

онного процесса заполнения носителями обедненной области. В данном случае диффузия играет роль дополнительного вклада энергии в систему, увеличивающего степень ее неравновесности. Кроме того, должны выполняться определенные фазовые соотношения, на которые влияют величина времени запаздывания τ и величина тока накачки I . Эти соотношения определяют возможность самовозбуждения системы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Самсон А. М., Туровед С. И. Неустойчивости в лазерах с периодической модуляцией параметров: Препринт Института физики АН БССР. № 438. 1986.
 [2] Wang S. S., Winful H. G. // Appl. Phys. Lett. 1988. 52, N 21. 23 May. P. 1774.
 [3] Vuus J. // IEEE J. of Quant. Electron. 1983. QE-19, N 6. P. 953. [4] Логгинов А. С., Ржанов А. Г. // ДАН СССР. 1989. 309, № 6. С. 1354. [5] Неймарк Ю. И. Динамические системы и управляемые процессы. М., 1978. [6] Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. М., 1984.
 [7] Анищенко В. С. Сложные колебания в простых системах. М., 1990.

Поступила в редакцию
15.06.90

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

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 517.9

КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ГИРОТРОПНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

А. А. Голубков, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложена кластерная модель взаимодействия излучения с нелинейными гиротропными кристаллами, позволяющая в классическом приближении описывать эффекты пространственной дисперсии.

При описании оптических эффектов в классическом приближении кристалл часто представляют совокупностью неподвижных ядер и движущихся независимо друг от друга электронов. Такой подход, однако, не позволяет рассмотреть эффекты пространственной дисперсии [1]. Для их описания необходимо по крайней мере учесть взаимное влияние движения электронов, удаленных на расстояние порядка d . Последнее характеризует масштаб нелокальности отклика среды (период кристаллической решетки, размер неоднородности, радиус молекулярного действия). В настоящей работе это делается приближенно, на основе предлагаемой «кластерной» модели. Согласно последней электроны разделяются на одинаковые, состоящие из N частиц, образования (кластеры) с характерным размером d . Движение электронов в каждом из них считается независимым от движения частиц остальных кластеров. Получены уравнения, описывающие взаимодействие эллиптически поляризованного излучения с модельной средой произвольной симметрии. При малых интенсивностях падающего света их приближенное аналитическое решение приводит к материальным уравнениям традиционного вида. Для ряда кристаллографических классов предсказаны сложные динамические режимы изменения поляризации среды при распространении в ней мощного лазерного излучения.

Оптический отклик среды на внешнее воздействие будем характеризовать плотностью тока поляризации \mathbf{j} , которую в первом приближении по d/λ (λ — длина волны) можно представить в виде [1]

$$\mathbf{j} = N_0 \dot{\mathbf{p}} - \nabla (N_0 \hat{Q}) / 2 + c \operatorname{rot} (N_0 \mathbf{M}), \quad (1)$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, $N_0 = d^{-3}$. В (1) \hat{Q} , \mathbf{p} и \mathbf{M} — соответственно квадрупольный электрический, дипольные электрический и магнитный моменты кластера, причем $\mathbf{p} = \kappa m_0 \dot{\mathbf{w}}$, $\hat{Q} = \kappa m_0 \hat{q}$, $\mathbf{M} = \kappa m_0 L / 2c$. Здесь $\kappa = q_i / m_i$ — отно-

шение заряда i -й частицы к ее массе ($i=1, 2, \dots, N; N \geq 4$); $m_0 = \sum_{i=1}^N m_i$, $w = \sum_{i=1}^N \rho_i u^{(i)}$ — смещение центра масс кластера из равновесного положения;

$$q_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N \rho_i X_{\alpha}^{(i)}(t) X_{\beta}^{(i)}(t) \text{ и } L_{\alpha} = \sum_{i=1}^N \rho_i \delta_{\alpha\beta\gamma} X_{\beta}^{(i)}(t) \dot{X}_{\gamma}^{(i)}(t) -$$

соответственно его тензор инерции и момент количества движения, нормированные на m_0 ; $\delta_{\alpha\beta\gamma}$ — символ Леви—Чивита; $\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$; $\rho_i = m_i/m_0$, $u^{(i)}(t) = X^{(i)}(t) - X_0^{(i)}$ ($X^{(i)}$ — текущее, а $X_0^{(i)}$ — равновесное положения i -й частицы кластера).

Величины w , \hat{q} и L можно найти из системы $3N$ уравнений Лагранжа с лагранжианом

$$L = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j [(\dot{u}_x^{(j)})^2 + (\dot{u}_y^{(j)})^2 + (\dot{u}_z^{(j)})^2] - U(u^{(1)}, u^{(2)}, \dots, u^{(N)}).$$

Для ее приближенного решения воспользуемся тем, что поле световой волны слабо меняется на расстояниях порядка d . Это позволяет предположить, что движение кластера включает в основном поступательную составляющую (w), а также малые поворот и деформацию. Последние при рассмотрении сплошных сред описывают с помощью тензора дисторсии [2]. Если совместить локальную систему координат с

равновесным положением центра масс кластера (т. е. считать $\sum_{i=1}^N \rho_i X_0^{(i)} = 0$), то его аналогом в нашем случае будет тензор

$$v_{\alpha\beta} = [\hat{q}^{(0)}]_{\alpha\gamma}^{-1} \sum_{i=1}^N \rho_i X_{0,\gamma}^{(i)} u_{\beta}^{(i)}(t),$$

где $q_{\alpha\beta}^{(0)} = \sum_{i=1}^N \rho_i X_{0,\alpha}^{(i)} X_{0,\beta}^{(i)}$ — тензор инерции кластера в положении равновесия (при переходе к сплошным средам, когда суммирование по i заменяется интегрированием по r , а $d \rightarrow 0$, $v_{\alpha\beta} = \partial u_{\beta} / \partial r_{\alpha}$). Поэтому сделанное предположение означает, что если смещение частиц записать в виде

$$u_{\alpha}^{(i)}(t) = w_{\alpha}(t) + v_{\beta\alpha}(t) X_{0,\beta}^{(i)} + \delta_{\alpha}^{(i)}(t), \quad (2)$$

то U можно разбить на две части: $U_1(w, \hat{v})$ и $U_2(w, \hat{v}, \delta^{(i)})$ такие, что в процессе движения кластера выполняются неравенства

$$|\partial U_2 / \partial w_{\alpha}| \ll |\partial U_1 / \partial w_{\alpha}|, \quad |\partial U_2 / \partial v_{\alpha\beta}| \ll |\partial U_1 / \partial v_{\alpha\beta}|. \quad (3)$$

В силу (2) и выбора вида w и \hat{v} имеют место тождества

$$\sum_{i=1}^N \rho_i \delta_{\alpha}^{(i)}(t) = 0, \quad \sum_{i=1}^N \rho_i X_{0,\gamma}^{(i)} \delta_{\alpha}^{(i)}(t) = 0,$$

пользуясь которыми, легко убедиться, что в первом приближении по u/d (u — характерный масштаб смещения частиц из равновесного положения)

$$q_{\alpha\beta}(t) = q_{\alpha\beta}^{(0)} + (q_{\beta\gamma}^{(0)} v_{\gamma\alpha} + q_{\alpha\gamma}^{(0)} v_{\gamma\beta}), \quad L_{\alpha}(t) = \delta_{\alpha\beta\gamma} q_{\beta\epsilon}^{(0)} \dot{v}_{\epsilon\gamma}, \quad (4)$$

$$j_{\alpha}(t) = \kappa m_0 N_0 \{ \dot{w}_{\alpha} - \nabla_{\beta} (q_{\beta\gamma}^{(0)} \dot{v}_{\gamma\alpha}) \}, \quad (5)$$

где (5) следует из (1), (4). Из (4), кроме того, видно, что с точки зрения изменения \hat{q} и L псевдовектор $\eta_{\alpha} = (1/2) \delta_{\alpha\beta\gamma} v_{\beta\gamma}$ и тензор $\epsilon_{\alpha\beta} = (v_{\alpha\beta} + v_{\beta\alpha})/2$ описывают поворот и деформацию кластера (это также подтверждает аналогичность \hat{v} тензору дисторсии).

Уравнения для w, \hat{v} получим из $3N$ уравнений Лагранжа, используя (с учетом (2), (3)) обычный формализм перехода к новым (обобщенным) координатам [3]:

$$\ddot{w}_\alpha + (\partial U_1 / \partial w_\alpha + \partial \Phi_1 / \partial \dot{w}_\alpha) / m_0 = \kappa E_\alpha (\mathbf{r} = \mathbf{r}_0), \quad (6a)$$

$$q_{\varepsilon\alpha}^{(0)} \ddot{v}_\alpha + (\partial U_1 / \partial v_\beta + \partial \Phi_1 / \partial \dot{v}_\beta) / m_0 = \kappa q_{\varepsilon\gamma}^{(0)} (\partial E_\beta / \partial x_\gamma)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}, \quad (6b)$$

где \mathbf{r}_0 — радиус-вектор центра масс кластера в равновесном положении в лабораторной системе координат. При получении (6) предполагалось, что магнитный момент кластера и суммарный микроток в нем в отсутствие излучения равны нулю, поэтому вклад магнитного поля в обобщенные силы имеет порядок $u/\lambda \ll d/\lambda$ и в правой части (6) не учитывается. Из-за невозможности в классическом приближении последовательно описать поглощение света при записи (6) использована формально введенная диссипативная функция Рэлея $\Phi_1(w, \hat{v}, \dot{w}, \dot{v})$.

Решение (6), найденное методом последовательных приближений (нерезонансный случай, слабое поле), после подстановки в (5) приводит к записанному в [4] (из феноменологических соображений) выражению для поляризации среды

$$P = j/i\omega = \hat{\chi}^{(1)}(\omega) E(\omega) + \hat{\gamma}^{(1)}(\omega) \nabla E(\omega) + \hat{\chi}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) E(\omega_1) E(\omega_2) + \hat{\gamma}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) E(\omega_1) \nabla E(\omega_2) + \hat{\chi}^{(3)}(\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3) \times \\ \times E(\omega_1) E(\omega_2) E(\omega_3) + \dots$$

В частности, при решении (6) в линейном приближении, т. е. когда

$$U_1 = m_0 \{ A_{\alpha\beta}^{(2)} \omega_\alpha \omega_\beta + 2A_{\alpha\beta\gamma}^{(3)} \omega_\alpha v_{\beta\gamma} + A_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(4)} v_{\alpha\beta} v_{\gamma\delta} \} / 2,$$

$$\Phi_1 = m_0 \{ \Phi_{\alpha\beta}^{(2)} \dot{w}_\alpha \dot{w}_\beta + 2\Phi_{\alpha\beta\gamma}^{(3)} \dot{w}_\alpha \dot{v}_{\beta\gamma} + \Phi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(4)} \dot{v}_{\alpha\beta} \dot{v}_{\gamma\delta} \} / 2,$$

получим, что

$$\chi_{\alpha\beta}^{(1)} = \chi_{\beta\alpha}^{(1)} = \kappa^2 m_0 N_0 \{ K_{\alpha\beta} + K_{\alpha\sigma} R_{\varepsilon\eta\nu}^{(3)} F_{\eta\nu\gamma} R_{\sigma\gamma}^{(3)} K_{\beta\sigma} \},$$

$$\gamma_{\alpha\beta\delta}^{(1)} = -\gamma_{\beta\alpha\delta}^{(1)} = \kappa^2 m_0 N_0 \{ K_{\varepsilon\beta} F_{\rho\alpha\eta\nu} - F_{\rho\beta\eta\nu} K_{\varepsilon\alpha} \} R_{\varepsilon\eta\nu}^{(3)} q_{\rho\delta}^{(0)}.$$

Здесь $\hat{R}^{(N)} = \hat{A}^{(N)} + i\hat{\Phi}^{(N)}$, причем группа внешней симметрии тензоров $\hat{A}^{(N)}$ и $\hat{\Phi}^{(N)}$ (так же как и всех остальных феноменологических тензоров разложения U_1 и Φ_1 в ряд по тензорным аргументам) совпадает с точечной группой симметрии кристалла. Тензоры \hat{K} и \hat{F} определяются из соотношений

$$K_{\rho\alpha} (-\omega^2 \delta_{\alpha\beta} + R_{\alpha\beta}^{(2)}) = \delta_{\rho\beta}, \quad F_{\rho\alpha\beta\gamma} (-\omega^2 q_{\varepsilon\alpha}^{(0)} \delta_{\beta\gamma} + R_{\varepsilon\beta\alpha\tau}^{(4)} - R_{\eta\sigma\beta}^{(3)} K_{\eta\nu} R_{\nu\alpha\tau}^{(3)}) = \delta_{\rho\alpha} \delta_{\beta\gamma}.$$

Следует подчеркнуть, что решение уравнений Лагранжа и (6) в линейном случае дает одинаковые результаты, только если частота света много больше всех собственных частот частиц кластера. Однако системой модельных уравнений (6) можно также пользоваться и при исследовании взаимодействия резонансного поля с сильно нелинейными кристаллами любого класса, если считать коэффициенты разложения U_1 и Φ_1 в ряд по тензорным аргументам зависящими от частоты внешнего воздействия.

Одним из эффектов, возникновение которых можно предсказать в рамках данной модели, является хаотическое изменение величины и ориентации вектора поляризации среды, в том числе и при падении на кристалл линейно поляризованного излучения. В качестве примера рассмотрим (6) в приближении недеформируемых кластеров ($\hat{\varepsilon}=0$, (6b)) переходит в уравнение для η при $E(\mathbf{r}_0) = \varepsilon_{X_1} (a_1 \cos \omega_1 t + a_2 \times \cos \omega_2 t)$, где ε_{X_1} — единичный орт оси X_1 кристаллофизической системы координат [5].

Если моделируемый кристалл имеет класс симметрии $\bar{3}m$ и обладает сильной пространственной дисперсией квадратичной нелинейности, то (6) сводится к системе, аналогичной модельным уравнениям вынужденного комбинационного рассеяния [6]. При $a_2=0$ и большой кубической нелинейности среды (6) можно свести (например, для кристалла класса 622) к рассмотренному в [7] уравнению ангармонического осциллятора с гармонической внешней силой. Численный анализ указанных уравнений, проведенный в [6, 7], показывает, что в ряде случаев возникают сложные динамические режимы поведения их решений (бифуркации, хаос). Последнее означает, что при определенных отношениях между параметрами излучения и среды возможно хаоти-

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., Makagov 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 сдвигу 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.

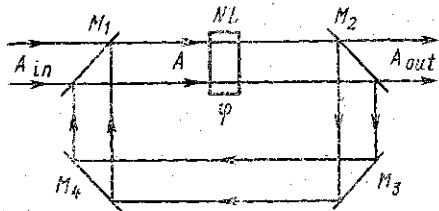


Рис. 1. Схема пассивного нелинейного кольцевого резонатора

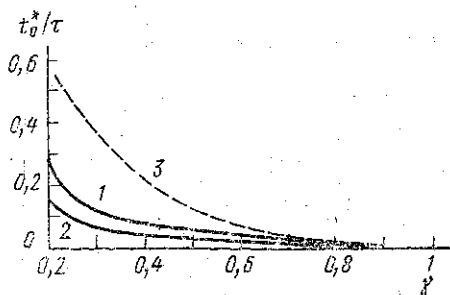


Рис. 2. Зависимость t_0^* от γ при $\bar{\varphi} = 4,5\pi$ (1); $6,5\pi$ (2) и $6,9\pi$ (3)

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]: