Релаксационные колебания в биполяризационном Nd : YAG-лазере с резонатором Фабри – Перо

П.А.Хандохин

На основе модели биполяризационного лазера, учитывающей реальные ориентации поглощающих и излучающих диполей активных центров в элементарной ячейке монокристалла Nd : YAG, показано, что для возникновения низкочастотных релаксационных колебаний необходимо участие обоих конкурирующих каналов накачки через линейно и циркулярно поляризованные дипольные переходы.

Ключевые слова: *лазер, поляризационная мода, наведенная анизотропия усиления, релаксационные колебания.*

1. Введение

При малой амплитудной анизотропии резонатора, как правило, наблюдается биполяризационный режим генерации. Возможность генерации на ортогонально поляризованных модах способствует решению различных фундаментальных и прикладных задач. В частности, изучение особенностей генерации таких биполяризационных лазеров привлекательно с точки зрения их потенциального применения в телекоммуникациях, засекречивании данных, в спектроскопии и т. д. [1]. Неотъемлемой особенностью твердотельных лазеров являются релаксационные колебания, которые в экспериментах проявляются в виде резонансных пиков на их частотах в спектрах флуктуаций интенсивностей как поляризационных мод, так и суммарной интенсивности излучения [2 – 5]. Релаксационные колебания подразделяются на синфазные и противофазные [6]. Низкочастотные противофазные релаксационные колебания видны только в спектрах флуктуаций интенсивностей поляризационных мод. При регистрации суммарной интенсивности эти колебания компенсируются и практически не наблюдаемы [4]. Синфазные релаксационные колебания видны в спектрах как отдельных мод, так и суммарной интенсивности.

Изучение релаксационных колебаний позволяет исследовать устойчивость стационарного режима генерации и предсказать условия потери устойчивости и возникновения нестационарного режима. Все это свидетельствует о важности исследования влияния взаимодействия поляризационных мод на динамику лазерной генерации и на спектр релаксационных колебаний [7].

2. Модель Nd : YAG-лазера с линейно поляризованной накачкой

В работе [8] предложена модель биполяризационного Nd : YAG-лазера на основе резонатора Фабри – Перо, в которой при описании взаимодействий с линейно поляризованным полем накачки и полями эллиптически поляризованных ортогональных мод учитываются реальные поляризационные свойства резонансных переходов девяти различных групп активных ионов в элементарной ячейке кристаллической матрицы. Симметрия этих состояний схематически показана на рис.1, где p_i, q_i, и r_i ($i = 1, 2, 3$) обозначают локальные ортогональные оси C_2-симметрии [9, 10]. Дипольные моменты поглощающих и излучающих переходов ориентированы вдоль этих осей в соответствии с правилами отбора для магнито- и электродипольных переходов [11, 12]. Рассматривается модель с ориентацией кристалла [100] и поляризованным излучением лазера накачки

$$\boldsymbol{E}_{\rm p} = (1/2)|\boldsymbol{E}_{\rm p}|(\boldsymbol{y}^0\cos\Psi_{\rm p} + \boldsymbol{z}^0\sin\Psi_{\rm p})\exp({\rm i}\omega_{\rm p}t) + {\rm c.c.}, \qquad (1)$$

направленным вдоль оси резонатора, которая совпадает с кристаллографической осью X. Предполагается, что происходит одночастотная генерация на двух ортогонально поляризованных продольных модах резонатора,

$$\boldsymbol{E} = (1/2)(E_1\boldsymbol{U}_1 + E_2\boldsymbol{U}_2)\exp({\rm i}\omega t) + {\rm c.c.}, \qquad (2)$$

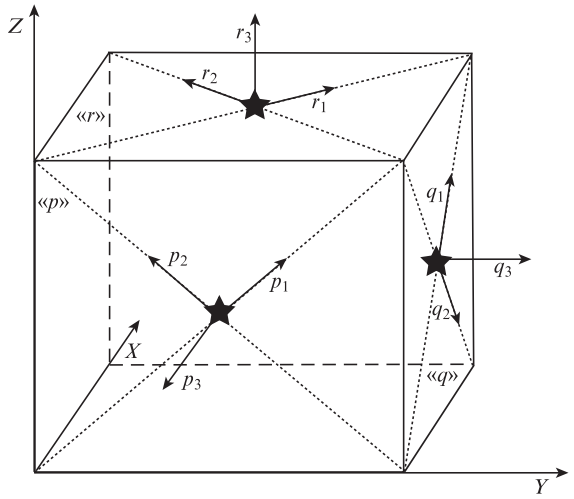

Рис.1. Возможные положения активных ионов Nd^{3+} (обозначены звездочкой) в элементарной ячейке кристаллической матрицы алюмоиттриевого граната (YAG).

П.А.Хандохин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khando@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 13 января 2020 г., после доработки – 15 апреля 2020 г.

имеющих одинаковую пространственную структуру поля

$$\boldsymbol{U}_m = \sqrt{2}\,\boldsymbol{e}_m^0 \cos kx \tag{3}$$

и ортогональные орты $\boldsymbol{e}_m^0$ двух собственных поляризаций

$$(\boldsymbol{e}_1^0 \cdot \boldsymbol{e}_2^{0*}) = (\boldsymbol{e}_1^{0*} \cdot \boldsymbol{e}_2^0) = 0\,.$$

Здесь $E_{1,2}$ – медленно меняющиеся комплексные амплитуды ортогонально поляризованных полей; ω – несущая частота генерируемых колебаний. Каждый орт $\boldsymbol{e}_{1,2}^0$ в общем случае можно представить в виде суммы двух проекций на направления $\boldsymbol{y}^0$ и $\boldsymbol{z}^0$ главных осей эллипсов собственных поляризаций лазерного поля,

$$\boldsymbol{e}_1^0 = \boldsymbol{y}^0 \cos\theta + \mathrm{i}\boldsymbol{z}^0 \sin\theta\,, \tag{4}$$

$$\boldsymbol{e}_2^0 = \mathrm{i}\boldsymbol{y}^0 \sin\theta + \boldsymbol{z}^0 \cos\theta\,, \tag{5}$$

в которых угол θ определяет параметр эллиптичности поляризационных мод $\varepsilon = |\tan\theta|^2$.

Динамика генерации биполяризационного лазера может быть описана следующей системой уравнений [8]:

$$\begin{gathered}\frac{\mathrm{d}E_m}{\mathrm{d}\tau} = \mathrm{i}(-1)^m \delta E_m - \frac{G}{2}E_m + \frac{G}{L}\sum_s \int_x \Big[(\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}^{\sigma_+ s}\boldsymbol{E})N_+^s(\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}^{\sigma_+ s}\boldsymbol{U}_m)^* \\ +(\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}^{\sigma_- s}\boldsymbol{E})N_-^s(\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}^{\sigma_- s}\boldsymbol{U}_m)^*\Big]\mathrm{d}x\,,\ m = 1, 2, \\ \frac{\partial N_\pm^s}{\partial\tau} = gA_s - N_\pm^s\big[1 + |(\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}^{\sigma_\pm s}\boldsymbol{E})|^2\big], \\ s = p_1, p_2, p_3, q_1, q_2, q_3, r_1, r_2, r_3,\end{gathered} \tag{6}$$

где

$$\begin{gathered}A_s \equiv A_s^\pi + \frac{1}{2}(A_s^{\sigma_+} + A_s^{\sigma_-}) = \frac{b_1|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\pi s})|^2}{b_1|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\pi s})|^2 + 1} \\ +\frac{1}{2}\left[\frac{b_2|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\sigma_+ s})|^2}{b_2|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\sigma_+ s})|^2 + 1} + \frac{b_2|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\sigma_- s})|^2}{b_2|(\boldsymbol{e}_{\mathrm{p}}^0\boldsymbol{e}_{\mathrm{a}}^{\sigma_- s})|^2 + 1}\right].\end{gathered} \tag{7}$$

Здесь $\tau = t/T_1$; $G = T_1/T_{\mathrm{c}}$; $g = T_1/\tau_2$; $T_1, T_{\mathrm{c}}, \tau_2$ – времена жизни инверсии населенностей, поля в резонаторе и верхнего уровня поглощающего перехода соответственно; $\delta = (\omega_{\mathrm{c}}^{(1)} - \omega_{\mathrm{c}}^{(2)})T_1$; $\omega_{\mathrm{c}}^{(1),(2)}$ – собственные частоты поляризационных мод, которые в отсутствие фазовой анизотропии резонатора совпадают;

$$\begin{gathered}b_1 = b_1^0 A = \frac{\tau_2 T_{\mathrm{a}}^\pi |\mu_{\mathrm{a}}^\pi|^2}{\hbar^2}\mathrm{Re}(L_{\mathrm{a}}^\pi)|E_{\mathrm{p}}|^2; \\ b_2 = b_2^0 A = \frac{\tau_2 T_{\mathrm{a}}^\sigma |\mu_{\mathrm{a}}^{\sigma_\pm}|^2}{\hbar^2}\mathrm{Re}(L_{\mathrm{a}}^{\sigma_\pm})|E_{\mathrm{p}}|^2;\end{gathered} \tag{8}$$

$A = |E_{\mathrm{p}}|^2$–параметр накачки; $L_{\mathrm{a}}^{\pi,\sigma_\pm} = \big[1 - \mathrm{i}(\omega_{\mathrm{p}} - \omega_{\mathrm{a}0}^{\pi,\sigma_\pm})T_{\mathrm{a}}^{\pi,\sigma_\pm}\big]^{-1}$; $\mu_{\mathrm{a}}^{\pi,\sigma_\pm}$, $\omega_{\mathrm{a}0}^{\pi,\sigma_\pm}$, $(T_{\mathrm{a}}^{\pi,\sigma_\pm})^{-1}$ – дипольные моменты переходов, центральные частоты и полуширины однородных линий поглощения соответствующих переходов; ω_{p} – частота излучения лазера накачки. Выражения для ортов линейно и циркулярно поляризованных дипольных моментов поглощающих переходов активных центров, расположенных в гранях «p», «q» и «r» (рис.1), можно найти в работе [8].

3. Результаты численного моделирования и их сравнение с данными эксперимента

Система (6) описывает все особенности низкочастотной динамики твердотельных лазеров с линейно поляризованной лазерной накачкой. Исследование динамического поведения лазера начинается с нахождения стационарного решения системы (6) и анализа поведения изображающей точки на фазовой плоскости при отклонении переменных от стационарного состояния. Линеаризация системы в окрестности стационарного состояния позволяет найти ее собственные векторы, собственные комплексно-сопряженные числа

$$\lambda_j^\pm = \delta_j \pm \mathrm{i}\Omega_j, \quad j = 1, 2, 3,$$

характеризующие релаксационные колебания, а также несколько отрицательных действительных корней λ_k ($k = 1-6$) характеристического уравнения. Отрицательность реальных частей собственных комплексно-сопряженных чисел говорит о том, что это стационарное состояние устойчиво: амплитуда всякого малого возмущения экспоненциально затухает. При этом процесс релаксации к состоянию равновесия носит колебательный характер. Мнимая часть собственных комплексно-сопряженных чисел Ω_j определяет частоту этих релаксационных колебаний, а декремент δ_j – скорость их затухания.

На рис.2 показано поведение интенсивностей лазерных мод, частот и декрементов релаксационных колебаний в зависимости от параметра накачки A при участии разных поглощающих диполей. Как отмечалось выше, в спектре релаксационных колебаний можно выделить две группы: синфазные релаксационные колебания $\{\Omega_1, \delta_1\}$ и релаксационные колебания $\{\Omega_2, \delta_2\}$, $\{\Omega_3, \delta_3\}$, обусловленные поляризационным взаимодействием мод и отвечающие за противофазное поведение ортогонально поляризованных мод. На рис.2,*а* доминирующее влияние на процесс накачки оказывают циркулярно поляризованные диполи ($b_1 \neq 0$, $b_2 \neq 0$, но $b_2 \gg b_1$). При выбранной ориентации поляризации накачки ($\Psi_{\mathrm{p}} = 0$) благодаря наведенной анизотропии усиления интенсивность первой моды I_1 значительно превышает интенсивность второй моды I_2. На рис.2,*б* главная роль отведена линейно поляризованным диполям ($b_1 \gg b_2$), которые ортогональны циркулярно поляризованным диполям. В этом случае преимуществом обладает вторая мода: $I_2 \gg I_1$. В обоих случаях увеличение параметра накачки приводит к неустойчивости стационарного режима, обусловленной бифуркацией Хопфа на частоте релаксационного колебания $\{\Omega_3, \delta_3\}$: при $A \geqslant A_{\mathrm{cr}}$ декремент $\delta_3 \geqslant 0$ и релаксационные колебания из затухающих превращаются в незатухающие автомодуляционные колебания на частоте $\Omega_m \approx \Omega_3$ [8]. Как отмечается в этой работе, неустойчивость обусловлена конкурентным взаимодействием двух каналов накачки, каждый из которых поддерживает ортогональную поляризационную моду. Выключение одного из конкурирующих каналов приводит к почти радикальным изменениям в спектре релаксационных колебаний и в динамическом поведении лазера. При чисто одноканальном возбуждении активной среды низкочастотные релаксационные ко-

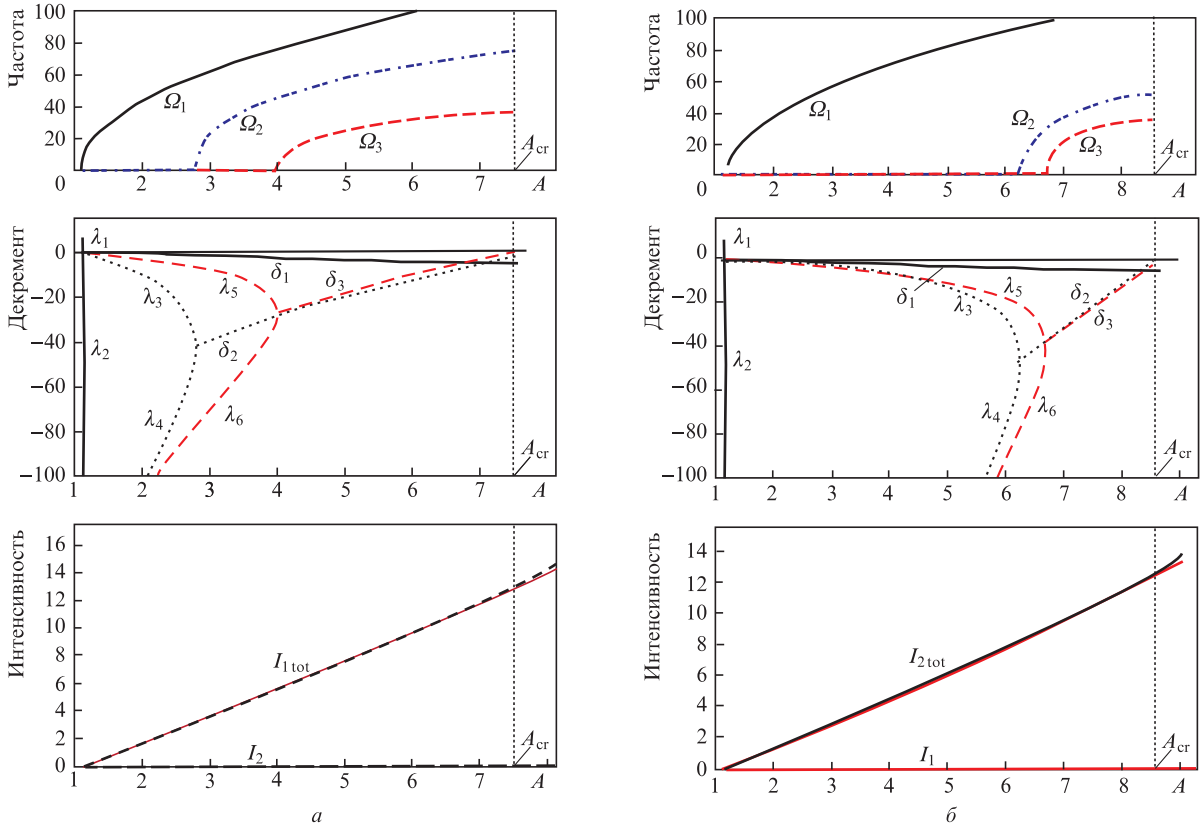

Рис.2. Поведение интенсивностей лазерных мод, частот и декрементов релаксационных колебаний в зависимости от параметра накачки A при участии разных поглощающих диполей и $G = 1000$, $A = 5$, $\Psi_p = 0$, $\theta = 0$; $b_1 = 0.0001$, $b_2 = 0.0022$ (*а*), $b_1 = 0.0022$, $b_2 = 0.0001$ (*б*).

лебания $\{\Omega_2, \delta_2\}$, $\{\Omega_3, \delta_3\}$ либо вообще не возникают ($b_2 = 0$, рис.3,*б*), либо возникают при большом уровне накачки ($b_1 = 0$, рис.3,*а*). При этом режим стационарной генерации остается устойчивым при любых уровнях накачки.

Сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных исследований низкочастотной динамики твердотельных лазеров [9, 10] позволяет сделать вывод о том, что для корректного описания динамики

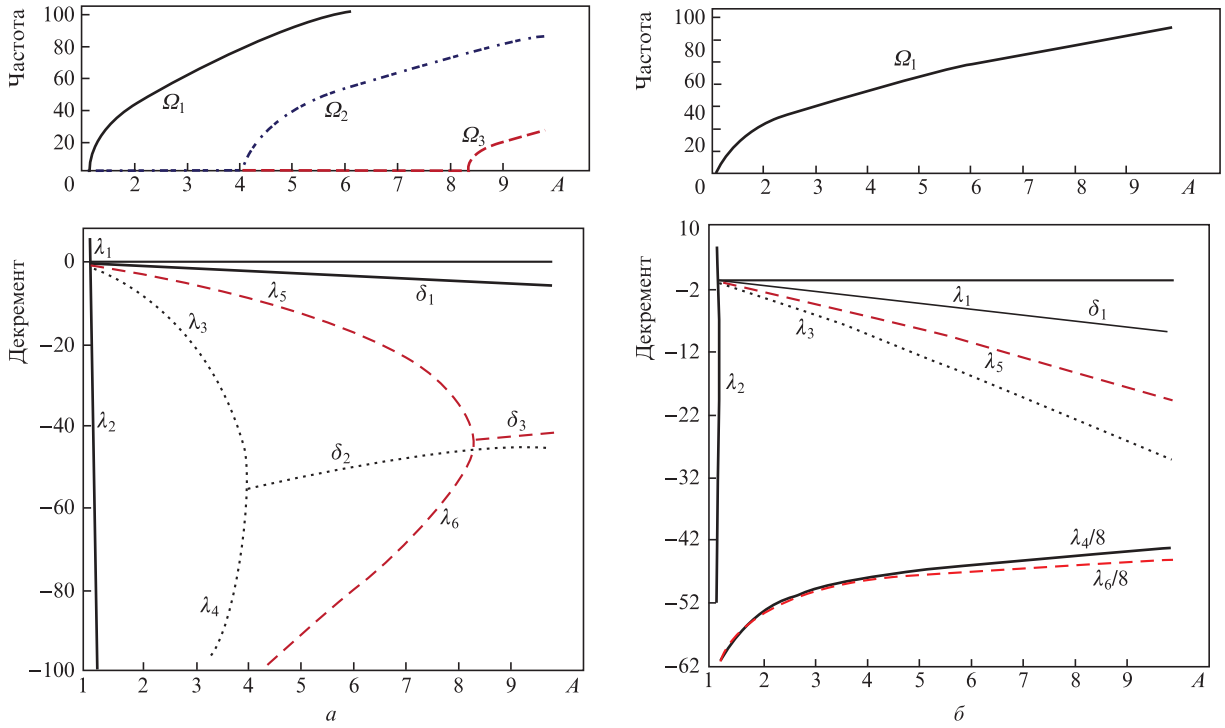

Рис.3. Поведение частот и декрементов релаксационных колебаний в зависимости от параметра накачки A при чисто одноканальном типе накачки и $G = 1000$, $A = 5$, $\Psi_p = 0$, $\theta = 0$; $b_1 = 0$, $b_2 = 0.0022$ (*а*), $b_1 = 0.0022$, $b_2 = 0$ (*б*).

Nd:YAG-лазеров необходимо учитывать оба канала накачки. Только в этом случае (см. рис.2), как и в эксперименте, наблюдаются все три вида релаксационных колебаний: синфазные релаксационные колебания $\{\Omega_1, \delta_1\}$ и противофазные релаксационные колебания $\{\Omega_2, \delta_2\}$, $\{\Omega_3, \delta_3\}$.

Таким образом, представленная в работе [8] модель биполяризационного Nd:YAG-лазера, учитывающая реальные ориентации поглощающих и излучающих диполей активных центров в элементарной ячейке монокристалла, позволила выяснить условия возникновения низкочастотных релаксационных колебаний. Показано, что для этого необходимо участие обоих конкурирующих каналов накачки через линейно и циркулярно поляризованные дипольные переходы.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0035-2014-0018).

1. Czarske J.W., Mueller H. *Opt. Commun.*, **114**, 223 (1995).
2. Хандохин П.А. *Квантовая электроника*, **36**, 1161 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 1161 (2006)].
3. Иевлев И.В., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **36** (3), 228 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (3), 228 (2006)].
4. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **47**, 813 (2004) [*Radiophys. Quantum Electron.*, **47**, 729 (2004)].
5. Zhang Sha., Tan Y., Zhang Shu. *J.Opt.*, **17**, 045703 (2015).
6. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
7. *Polarization Effects in Lasers and Spectroscopy*, **10** (1), (1998); **3** (2), (2001).
8. Миловский Н.Д., Хандохин П.А. *Квантовая электроника*, **49**, (5), 497 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (5), 497 (2019)].
9. Bayerer R., Heber J., Mateika D. *Z.Phys. B*, **64**, 201 (1986).
10. San Y., Wang G.M., Cone R.L., Equall R.W., Leask M.J.M. *Phys. Rev. B*, **62**, 15443 (2000).
11. Феофилов П.П. *УФН*, **58**, 69 (1956).
12. Феофилов П.П., Каплянский А.А. *УФН*, **76**, 201 (1962) [*Sov. Phys. Usp.*, **5** 79 (1062)].