Полуклассическая теория лазерной генерации на светоиндуцированных поляризационных решетках

Д. В. Новицкий, В. М. Катаркевич, Т. Ш. Эфендиев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by

В настоящей работе представлены основные положения полуклассической теории РОС-лазера, генерация в котором осуществляется за счет формирования в активной среде (растворе красителя) светоиндуцированных поляризационных решеток. Разработанная теоретическая схема основана на системе, включающей волновое уравнение для поляризованного лазерного излучения и уравнения для элементов матрицы плотности активной среды, моделируемой ансамблем по-разному ориентированных четырехуровневых молекул.

Ключевые слова: РОС-лазер на красителях, поляризационная решетка, матрица плотности, волновое уравнение.

Введение

В подавляющем числе опубликованных к настоящему времени работ, посвященных лазерам со светоиндуцированной распределенной обратной связью (РОС), возбуждение активной среды (раствора красителя) осуществлялось с помощью двух сходящихся когерентных световых пучков с S-поляризацией. В результате интерференции указанных пучков имеет место периодическая пространственная модуляция интенсивности возбуждающего поля, что приводит к соответствующей пространственной модуляции коэффициента усиления и показателя преломления активной среды (т.е. к формированию в ней динамической амплитудно-фазовой решетки). В этом случае развитие генерации в РОС-лазере происходит в результате брэгговской дифракции излучения на указанной решетке. Принципиально другой тип решеток может формироваться в среде при ее накачке с помощью двух сходящихся ортогонально-поляризованных пучков (пучки с S- и P-поляризацией, соответственно). При таких условиях возбуждения пространственная модуляция интенсивности результирующего поля накачки отсутствует, а имеет место пространственно-периодическое изменение состояния его поляризации. Вследствие анизотропии поглощения и испускания света молекулами красителей, в растворе красителя формируется решетка дихроизма усиления (поляризационная решетка), которая также может исполнять роль распределенного по длине активной среды резонатора.

Рассматриваемые решетки дихроизма усиления представляют собой разновидность поляризационных голограмм, исследующихся с начала 1970-х годов [1]. К настоящему времени опубликован ряд работ, посвященных получению и исследованию генерации узкополосного излучения в лазерах на красителях с РОС, обеспечиваемой светоиндуцированной решеткой поляризации [2-7]. В качестве активной среды РОС-лазеров использовались как жидкостные растворы красителей, так и активированные красителями тонкие пленки.

Результаты наших экспериментальных исследований показывают, что такие характеристики излучения РОС-лазеров с поляризационной решеткой, как ширина линии и максимальный КПД генерации практически совпадают с аналогичными параметрами РОС-лазеров на красителях с амплитудно-фазовой решеткой [8]. В то же время возможности управления поляризацией излучения генерации у первых явно шире. Эти факты требуют теоретического осмысления. Авторы работ [2-7] в своих попытках анализа в лучшем случае ограничивались качественными соображениями, нацеленными на объяснение характера поляризации генерируемого излучения при той или иной поляризации возбуждающих пучков. В статье [9] нами была предложена простая модель РОС-лазера на светоиндуцированной поляризационной решетке, основанная на полуфеноменологических балансных (скоростных) уравнениях для концентрации возбужденных молекул и плотности фотонов генерации, причем рассматриваемые величины, усреднялись по длине решетки возбуждения. С помощью этой модели удалось описать динамику генерации во времени, энергетические и поляризационные характеристики лазерного излучения. В частности, была построена зависимость энергии генерации от энергии накачки, которая содержит характерные особенности (перегибы), отмечающие появление каждого следующего лазерного импульса. Результаты расчетов в рамках данной модели находятся в хорошем качественном соответствии с данными экспериментальных измерений.

Тем не менее, представляется необходимым разработать более последовательную теоретическую схему, основанную на полуклассической трактовке взаимодействия света и вещества. Это позволит не только лучше понять процессы, происходящие в системе, но и получать более надежные результаты при рассмотрении режима накачки короткими (пикосекундными) импульсами. В настоящей работе предпринята попытка построения такой теории.

1. Материальные уравнения активной среды

Отправным пунктом теории является система уравнений для диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности [10, 11]:

$$\frac{\partial \rho_{jj}}{\partial t} = \sum_k (V_{jk} e^{i\omega_{jk}t} \rho_{kj} - V_{kj} e^{i\omega_{kj}t} \rho_{jk}) - \sum_k (d_{jk}\rho_{jj} - d_{kj}\rho_{kk}), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho_{kj}}{\partial t} = \sum_{l \neq k, j} (V_{kl} e^{i\omega_{kl}t} \rho_{lj} - V_{lj} e^{i\omega_{lj}t} \rho_{kl}) + V_{kj} e^{i\omega_{kj}t} (\rho_{jj} - \rho_{kk}) - \gamma_{kj}\rho_{kj}, \tag{2}$$

где $V_{kj} = \frac{i}{\hbar}\mathbf{p}_{kj} \cdot \mathbf{E}$ – матричный элемент оператора взаимодействия, $\mathbf{p}_{kj}$ и ω_{kj} – дипольный момент и частота перехода с уровня k на уровень j, $\mathbf{E}$ – напряженность действующего электрического поля, d_{kj} – вероятности спонтанных и неоптических переходов, γ_{kj} – ширины соответствующих спектральных линий, $\hbar$ – постоянная Планка. Кроме того, $\mathbf{p}_{kj} = \mathbf{p}^*_{jk}$, $\rho_{kj} = \rho^*_{jk}$ и $\sum_j \rho_{jj} = 1$.

Будем считать активную среду набором четырехуровневых частиц, на которые действуют два поля – поле накачки $\mathbf{E}_p e^{-i\omega_p t}$ и поле генерируемого излучения $\mathbf{E}_g e^{-i\omega_g t}$. Первое из них действует на переход $0 \to 3$, а второе – на переход $1 \to 2$, причем для простоты ограничимся случаем точного резонанса, когда $\omega_p = \omega_{30}$ и $\omega_g = \omega_{21}$. Другими словами, частицы возбуждаются с уровня 0 на уровень 3, оттуда безызлучательно переходят на метастабильный уровень 2, с которого перескакивают на уровень 1 с испусканием света; уровень 1 также опустошается безызлучательно, и частицы вновь оказываются на уровне 0. Тогда для компонент матрицы плотности будем иметь следующий набор уравнений:

$$\frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)^* \rho_{30} - \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)\rho_{30}^* + d_{10}\rho_{11}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)^* \rho_{21} - \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)\rho_{21}^* - d_{10}\rho_{11} + d_{21}\rho_{22}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)^* \rho_{21} + \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)\rho_{21}^* - d_{21}\rho_{22} + d_{32}\rho_{33}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)^* \rho_{30} + \frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)\rho_{30}^* - d_{32}\rho_{33}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho_{30}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)(\rho_{33} - \rho_{00}) - \gamma_{30}\rho_{30}, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)(\rho_{22} - \rho_{11}) - \gamma_{21}\rho_{21}, \tag{8}$$

где $\mathbf{p}_p = \mathbf{p}_{30}$, $\mathbf{p}_g = \mathbf{p}_{21}$, а также пренебрегается спонтанными переходами на частоте накачки ($d_{30} = 0$). Введем инверсные населенности $N_{21} = \rho_{22} - \rho_{11}$ и $N_{30} = \rho_{33} - \rho_{00}$, а также времена продольной ($T_1 = 1/d_{21}$) и поперечной ($T_2 = 1/\gamma_{21}, T_2^* = 1/\gamma_{30}$) релаксации. Полагая, что времена релаксации много меньше времени пробега излучением активной среды, можно ограничиться квазистационарным приближением по недиагональным элементам:

$$\frac{\partial \rho_{30}}{\partial t} = 0,\ \rho_{30} = -\frac{i}{\hbar}T_2^*(\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p)N_{30}, \tag{9}$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = 0,\ \rho_{21} = -\frac{i}{\hbar}T_2(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)N_{21}. \tag{10}$$

Вычитая (4) из (5), получим уравнение для инверсной населенности на генерационном переходе:

$$\frac{\partial N_{21}}{\partial t} = -2\frac{T_2}{\hbar^2}|\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g|^2 N_{21} + 2\frac{T_2^*}{\hbar^2}|\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p|^2 (1 - N_{21}) - \frac{N_{21}}{T_1}, \tag{11}$$

где использовано предположение о быстром опустошении уровней 1 и 3 и квазистационарное приближение в уравнениях (4) и (6), откуда также следует $N_{30} \approx N_{21} - 1$. Первый и третий члены в правой части (11) отвечают за вынужденное и спонтанное испускание на частоте генерации, а второй описывает возбуждение среды полем накачки.

Найденное из (11) значение инверсной населенности подставляется в выражение для поляризации среды на частоте генерации, которое с учетом (10) имеет вид:

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_{12}\rho_{21}N_a e^{-i\omega_g t} = -\frac{i}{\hbar}T_2 N_a \mathbf{p}_g^*(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g)e^{-i\omega_g t}N_{21} = \mathbf{P}_g e^{-i\omega_g t}, \tag{12}$$

где N_a – концентрация частиц в активной среде.

2. Поляризационная решетка

В интересующем нас случае РОС-лазера на молекулах красителя активная среда, описываемая уравнениями из предыдущего раздела, возбуждается двумя ортогонально поляризованными пучками, создающими в плоскости xz поляризационную решетку. Эффективность накачки, как видно из уравнения (11), определяется произведением дипольного момента и полного поля возбуждающего излучения и может быть рассчитана согласно [9]:

$$|\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{E}_p|^2 = |\mathbf{p}_p|^2 |\mathbf{E}_p|^2 \; f_{exc}(z, \theta, \varphi), \tag{13}$$

где $f_{exc}(z,\theta,\varphi) = A(\theta,\varphi) + B(\theta,\varphi)\cos\left(2\pi\frac{z}{\Lambda}\right)$, $\Lambda = \frac{\pi}{k\sin\beta} = \frac{\lambda_p}{2\sin\beta}$ – период решетки, $A(\theta,\varphi) = I_1\sin^2\theta\cos^2\varphi + I_2\left(\sin^2\beta\sin^2\theta\sin^2\varphi + \cos^2\beta\cos^2\theta + \frac{1}{2}\sin 2\beta\sin 2\theta\sin\varphi\right)$ и $B(\theta,\varphi) = \sqrt{I_1 I_2}\left(\sin\beta\sin^2\theta\sin 2\varphi + \cos\beta\sin 2\theta\cos\varphi\right)$ – вспомогательные функции, $I_{1,2}$ – коэффициенты, показывающие, какая доля полной интенсивности пучка накачки $|\mathbf{E}_p|^2 = I_0\exp(-t^2/\tau^2)$ содержится в каждой из двух падающих волн (τ – длительность импульса накачки). Углы θ и φ задают ориентацию молекул среды. Таким образом, уравнения (11) и (12) с учетом (13) описывают динамику молекул определенной ориентации, находящихся в данной точке активной среды z.

Поле генерации $\mathbf{E}_g = E_x\mathbf{x} + E_y\mathbf{y}$ распространяется вдоль оси z и включает две компоненты – вдоль осей x и y. Если считать, что диполь $\mathbf{p}_g$ ориентирован так же, как $\mathbf{p}_p$ (отсутствие вращательной деполяризации), то для соответствующих произведений из уравнений (11) и (12) будем иметь $\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g = |\mathbf{p}_g|(E_x\cos\varphi + E_y\sin\varphi)\sin\theta$ и $\mathbf{p}_g^*(\mathbf{p}_g \cdot \mathbf{E}_g) = |\mathbf{p}_g|^2 (E_x\cos\varphi + E_y\sin\varphi)(\mathbf{x}\cos\varphi + \mathbf{y}\sin\varphi)\sin^2\theta$. При рассмотрении распространения волны на частоте генерации имеет смысл перейти к усредненной по ориентациям молекул поляризации $\overline{\mathbf{P}}_g = \iint \mathbf{P}_g(\theta,\varphi)\sin\theta d\theta d\varphi$. Тогда волновое уравнение, описывающее распространение лазерного излучения в системе, можно представить в следующем виде:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right](\mathbf{E}_g e^{-i\omega_g t}) = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\overline{\mathbf{P}}_g e^{-i\omega_g t}), \tag{14}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость активной среды, c – скорость света в вакууме.

Заключение

В настоящей работе получен набор уравнений (11), (12) и (14), совместное решение которых дает информацию о развитии генерации двух ортогонально-поляризованных компонент лазерного излучения в пространстве и времени на поляризационной решетке, задаваемой соотношением (13). Далее планируется провести численное решение полученных уравнений и проанализировать условия развития генерации.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект Ф15-042).

Литература

1. Какичашвили Ш. Д. / О поляризационной записи голограмм // Оптика и спектроскопия. – 1972. – Т. 33, № 2. – С. 324-327.
2. Lo D., Ye C., Wang J. / Distributed feedback laser action by polarization modulation // Appl. Phys. B. – 2003. – Vol. 76, № 6. – P. 649-653.
3. Polarization and threshold energy variation of distributed feedback lasing of oxazine dye in zirconia waveguides and in solutions / C. Ye et al. // Appl. Phys. B. – 2004. – Vol. 78, № 2. – P. 189-194.
4. Chen F., Gindre D., Nunzi J.-M. / Tunable circularly polarized lasing emission in reflection distributed feedback dye lasers // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16, № 21. – P. 16746-16753.
5. Gindre D., Nunzi J.-M., Vesperini A. / Lifetime measurement of polarization gratings in polymer thin films by spectral analysis of the distributed feedback laser emission // Nonlinear Optics and Quantum Optics. – 2007. – Vol. 36, № 3-4. – P. 207-215.
6. Near-infrared distributed feedback solgel lasers by intensity modulation and polarization modulation / J. Wang et al. // Appl. Opt. – 2011. – Vol. 50, № 33. – P. 6248-6253.
7. Chen F. / Polarization characteristics of a near infrared distributed feedback dye laser operated at the first, second and third orders of Bragg condition // Opt. Commun. – 2013. – Vol. 294 – P. 260–266.
8. Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. / Субнаносекундный лазер на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью на основе пространственной решетки дихроизма усиления // Сборник научных трудов IV Конгресса физиков Беларуси (24–26 апреля 2013 г., Минск). – Мн.: Ковчег, 2013. – С. 84-85.
9. Novitsky D. V., Katarkevich V. M., Efendiev T. Sh. / Dynamics of DFB dye lasing by polarization modulation: simulations and experiment // Laser Phys. Lett. – 2016. – Vol. 13, № 2. – P. 025002.
10. Апанасевич П. А. Основы теории взаимедействия света с веществом. – Мн.: Наука и техника, 1977. – 496 с.
11. Веремеенко Т. В., Корольков М. В. Численное моделирование нестационарного режима генерации лазеров с распределенной обратной связью. – Мн., 1990. – 26 с. – (Препринт / АН БССР, Ин-т математики; № 31 (431)).

Semiclassical theory of lasing on light-induced polarization gratings

D. V. Novitsky, V. M. Katarkevich, T. Sh. Efendiev

Institute of Physics NASB, 220072 Minsk, Belarus
E-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by

In this paper, we present the main theses of the semiclassical theory of DFB lasing due to formation in an active medium (dye solution) of light-induced polarization gratings. The theoretical scheme proposed is based on the set of equations which includes the wave equation for polarized laser radiation and the equations for the elements of density matrix of the active medium represented as an ensemble of four-level molecules with different orientations.

Keywords: DFB dye laser, polarization grating, density matrix, wave equation.