

Влияние магнитного поля на автомодуляционные колебания в кольцевом чип-лазере

Н.В.Кравцов*, Е.Г.Ларионцев*, Н.И.Наумкин*, С.С.Сидоров**, В.В.Фирсов*, С.Н.Чекина**

Теоретически и экспериментально исследован фазовый сдвиг автомодуляционных колебаний, возникающий в твердотельном кольцевом лазере при наложении на активную среду внешнего магнитного поля. Установлено, что появление фазового сдвига обусловлено амплитудной невязанностью кольцевого лазера вследствие эффекта Фарадея в активной среде.

Ключевые слова: кольцевой твердотельный лазер, автомодуляционные колебания, магнитооптика твердотельных лазеров.

1. Введение

Магнитооптика твердотельных лазеров является одним из перспективных направлений лазерной физики. Магнитооптические свойства активных элементов твердотельных кольцевых лазеров приводят к возникновению в нелинейной динамике таких лазеров целого ряда интересных эффектов, зависящих от внешнего магнитного поля.

К числу таких эффектов следует отнести появление частотной, амплитудной или поляризационной невязанности кольцевого лазера, изменение разности фаз автомодуляционных колебаний встречных волн, изменение связи встречных волн (как линейной, возникающей за счет обратного рассеяния, так и нелинейной, связанной с наличием решеток инверсной населенности) при изменении в магнитном поле поляризации встречных волн. Магнитное поле может приводить также к изменению условий возникновения и основных характеристик динамического хаоса в твердотельном кольцевом лазере (ТКЛ).

Использование магнитооптических свойств активной среды открывает новые возможности в управлении выходными характеристиками ТКЛ. Это особенно актуально для миниатюрных монокристаллических чип-лазеров. Несмотря на значительное число работ, посвященных изучению зависимости свойств ТКЛ от внешнего магнитного поля, магнитооптика ТКЛ исследована недостаточно полно (особенно это относится к двунаправленным режимам генерации ТКЛ). Действительно, до самого последнего времени в этой области рассматривался, в основном, режим однонаправленной генерации (режим бегущей волны) [1–5]. Лишь небольшое число работ было посвящено исследованию зависимости нелинейной динамики ТКЛ от внешнего магнитного поля.

К числу таких работ следует отнести [6, 7], в которых исследовалось влияние магнитного поля на спектр релаксационных частот, а также работы [8, 9], посвященные рассмотрению условий возникновения динамического хаоса в зависимости от внешнего магнитного поля. В опубликованной недавно работе [10] был экспериментально обнаружен новый эффект, связанный с возникновением в ТКЛ зависящего от магнитного поля фазового сдвига автомодуляционных колебаний встречных волн.

В настоящей работе приведены результаты более детального экспериментального и теоретического исследования этого эффекта.

2. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились на установке, принципиальная схема которой приведена на рис.1. Исследовался монокристаллический кольцевой чип-лазер с неплоским резонатором, работающий в автомодуляционном режиме. Резонатор лазера был образован сферической гранью моноблока и тремя его гранями, обладающими полным внутренним отражением. Контур

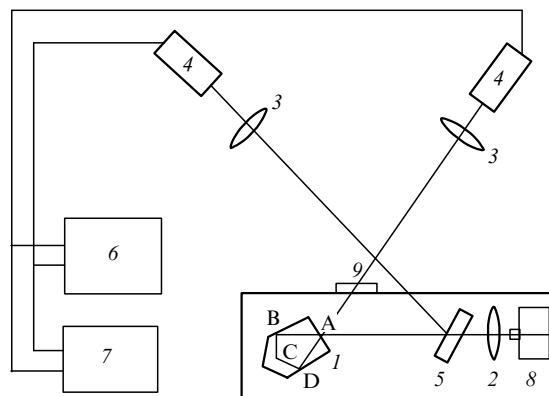


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – монолитный кольцевой лазер; 2 – объектив; 3 – фокусирующие линзы; 4 – фотоприемники; 5 – поворотное селективное зеркало; 6 – двухлучевой осциллограф; 7 – цифровой осциллограф АСК-3151; 8 – лазерный диод с термостабилизатором; 9 – светофильтр.

* НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

резонатора представлял собой два равнобедренных треугольника с высотами 9.32 и 1.98 мм. Геометрический периметр кольцевого резонатора составлял 2.6 см, угол неплоскостности резонатора – 80° . Возбуждение лазера осуществлялось полупроводниковым излучателем ($\lambda = 0.810$ мкм) по продольной схеме. Конструкция и характеристики кольцевого чип-лазера подробно описаны в работе [11].

Магнитное поле напряженностью H до 500 Э создавалось с помощью либо постоянных микромагнитов, либо электромагнита. В процессе экспериментов варьировались как напряженность магнитного поля, так и его ориентация относительно контура кольцевого резонатора. В отсутствие магнитного поля в кольцевом чип-лазере имеют место автомодуляционные (частота автомодуляции 200 кГц) синусоидальные противофазные (т.е. с фазовым сдвигом, равным π) колебания интенсивности встречных волн (автомодуляционный режим первого рода).

Исследования проводились в области превышения пороговой мощности накачки η , обеспечивающей генерацию лазера на основной продольной моде TEM_{00q} ($\eta < 1.15$). Вследствие неплоскостности контура резонатора встречные волны имели эллиптическую поляризацию (отношение полуосей эллипса поляризации было равно 1:2). Разность азимутов эллипсов поляризации в отсутствие магнитного поля составляла 90° .

Наложение магнитного поля на активную среду чип-лазера приводило к изменению средних интенсивностей, частоты и глубины модуляции и к возникновению зависящего от магнитного поля фазового сдвига автомодуляционных колебаний встречных волн. Напомним, что в отсутствие магнитного поля встречные волны должны быть промодулированы в противофазе.

Зависимость частоты автомодуляционных колебаний от напряженности магнитного поля H в первом приближении описывается формулой [12]

$$\omega_m = \left(\omega_{m0}^2 + \Omega^2 \right)^{1/2} = \left[\omega_{m0}^2 + (k_1 H)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где Ω – частотная невязанность резонатора; ω_{m0} – частота автомодуляционных колебаний при $\Omega = 0$; k_1 – некий численный коэффициент.

Исследование зависимости ω_m от H позволяет не только вычислить создаваемую магнитным полем частотную невязанность, но и обеспечить точное измерение магнитного поля в процессе экспериментов. В нашем случае $k_1 = 2.6$ кГц/Э, а максимальная частотная невязанность могла достигать ~ 750 кГц.

Как уже отмечалось в работе [10], наложение магнитного поля приводит к возникновению зависящего от его напряженности фазового сдвига $\Delta\phi$ между автомодуляционными колебаниями встречных волн. На рис.2 приведены осциллограммы интенсивностей встречных волн, полученные при разных H . Фазовый сдвиг зависит от напряженности магнитного поля и его ориентации относительно контура резонатора. Он максимален, когда вектор H параллелен плечу резонатора АВ (см. рис. 1).

Знак фазового сдвига зависит от направления магнитного поля и изменяется на противоположный при изменении полярности электромагнита (магнита). На рис.3,а приведена зависимость $\sin \Delta\phi$ от напряженности магнитного поля, направление которого совпадало с плечом АВ. Видно, что эта зависимость немного несим-

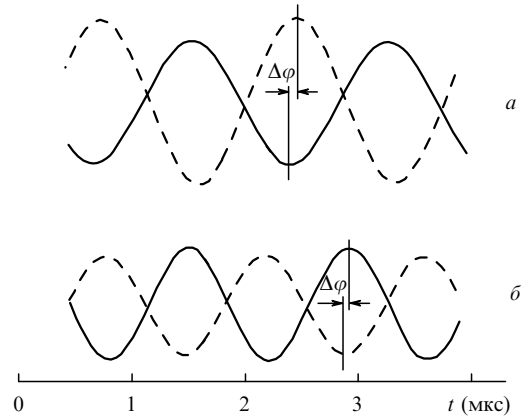


Рис.2. Осциллограммы автомодуляционных колебаний встречных волн при $H = -180$ Э, $\omega_m/2\pi = 602$ кГц, $\Delta\phi = 9.2^\circ$ (а) и $H = 210$ Э, $\omega_m/2\pi = 657$ кГц, $\Delta\phi = 5.6^\circ$ (б).

метрична относительно точки $H = 0$: максимальный фазовый сдвиг в наших экспериментах составлял -17° при $H = -313$ Э и 9° при $H = 250$ Э. За положительное направление магнитного поля условно принято направление, совпадающее с направлением пучка накачки.

Возникающая при наложении магнитного поля разность фаз существенным образом зависит от ориентации магнитного поля относительно контура резонатора. Действительно, при наложении магнитного поля, ориентированного вдоль отрезка DB (когда площадь эффективной области взаимодействия магнитного поля со световыми волнами мала), зависимость фазового сдвига автомодуляционных колебаний от магнитного поля имеет совершенно другой вид. Этот случай иллюстрирует рис.3,б.

Исследования характера поляризации встречных волн показали, что разность азимутов поляризации встречных волн также зависит от напряженности и ориентации магнитного поля. При $H = 450$ Э и ориентации H параллельно плечу АВ разность азимутов поляризации встречных волн увеличивается на 1° .

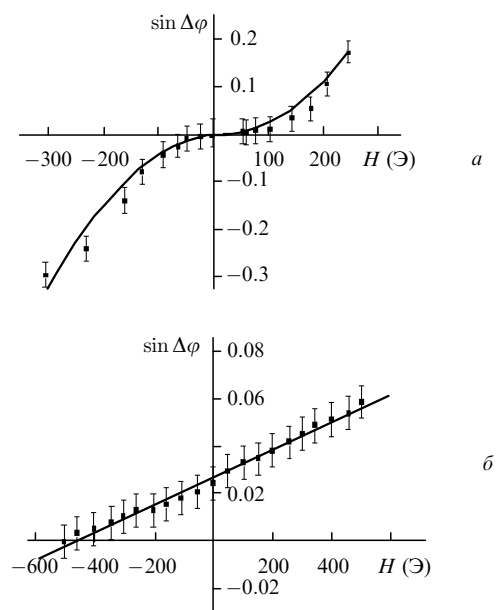


Рис.3. Экспериментальные (точки) и рассчитанные по формуле (9) (линии) зависимости $\sin \Delta\phi$ от напряженности магнитного поля H , ориентированного вдоль плеч АВ (а) и DB (б).

3. Теория

Наблюдаемые эффекты, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Наложение на активную среду кольцевого чип-лазера постоянного магнитного поля H вследствие эффекта Фарадея приводит к повороту плоскости поляризации (большой оси эллипса поляризации) на угол

$$\theta = V l_0 H,$$

где V – постоянная Верде; l_0 – эффективная длина взаимодействия магнитного поля и световой волны в резонаторе чип-лазера. Если допустить (а это весьма вероятно), что зеркало на сферической грани моноблока обладает анизотропией коэффициента отражения ($r_s \neq r_p$), то это приведет к возникновению амплитудной (A) и частотной (Ω) невязимостей резонатора.

Амплитудно-частотные характеристики исследуемого кольцевого чип-лазера в таком случае могут быть описаны следующей системой уравнений [13]:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} E_{1,2} \mp i \frac{\Omega}{2} E_{1,2} + i \frac{\tilde{m}_{1,2}}{2} E_{2,1} \\ & + \frac{\sigma l}{2T} (1 - i\delta) (N_0 E_{1,2} + N_{\mp} E_{2,1}), \\ T_1 \frac{\partial N_0}{\partial t} = & N_{th} (1 + \eta) - N_0 \left[1 + a (|E_1|^2 + |E_2|^2) \right] \\ & - 2a \operatorname{Re} (N_+ E_1 E_2^*), \end{aligned} \quad (2)$$

$$T_1 \frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} = -N_{\pm} \left[1 + a (|E_1|^2 + |E_2|^2) \right] - a N_0 |e_2^* e_1|^2 E_1 E_2^*,$$

где

$$\begin{aligned} N_0 = & \frac{1}{l} \int_0^l N dz; \\ N_{\pm} = & \frac{1}{l} \int_0^l e_{2,1}^* e_{1,2} N \exp(\mp 2ikz) dz; \end{aligned} \quad (3)$$

$E_{1,2}$ – комплексные амплитуды встречных волн; N_0 и N_{\pm} – пространственные гармоники инверсной населенности; ω – частота генерации; $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн; $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i\vartheta_{1,2})$ – комплексные коэффициенты связи встречных волн; $T = Ln/c$; L – периметр резонатора; n – показатель преломления активной среды; N_{th} – пороговая инверсная населенность; η – превышение мощности накачки над порогом; T_1 – время продольной релаксации разности населенностей; $a = \sigma c T_1 / 8\pi \hbar \omega$ – параметр насыщения; σ – сечение лазерного перехода; l – длина активной области; $e_{1,2}$ – единичные векторы поляризации встречных волн. Здесь мы предполагаем, что отстройка частоты генерации δ от центра линии усиления мала по сравнению с шириной линии.

Следует отметить, что система (2) фактически представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений для семи функций: действительных и мнимых частей комплексных амплитуд встречных волн $E_{1,2}$ средней инверсной населенности N_0 , а также действи-

тельной и мнимой частей комплексной амплитуды решетки населенности $N_{\pm} = N_{\pm}^*$.

Естественно предположить, что частотная (Ω) и амплитудная (A) невязимости кольцевого лазера связаны с его параметрами и напряженностью магнитного поля H следующим образом:

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2 = k_1 H, \quad (4)$$

$$A = (\omega_1/Q_1 - \omega_2/Q_2)/2 = k_2 H + A_0, \quad (5)$$

где ω_1 и ω_2 – частоты генерации во встречных направлениях; k_1 и k_2 – некоторые коэффициенты, зависящие от ориентации магнитного поля относительно контура резонатора, его неплоскостности и других параметров; A_0 – амплитудная невязимость кольцевого резонатора при $H = 0$. Отметим, что коэффициенты k_1 , k_2 и A_0 для конкретного резонатора могут быть вычислены с помощью формализма матриц Джонса [14].

Наложение магнитного поля приводит и к некоторому изменению поляризаций встречных волн, которое также может быть рассчитано методом матриц Джонса. Различие поляризаций встречных волн влияет (см. формулы (3)) на наведенные в активной среде решетки инверсной населенности N_{\pm} . Влияние магнитного поля на N_{\pm} и на комплексные коэффициенты связи встречных волн $\tilde{m}_{1,2}$ описывается выражением, пропорциональным $|e_1 e_2|^2$.

Однако, поскольку постоянная Верде для кристалла YAG:Nd достаточно мала ($V = 0.034'$ /(см·Э)), естественно предположить, что в магнитных полях с напряженностью до 500 Э изменение поляризации встречных волн будет небольшим. Следовательно, в первом приближении изменением поляризаций и коэффициентов связи встречных волн можно пренебречь.

Выражения для интенсивностей встречных волн запишем в виде

$$I_{1,2} = I_{1,2}^0 \pm I_{1,2}^m \cos(\omega_m t + \varphi_{1,2}). \quad (6)$$

Зависимость разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ от параметров кольцевого лазера исследовалась ранее в [13, 15], где была получена следующая формула для $\Delta\varphi$:

$$\sin \Delta\varphi = \frac{2\omega_m A}{\left[(\Omega^2 - \omega_m^2 + A^2)^2 + 4A^2 \omega_m^2 \right]^{1/2}}. \quad (7)$$

В случае, если $A \ll \omega_m$, формулу [7] можно значительно упростить:

$$\sin \Delta\varphi = 2\omega_m A / \omega_{m0}^2, \quad (8)$$

где ω_{m0} – частота автомодуляции при $H = 0$. Из (8) следует, что

$$\frac{\sin \Delta\varphi}{\omega_m} = \frac{2(A_0 + k_2 H)}{\omega_{m0}^2}, \quad (9)$$

т. е. отношение $\sin \Delta\varphi / \omega_m$ линейно зависит от H .

Учитывая зависимость ω_m от частотной невязимости резонатора [12], можно найти зависимость фазового сдвига от Ω (заметим, что сама частотная невязимость также зависит от H):

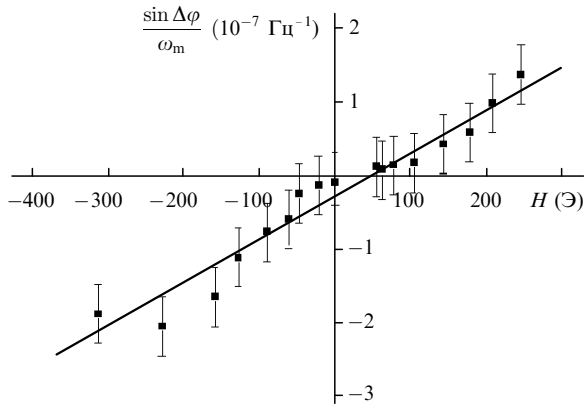


Рис.4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (линия) зависимости $\sin \Delta\varphi/\omega_m$ от H .

$$\sin \Delta\varphi = 2 \left(\omega_{m0}^2 + \Omega^2 \right)^{1/2} \left(\Delta_0 + k_2 H \right) \omega_{m0}^{-2}. \quad (10)$$

4. Обсуждение результатов

Сравним результаты теоретических и экспериментальных исследований. Отметим, что все параметры, входящие в формулы (6)–(10), за исключением Δ , были непосредственно измерены в эксперименте. Экспериментальные значения $(\sin \Delta\varphi)/\omega_m$, полученные при различных H (поле ориентировано вдоль плеча резонатора АВ), и теоретическая зависимость, полученная с помощью формулы (9) при $\Delta_0 = 1.4$ кГц и $k_2 = 0.07$ кГц/Э, приведены на рис.4. При $H \parallel \text{BD}$ магнитное поле практически не влияет на ω_m ($\Omega \rightarrow 0$), поэтому $\sin \Delta\varphi \approx 2(\Delta_0 + k_2 H)/\omega_{m0}$, что хорошо согласуется с экспериментом (см. рис.3,б). Сравнение полученных таким образом теоретических зависимостей фазового сдвига от магнитного поля с экспериментально измеренными обнаруживает хорошее согласие.

Таким образом, можно утверждать, что причиной возникновения фазового сдвига при наложении внешнего магнитного поля является возникающая в таком поле (и зависящая от его напряженности) амплитудная невязанность кольцевого лазера. Заметим, что $\Delta\varphi$ зависит и от частотной невязанности резонатора Ω . Однако при $\Delta \neq 0$, как видно из формулы (8), $\Delta\varphi$ не обращается в нуль в отсутствие частотной невязанности.

5. Заключение

Подчеркнем, что экспериментальные исследования проводились при относительно слабых магнитных полях, когда возникающая амплитудная невязанность удовлетворяла условию $\Delta^2 \ll \omega^2$, а изменения плоскостей поляризации встречных волн были малы. Этим же условиям соответствовали и использованные в расчетах приближения.

Если эти приближения нарушаются, то все зависимости приобретают более сложный вид. Критическое магнитное поле, при котором не выполняются использованные приближения, зависит от постоянной Верде активной среды и угла неплоскостности контура кольцевого резонатора.

В дальнейшем представляет интерес исследование фазового сдвига автомодуляционных колебаний в более широком диапазоне параметров ТКЛ и, в частности, в условиях возникновения бифуркаций в автомодуляционном режиме.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 99-02-16054, 00-02-16041 и 01-02-06002).

1. Kane T.J., Byer R.L. *Optics Letts*, **10**, 65 (1985).
2. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Optics Letts*, **12**, 249 (1987).
3. Park J.R., Yoon T.H., Chung M.S., Lee H.W. *Appl. Optics*, **38**, 4586 (1999).
4. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 2423 (1989).
5. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
6. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В. и др. *Изв.АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 2397 (1990).
7. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **2**, 226 (1985).
8. Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Туркин А.А., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **27**, 228 (1999).
9. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Кочергин А.В. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 438 (1996).
10. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Сидоров С.С., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 189 (2001).
11. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **24**, 653 (1997).
12. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).
13. Бойко Д.Л., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **27**, 27 (1999).
14. Nilson A.C., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 767 (1989).
15. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 620 (1996).