

01;09

Влияние широкополосной частотной модуляции на конкуренцию ортогонально поляризованных мод двухмодового лазера

© В.И. Воронов

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия
E-mail: vvi_kai@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2019 г.

Принято к публикации 7 марта 2019 г.

В рамках численной модели изучено конкурентное взаимодействие ортогонально поляризованных мод в двухмодовом лазере при широкополосной частотной модуляции излучения. Этот вид модуляции реализуется за счет соответствующего изменения длины резонатора. Используемые в модели параметры активной среды характерны для He–Ne-лазеров с неоднородно уширенной линией усиления. Показано, что при определенных значениях частоты модуляции и девиации частоты можно существенно снизить негативные последствия конкуренции мод.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.10.47759.17734

Двухмодовые лазеры, в том числе лазеры на ортогонально поляризованных модах, находят применение в спектроскопии, интерферометрических измерительных системах, устройствах передачи информации и ряде других приложений [1–4]. Основные способы, позволяющие обеспечить генерацию ортогонально поляризованных мод, сводятся к установке в резонатор двулучепреломляющих пластин или клиньев. Наклон пластин или перемещение клиньев ортогонально лучевым трассам позволяет регулировать межмодовый интервал. От величины этого интервала и положения частот мод в контуре генерации зависит их конкурентное взаимодействие, которое во многих случаях приводит к неустойчивым автоколебательным режимам или одномодовой генерации.

Характеристики излучения лазеров на ортогонально поляризованных модах исследовались теоретически и экспериментально во многих работах. Среди публикаций, относящихся к изучению взаимодействия мод в условиях управления частотами, можно отметить работы [5,6], в которых представлена информация о поведении интенсивностей мод при изменении длины резонатора. В [7] изучались процессы установления ортогонально поляризованных мод в CO₂-лазере при сканировании их частот по контуру генерации. Анализ режимов синхронизации мод при узкополосной частотной модуляции и применению этого режима в системах передачи информации посвящены работы [8,9]. Вместе с тем влияние широкополосной частотной модуляции на конкуренцию ортогонально поляризованных мод не исследовалось.

В настоящей работе представлены результаты моделирования конкуренции ортогонально поляризованных мод при широкополосной частотной модуляции излучения. Как правило, в подобных исследованиях одно из зеркал устанавливается на пьезопреобразователь (чаще всего

на основе пьезокерамики), с помощью которого под действием приложенного переменного напряжения обеспечивается частотная модуляция. Этот же вид модуляции можно реализовать с помощью внутррезонаторных электрооптических или акустооптических модуляторов. Используемый в работе подход применим к лазерам с различными типами модуляторов. Основным условием является лишь требование распространения в активной среде лучевых потоков мод по одной и той же трассе.

Для дальнейшего анализа удобно определить связь частот мод $\nu_{1,2}$ и межмодового интервала $\Delta\nu$ в виде

$$\nu_{1,2} = \nu_0 \pm \Delta\nu/2,$$

где ν_0 — средняя частота мод.

Будем считать, что зеркало, обеспечивающее частотную модуляцию, колеблется по гармоническому закону с амплитудой, много меньшей длины резонатора. В этом случае модуляция мод будет являться гармонической и синфазной для обеих мод. Поскольку межмодовый интервал $\Delta\nu$ много меньше ν_0 , можно записать

$$\nu_{1,2} \approx \nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2} + D_\Omega \cos(\Omega_m t). \quad (1)$$

Здесь Ω_m — частота модуляции, а D_Ω — девиация частоты. В отсутствие модуляции приближенное равенство (1) переходит в точное.

Модель взаимодействия мод, использованная в настоящей работе, основана на теории Лэмба для лазеров с изотропной газовой средой. Соответствующие уравнения, включающие конкретные параметры активной среды и удобные для численных расчетов, представлены в [10]. Для учета частотной модуляции мод в соответствии с формулой (1) эти уравнения можно записать

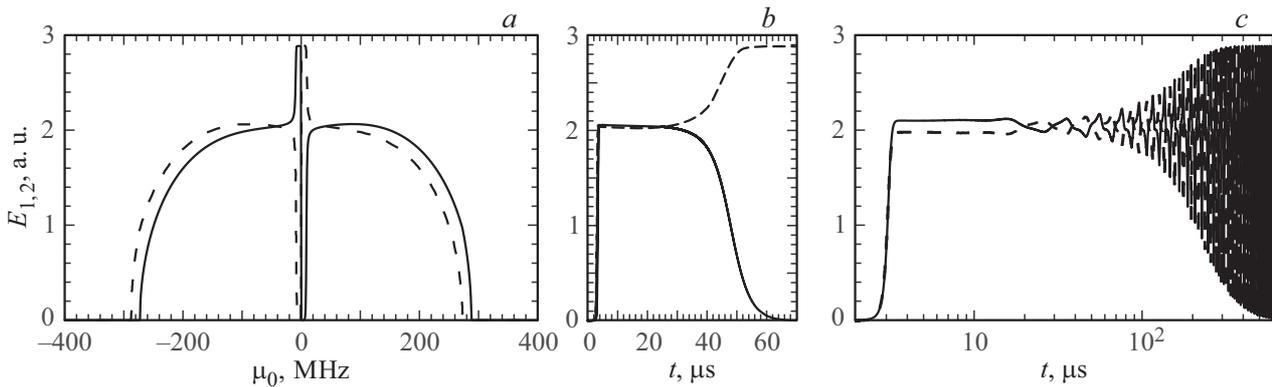


Рис. 1. *a* — контур генерации мод; *b* — амплитуды мод $E_{1,2}(t)$ в области конкуренции при расстройке $\mu_0 = 2$ MHz в отсутствие частотной модуляции; *c* — зависимости $E_{1,2}(t)$ при той же расстройке в режиме частотной модуляции с параметрами $\Omega_m/2\pi = 50$ kHz, $D_\Omega/2\pi = 20$ MHz.

следующим образом:

$$\frac{dE_{1,2}}{dt} = \frac{\delta w_p}{2} \left\{ \left[\eta_{1,2} - \frac{2\mu_{1,2}^2 + D_\Omega^2}{2ku^2} - \frac{2\mu_{1,2}D_\Omega}{ku^2} \cos(\Omega_m t) - \frac{D_\Omega^2}{2ku^2} \cos(2\Omega_m t) - \alpha_{1,2}(t)aE_{1,2}^2 - \beta_{1,2}(t)aE_{2,1}^2 \right] E_{1,2} \right\}, \quad (2)$$

где $E_{1,2}$ — амплитуды ортогонально поляризованных мод; δw_p — ширина частотной полосы резонатора, определяемая его добротностью; $\eta_{1,2}$ — превышение усиления для каждой моды над порогом генерации в центре линии усиления; $\mu_{1,2} = 2\pi\mu_0 \pm \Delta\nu/2$ — расстройка частоты каждой моды относительно центра линии; μ_0 — расстройка ν_0 относительно центра линии; параметр ku характеризует доплеровское уширение линии усиления; a — коэффициент, определяющий насыщение активной среды.

Входящие в уравнения коэффициенты $\alpha_{1,2}(t)$ и $\beta_{1,2}(t)$ определяются выражениями

$$\alpha_{1,2}(t) = \frac{1}{2} - \frac{[\mu_{1,2} + D_\Omega \cos(\Omega_m t)]^2 + \gamma_{ab}^2}{2ku^2}, \quad (3)$$

$$\beta_{1,2}(t) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\gamma_{ab}^2}{[\mu_{1,2} + D_\Omega \cos(\Omega_m t)]^2 + \gamma_{ab}^2} + \frac{\gamma^2}{ku^2} - \frac{\gamma_{ab}^2}{ku^2} \right\}, \quad (4)$$

в которых γ, γ_{ab} — константы релаксации активной среды.

Представленная система уравнений соответствует случаю, когда поляризация среды успевает следовать за полем. Данная ситуация характерна для He–Ne-лазеров с неоднородно уширенной линией усиления.

Система уравнений (2)–(4) анализировалась при параметрах резонатора и активной среды, представленных во многих публикациях, в частности в работах [5,10,11]. Для моделирования режима генерации лазера на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ использовались следующие значения:

$\delta w_p/2\pi = 10$ MHz, $\eta_{1,2} = 8 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_{ab}/2\pi = 200$ MHz, $\gamma/2\pi = 50$ MHz, $ku/2\pi = 1000$ MHz, $a = 0.02$. Величина межмодового интервала $\Delta\nu/2\pi$ в известных лазерах на ортогонально поляризованных модах меняется в диапазоне от нуля до 80 MHz. При моделировании для этой величины было принято значение 10 MHz.

Характерные результаты моделирования представлены на рис. 1. Зависимости амплитуд мод $E_{1,2}$ отмечены на рисунках штриховой и сплошной линиями.

В отсутствие модуляции вблизи центра контура генерации в области с шириной около 16 MHz одна из мод гаснет. Погасание мод асимметрично по отношению к центру контура. Данный эффект объясняется тем, что в этой области (на склонах провала Лэмба) при $\mu_0 < 0$ левая по отношению к μ_0 мода имеет большую амплитуду, чем правая. При $\mu_0 > 0$ соотношение между амплитудами обратное. Поэтому слева от центра контура гаснет одна мода (с меньшей амплитудой), а справа — другая. На начальном участке временной зависимости обе моды выходят на генерацию одновременно (за время порядка 1 μs). Однако затем амплитуда одной из мод начинает уменьшаться, а другой увеличиваться (рис. 1, *b*). Время установления одномодового режима практически не зависит от расстройки μ_0 , и его длительность при указанных параметрах моделирования приблизительно равна 60 μs .

При девиации частоты, сравнимой с областью конкуренции, частотная модуляция мод сопровождается глубокой противофазной амплитудной модуляцией (рис. 1, *c*). Хотя погасания мод не происходит, но время установления этого режима превышает время установления одномодового режима в отсутствие модуляции более чем на порядок.

При частоте модуляции $\Omega_m/2\pi \geq 3$ MHz и девиации частоты, величина которой больше области сильного взаимодействия, двухмодовый режим существует при любой частоте μ_0 в пределах контура генерации (рис. 2). Тем не менее конкуренция все же проявляется в виде остаточной противофазной амплитудной модуляции мод

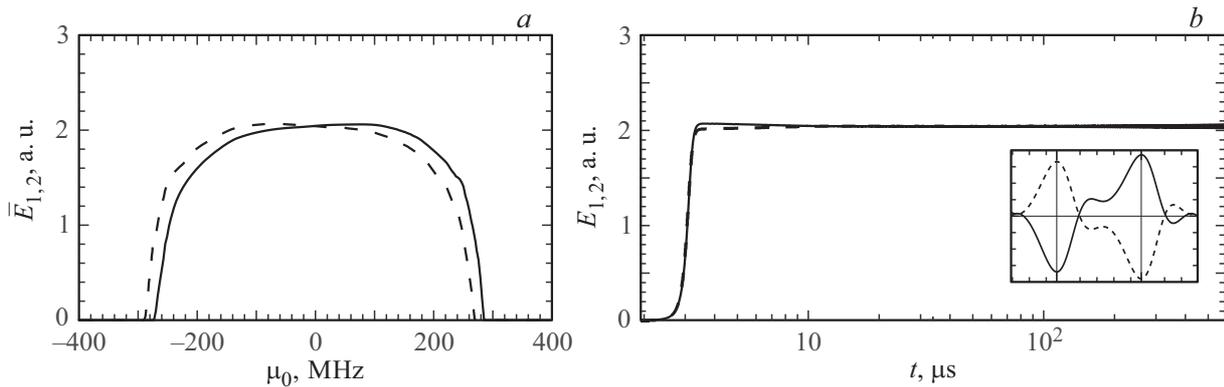


Рис. 2. *a* — контур генерации мод в режиме частотной модуляции с параметрами $\Omega_m/2\pi = 3$ MHz, $D_\Omega/2\pi = 40$ MHz; *b* — амплитуды мод $E_{1,2}(t)$ в этом режиме при $\mu_0 = 2$ MHz. На вставке в увеличенном масштабе показана динамика амплитуд мод за один период частотной модуляции в установившемся режиме.

с частотой $2\Omega_m$ и глубиной менее 2%. При этом процесс прохождения модами области сильного взаимодействия за один полный период частотной модуляции сопровождается гистерезисом, заметным на осциллограмме, показанной на вставке к рис. 2, *b*. Прохождение центра контура генерации отмечено здесь вертикальными линиями сетки. Контур генерации (рис. 2, *a*) построен по средним значениям амплитуд мод за период остаточной модуляции в установившемся режиме.

Эффект подавления конкуренции мод можно объяснить исходя из следующих соображений. Каждая мода образована двумя бегущими волнами, распространяющимися в противоположных направлениях. При частотной модуляции одновременно со сканированием мод по контуру генерации происходит и сканирование четырех провалов Беннета в линии усиления, два из которых относятся к волнам одного направления, а оставшиеся два провала относятся к волнам другого направления. Сканирование провалов, относящихся к волнам противоположных направлений, происходит противофазно по отношению друг к другу. Перекрытие провалов в центре контура генерации вызывает сильное взаимодействие мод, определяющее их погасание в отсутствие модуляции. Вместе с тем при модуляции время перекрытия провалов в этой области определяется частотой модуляции и девиацией частоты. При определенном соотношении между этими параметрами интервал времени перекрытия провалов оказывается много меньше, чем время установления конкурентного режима. В результате поле мод начинает реагировать не на мгновенное, а на среднее значение усиления за период модуляции, что приводит к существенному снижению негативных последствий конкуренции.

Результаты выполненного исследования позволяют оценить особенности взаимодействия ортогонально поляризованных мод в лазерах с частотной модуляцией излучения при использовании таких лазеров в приложениях.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Проценко Е.Д. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 6. С. 1084–1105.
- [2] Gao S., Lin D., Yin C., Guo J. // Opt. Laser Tech. 2001. V. 33. N 5. P. 335–339.
- [3] Дарзбек С.А., Желкобаев Ж., Календин В.В., Новиков Ю.А. // Тр. ИОФАН. 2006. Т. 62. С. 14–37.
- [4] Майоров Е.Е., Прокопенко В.Т. // Изв. вузов. Приборостроение. 2012. Т. 55. № 12. С. 43–45.
- [5] Liu W.X., Sun M.Z. // Chin. Phys. Lett. 2016. V. 33. N 2. P. 024206 (1–4).
- [6] Zhang S., Holzapfel W. Orthogonal polarization in lasers: physical phenomena and engineering. John Wiley & Sons, 2013. 464 p.
- [7] Бакаев Д.С., Ермаченко В.М., Курочкин В.Ю., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Рурукин А.Н., Шананин Р.А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 1. С. 37–46.
- [8] Ермаченко В.М., Наумов Н.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 6. С. 573–578.
- [9] Наумов Н.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Шананин Р.А. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 10. С. 1055–1056.
- [10] Зейгер С.Г., Климонтович Ю.Л., Ланда Г.С., Ларионцев Е.Г., Фрадкин Э.Е. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю.Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974. 416 с.
- [11] Радина Т.В., Гусев А.В. // Вестн. СПбГУ. Сер. 4. 2013. В. 2. С. 25–38.