

Поляризационная динамика продольно-одноимодовых Nd:YAG-лазеров со слабо анизотропным резонатором

И.В.Иевлев, П.А.Хандохин, Е.Ю.Широков

Экспериментально и теоретически исследована поляризационная динамика одноимодового биполяризационного чип-лазера на YAG: Nd с малой фазовой анизотропией резонатора. Показано, что в биполяризационном режиме генерации существуют три типа релаксационных колебаний, два из которых отвечают за противофазную динамику ортогонально поляризованных мод. Продемонстрировано, что линейно поляризованное излучение накачки приводит к эффекту наведенной анизотропии усиления. Обнаружено, что основные особенности низкочастотной поляризационной динамики и эффекта наведенной анизотропии усиления почти не зависят от ориентации кристаллографических осей активного элемента. Развита ранее модель одноимодового биполяризационного твердотельного лазера, в которой учитывается фазочувствительное взаимодействие ортогонально поляризованных мод, хорошо описывает основные особенности наблюдаемой в экспериментах низкочастотной поляризационной динамики.

Ключевые слова: Nd:YAG-лазеры, поляризационная мода, релаксационные колебания, пространственная решетка инверсии населенностей, угловое выжигание инверсии населенностей.

1. Введение

В отличие от «скалярных» лазеров, в излучении которых все генерируемые моды имеют одинаковое фиксированное состояние поляризации, для «векторных» (или биполяризационных) лазеров характерна сложная нелинейная динамика там, где в скалярных аналогах она невозможна [1]. Поляризационная (векторная) степень свободы обеспечивает появление новых свойств, которые способствуют решению различных фундаментальных и прикладных задач. В частности, векторные лазеры привлекательны с точки зрения их потенциального применения в телекоммуникациях, при создании оптических компьютеров и шифровании информации, в спектроскопии, доплеровских измерителях скорости, виброметрии и т. д. [2].

Известно, что поляризационные характеристики излучения лазера определяются анизотропией как резонатора, так и усиления активной среды. Под анизотропией резонатора понимается фазовая анизотропия, обусловленная двулучепреломляющими свойствами оптических элементов внутри резонатора (включая и активный элемент), а также анизотропия потерь. Анизотропией усиления обладают кристаллы с выделенным направлением дипольных моментов активных центров (например, алюминат иттрия, активированный ионами редкоземельных элементов). Аллюмоиттриевый гранат с неодимом (Nd:YAG) относится к изотропным активным средам. Для оптимизации условий возбуждения мод нужной поляризации необходимо согласовывать все факторы, определяющие поляризационные свойства лазера.

Отсутствие анизотропии потерь для мод с ортогональной поляризацией приводит к биполяризационному режиму генерации в лазерах с изотропными активными средами. Исследования волоконных лазеров с изотропным резонатором [3–6] и лазера на YAG: Nd [7] полностью подтвердили это утверждение. Было показано, что в излучении многомодовых волоконных и Nd:YAG-лазеров с изотропным резонатором имеются два собственных состояния поляризации, не зависящих от ориентации поляризации накачки. Они различаются собственными оптическими спектрами и спектрами флуктуации интенсивностей. Суммарное излучение всех мод одной поляризации принято называть поляризационной модой. Взаимодействие ортогонально поляризованных мод с активной средой приводит к поляризационному выжиганию инверсии населенностей и, как следствие, к появлению в многомодовых лазерах наряду с хорошо известными релаксационными колебаниями [8, 9] колебаний нового типа – низкочастотных релаксационных колебаний, отвечающих за противофазную динамику ортогонально поляризованных мод. Как правило, в спектре флуктуаций суммарной интенсивности всех продольных мод одной поляризации наблюдаются три резонансных пика на частотах f_1 , f_2 и f_3 .

Высокочастотное релаксационное колебание на частоте f_1 обусловлено синфазными колебаниями интенсивностей всех без исключения мод, а два низкочастотных пика (на частотах f_2 и f_3) отвечают, с одной стороны, за синфазные колебания всех продольных мод с одинаковой поляризацией, а с другой – за противофазные колебания интенсивностей поляризационных мод.

Присутствие нескольких продольных мод в составе каждой поляризационной моды оставляет долю сомнения в том, что эти низкочастотные релаксационные колебания являются чисто поляризационными. Только тогда, когда в каждой поляризации находится лишь одна продольная мода, в результате чего ортогонально по-

И.В.Иевлев, П.А.Хандохин, Е.Ю.Широков. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vaniuss@yandex.ru, khando@appl.sci-nnov.ru, shirokov@appl.sci-nnov.ru

ляризованные моды имеют одинаковую пространственную структуру, можно говорить о чисто поляризационном взаимодействии.

Недавно были проведены эксперименты с чип-лазером на YAG:Nd [10], резонатор которого был достаточно коротким и обеспечивал генерацию только одной продольной моды. Тем самым был полностью исключен механизм образования низкочастотных релаксационных колебаний при взаимодействии мод, имеющих различные пространственные структуры [8, 9]. Благодаря большому остаточному двулучепреломлению кристалла поляризационные моды генерировали на различных оптических частотах, на что указывало наличие в спектрах флуктуаций интенсивностей сигнала на частоте биений. При этом наряду с синфазными релаксационными колебаниями на частоте f_1 наблюдался только один дополнительный пик на частоте поляризационных релаксационных колебаний f_2 . Исследование развитой в работе [10] модели продольно-одномодового биполяризационного лазера показало, что ключевую роль в динамике таких лазеров играет фазовая анизотропия резонатора δ , равная разности частот собственных ортогонально поляризованных мод резонатора. В экспериментах мерой фазовой анизотропии резонатора может служить частота биений [10]. Анализ результатов, полученных с помощью этой модели, показал, что малая фазовая анизотропия резонатора ($\delta \ll f_1$) должна приводить к появлению поляризационных релаксационных колебаний на частотах f_2 и f_3 , в то время как при большой фазовой анизотропии ($\delta \gg f_1$) колебания на частоте f_3 переходят в сигнал биений.

Целью настоящей работы является исследование особенностей поляризационной динамики одномодовых чип-лазеров на YAG:Nd с малой фазовой анизотропией резонатора ($\delta \ll f_1$) и доказательство поляризационного происхождения низкочастотных релаксационных колебаний.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Линейно поляризованное излучение лазерного диода ЛД с помощью системы линз Л1, Л2 фокусировалось на поверхности активного элемента, который представлял собой плоскопараллельную пластинку диаметром

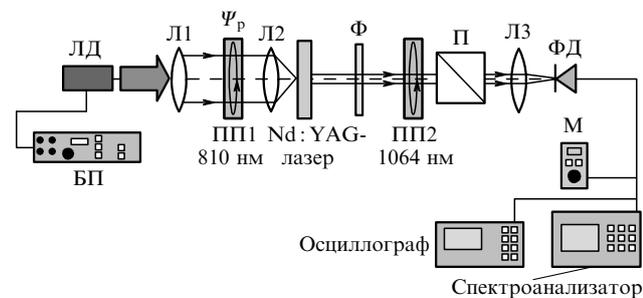


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

БП – блок питания лазера накачки; ЛД – лазерный диод накачки ($\lambda = 810$ нм); Л1, Л2, Л3 – собирающие линзы; ПП1, ПП2 – полуволновые пластинки на длину волны накачки (810 нм) и генерации (1064 нм); Ф – фильтр-ослабитель для $\lambda = 810$ нм; П – поляризаторный куб; ФД – фотодиод; М – микроамперметр.

около 15 мм и толщиной 0.5 мм. Входная грань была просветлена на длину волны накачки 810 нм и имела глухое зеркало (99.7%) на длине волны генерации 1064 нм. Выходная грань имела отражающие покрытия $\sim 95\%$ на длине волны накачки и 99% – на длине волны исследуемого лазера. Полуволновая фазовая пластинка на длину волны накачки, помещенная на пути пучка накачки, позволяла управлять ориентацией поляризации накачки – углом Ψ_p . Фильтр Ф на выходе Nd:YAG-лазера служил для отсеки излучения накачки. Далее излучение лазера попадало на полуволновую пластинку, используемую для согласования ориентаций собственных поляризаций лазера с собственными осями поляризатора П.

Юстировкой фокусировки пучка лазера накачки на входную грань кристалла добивались генерации основной поперечной моды ТЕМ₀₀. Угловая расходимость лазерного излучения составляла примерно 8.6×10^{-3} рад. В излучении лазера наблюдались две ортогонально поляризованные моды с одинаковой пространственной структурой. Соотношение интенсивностей ортогонально поляризованных мод могло меняться как при перемещении оптической оси относительно активного элемента, так и при изменении ориентации вектора поляризации излучения накачки. Экспериментальные исследования низкочастотной поляризационной динамики и эффекта приведенной анизотропии усиления в Nd:YAG-лазерах проводились с несколькими активными элементами, имеющими различную ориентацию кристаллографических осей ([100] и [111]). Было обнаружено, что основные особенности поляризационной динамики чип-лазеров почти не зависели от ориентации кристаллографических осей.

2.2. Спектр релаксационных колебаний

Исследуемые в данной работе чип-лазеры имели незначительную фазовую анизотропию резонатора вследствие малого остаточного двулучепреломления, поэтому ортогонально поляризованные моды были вырождены по оптической частоте. В спектре флуктуаций интенсивности каждой поляризационной моды, в отличие от случая, изученного в работе [10], наблюдаются три типа релаксационных колебаний (рис. 2). Высокочастотные релаксационные колебания на частоте f_1 обусловлены синфазными колебаниями интенсивностей, поляризационные релаксационные колебания на частотах f_2 и f_3 – противофазными колебаниями, отражающими конкурентное взаимодействие ортогонально поляризованных мод. В спектре флуктуаций суммарной интенсивности эти колебания отсутствуют, а следовательно, колебания интенсивностей поляризационных мод являются противофазными. Надо отметить, что точную идентификацию собственных ортогонально поляризованных мод лазера удавалось провести только по этой особенности низкочастотных релаксационных колебаний, поскольку оптические частоты мод совпадали.

Методика определения собственных состояний поляризации была следующей. Наблюдая за изменениями спектра флуктуаций интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор П, при вращении полуволновой пластинки ПП2 добивались максимальной амплитуды резонансных пиков на частотах f_2 и f_3 . В этом случае ориентация поляризатора соответствует пропусканию одной из поляризационных мод, т. е., как отмечалось ранее [5–7, 10], обычно – максимуму или минимуму интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор

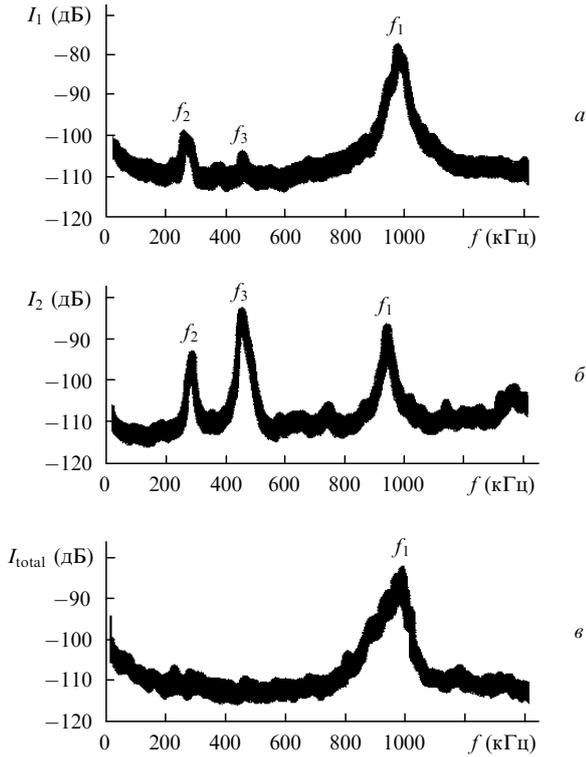


Рис.2. Спектры флуктуаций интенсивностей отдельных ортогонально поляризованных мод (*a, б*) и суммарной интенсивности (*в*) лазера с малой фазовой анизотропией.

(исключение составляет случай, когда интенсивности поляризованных мод равны). Поворот ПП2 на 45° позволяет регистрировать ортогональную поляризационную моду. На рис.2 показано, что для сильной моды I_1 амплитуды низкочастотных релаксационных пиков f_2 и f_3 ниже пика синфазных релаксационных колебаний на частоте f_1 . Обратная ситуация наблюдается для слабой моды I_2 – амплитуды низкочастотных релаксационных пиков становятся больше амплитуды высокочастотного релаксационного пика. При некотором промежуточном положении полуволновой пластинки проходящий через поляризатор сигнал оказывается пропорциональным суммарной интенсивности I_{total} , о чем свидетельствует отсутствие в шумах резонансных пиков на частотах f_2 и f_3 .

2.3. Анизотропия усиления

Было изучено поведение релаксационных колебаний на частотах f_1, f_2 и f_3 (рис.3) и интенсивностей поляризованных мод I_1, I_2 (рис.4) в зависимости от азимута Ψ_p поляризации накачки. Обнаружено, что частоты релаксационных колебаний f_1, f_2 и f_3 остаются почти постоянными при изменении Ψ_p , а интенсивности поляризованных мод лазера сильно зависят от Ψ_p , что свидетельствует об анизотропии усиления, наведенной линейно поляризованным излучением накачки [11, 12]. Линейно поляризованное излучение лазера накачки приводило к неравномерному угловому распределению инверсии населенностей, т. е. к анизотропии усиления, исходно отсутствовавшей вследствие изотропности активной среды. Наиболее ярко этот эффект проявляется при вращении плоскости поляризации накачки: увеличение усиления для одной поляризованной моды сопровождается его уменьшением для ортогональной моды, приводя к изменению их интенсивностей.

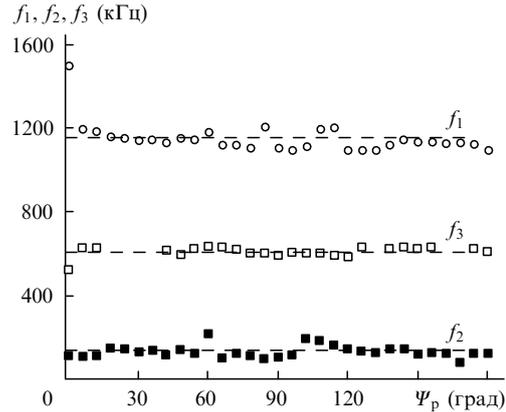


Рис.3. Зависимости релаксационных частот биполяризованного лазера от ориентации плоскости поляризации излучения накачки Ψ_p при параметре накачки $A = 3.5$.

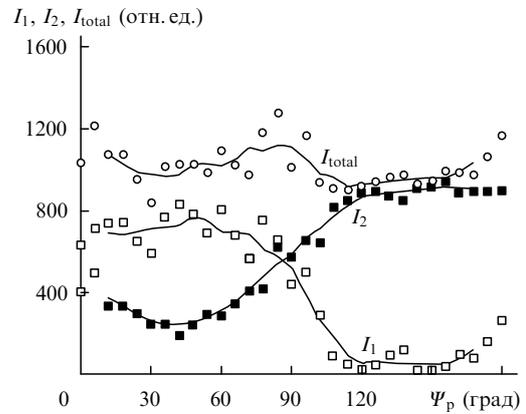


Рис.4. Зависимости интенсивностей ортогонально поляризованных мод от ориентации плоскости поляризации излучения накачки Ψ_p при параметре накачки $A = 3.5$.

На рис.5 изображено поведение интенсивностей I_1 и I_2 поляризованных мод в зависимости от параметра накачки A , т. е. от мощности накачки, нормированной на пороговую величину для сильной моды (в данном случае для моды I_1) при $\Psi_p = 45^\circ$ (см. рис.4). При такой ориентации поляризации накачки одномодовый режим сохраняется вплоть до порогового уровня накачки второй поляризованной моды $A_{th2} = 1.3 - 2$, сменяясь биполяризованным режимом. С превышением порога биполяризованного режима в спектре релаксационных колебаний появляются поляризованные релаксационные колебания на частотах f_2 и f_3 (рис.6).

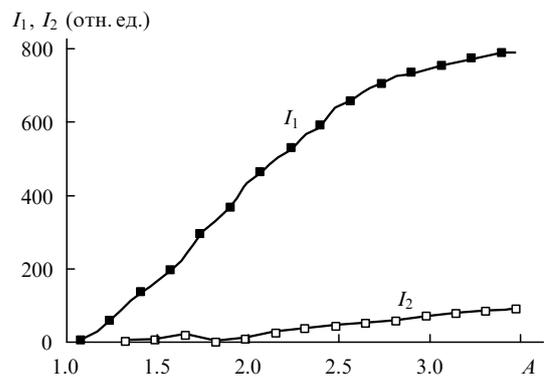


Рис.5. Зависимости интенсивностей ортогонально поляризованных мод от параметра накачки A при $\Psi_p = 45^\circ$.

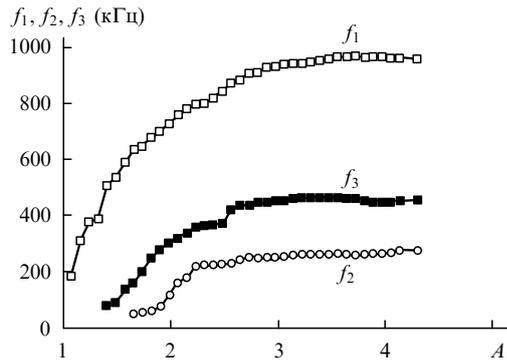


Рис.6. Зависимости релаксационных частот биполяризационного лазера от параметра накачки A при $\Psi_p = 45^\circ$.

Точное значение порога биполяризационного режима A_{th2} зависело от выбранного образца активного элемента: оно было минимальным для кристаллов с ориентацией кристаллографических осей [100] и максимальным для кристаллов с ориентацией кристаллографических осей [111]. Необходимо отметить, что в работе [10] порог генерации слабой поляризационной моды $A_{th2} = 4$. Причины такого различия в значениях порогов невозможно объяснить в рамках развитой в [10] модели, поскольку в ней не принимается во внимание точная ориентация кристаллографических осей активной среды. Мы полагаем, что для выяснения причин этого расхождения необходимо учесть при моделировании точную ориентацию активных диполей относительно оси резонатора лазера.

Отметим, что при перемещении оптической оси относительно активного элемента динамическое поведение лазера менялось от стационарного режима с характерным спектром флуктуаций интенсивностей поляризационных мод, описанным выше, до нестационарного поведения, включая хаотическое. Теоретическое исследование влияния фазовой анизотропии резонатора позволило предположить, что причиной этого может служить наличие небольших изменений остаточного двулучепреломления в поперечном сечении активного элемента вследствие его неоднородности.

3. Результаты теоретического исследования

Развитая в работе [10] модель продольно-одномодового твердотельного лазера, учитывающая фазочувствительное взаимодействие ортогонально поляризованных мод, хорошо описывает особенности низкочастотной поляризационной динамики, которые наблюдались как в описанных выше экспериментах, так и в исследованиях продольно-одномодового Nd:YAG-лазера с большой фазовой анизотропией резонатора [10].

Эта модель была использована нами для исследования влияния малой фазовой анизотропии резонатора на поведение поляризационных мод. На рис.7 приведены зависимости интенсивностей ортогонально поляризованных мод от параметра фазовой анизотропии δ – разности частот собственных мод резонатора, полученные путем численного интегрирования вышеуказанной модели.

На рис.7,*a* представлены минимальные, максимальные, а также средние значения интенсивностей мод, на рис.7,*b* – их временные осциллограммы для значений δ , соответствующих вертикальным штрих-пунктирным линиям 1, 2 и 3 на рис.7,*a*.

Видно, что при увеличении параметра фазовой анизотропии система переходит из стационарного режима генерации ($\delta < \delta_{cr}$) в нестационарный режим ($\delta \geq \delta_{cr}$, участок 1–2 на рис.7,*a*), вплоть до режима хаотической поляризационной динамики. При дальнейшем увеличении параметра δ система переходит в квазисинусоидальный режим, характерный для режима биений (участок 3, рис.7,*b*). Этими особенностями влияния фазовой анизотропии на поведение лазера объясняется наблюдаемое в эксперименте влияние положения точки фокусировки накачки на резкий переход от стационарного режима к хаотическому. Наличие даже малой неоднородности распределения остаточного двулучепреломления в поперечном сечении кристалла может привести к таким резким изменениям поведения лазера, если фазовая анизотропия резонатора близка к критическому значению δ_{cr} . Численные исследования показывают, что величина δ_{cr} зависит от частоты синфазных релаксационных колебаний f_1 : $\delta_{cr} \approx \frac{1}{2} f_1$. В условиях эксперимента δ_{cr} составляла при-

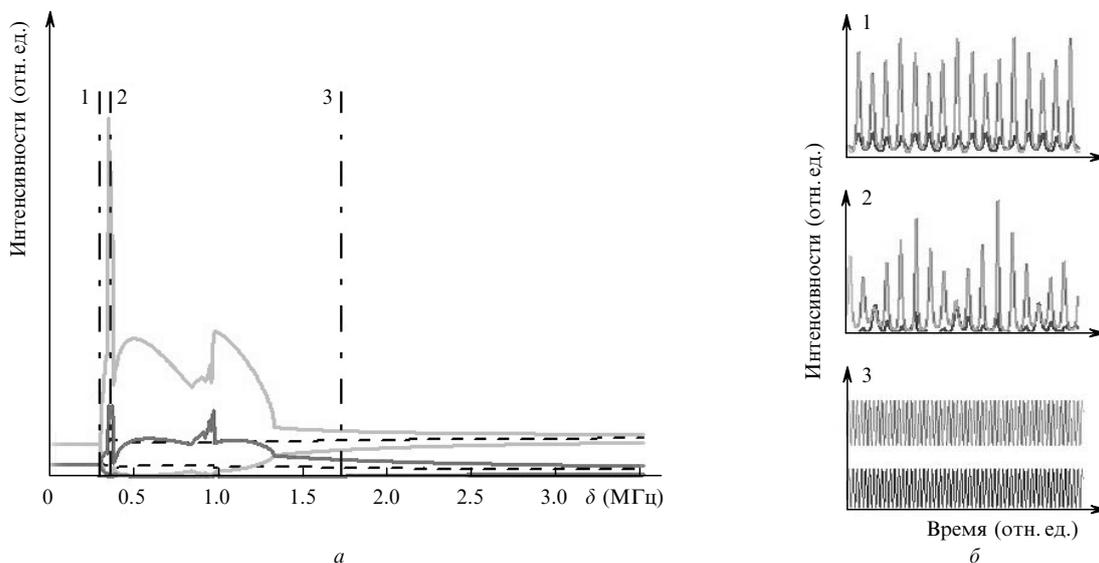


Рис.7. Теоретические зависимости интенсивностей ортогонально поляризованных мод от параметра фазовой анизотропии δ (сплошные кривые – минимальные и максимальные интенсивности мод, штриховые линии – средние значения интенсивностей мод в нестационарном режиме) (а) и поведение во времени интенсивностей мод при разных значениях δ , $A = 3$ и $\Psi_p = 20^\circ$ (б).

мерно 300 кГц. При параметрах системы, соответствующих этому значению, можно оценить величину двулучепреломления $n_o - n_e$. При вычислениях нами использовались следующие параметры лазера: $L = 0.5$ мм, $n = 1.8$, $\delta = \nu_1 - \nu_2 \approx \delta_{cr} \approx 300$ кГц, межмодовый интервал $\Delta\nu_0 = c/2nL \approx 170$ ГГц. Обусловленный двулучепреломлением фазовый сдвиг

$$\varphi = \frac{2\pi(n_o - n_e)L}{\lambda}$$

приводит к разности частот δ между ортогонально поляризованными модами резонатора. Фазовый сдвиг, равный π , обеспечивает расщепление частот ортогонально поляризованных мод на $\Delta\nu_0/2$. Тогда для произвольного фазового сдвига

$$\delta = \frac{\Delta\nu_0}{2\pi} \varphi \text{ или } \varphi = \frac{2\pi\delta}{\Delta\nu_0} \approx 10^{-5} \text{ рад,}$$

$$n_o - n_e = \frac{\lambda\varphi}{2\pi L} = \frac{\lambda}{2\pi L} \frac{2\pi\delta}{\Delta\nu_0} = \frac{\lambda}{L} \frac{\delta}{c} 2nL = \frac{2n\lambda\delta}{c} \approx 4 \times 10^{-9}.$$

Далее для сравнения оценим двулучепреломление кристалла, который использовался в [10]. В этой работе кристалл имел сравнительно большую фазовую анизотропию, так что частота биений варьировалась в пределах 15–70 МГц. Считая, что $\delta = 60$ МГц, согласно приведенным выше расчетам получим, что двулучепреломление $n_o - n_e$ составляет $\sim 10^{-6}$.

4. Заключение

Экспериментальное исследование низкочастотной динамики биполяризационного продольно-одномодового Nd:YAG-лазера с малой фазовой анизотропией резонатора Фабри–Перо показало, что в спектре флуктуаций интенсивности каждой поляризационной моды наблюдаются три релаксационных пика на частотах f_1 , f_2 и f_3 . Поляризационные релаксационные колебания на частотах f_2 и f_3 соответствуют малым противофазным колебаниям интенсивностей ортогонально поляризованных мод. В суммарной интенсивности излучения биполяризационного лазера колебания на этих частотах оказываются скомпенсированными, поэтому в спектре флуктуаций суммарной интенсивности наблюдается только резонансный пик на частоте синфазных релаксационных колебаний f_1 .

Обнаружено, что основные особенности низкочастотной поляризационной динамики Nd:YAG-лазеров и эффекта наведенной анизотропии усиления почти не зави-

сят от ориентации кристаллографических осей. Небольшие различия наблюдаются в значениях порогов генерации слабой поляризационной моды в лазерах с кристаллами с ориентацией осей [100] ($A_{th2} = 1.3 - 1.5$) и [111] ($A_{th2} = 2$).

Развитая в работе [10] модель продольно одномодового биполяризационного твердотельного лазера, учитывающая фазочувствительное взаимодействие ортогонально поляризованных мод, в целом хорошо описывает характерные особенности низкочастотной поляризационной динамики, наблюдаемые в эксперименте. Эта модель позволяет оценить величину фазовой анизотропии резонатора (двулучепреломление) по динамическому поведению системы в условиях, когда непосредственное измерение расщепления частот собственных ортогонально поляризованных мод резонатора $\delta = \nu_1 - \nu_2$ невозможно из-за его малости.

Различия в величине порога генерации A_{th2} слабой поляризационной моды для активных элементов с разными ориентациями кристаллографических осей нельзя объяснить в рамках развитой в [10] модели. По-видимому, учет точной ориентации активных центров относительно оси резонатора лазера при моделировании динамики биполяризационных лазеров позволит выявить причины этого различия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17243) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (№ 7738.2006.2).

Авторы выражают благодарность И.В.Корюкину за полезные замечания и советы при написании этой статьи.

1. Kul'minskii A., Loiko Yu., Voitovich A. *Opt. Commun.*, **167**, 235 (1999).
2. *Quantum and Semiclassical Optics*, **10** (1) (1998).
3. Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Phys. Rev. A*, **46**, 2811 (1992).
4. Leners R., Francois P.L., Stephan G. *Opt. Lett.*, **9**, 275 (1994).
5. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Milovsky N.D., Shirokov E.Yu., Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Quantum and Semiclassical Optics*, **10**, 97 (1998).
6. Хандохин П.А., Ханин Я.И., Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Широков Е.Ю., Белавски С., Дерозье Д., Глорио П. *Квантовая электроника*, **25**, 517 (1998).
7. Khandokhin P.A., Milovsky N.D., Mamaev Yu.A., Ovchinnikov E.A., Shirokov E.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **53**, 3682 (1998).
8. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Celet J.-C., Dangoisse D., Glorieux P. *Opt. Commun.*, **123**, 372 (1996).
9. Khandokhin P.A., Mandel P., Koryukin I.V., Nguyen B.A., Khanin Ya.I. *Phys. Rev. Lett. A*, **235**, 248 (1997).
10. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N.D., Khandokhin P.A., Shirokov E.Yu. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **XLVII** (10–11), 813 (2004).
11. Reyzer K.C., Casperson L.W. *J. Appl. Phys.*, **51** (12), 6075 (1980).
12. Reyzer K.C., Casperson L.W. *J. Appl. Phys.*, **51** (12), 6083 (1980).