

$$\begin{aligned}\hat{K}_n = & \tilde{\gamma}^m \tilde{\gamma}^n \left(\frac{A_{n,m}}{A_{n,n}} \right)^{\frac{1}{2}} \partial_n + \eta^{ik} \tilde{\gamma}^m \tilde{\gamma}^i \left(\frac{A_{n,m}}{A_{n,i}} \right)^{\frac{1}{2}} + \\ & + \eta^{jk} \tilde{\gamma}^m \tilde{\gamma}^j \left(\frac{A_{n,m}}{A_{n,j}} \right)^{\frac{1}{2}} + m_0 \tilde{\gamma}^m \sqrt{A_{n,m}},\end{aligned}$$

а для матриц Ω , Ω_1 по-прежнему справедливы (29) и (34).

Операторы, фигурирующие в п. 4, действуют на функцию $\tilde{\Phi}$, такую, что

$$\Phi = (A_{i,i} A_{j,j} A_{m,m} A_{n,n})^{\frac{1}{4}} \tilde{\Phi}.$$

Список литературы

1. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.—1985.— № 3.— С. 26.
2. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.—1986.— № 1.— С. 6.
3. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.—1986.— № 2.— С. 5.

Поступила в редакцию 17.01.85.

УДК 535.34

Н. А. ИВАНОВА, А. Л. ТОЛСТИК, А. В. ЧАЛЕИ

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РЕШЕТКИ НА БИСТАБИЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ — ПЕРО

Бистабильная зависимость интенсивности выходящего из высокодобротного интерферометра светового потока исследовалась в работах [1, 2]. Расчет проводился в приближении средней интенсивности без учета интерференции волн в среде. Бистабильность коэффициента преобразования при четырехволновом взаимодействии в резонаторе Фабри — Перо с учетом интерференции опорных волн рассматривалась в [3]. В данном сообщении исследуется влияние светоиндуцированной пространственной решетки просветления на бистабильные характеристики интерферометра Фабри — Перо: интенсивность включения и выключения, ширину петли гистерезиса, область значений параметров нелинейной среды и резонатора, при которых проявляется бистабильность.

Рассмотрим пространственную структуру поля, установившуюся в интерферометре Фабри — Перо. В приближении плоских волн с учетом нелинейного поглощения и многократного отражения на границах $z = 0, L$ (L — база интерферометра) распределение интенсивности поля запишется в виде

$$J(z) = I_z (1 + \gamma_z \cos 2\Phi_{L-z}), \quad (1)$$

где

$$I_z = \frac{I_0(1-R)\tau_z(1+R\tau_{L-z}^2)}{1+R^2\tau_L^2-2R\tau_L \cos 2\Phi_L}, \quad (2)$$

$$\gamma_z = 2\sqrt{R}\tau_{L-z}/(1+R\tau_{L-z}^2), \quad (3)$$

R — коэффициент отражения зеркал интерферометра; I_0 — интенсивность падающего на границу $z = 0$ внешнего светового потока; τ_z — пропускание нелинейного слоя толщиной z ; Φ_z — набег фазы на этой толщине.

В общем случае τ_z и Φ_z — сложные функции, учитывающие как модуляцию коэффициента поглощения и показателя преломления, так и пере-

рассеяние света на амплитудно-фазовой решетке, образуемой в результате просветления среды в интерференционных максимумах встречных потоков.

Величина модуляции поля в среде γ_z может принимать различные значения ($0 < \gamma_z < 1$). При низкой добротности резонатора и относительно большом поглощении излучения ($\sqrt{R}\tau \ll 1$) модуляцией светового поля в интерферометре можно пренебречь. Наоборот, в интерферометре с хорошо отражающими зеркалами, заполненном слабопоглощающей средой ($\sqrt{R}\tau \simeq 1$), образуется стоячая волна с максимальной глубиной модуляции.

Используя (1)–(3), интенсивность выходящего светового потока определим выражением

$$I_{\text{вых.}} = I_0(T^2 + \Phi^2)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$T = (1 - \tau_L R) / \sqrt{\tau_L(1 - R)}, \quad (5)$$

$$\Phi = (2\sqrt{R} \sin \Phi_L) / (1 - R). \quad (6)$$

Пропускание нелинейного слоя толщиной L , τ_L и набег фазы Φ_L находим из решения нелинейных волновых уравнений для двух распространяющихся навстречу друг другу плоских волн. Эти уравнения в приближении слабого поглощения, которому соответствует максимальная глубина модуляции стоячей волны, сводятся к виду [3]

$$\partial A_{1,2} / \partial z = \pm i k_0 (\chi_0 + \chi_1) A_{1,2} / 2, \quad (7)$$

где $A_{1,2}$ — комплексные амплитуды волн; k_0 — коэффициент поглощения невозбужденной среды; $\chi_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi(J) \cos 4\pi m z / \lambda d(4\pi z / \lambda)$ — Фурье-компоненты разложения нелинейной восприимчивости $\chi(J)$ по гармоникам светоиндуцированной решетки.

Используя (7), искомые величины τ_L и Φ_L можно записать

$$\tau_L = 1 - k_0 L \operatorname{Im}(\chi_0 + \chi_1), \quad (8)$$

$$\Phi_L = k_0 L \operatorname{Re}(\chi_0 + \chi_1) / 2. \quad (9)$$

Для резонансной среды, моделируемой двухуровневой схемой как с совпадающими, так и со стоксово смещенными контурами полос поглощения и испускания, нелинейная восприимчивость равна [4]:

$$\chi(J) = \frac{c n_0 k_0}{4\pi\omega} \left(\frac{\hat{\vartheta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\Theta} J}{1 + \alpha J} \right), \quad (10)$$

где n_0 — показатель преломления среды без учета рассматриваемого перехода; $\hat{\Theta} = \Theta + i\alpha = (\hat{\vartheta}_{12} + \hat{\vartheta}_{21}) / v p_{21}$; p_{21} — вероятность спонтанных и безызлучательных переходов; v — скорость света в среде; $\hat{\vartheta}_{ij} = \vartheta_{ij} + iB_{ij}$; параметры $\vartheta_{ij}(\omega)$ связаны дисперсионными соотношениями с коэффициентами Эйнштейна для поглощения $B_{12}(\omega)$ и испускания $B_{21}(\omega)$.

Пропускание нелинейного слоя τ_L и фазовый набег Φ_L для данной модели резонансной среды с учетом (8)–(10) определяются выражениями:

$$\tau_L = 1 - k_0 L \frac{1 + 2\alpha I - \sqrt{1 + 2\alpha I}}{\alpha I (1 + 2\alpha I)},$$

$$\Phi_L = k_0 L \left[\frac{\vartheta_{12}}{B_{12}} - \frac{\Theta}{\alpha} - \frac{\Theta}{\alpha} \cdot \frac{1 + 2\alpha I - \sqrt{1 + 2\alpha I}}{\alpha I (1 + 2\alpha I)} \right].$$

Тогда в случае высокодобротного интерферометра и близкой к резонансу настройки полости соотношения (5), (6) примут вид

$$T = T_0 + \Delta, \quad \Phi = \Phi_0 - \frac{\theta}{\alpha} \Delta,$$

где

$$\Delta = C \frac{\sqrt{1+2\alpha I} - 1}{(2+2\alpha I)(1+2\alpha I + \sqrt{1+2\alpha I})}, \quad (11)$$

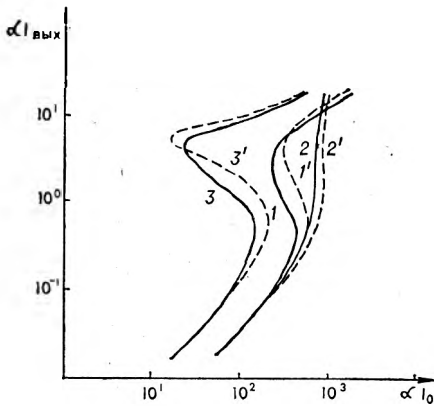


Рис. 1. Зависимости интенсивности прошедшего через интерферометр Фабри—Перо светового пучка от интенсивности падающего потока, рассчитанные при отстройке частоты возбуждения ω от центра контура поглощения ω_{12} , нормированной на полуширину контура Ω , $\eta = (\omega - \omega_{12})/\Omega = 0,8$ (1, 1', 2, 2'), 1,6 (3, 3'); отстройке между контурами поглощения и испускания $\delta = (\omega_{12} - \omega_{21})/\Omega = 0$ (2, 2'), 1,6 (1, 1', 3, 3'); $\Phi_p = 5$; $C = 64$. Кривые 1'—3' соответствуют приближению среднего поля

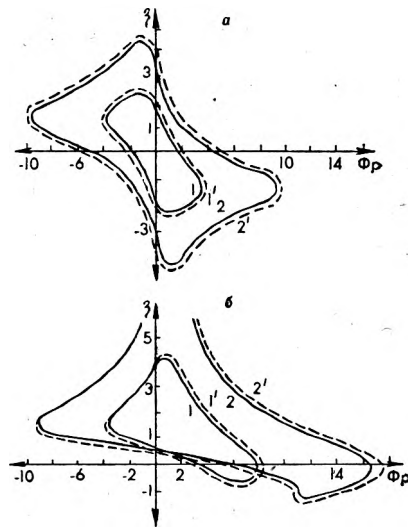


Рис. 2. Области значений параметров η и Φ_p , для которых наблюдается эффект оптической бистабильности, $\delta = 0$ (a), 0,8 (б), $C = 16$ (1, 1'), 32 (2, 2'). Кривые 1'—2' рассчитаны в приближении среднего поля

$C = k_0(\omega)L/(1-R)$ — параметр, определяющий условия возникновения бистабильности и равный отношению поглощаемой средней мощности светового потока к выходящей за пределы резонатора; $T_0 = 1 + C/(1 + \alpha I)$; $\Phi_0 = \Phi_p - C\theta_{12}/B_{12} + C\theta I/(1 + \alpha I)$ — параметры, описывающие выходящий световой поток (4) в приближении средней интенсивности [2]; $\Phi_p = 2(m\pi - 2\pi n_0 L/\lambda - \phi_R)/(1-R)$ определяет отстройку интерферометра от резонанса без учета рассматриваемого перехода (ϕ_R — изменение фазы световой волны при отражении от зеркала; m — целое число).

Максимальное влияние интерференции волн проявится в области максимума добавки Δ . Из (11) следует, что $\Delta_{\max} \approx 0,041$ при $\alpha I \approx 0,63$. Это соответствует изменению нелинейной части параметров T и Φ менее, чем на 10 %, в сравнении с приближением средней интенсивности. Результат иллюстрирует рис. 1, где показаны зависимости $I_{\text{вых}}(I_0)$ для обоих случаев. Расчет проводился для гауссовой формы зеркально-симметричных контуров поглощения и испускания. На рис. 2 показаны области, в пределах которых проявляется бистабильность. Как видно, учет интерференции волн в среде несколько уменьшает области бистабильности и увеличивает порог бистабильности по параметру C , что справедливо для любой отстройки между контурами поглощения и испускания. Так, для совпадающих контуров ($\delta = 0$) пороговое значение $C_{\text{пор}} \approx 9,8$ при $\eta \approx \pm 0,8$ и $\Phi_p \approx \mp 0,6$, в то время как в приближении средней интенсивности $C_{\text{пор}} = 8$ при $\eta = 0$ и $\Phi_p = 0$. Существование двух пороговых точек, отстроенных по частоте η и фазовому набегу Φ_p , объясняется перерассеянием волн в объеме среды на светоиндуцированной амплитудно-фазовой решетке.

Расчеты ширины петли гистерезиса, интенсивности включения и выключения при различном расположении контуров поглощения и испускания показали, что учет пространственной решетки также приводит к небольшому уменьшению указанных параметров в сравнении с приближением средней интенсивности.

Таким образом, пространственное распределение поля, записанное при интерференции встречных потоков в высокодобротном резонаторе Фабри — Перо, практически не влияет на бистабильные характеристики прибора и для расчета можно использовать приближение средней интенсивности.

Список литературы

1. Agrawal G. P., Flytzanis C. // IEEE Quantum Electron.—1981.—V. QE—17.—№ 3.—Р. 374.
2. Иванова Н. А., Рубанов А. С., Толстик А. Л., Чалей А. В. // ЖПС.—1985.—Т. 43.—№ 3.—С. 435.
3. Agrawal G. P. // J. Opt. Soc. Amer.—1983.—V. 73.—№ 5.—Р. 654.
4. Кабанов В. В., Рубанов А. С. // Докл. АН БССР.—1980.—Т. 24.—№ 1.—С. 34.

Поступила в редакцию 22.02.85.

УДК 535.012.2

Л. И. БУРОВ, Е. С. ВОРОПАЙ,
И. И. ГАНЧЕРЕНКО, В. А. САЕЧНИКОВ

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИИ РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОЙ НАКАЧКЕ

Обнаруженные для ряда красителей значительные эффекты светоиндуцированной оптической активности [1] и их насыщающийся характер [1—3] позволяют создавать высокоэффективные и стабильные динамически управляемые модуляторы света и оптические затворы. В связи с этим представляет интерес анализ влияния геометрии световых потоков, поскольку во всех выполненных до настоящего времени исследованиях использовалась параллельная геометрия [1—3]. В предлагаемой работе исследуется случай произвольных направлений распространения сильной и слабой (зондирующей) волн в кубически нелинейной среде, а также приведены некоторые экспериментальные данные для ортогонального варианта накачки, который весьма распространен в квантовой электронике, а следовательно, важен для практически реализуемых систем.

Применительно к растворам сложных молекул уравнение распространения слабой волны может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \underline{E}_1 = 2\pi i k_1 N I_0 F(\omega_0, \omega_1) \hat{S}_\perp \underline{E}_1, \quad (1)$$

где $\underline{E}_1$, k_1 , ξ , $\underline{n}_1$ — вектор амплитуды, волновое число, пространственная координата и единичный вектор направления распространения слабой волны соответственно; N — концентрация молекул в растворе; I_0 — интенсивность сильного поля; $F(\omega_0, \omega_1)$ — плавная частотная функция, сложным образом определяемая через дипольные моменты перехода, релаксационные параметры и функции равновесного распределения по колебательным подуровням [4]; $\hat{S}_\perp$ — ортогональная проекция тензора наведенной анизотропии, имеющая вид:

$$\hat{S}_\perp = \hat{I} + \underline{a} \cdot \underline{a}^* + \underline{a}^* \cdot \underline{a}, \quad (2)$$

$$\hat{I} = 1 - \underline{n}_1 \cdot \underline{n}_1, \quad \underline{a} = I \underline{e}_0, \quad (3)$$