pi$. Рассчитанная зависимость t_0^*/τ от параметра γ показана на рис. 2. Кривые на рисунке построены для значений $\bar\varphi$, соответствующих интервалам $2n\pi<\bar\varphi<2n\pi+\pi$ (n — натуральное число) устойчивых стационарных решений $\bar\varphi$ ($\bar\varphi=\text{const}/[1+\gamma^2-2\gamma\cos(\bar\varphi)]$) [3]. При этом стремление $\bar\varphi$ к верхнему пределу интервала $(2n\pi+\pi)$ эквивалентно установлению в резонаторе низших устойчивых состояний и, наоборот, стремление $\bar\varphi$ к нижнему пределу $(2n\pi)$ эквивалентно установлению высших состояний нелинейной фазы. Выбор в расчетах значений $n=2$ и $n=3$ определялся тем, что для них в регенеративных усилителях с такими резонаторами эффективно подавляются фазовые искажения активной среды [3].

В системах с оптической обратной связью кроме неустойчивости по отношению к временному запаздыванию t_0 возможны различного рода пространственно-временные неустойчивости [2]. В кольцевых резонаторах это в первую очередь неустойчивость светового поля по отношению к сдвиговой разъюстировке зеркал M_i. Характер развития неустойчивости в таких системах зависит от величины диффузии частиц нелинейной среды и уровня дифракции световой волны. Для создания дифракции светового поля будем использовать фильтр, состоящий из двух одинаковых линз и амплитудной гауссовой диафрагмы, находящейся в их общем фокусе. Такой фильтр, расположенный между зеркалами M_3 и M_4, позволяет сравнительно просто регулировать уровень дифракции с помощью изменения размера диафрагмы (отметим, что при этом необходимо сохранять первоначальную ориентацию светового поля, например, с помощью аналогичного линзового элемента без диафрагмы). В этом случае уравнения для плоской модели резонатора примут вид [1]:

$$[\tau\partial/\partial t+1-d_0a_0^2\partial^2/\partial x^2]\,\varphi(x,\ t)=\varkappa A(x,\ t)\,A^*(x,\ t),$$

$$A(x,\ t)=(1-R_1)^{1/2}A_{\text{in}}+\frac{\gamma\beta}{\sqrt{2\pi}}\int\exp\left\{-\frac{\beta^2}{2}(x-x')^2\right\}\times\qquad (4)$$

$$\times A(x'-x_0,\ t)\exp\{i\varphi(x'-x_0,\ t)\}\,dx',$$

где d_0 — коэффициент диффузии, β — отношение радиуса диафрагмы к радиусу фокального пятна гауссова пучка, x_0 — суммарный линейный сдвиг зеркал M_i; временем запаздывания t_0 пренебрегаем.

Решение уравнений (4) будем искать в виде $\varphi(x,\ t)=\bar\varphi+\psi(x,\ t)$, где

$$\psi=\text{Re}\left[\sum_{m=1}^{\infty}(\psi_m)\right],$$

$\psi^2 \ll 1$, $\psi_m = C_m \exp[p_m t + i(\omega_m t + \pi m x/a_0)]$, C_m, p_m, ω_m — const, a_0 — радиус пучка. В этом случае комплексную амплитуду A можно записать следующим образом:

$$A(t, x) = \overline{A} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \psi(t, x - n x_0) = \overline{A} + \sum_{m=1}^{\infty} [A'_m \psi_m(t, x) + A''_m \psi^*_m(t, x)],$$

где $\overline{A}$, A_n, A'_m, A''_m — комплексные постоянные. Тогда, проводя несложные вычисления, из уравнений (4) получим

$$[\tau\partial/\partial t + 1 + d_0 a_0^2 \partial^2/\partial x^2] \operatorname{Re} \psi_m = 2\varkappa \operatorname{Re} \{\overline{A}^* [A'_m \psi_m + A''_m \psi^*_m]\},$$

$$\overline{\varphi} = \varkappa \overline{A}\,\overline{A}^*, \quad A'_m = i\overline{A}/[\mu_m \exp\{-i(\overline{\varphi}^* - \Delta_m)\} - 1], \tag{5}$$

$$A''_m = i\overline{A}/[\mu_m \exp\{-i(\overline{\varphi} + \Delta_m)\} - 1],$$

где $\mu_m = \gamma^{-1} \exp[0,5(\pi m/\beta)^2]$, $\Delta_m = \pi m x/a_0$.

В качестве условий устойчивости примем одновременное выполнение неравенств $p_m < 0$ для всех значений m [1]. Получаемая зависимость критического линейного сдвига x_0^* от параметра γ показана на рис. 3, *а*. Отметим, что при этом внутри интервалов $2n\pi < \overline{\varphi} < 2n\pi + \pi$ величина x_0^* изменялась незначительно, а вблизи их

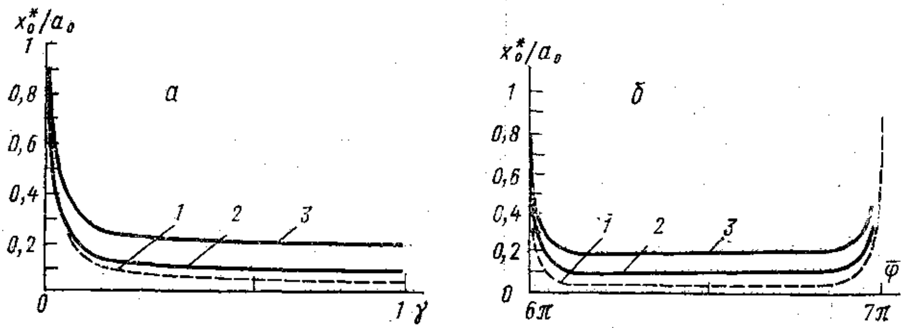

Рис. 3. Зависимости x_0^* от γ при $\overline{\varphi} = 6,5\pi$ (*а*) и $\overline{\varphi}$ при $\gamma = 0,5$ (*б*): *1* — $d_0 = 0,01$, $\beta = \infty$; *2* — $d_0 = 0$, $\beta = 10$; *3* — $d_0 = 0$, $\beta = 5$

границ повышалась (рис. 3, *б*; в расчетах выбиралось характерное значение эффективного коэффициента диффузии $d_0 = 0,01$ [1]). Как видно из приведенных результатов, дифракция светового поля может существенно повышать устойчивость системы по отношению к сдвиговой разъюстировке зеркал.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., 1988. [2] Ахманов С. А., Воронцов М. А., Иванов В. Ю.//Письма в ЖЭТФ. 1988. 47, № 12. С. 611. [3] Воронцов М. А., Шишаков К. В. Компенсация искажений волнового фронта в пассивных нелинейных кольцевых резонаторах: Препринт физ. ф-та МГУ. 1989, № 27. [4] Фельдбаум А. А., Бутковский А. Г. Методы теории автоматического управления. М., 1971.

Поступила в редакцию
14.05.90