

Динамика биполяризационного Nd:YAG-лазера с частично поляризованным излучением накачки

П.А.Хандохин

Предложена модель биполяризационного Nd:YAG-лазера с частично поляризованным излучением накачки, обеспечивающим конкурентное усиление поляризационных мод. Предсказан новый вид неустойчивости, аналогичной той, что была впервые обнаружена в работе [1]. Обсуждается возможность экспериментальной проверки предсказаний.

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

1. Введение

Предложенная в работах [1, 2] модель, учитывающая реальное расположение активных центров в элементарной ячейке алюмоиттриевого граната, хорошо описывает наблюдавшиеся в экспериментах [3–5] основные черты эффекта наведенной анизотропии усиления и низкочастотной динамики твердотельных лазеров. Предсказываемый этой моделью новый вид неустойчивости обусловлен наличием двух ортогонально поляризованных типов поглощающих дипольных переходов. Для экспериментальной проверки предсказаний развитой теории было предложено использовать перестраиваемый по длине волны лазер накачки, чтобы иметь возможность управлять вкладами π - и σ -переходов в процесс накачки.

В настоящей работе рассматривается возможность использования частично поляризованного излучения накачки путем добавления второго источника, ортогонально поляризованного первому источнику излучения. Тем самым в противовес двум ортогональным каналам поглощения, связанным непосредственно с активной средой и рассмотренным в работе [1], нами предлагается использовать два ортогонально поляризованных внешних источника накачки при наличии только одного типа поглощающих переходов (либо π -, либо σ -переход).

2. Неполяризованная накачка

Смоделировать частично или полностью неполяризованное излучение можно с помощью двух источников с ортогональными поляризациями излучения. Управляя интенсивностями излучения от этих источников, можно управлять степенью поляризации излучения накачки. Комбинированное поле излучения накачки, направленное вдоль оси резонатора, совпадающей с кристаллографической осью X, введем в виде суммы двух полей (рис.1):

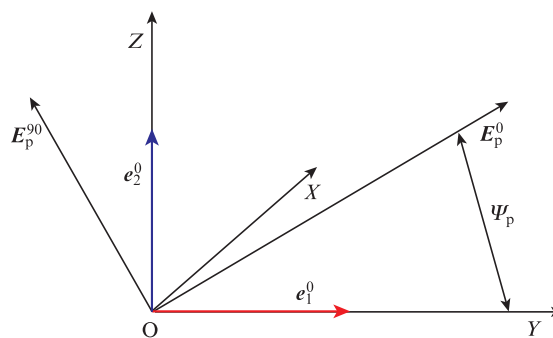


Рис.1. Схема комбинированного поля излучения накачки, направленного вдоль оси резонатора, которая совпадает с кристаллографической осью X.

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_p^0 + \mathbf{E}_p^{90},$$

где

$$\mathbf{E}_p^0 = |\mathbf{E}_p^0| \mathbf{e}_p^0 = |\mathbf{E}_p^0| (y^0 \cos \Psi_p + z^0 \sin \Psi_p); \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_p^{90} = |\mathbf{E}_p^{90}| [y^0 \cos(\Psi_p + 90) + z^0 \sin(\Psi_p + 90)]$$

или

$$\mathbf{E}_p^{90} = |\mathbf{E}_p^{90}| \mathbf{e}_p^{90} = |\mathbf{E}_p^{90}| (-y^0 \sin \Psi_p + z^0 \cos \Psi_p). \quad (2)$$

Для управления интенсивностями ортогональных компонент излучения введем параметр Δ_p следующим образом:

$$|\mathbf{E}_p^0|^2 = |\mathbf{E}_p|^2 \cos^2 \Delta_p, \quad |\mathbf{E}_p^{90}|^2 = |\mathbf{E}_p|^2 \sin^2 \Delta_p.$$

При изменении Δ_p интенсивность суммарного излучения накачки остается постоянной:

$$|\mathbf{E}_p^0|^2 + |\mathbf{E}_p^{90}|^2 = |\mathbf{E}_p|^2.$$

При $\Delta_p = \pi/4$ излучение накачки становится поляризованным циркулярно. В этом случае вместо одного набора параметров $\{A_q, b_1, b_2\}$, как в работе [1], появляются два вида A_q^0 и A_q^{90} и две пары параметров b_1^0, b_2^0 и b_1^{90}, b_2^{90} . Для большей наглядности заменим индексы «1»

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

Поступила в редакцию 29 декабря 2020 г., после доработки – 7 апреля 2021 г.

и «2» на индексы «π» и «σ»: $b_{\pi}^{0,90} \equiv b_1^{0,90}$ и $b_{\sigma}^{0,90} \equiv b_2^{0,90}$. Тогда имеем

$$b_{\pi}^0 = b_{\pi}A^0 = \frac{\tau_2 T_a^{\pi} |\mu_a^{\pi}|^2}{\hbar^2} \text{Re}(L_{\pi}^{\pi}) |E_p^0|^2, \tag{3}$$

$$b_{\sigma}^0 = b_{\sigma}A^0 = \frac{\tau_2 T_a^{\sigma} |\mu_a^{\sigma}|^2}{\hbar^2} \text{Re}(L_{\sigma}^{\sigma}) |E_p^0|^2,$$

$$b_{\pi}^{90} = b_{\pi}A^{90} = b_{\pi}|E_p^{90}|^2, \quad b_{\sigma}^{90} = b_{\sigma}A^{90} = b_{\sigma}|E_p^{90}|^2, \tag{4}$$

где $A^{0,90} = |E_p^{0,90}|^2$; $A = A^0 + A^{90}$ – параметр накачки;

$$A_q^0 = \frac{b_{\pi}^0 |e_p^0 e_a^{\pi q}|^2}{b_{\pi}^0 |e_p^0 e_a^{\pi q}|^2 + 1} + \frac{1}{2} \left(\frac{b_{\sigma}^0 |e_p^0 e_a^{\sigma+q}|^2}{b_{\sigma}^0 |e_p^0 e_a^{\sigma+q}|^2 + 1} + \frac{b_{\sigma}^0 |e_p^0 e_a^{\sigma-q}|^2}{b_{\sigma}^0 |e_p^0 e_a^{\sigma-q}|^2 + 1} \right); \tag{5}$$

$$A_q^{90} = \frac{b_{\pi}^{90} |e_p^{90} e_a^{\pi q}|^2}{b_{\pi}^{90} |e_p^{90} e_a^{\pi q}|^2 + 1} + \frac{1}{2} \left(\frac{b_{\sigma}^{90} |e_p^{90} e_a^{\sigma+q}|^2}{b_{\sigma}^{90} |e_p^{90} e_a^{\sigma+q}|^2 + 1} + \frac{b_{\sigma}^{90} |e_p^{90} e_a^{\sigma-q}|^2}{b_{\sigma}^{90} |e_p^{90} e_a^{\sigma-q}|^2 + 1} \right). \tag{6}$$

Смысл всех параметров и обозначений приведен в работе [1].

Таким образом, модификация предложенной в работе [1] модели биполяризованного Nd:YAG-лазера касает-

ся только расчета параметров накачки и никоим образом не затрагивает сами уравнения, описывающие поведение лазера. Поэтому следует ожидать возникновения неустойчивости, аналогичной той, что была предсказана в работе [1] при воздействии частично поляризованной накачки и наличии только одного канала поглощения: либо $b_{\pi} \neq 0, b_{\sigma} = 0$, либо $b_{\pi} = 0, b_{\sigma} \neq 0$. Это подтверждается численным интегрированием системы уравнений (15) работы [1], модифицированной на случай частично поляризованной накачки (1)–(6). На рис. 2,а приведены зависимости интенсивностей поляризационных мод, частот релаксационных колебаний и декрементов их затухания при изменении интенсивности частично поляризованного излучения накачки; соотношение интенсивностей ортогонально поляризованных компонент составляет

$$\frac{|E_p^{90}|^2}{|E_p^0|^2} = \frac{\sin^2 \Delta_p}{\cos^2 \Delta_p} = \frac{\sin^2 10^\circ}{\cos^2 10^\circ} = 0.025.$$

Из рис.2,а видно, что при достижении некоторого критического значения A^{cr} увеличение параметра накачки приводит к неустойчивости стационарного режима через бифуркацию Хопфа на частоте релаксационного колебания Ω_3 : при накачке $A \geq A^{cr}$ декремент δ_3 становится положительным. При этом малые возмущения системы уже не затухают и приводят к нестационарной генерации. На рис. 2,б представлены те же зависимости, но со строго линейно поляризованной накачкой при участии обоих каналов поглощения [2]. Качественное сходство рис.2,а и 2,б показывает, что причиной нестационарной генерации является конкурентное взаимодействие поляризационных

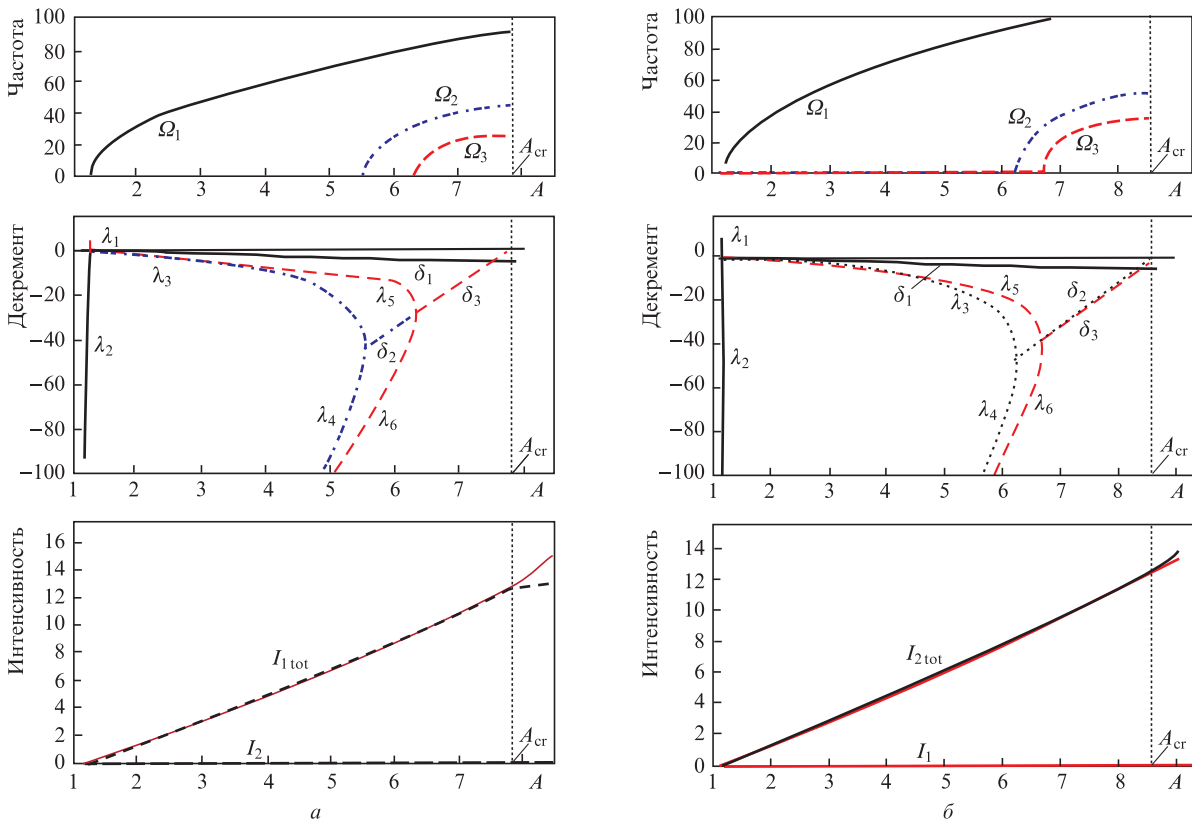


Рис.2. Поведение интенсивностей лазерных мод, частот и декрементов релаксационных колебаний в зависимости от параметра накачки A при участии только одного типа поглощающих диполей ($b_{\pi} = 0.002, b_{\sigma} = 0$) (а) и при преимущественном участии циркулярно поляризованных поглощающих диполей ($b_{\pi} = 0.0001, b_{\sigma} = 0.0022$) (б); $G = 1000, \Psi_p = 0$.

мод независимо от источников, поддерживающих их генерацию.

3. Заключение

Таким образом, предсказан новый вид неустойчивости динамического поведения биполяризационного Nd:YAG-лазера с частично поляризованным излучением накачки, обеспечивающим конкурентное усиление поляризационных мод, и предложен способ экспериментальной проверки теоретических предсказаний, который является технически более простым по сравнению с предлагаемым в работе [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0013).

1. Миловский Н.Д., Хандохин П.А. *Квантовая электроника*, **49** (5), 497 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (5), 497 (2019)].
2. Хандохин П.А. *Квантовая электроника*, **50** (9), 826 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (9), 826 (2020)].
3. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E. *Изв. вузов. Радиофизика*, **47**, 813 (2004) [*Radiophys. Quantum El.*, **47** (10–11), 729 (2004)].
4. Иевлев И.В., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **36** (3), 228 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (3), 228 (2006)].
5. Zhang Sha., Tan Y., Zhang Shu. *J. Opt.*, **17**, 045703 (2015).