

# Влияние частотной невязимности на динамику излучения твердотельных кольцевых лазеров

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев

*Проанализированы результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик твердотельных кольцевых лазеров (ТКЛ), работающих в различных режимах генерации при наличии оптической невязимности резонатора, с точки зрения возможности использования ТКЛ в лазерной гироскопии. Рассмотрено влияние частотной невязимности  $\Omega$  на существование и устойчивость стационарных и автомодуляционных режимов генерации, а также на характеристики излучения в этих режимах. Рассмотрены различные возможности регистрации  $\Omega$ , основанные на измерениях частот автомодуляции и биений, релаксационных частот и скоростей их затухания, отношения средних интенсивностей встречных волн, глубины модуляции их интенсивностей и др.*

**Ключевые слова:** кольцевой лазер, оптическая невязимность, нелинейная динамика излучения.

	Содержание
Введение .....	105
1. Схемы ТКЛ и способы изменения режимов генерации в них .....	106
2. Основные экспериментальные результаты .....	106
2.1. Влияние частотной невязимности на стационарные режимы генерации .....	106
2.2. Автомодуляционные режимы при наличии частотной невязимности .....	107
2.3. Режим биений в ТКЛ .....	108
3. Результаты теоретических исследований характеристик ТКЛ при наличии частотной невязимности .....	109
3.1. Основные уравнения динамики и параметры ТКЛ .....	109
3.2. Стационарные режимы генерации ТКЛ .....	110
3.3. Автомодуляционные режимы генерации .....	110
3.4. Зависимость релаксационных процессов от частотной невязимности .....	112
3.5. Режим биений в ТКЛ .....	112
Заключение .....	113
Литература .....	113

## Введение

Твердотельный кольцевой лазер (ТКЛ) является, несомненно, одним из объектов, привлекающих пристальное внимание исследователей, работающих в области лазерной физики. Последние успехи в разработке моноблочных твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой (чип-лазеров) значительно повышают интерес к таким лазерам в связи с широкими возможностями их практического использования в лазерной технике.

ТКЛ с однородно-уширенной линией усиления является сложной нелинейной системой, в которой вследствие конкуренции и связи между встречными волнами может возникать ряд специфических режимов двунаправленной и однонаправленной генерации, отсутствующих в линейных лазерах. Особенностью динамики излучения ТКЛ является высокая чувствительность к частотной невязимности резонатора. Благодаря этому становится возможным проведение прецизионных исследований различных невязимных эффектов [1].

С прикладной точки зрения большой интерес вызывает возможность использования ТКЛ для измерения угловой скорости вращения  $\omega_{\text{rot}}$ , что может быть использовано в лазерной гироскопии. Частотная невязимность резонатора  $\Omega$  (равная разности собственных частот резонатора для встречных волн  $\omega_{1c} - \omega_{2c}$ ) обусловлена его вращением и связана с угловой скоростью вращения  $\omega_{\text{rot}}$  следующим образом:

$$\frac{\Omega}{2\pi} = \frac{4S\omega_{\text{rot}}}{\lambda L} = M\omega_{\text{rot}},$$

где  $L$  и  $S$  – длина периметра и площадь контура резонатора;  $\lambda$  – длина волны генерации. Заметим, что для реальных кольцевых лазеров масштабный коэффициент  $M = 10^2 - 10^5$ .

Нелинейная динамика ТКЛ существенно зависит также от числа генерирующих аксиальных и поперечных типов колебаний и характера взаимодействия между ними. Число генерирующих аксиальных мод и их взаимодействие в режиме свободной генерации сильно отличаются от таковых в режиме синхронизации мод, возникающем при модуляции параметров лазера с частотой межмодовых биений. Наиболее полно исследована динамика ТКЛ, генерирующих в каждом направлении световые пучки на основной поперечной моде [2–5].

Целью настоящей работы является анализ влияния частотной невязимности кольцевого резонатора на динамику генерации и характеристики излучения непрерывного ТКЛ в режимах свободной генерации.

## 1. Схемы ТКЛ и способы изменения режимов генерации в них

В настоящее время исследовано большое число схем кольцевых лазеров, различающихся как конструктивными особенностями (лазеры, состоящие из дискретных элементов [6–8], моноблочные [9–12] и полумоноблочные кольцевые лазеры [13, 14]), так и способом возбуждения активной среды (ламповая накачка либо монохроматическая накачка газовым или полупроводниковым лазером).

Важным параметром, определяющим возможность детальных исследований нелинейной динамики ТКЛ, является стабильность их характеристик. Одним из основных факторов, ограничивающих эту стабильность, является неустойчивость связи встречных волн [15].

Если в ТКЛ с ламповой накачкой практически невозможно обеспечить высокую стабильность связи из-за технических возмущений, то переход к монолитной конструкции и полупроводниковой накачке в значительной степени снимает эти трудности. Однако нужно иметь в виду, что в амплитуду и фазу связи встречных волн в ТКЛ вносят вклад и внешние паразитные связи, обусловленные обратными отражениями как от оптических элементов системы возбуждения, так и от элементов приемного тракта [15]. Особенно значителен этот вклад при большой прозрачности (более 1%) выходного зеркала.

Неустойчивость модуля и фазы коэффициентов связи ограничивает стабильность амплитуды, частоты и поляризации как собственной генерации лазера, так и автомодуляционных и параметрических колебаний, возникающих в ТКЛ. Необходимо отметить и то, что следствием малых габаритов ( $L < 3$  см) является большой частотный интервал между продольными модами резонатора ( $c/L \sim 10$  ГГц), а это в определенной мере сказывается на динамике излучения таких ТКЛ.

Для проведения детальных исследований нелинейной динамики ТКЛ и для значительной части технических приложений оптимальными являются моноблочные конструкции лазеров в сочетании с полупроводниковой накачкой, что обеспечивает максимальное снижение технических возмущений и возможность хорошей (из-за малых габаритов и небольшого тепловыделения) термостабилизации.

В качестве активной среды в ТКЛ в подавляющем большинстве случаев используются кристаллы Nd:YAG, что объясняется их хорошими эксплуатационными качествами (высокая теплопроводность, оптическая однородность, низкий порог генерации и др.).

Изменение режимов генерации ТКЛ осуществляется, как правило, путем изменения комплексных коэффициентов связи встречных волн. По этой причине практически все режимы генерации можно возбудить в одном и том же ТКЛ, изменяя только связь встречных волн либо вводя частотную или амплитудную невязимность. Изменение коэффициентов связи в ТКЛ, состоящем из дискретных элементов, обычно легко достигается при небольших изменениях длины контура резонатора.

Существующие конструкции моноблочных (полумоноблочных) кольцевых чип-лазеров допускают небольшие перемещения рабочего контура резонатора внутри моноблока. Это дает возможность, юстируя направление пучка возбуждения, изменять связь встречных волн (последнее происходит вследствие изменения характера обратного рассеяния встречных волн на микронеоднородностях активной среды, граней моноблока и зеркал резонатора). Другой способ перестройки режимов генерации основан на использовании внешней дополнительной обратной связи [16, 17]. Наконец, связь может изменяться при неравномерном нагреве активного элемента (заметим, что равномерный нагрев не дает желаемого результата) или механических деформациях последнего.

## 2. Основные экспериментальные результаты

### 2.1. Влияние частотной невязимности на стационарные режимы генерации

Экспериментальному исследованию динамики излучения ТКЛ посвящено большое число работ (см., напр., [18–28]). Исследования показали, что при сильной связи между встречными волнами в ТКЛ существует режим стоячей волны, возникающий при взаимной синхронизации встречных волн. В этом режиме независимо от частотной невязимности резонатора встречные волны имеют равные интенсивности и частоты. Сильная связь между встречными волнами может возникать, например, в лазерах, состоящих из дискретных элементов, за счет отражений от торцов активного элемента.

Помимо режима стоячей волны в ТКЛ возможен и другой стационарный режим – режим синхронизации встречных волн, при котором частоты этих волн равны, а интенсивности оказываются неравными и не зависящими от времени. Отношение интенсивностей встречных волн в этом режиме зависит не только от коэффициентов связи встречных волн, но и от амплитудной и/или частотной невязимности резонатора [29].

Частным случаем режима синхронизации встречных волн является режим бегущей волны, при котором в одном направлении излучается основная часть запасенной в резонаторе энергии, а в противоположном направлении выходит лишь излучение, рассеянное на внутрирезонаторных оптических неоднородностях. В целом ряде работ, однако, ввиду особой практической важности режима бегущей волны для прикладных задач, связанных с получением одночастотной генерации, этот режим рассматривается не как предельный случай режима синхронизации встречных волн, а как отдельный режим.

В определенной области параметров (модулей и фаз коэффициентов связи, превышения накачки над порогом, отстройки от центра линии усиления, амплитудной и частотной невязимностей резонатора и др.) в ТКЛ возможно существование автомодуляционных режимов первого и второго рода, режима биений или различных нестационарных режимов, включая режим динамического хаоса.

Режим бегущей волны может быть получен при введении в резонатор лазера какого-либо амплитудного невязимного элемента [1]. В [30–32] было показано, что одночастотная однонаправленная генерация может быть получена при наложении магнитного поля непосредственно на активный элемент.

В работах [33, 34] показано, что возникновению однонаправленной одночастотной генерации способствует ис-

пользование неплоской конфигурации резонатора, обеспечивающей взаимный поворот плоскости поляризации. Монолитные ТКЛ с полупроводниковой накачкой, работающие в режиме бегущей волны, возникающем при неравенстве потерь встречных волн вследствие наложения магнитного поля на активный элемент, экспериментально исследовались в [35–40]. В таких лазерах в настоящее время достигнута рекордная стабильность частоты генерации [36, 37].

Однонаправленная одночастотная генерация может быть получена и при использовании акустооптических невязимных элементов [1]. При этом акустооптическая невязимность может создаваться как в самом активном элементе, так и в дополнительном элементе, вводимом в резонатор ТКЛ. Однонаправленную генерацию можно получить в ТКЛ с помощью дополнительного возвратного зеркала, которое позволяет создать неравенство модулей и фаз коэффициентов связи, а также амплитудную невязимность резонатора [41].

В работе [42] продемонстрирована возможность реализации однонаправленной генерации при наличии частотной невязимности резонатора. Возможно получение однонаправленной генерации и при наличии волн автоподсветки [43].

Несмотря на кажущуюся простоту режима бегущей волны, динамика генерации ТКЛ достаточно сложна. Дело в том, что даже при сильном подавлении одной из встречных волн невозможно полностью подавить другую, что приводит к появлению дополнительных шумов в канале генерации основной волны и возникновению ряда особенностей в динамике генерации лазера [44].

Экспериментально было установлено, что ТКЛ в режиме бегущей волны обладает тремя релаксационными частотами [4, 45]. Основная релаксационная частота в первом приближении хорошо описывается формулой

$$\omega_{r0} = \left( \frac{\omega\eta}{QT_1} \right)^{1/2} \quad (1)$$

и соответствует обычным синфазным релаксационным колебаниям мощности излучения (здесь  $\omega/Q$  – ширина полосы резонатора;  $T_1$  – время релаксации инверсной населенности;  $\eta$  – превышение мощности накачки над пороговой).

Вторая и третья релаксационные частоты в отсутствие амплитудной и частотной невязимностей резонатора совпадают и определяются формулой [45]

$$\omega_{r1,r2} = \left( \frac{\omega\eta}{2QT_1} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Экспериментально установлено, что при наличии частотной невязимности низкочастотная компонента спектра релаксационных частот расщепляется на две спектральные составляющие, частоты которых зависят от  $\Omega$ .

## 2.2. Автомуляционные режимы при наличии частотной невязимности

Исследования показали, что в ТКЛ могут существовать разнообразные автомуляционные режимы:

- синфазный и противофазный автомуляционные режимы первого рода;
- автомуляционный режим второго рода (режим с низкочастотной периодической сменой направления генерации);

- квазипериодические автомуляционные режимы;
- режим динамического хаоса;
- режим биений, когда частоты встречных волн оказываются различными.

Форма колебаний в автомуляционных режимах первого рода обычно близка к синусоидальной. Частота автомуляционных колебаний в отсутствие невязимностей резонатора определяется коэффициентами связи встречных волн и может изменяться от десятков килогерц до нескольких мегагерц. Спектр излучения, как правило, является одночастотным по продольным модам. В автомуляционном режиме первого рода частота автомуляционных колебаний  $\omega_m$  зависит от частотной невязимности  $\Omega$ . Эта зависимость (в первом приближении) хорошо описывается формулой

$$\omega_m = (\omega_{m0}^2 + \Omega^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\omega_{m0}$  – частота автомуляционных колебаний в отсутствие частотной невязимности.

Автомуляционный режим первого рода по ряду признаков аналогичен режиму биений, детально изученному в газовых кольцевых лазерах [46]. И в том и в другом режимах наблюдаются следующие закономерности: при увеличении частотной невязимности  $\Omega$  частота автомуляционных колебаний  $\omega_m$  (как и частота биений) растет, приближаясь к  $M\omega_{rot}$  ( $M$  – масштабный коэффициент, зависящий от геометрических размеров кольцевого резонатора) при  $\Omega \rightarrow \infty$ , интенсивности встречных волн оказываются промодулированными с частотой автомуляции (биений), а глубина модуляции уменьшается с ростом частотной невязимности. Эти свойства могут быть использованы для измерения частотной невязимности.

Однако между автомуляционным режимом и режимом биений имеются и существенные различия. Во-первых, в автомуляционном режиме первого рода отсутствует область захвата при  $\Omega \rightarrow 0$ , а во-вторых, при достаточно большой частотной невязимности в режиме биений происходит выравнивание средних интенсивностей встречных волн, тогда как в автомуляционном режиме одна из волн подавляется и возникает синхронизация бегущих волн.

В работах [47, 48] было изучено влияние периодической модуляции на частотах  $\omega_p \ll c/L$  параметров ТКЛ (накачки и внутрирезонаторных потерь) на динамику генерации. Была обнаружена синхронизация частоты автомуляционных колебаний модулирующим сигналом и найдены условия возникновения бистабильных квазипериодических режимов, в которых модуляция интенсивностей встречных волн происходит как на частоте  $\omega_m$ , так и на частоте  $\omega_p$  и комбинационных частотах  $\omega_m \pm n\omega_p$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ).

В [48] экспериментально установлено, что при синхронизации автомуляционных колебаний модулирующим сигналом ширина спектра автомуляционных колебаний уменьшается. Было также изучено влияние частотной невязимности на периодические режимы импульсной генерации, возникающей при модуляции параметров лазера. Продемонстрировано, что глубина противофазной модуляции импульсов растет с увеличением  $\Omega$ . Это обстоятельство позволяет, в принципе, измерять невязимность по глубине модуляции огибающей импульсов. В [48] также показано, что в областях парамет-

рических резонансов, когда  $\omega_p$  оказывается кратным  $\omega_{Ti}$  ( $i = 0, 1, 2$ ), наблюдаются режимы динамического хаоса [49, 50].

При исследовании релаксационных колебаний в ТКЛ, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, обнаружен ряд особенностей. Если в режиме однонаправленной генерации существуют три релаксационные частоты, то в автомодуляционном режиме первого рода их две. Основная релаксационная частота  $\omega_{r0}$ , соответствующая синфазной модуляции, определяется тем же выражением (1), что и в режиме бегущей волны. Зависимости же низкочастотной компоненты спектра релаксационных колебаний от  $\Omega$  в автомодуляционном режиме и режиме бегущей волны различны [23, 51].

Наряду с синусоидальными автомодуляционными режимами генерации в ТКЛ возможен особый тип автомодуляционных режимов (автомодуляционный режим второго рода) – одномодовый режим с периодической сменой направления генерации, происходящий на частотах порядка нескольких килогерц и сопровождающийся переходным процессом на релаксационной частоте [5, 51, 52]. Заметим, что этот режим характерен для лазеров с относительно большим периметром резонатора. В настоящее время отсутствуют сообщения о существовании такого режима в чип-лазерах с периметром резонатора  $L < 3$  см. В автомодуляционном режиме второго рода при увеличении частотной невязимости наблюдается подавление одной из встречных волн и переход к однонаправленной генерации.

В [53] показано, что неравенство добротностей кольцевого резонатора для встречных волн может приводить не только к неравенству интенсивностей этих волн, но и к усложнению зависимостей их интенсивностей от частотной невязимости резонатора.

Различие коэффициентов связи встречных волн, возникающее при использовании схемы с дополнительным внешним зеркалом, приводит к изменению частоты автомодуляционных колебаний, а при определенных условиях – к переходу от противофазных колебаний к синфазным [25].

В [54] исследовалась динамика генерации двунаправленного кольцевого лазера с дополнительным возвратным зеркалом в зависимости от его характеристик (превышения мощности накачки над пороговой  $\eta$ , модулей  $(m_{1,2})$  и фазы  $(y_{1,2})$  полных коэффициентов связи встречных волн, соотношения между частотами релаксационных и автомодуляционных колебаний, а также самих этих частот). Эти исследования продемонстрировали возможность перестройки частоты противофазных автомодуляционных колебаний в широком диапазоне (100–400 кГц) при изменении коэффициента связи между встречными волнами.

В процессе исследований было обнаружено взаимное влияние автомодуляционных и релаксационных частот, приводящее в ряде случаев (например, при  $\omega_m = 2\omega_{r0}$ ) к параметрическому резонансу и параметрическому захвату частот, ширина области которого могла достигать  $\sim 30$  кГц. Было показано, что в областях параметрического резонанса наблюдается неустойчивость автомодуляционного режима первого рода, возникновение бифуркаций удвоения периода, а при некоторых условиях – и переход к динамическому хаосу.

При исследовании динамического хаоса экспериментально были обнаружены режимы синхронного и несинх-

ронного хаоса [55, 56]. Установлено, что возможны как режим полной синхронизации хаотических колебаний, когда интенсивности встречных волн оказываются равными, так и режим обобщенной синхронизации, когда сумма интенсивностей встречных волн изменяется во времени хаотически, а разность интенсивностей является периодической функцией времени [56]. Было показано, что с увеличением  $\Omega$  режим полной синхронизации переходит в режим обобщенной синхронизации.

### 2.3. Режим биений в ТКЛ

Экспериментально установлено, что при ослаблении конкуренции встречных волн в ТКЛ можно реализовать режим биений, схожий с режимом биений в газовых кольцевых лазерах. Отличие связано с возникновением в ТКЛ движущихся решеток инверсной населенности, которые приводят к частотным сдвигам встречных волн при отражении от них.

Если автомодуляционные режимы генерации и режим стоячей волны реализуются в ТКЛ достаточно просто, то режим биений, имеющий большой практический интерес, в случае однородно-уширенной линии усиления (что имеет место в ТКЛ) оказывается, как правило, неустойчивым, и для его реализации приходится принимать специальные меры. Наиболее распространенными способами его реализации являются:

- использование внутрирезонаторных нелинейных элементов (генерации гармоник, ВКР, нелинейного поглощения) [57];
- использование невязимых элементов с цепью обратной связи [58];
- использование ОВФ [59];
- использование схем с волнами автоподсветки [43, 60].

Влияние внутрирезонаторной ГВГ на характеристики ТКЛ исследовано в работе [57]. Внутрирезонаторное преобразование излучения во вторую гармонику эквивалентно внесению дополнительных нелинейных потерь, пропорциональных интенсивностям встречных волн. Экспериментальные исследования показали, что при малых коэффициентах преобразования  $K$  частотная невязимости приводит к конкурентному подавлению одной из встречных волн, а при увеличении  $K$  происходит выравнивание интенсивностей встречных волн и возникновение режима биений.

Аналогичным образом может быть использовано и внутрирезонаторное нелинейное поглощение. Однако практическая реализация такого метода затруднена из-за возникновения «пичковой» неустойчивости [61]. Экспериментальное исследование режима биений в ТКЛ с цепью обратной связи выполнено в [58], где было показано, что создаваемая с помощью цепи обратной связи разность потерь встречных волн обеспечивает существование стабильного режима биений.

Кольцевые чип-лазеры исследовались в широком диапазоне температур (77–320 К). Особенностью генерации при температуре жидкого азота является не только сдвиг частоты генерации, связанный с зависимостью параметров резонатора и сдвига линии усиления от температуры, но и переключение при температуре 180 К длины волны генерации гранатового лазера с линии  $A$  ( $\lambda = 1.064$  мкм) на линию  $B$  ( $\lambda = 1.061$  мкм) [62]. Вторая особенность генерации чип-лазера при низких температурах – это сужение спектра автомодуляционных колебаний.

### 3. Характеристики ТКЛ при наличии частотной невязимности (теория)

#### 3.1. Основные уравнения динамики и параметры ТКЛ

Несмотря на сложность физических процессов, происходящих в твердотельных кольцевых лазерах, методы теоретического исследования нелинейной динамики таких лазеров хорошо развиты. Аналитические исследования и численное моделирование динамики ТКЛ дают достаточно полное представление об основных режимах генерации и характеристиках выходного излучения (о спектре излучения, интенсивностях встречных волн, фазовых соотношениях между ними, о релаксационных и автомодуляционных колебаниях, их взаимосвязи и т. п.). Наибольшее распространение имеет полуклассическая теория кольцевых лазеров, основывающаяся на уравнениях Максвелла для поля внутри резонатора и на системе квантовомеханических уравнений для матрицы плотности активных атомов. При решении конкретных задач в полуклассической теории используется значительное число упрощающих предположений, хотя и ограничивающих общность рассмотрения, но учитывающих основные для рассматриваемой задачи явления [2].

В большинстве работ теоретический анализ нелинейной динамики ТКЛ ведется при следующих допущениях:

- в каждом направлении в ТКЛ излучается лишь один тип колебаний;
- рассмотрение ведется в приближении плоских волн;
- пренебрегается пространственной неоднородностью в поперечном (относительно оси резонатора) направлении как накачки, так и инверсной населенности;
- дифракционные эффекты предполагаются пренебрежимо малыми;
- поляризация волн предполагается линейной и одинаковой для встречных волн.

В рассматриваемых приближениях поле излучения в кольцевом резонаторе представляется в виде суммы двух встречных волн, распространяющихся вдоль оси резонатора  $z$ :

$$E(z, t) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{1,2} e_{1,2} \tilde{E}_{1,2}(t) \exp[i(\omega t \pm kz)] \right\}, \quad (4)$$

где  $\tilde{E}_{1,2}(t) = E_{1,2} \exp i\varphi_{1,2}$ ,  $E_{1,2}$  и  $\varphi_{1,2}$  – комплексные амплитуды, модули и фазы полей встречных волн соответственно;  $e_1 = e_2$  – единичные векторы. Система уравнений, описывающих динамику генерации одномодового ТКЛ, имеет вид [2, 3]

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} \tilde{E}_{1,2} \pm i\frac{\Omega}{2} \tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} \tilde{E}_{2,1} \\ & + \frac{\sigma l}{2T} (1 - i\delta) (N_0 \tilde{E}_{1,2} + N_{\mp} \tilde{E}_{2,1}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} T_1 \frac{dN_0}{dT} = & N_{\text{th}}(1 + \eta) - N_0 \left[ 1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2) \right] \\ & - N_+ a E_1 E_2^* - N_- a E_1^* E_2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$T_1 \frac{dN_{\pm}}{dT} = -N_{\pm} \left[ 1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2) \right] - N_0 a E_1^* E_2, \quad (7)$$

где  $N_{\text{th}}$  – пороговая инверсная населенность;  $Q_{1,2}$  – добротности резонатора для встречных волн;  $T = L/c$  – время обхода светом резонатора;  $T_1$  – время продольной релаксации;  $l$  – длина активного элемента;  $\delta$  – относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления;  $L$  – длина периметра кольцевого резонатора;  $\sigma = \sigma_0/(1 + \delta^2)$  – сечение лазерного перехода;  $a$  – параметр насыщения;

$$N_0 = \frac{1}{l} \int_0^l N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{l} \int_0^l N e^{\pm i2kz} dz \quad (8)$$

– пространственные гармоники инверсной населенности  $N$ .

Среди параметров, определяющих динамику генерации ТКЛ, основными являются:

- комплексные коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние  $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i\vartheta_{1,2})$ ;
- относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления  $\delta = (\omega - \omega_0)/\Delta\omega_g$  ( $\Delta\omega_g$  – ширина линии усиления);
- превышение мощности накачки над пороговой  $\eta$ ;
- амплитудная невязимность резонатора  $\Delta = 2(Q_1 - Q_2)/(Q_1 + Q_2)$ ;
- частотная (фазовая) невязимность резонатора  $\Omega = \omega_{1c} - \omega_{2c}$  ( $\omega_{1c}, \omega_{2c}$  – собственные частоты резонатора для встречных волн).

Именно влияние последнего фактора на динамику излучения ТКЛ детально анализируется в настоящей работе.

В случае однородно-уширенной линии усиления встречные волны черпают энергию из одной и той же группы активных ионов. Это приводит к конкурентному взаимодействию встречных волн. Важным фактором, влияющим на взаимодействие встречных волн в ТКЛ, является их нелинейная энергетическая связь на решетках  $N_{\pm}$ , возникающих вследствие пространственной модуляции разности населенностей активных ионов, т. е. на амплитудных и фазовых решетках, наведенных в активной среде.

Взаимная дифракция встречных волн на этих решетках приводит к неравенству коэффициентов усиления во встречных направлениях: коэффициент усиления для более сильной волны оказывается большим, чем для встречной волны, что ведет к конкурентному подавлению слабой волны [3, 5]. Обратное же рассеяние на элементах резонатора оказывает стабилизирующее влияние, приводя к выравниванию интенсивностей встречных волн [5]. При наличии достаточно сильной связи встречных волн через обратное рассеяние в ТКЛ оказываются устойчивыми режимы взаимной синхронизации встречных волн (в частности, режим стоячей волны).

Система уравнений (5)–(7) адекватно описывает нелинейную динамику ТКЛ и позволяет проанализировать условия существования и устойчивости всех режимов генерации, наблюдавшихся экспериментально. Эти уравнения позволяют найти зависимости выходных характеристик излучения от частотной (и амплитудной) невязимности резонатора, что имеет большое практическое значение.

Из анализа следует, что оптическая невязимность резонатора может привести не только к количественному изменению выходных характеристик излучения (таких как разность оптических частот встречных волн, их интенсивностей  $I_{1,2}$ , частот релаксационных ( $\omega_{r0}$ ,  $\omega_{r1}$  и  $\omega_{r2}$ ) и автомодуляционных ( $\omega_m$ ) колебаний), но и в ряде слу-

чаев может качественно изменить характер генерации, переведя лазер из одного режима в другой [2, 5].

В последнее время появились работы [23, 63–67], в которых динамика ТКЛ исследуется при произвольных поляризациях встречных волн. В этих работах показано, что учет неколлинеарности поляризации во встречных направлениях приводит к изменению коэффициентов связи встречных волн и уменьшению амплитуд  $N_{\pm}$  решеток инверсной населенности.

Можно показать, что результаты, полученные для коллинеарных поляризаций, легко обобщаются на случай произвольных поляризаций при использовании эффективных коэффициентов связи и учете изменения глубины пространственной модуляции инверсной населенности. Это изменение может быть сделано формальной заменой  $N_{\pm} \rightarrow N_{\pm}(e_1^p e_2^p)^2$ , где  $e_1^p, e_2^p$  – единичные векторы поляризации встречных волн [64].

### 3.2. Стационарные режимы генерации ТКЛ

В работах [2, 3, 5] изучалось влияние частотной невязимности  $\Omega$  на области существования и устойчивости режимов взаимной синхронизации встречных волн. В случае сильной связи, удовлетворяющей неравенству

$$m \left| \sin \frac{1}{2}(\vartheta_1 - \vartheta_2) \right| > \frac{1}{3} \frac{\omega}{Q} \eta, \quad m = m_1 = m_2, \quad (9)$$

в ТКЛ при  $\Omega = 0$ ,  $\Delta = 0$  и  $\delta \ll 1$  имеет место режим стоячей волны. Обычно в этом режиме генерация происходит на нескольких продольных модах [3–5]. При наличии частотной невязимности изменяются интенсивности и разность фаз встречных волн. Увеличение  $|\Omega|$  приводит к постепенному подавлению одной из волн. Зависимости  $I_{1,2}$  от  $|\Omega|$  при  $\Delta = 0$  имеют характерный X-образный вид.

Анализ показывает, что частотная невязимность, приводит и к изменению границ области устойчивости рассматриваемого режима. Последний оказывается устойчивым при

$$m \left| \sin \frac{1}{2}(\vartheta_1 - \vartheta_2) \right| > \frac{\omega}{Q} \eta \frac{m(m^2 + \Omega^2)^{1/2}}{3m^2 + 2\Omega^2}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что при выполнении условия (9) режим синхронизации устойчив при любых  $\Omega$ . Это означает, что в ТКЛ существует режим захвата частот встречных волн, не переходящий в режим биений при увеличении  $|\Omega|$ : с ростом  $|\Omega|$  происходит подавление одной из волн до выхода лазера из режима захвата, т. е. в ТКЛ оказывается возможным режим с неограниченной полосой захвата [2, 5].

В общем случае режим взаимной синхронизации может иметь и конечную ширину области захвата [67]. В этом случае, начиная с некоторого  $\Omega_1$ , при  $|\Omega| > \Omega_1$  в ТКЛ возникает автомодуляционный режим генерации первого рода. С ростом  $|\Omega|$  происходит монотонное увеличение одной из волн и подавление другой. При достаточно больших  $|\Omega|$  генерация ТКЛ становится близкой к однонаправленной.

Наличие амплитудной невязимности ( $\Delta \neq 0$ ) приводит к расширению областей существования и устойчивости режима бегущей волны. При  $\Delta \neq 0$  зависимости  $I_{1,2}$  от  $\Omega$  становятся немонотонными [53].

При достаточно слабой связи, когда выполняется неравенство

$$m < \frac{1}{2} \left( \frac{\eta\omega}{QT_1} \right)^{1/2} \left| \cos \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right|, \quad (11)$$

режим бегущей волны существует и устойчив при  $\Omega = 0$ ,  $\Delta = 0$ , если относительная отстройка частоты генерации  $\delta$  меньше некоторого критического значения  $\delta_{cr}$ :

$$|\delta| < \delta_{cr} = \left( \frac{Q}{\omega T_1 \eta} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

При малых  $|\Omega|$  существует область бистабильности с двумя режимами бегущей волны, различающимися направлением распространения волны с большей интенсивностью. В этой области зависимости амплитудных характеристик от  $\Omega$  имеют вид гистерезисной петли.

### 3.3. Автомодуляционные режимы генерации

Кроме стационарных режимов генерации с постоянными интенсивностями встречных волн, в автономном ТКЛ существует и ряд автомодуляционных режимов генерации.

Наиболее интересным с точки зрения лазерной гирокоспии является автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна противофазная модуляция интенсивностей встречных волн по закону, близкому к гармоническому. Автомодуляционный режим первого рода при  $\Omega = 0$  возникает при условии

$$\left( \frac{\eta\omega}{QT_1} \right)^{1/2} \left/ 2 \left| \cos \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right| < m < \frac{\eta\omega}{3Q} \left/ \left| \sin \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right| \right|. \quad (13)$$

В соответствии с этими неравенствами область модулей коэффициентов связи, в которой возникают автомодуляционные колебания, оказывается наиболее широкой при коэффициентах связи, близких к комплексно-сопряженным ( $|\vartheta_1 - \vartheta_2| \ll 1$ ). С увеличением разности фаз коэффициентов связи эта область сужается и при  $|\vartheta_1 - \vartheta_2| \rightarrow \pi$  существование автомодуляционных колебаний становится невозможным.

Исследования показали [2, 5], что если при  $\Omega = 0$  в ТКЛ имеет место автомодуляционный режим, то с ростом  $|\Omega|$  он сохраняется в области  $|\Omega| \leq \Omega_1$ . Граничную частоту  $\Omega_1$  можно найти из выражения

$$m \left| \sin \frac{1}{2}(\vartheta_1 - \vartheta_2) \right| = \frac{\omega}{Q} \eta \frac{m(m^2 + \Omega_1^2)^{1/2}}{3m^2 + 2\Omega_1^2}. \quad (14)$$

При  $|\Omega| \geq \Omega_1$  происходит переход от автомодуляционного режима к режиму захвата.

Основными характеристиками автомодуляционных режимов являются частота  $\omega_m$ , интенсивности встречных волн и глубина автомодуляции интенсивностей. В автомодуляционном режиме первого рода с увеличением  $|\Omega|$  растет частота автомодуляционных колебаний, а средние интенсивности встречных волн становятся неравными [5]. В случае, когда  $\omega_m \gg \omega_{r0}$  и  $\Delta = 0$ , частота автомодуляционных колебаний зависит от невязимности оптического резонатора  $\Omega$  следующим образом [68]:

$$\omega_m = (\omega_{m0}^2 + \Omega^2)^{1/2}, \quad (15)$$

где

$$\omega_{m0}^2 = m_1 m_2 \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) + \frac{(1 + \delta^2) m_1^2 m_2^2 \sin^2(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) - \delta m_1 m_2 \sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)}. \quad (16)$$

В случае симметричной связи последняя формула принимает более простой вид:

$$\omega_{m0} = m \left| \cos \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} - \delta \sin \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} \right|. \quad (17)$$

Формулы (13)–(15) не учитывают влияния релаксационных процессов на автомодуляционные колебания. С учетом последних формула для автомодуляционной частоты принимает вид [69]

$$\omega_m = (\omega_{m0}^2 + \Omega)^{1/2} + \frac{1}{4} (\omega_{m0}^2 + \Omega^2)^{-1/2} \frac{\omega \eta}{Q T_1}. \quad (18)$$

Приведенные формулы, определяющие зависимость  $\omega_m$  от частотной невязимности резонатора, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Следует отметить, что в этом режиме генерации отсутствует характерная для режима биений область захвата [2, 3, 5]. То обстоятельство, что в автомодуляционном режиме первого рода имеет место слабая зависимость  $\omega_m$  от  $\Omega$  при малых  $\Omega$ , устраняется при сдвиге рабочей точки. Это может быть реализовано при создании постоянной или знакопеременной подставки [69, 70]. Частотную характеристику в этом случае можно представить в виде

$$\frac{\omega_m}{2\pi} = \left( 1 + \frac{M \Omega_p \omega_{\text{rot}}}{\omega_{m0}^2 + \Omega_p^2} \right) (\omega_{m0}^2 + \Omega_p^2)^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\Omega_p$  – амплитуда частотной подставки;  $\omega_{\text{rot}}$  – измеряемая угловая скорость.

Регистрация оптической невязимности может быть осуществлена не только при измерении частоты автомодуляционных колебаний ТКЛ, но и при измерении коэффициентов модуляции и отношения интенсивностей излучения встречных волн. Дело в том, что при работе ТКЛ в автомодуляционном режиме изменение амплитудной или частотной невязимности резонатора ведет к изменению не только частоты автомодуляции, но и интенсивностей встречных волн и глубины их модуляции на частоте  $\omega_m$ .

В случае автомодуляционного режима первого рода поля встречных волн можно записать в виде [71]

$$E_1 = \text{Re}\{A_1 \exp[i(\omega_1 + \omega_m)t] + B_1 \exp(i\omega_1 t)\}, \quad (20)$$

$$E_2 = \text{Re}\{A_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_m)t] + B_2 \exp(i\omega_1 t)\},$$

где  $\omega_1 = \omega_c - \delta(\omega/Q_1 + \omega/Q_2)/2 - \omega_m/2$  – оптическая частота излучения с учетом затягивания к центру линии усиления;  $\omega_c$  – собственная частота резонатора. Комплексные амплитуды  $A_i$  и  $B_i$  ( $i = 1, 2$ ) спектральных компонент излучения могут быть найдены из уравнений для пространственных гармоник инверсной населенности  $N_0$  и  $N_{\pm}$  [68].

Безразмерные интенсивности встречных волн представим в виде

$$\begin{aligned} a|E_1|^2 &= I_{01} + I_1 \sin(\omega_m t + \varphi_1), \\ a|E_2|^2 &= I_{02} + I_2 \sin(\omega_m t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (21)$$

где  $I_{0i}$  и  $I_i$  ( $i = 1, 2$ ) – постоянные составляющие и амплитуды модуляции интенсивностей встречных волн.

Как показано в [71], в случае малых частотных невязимностей ( $|\Omega| \ll \omega_{m0}$ ) зависимость  $\Omega$  от параметров, характеризующих автомодуляционный режим, можно представить в виде

$$|\Omega| = (\Delta^2 + \omega_m^2) \frac{|1 - I_{01}I_2/I_{02}I_1|}{2\omega_m [1 - (I_2/I_{02})^2]^{1/2}}, \quad (22)$$

а в отсутствие амплитудной невязимности ( $\Delta = 0$ ) – в виде

$$|\Omega| = R\omega_m, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} R &= \frac{|\alpha_0 - \beta_0|}{I_{01}/I_1 + I_{02}/I_2}; \\ \alpha_0 &= \left[ \left( \frac{I_{02}}{I_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}; \quad \beta_0 = \left[ \left( \frac{I_{01}}{I_1} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Соотношение (23) связывает частотную невязимность с экспериментально измеряемыми характеристиками автомодуляционных колебаний, измерив которые можно найти  $\Omega$ .

Зависимость постоянных составляющих и амплитуд модуляции интенсивностей встречных волн от  $\Omega$  открывает еще одну возможность измерения частотной невязимности. Эта возможность связана с регистрацией сигнала смещения двух встречных волн кольцевого лазера, работающего в автомодуляционном режиме [71].

Рассмотрим сигнал, возникающий при смещении двух встречных волн, который в общем случае может быть представлен в виде

$$\tilde{E}_{\text{mix}} = \tilde{r}_1 \tilde{E}_1 + \tilde{r}_2 \tilde{E}_2, \quad (24)$$

где  $\tilde{r}_{1,2} = r_{1,2} \exp(ikl_{1,2})$  – комплексные коэффициенты. Их модули определяются коэффициентами отражения зеркал, направляющих излучение на фотосмеситель, а фазы пропорциональны оптической длине, проходимой каждой волной.

Интенсивность сигнала после фотоприемника, так же как и интенсивности встречных волн, имеет постоянную составляющую  $I_{0\text{mix}}$  и переменную составляющую с амплитудой модуляции  $I_{\text{mix}}$  на частоте  $\omega_m$ . Сигнал фотосмещения и сигнал одной из волн запишем в виде

$$a|\tilde{E}_{\text{mix}}|^2 = I_{0\text{mix}} + I_{\text{mix}} \sin(\omega_m t + \varphi_2 + \psi), \quad (25)$$

$$a|\tilde{E}_2|^2 = I_{02} + I_2 \sin(\omega_m t + \varphi_2).$$

В [71] были получены следующие соотношения, справедливые при  $\Delta = 0$ :

$$I_{\text{mix}} \cos \psi = \frac{I_2 r_1^2 (|\alpha|^2 - \omega_{m0}^2 - 2\Omega \text{Im} s)}{|d|^2}, \quad (26)$$

$$I_{\text{mix}} \sin \psi = \frac{I_2 r_1^2 2\omega_m \text{Re} s}{|d|^2}.$$

Величину  $s = \tilde{r}_2 d / \tilde{r}_1$  можно выразить через измеряемые параметры:

$$|s|^2 = \omega_{m0}^2 r_2^2 I_2 / r_1^2 I_1. \quad (27)$$

Если параметры установки выбраны такими, что  $r_2^2 I_2 = r_2^2 I_1$ , а разность фаз  $k(l_2 - l_1)$  обеспечивает получение минимального  $I_{\text{mix}}$ , то справедлива следующая формула:

$$|\Omega| = \frac{\omega_{m0} |(r_1^2 I_1 - r_2^2 I_2) + I_{\text{mix}} \cos \psi|}{2r_1 r_2 (I_1/I_2)^{1/2}}. \quad (28)$$

Таким образом, в автомодуляционном режиме первого рода частотная невзаимность резонатора определяет не только частоту автомодуляционных колебаний, но и постоянные составляющие  $\bar{I}_{1,2}$ , а также амплитуды модуляции интенсивностей встречных волн.

Приведенные выше соотношения, описывающие автомодуляционный режим первого рода, справедливы, когда взаимодействие между автомодуляционными и релаксационными колебаниями оказывается достаточно слабым. Более сложная ситуация возникает в областях параметрических резонансов, когда это взаимодействие становится существенным.

Анализ взаимодействия между автомодуляционными и релаксационными колебаниями, проведенный в [20] показал, что частоты  $\omega_m$  и  $\omega_r$  оказываются взаимно связанными. Эта связь при  $\Omega = 0$  описывается выражениями

$$\omega_m = \omega_{m0} \left( 1 + \frac{\alpha}{4} - \frac{3}{64} \alpha^2 \right), \quad (29)$$

$$\omega_r^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_m^2 + \omega_{r0}^2 - \left[ (\omega_m^2 + \omega_{r0}^2)^2 + (\omega_{r0}^4 - 4\omega_{r0}^2 \omega_m^2) \right]^{1/2} \right\}, \quad (30)$$

где  $\alpha = \omega_{r0}^2 / m_1 m_2$ ;  $\omega_{r0}^2 = \omega \eta / Q T_1$  (см. (1)).

При достаточно слабой связи, когда выполняется условие (11), ТКЛ при  $\Omega = 0$  работает либо в режиме бегущей волны, либо в автомодуляционном режиме второго рода. Устойчивость того или другого режима зависит от отстройки частоты генерации от центра линии усиления  $\omega_0$ . Существенное влияние на условие устойчивости имеет структура линии усиления [4, 72, 73].

В простейшей двухуровневой модели, когда асимметрия линии усиления не учитывается, при отстройках  $\delta = |\omega - \omega_0| / \Delta \omega_g$ , удовлетворяющих условию

$$|\delta| > \delta_{\text{cr}} = \left( \frac{Q}{\omega T_1 \eta} \right)^{1/2}, \quad (31)$$

в ТКЛ имеет место автомодуляционный режим второго рода. С ростом  $|\Omega|$  средние интенсивности встречных волн начинают различаться, и при больших  $\Omega$  ТКЛ переходит в стационарный режим бегущей волны.

Интересная возможность регистрации  $\Omega$  может быть связана с изменением частот встречных волн при низкочастотных переключениях направления генерации в автомодуляционном режиме второго рода. Как показывают исследования, фазовая невзаимность резонатора приводит к тому, что изменения частот встречных волн становятся пропорциональными  $\Omega$  [72, 73].

### 3.4. Зависимость релаксационных процессов от частотной невзаимности

Еще одна возможность регистрации частотной невзаимности связана с зависимостью частот релаксационных колебаний и скоростей их затухания от  $\Omega$ . В режиме взаимной синхронизации встречных волн с существенно неравными амплитудами (в режиме бегущей волны), как

уже отмечалось, существуют три релаксационные частоты: основная частота  $\omega_{r0}$  (1) и частоты

$$\omega_{r1,r2} = \left( \frac{\omega_{r0}^2}{2} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{1/2} \mp \frac{\Omega}{2}. \quad (32)$$

Скорости затухания релаксационных колебаний с частотами  $\omega_{r1,r2}$  определяются выражениями [4]

$$\gamma_{r1,r2} = -\frac{1 + \eta}{2T_1} \left[ 1 \mp \frac{\Omega}{2} \left( \frac{\omega_{r0}^2}{2} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{-1/2} \right]. \quad (33)$$

В автомодуляционном режиме первого рода, как указывалось выше, имеются две релаксационные частоты, одна из которых описывается формулой (1), а другая зависит от  $\Omega$  [74]:

$$\omega_{ra} = \left[ \omega_{r0}^2 + \omega_m^2 - \left( \omega_m^4 + 2\omega_{r0}^2 \Omega^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2} / \sqrt{2}. \quad (34)$$

Скорости затухания этих колебаний определяются выражениями

$$\gamma_{r0} = -\frac{1 + \eta}{2T_1}, \quad (35)$$

$$\gamma_{ra} = -\frac{\omega_{m0}^2}{\omega_{m0}^2 + \Omega^2} \frac{1 + \eta}{2T_1}. \quad (36)$$

### 3.5. Режим биений в ТКЛ

Для лазерной гироскопии большой интерес представляет режим биений. Заметим, что именно этот режим используется в газовых лазерных гироскопах [46]. Режим биений во многом аналогичен автомодуляционному режиму первого рода. И в том и в другом случае имеет место периодическая модуляция интенсивностей и разностей фаз встречных волн с автомодуляционной частотой  $\omega_m$  либо с частотой биений  $\omega_b$ . В случае ТКЛ для реализации режима биений необходимо ослабить конкурентное взаимодействие встречных волн, что может быть осуществлено различными способами.

В работе [58] показано, что стабилизация режима биений в ТКЛ может быть осуществлена при использовании цепи обратной связи, создающей внутри резонатора разность потерь встречных волн, пропорциональную разности их интенсивностей:

$$\Delta = \frac{2(Q_1 - Q_2)}{Q_1 + Q_2} = qa(E_1^2 - E_2^2). \quad (37)$$

В ТКЛ с цепью обратной связи режим биений с равными средними интенсивностями встречных волн существует при

$$q \gg \frac{m^2 |\sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)| Q}{\omega |\Omega| \eta}. \quad (38)$$

Для стабилизации режима биений может быть также использован внутррезонаторный нелинейный элемент (просветляющийся фильтр [75] или нелинейный кристалл [57]) преобразующий излучение во вторую гармонику. При использовании внутррезонаторной ГВГ устойчивый режим биений с равными интенсивностями встречных волн возникает при

$$|\Omega| \gg m^2 |\sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)| T / K, \quad (39)$$



где  $K$  - потери основного излучения каждой волны (за один проход) вследствие преобразования излучения во вторую гармонику.

В работах [43, 60] было предложено использовать для стабилизации режима биений волны автоподсветки. Суть этого метода заключается в следующем. Возвращение части выходного излучения обратно в резонатор под малым углом к его оси позволяет создать в активной среде дополнительные решетки инверсной населенности. Взаимная дифракция встречных волн на этих решетках может обеспечить большой коэффициент усиления для слабой волны, что приводит к стабилизации режима биений. Условием этой стабилизации в случае слабой связи встречных волн с помощью волн автоподсветки является неравенство [60]

$$\frac{\kappa l_0}{l} > \frac{TQ}{\omega T_1 \eta}, \quad (40)$$

где  $\kappa$  - отношение интенсивности волны автоподсветки к интенсивности основной волны;  $l_0$  - размер области перекрытия в активной среде основной волны и волны автоподсветки. Наконец, для стабилизации режима биений возможно использование ОВФ [59] и поляризационно-частотной развязки встречных волн в неплоском кольцевом резонаторе [75].

Потенциальным достоинством режима биений в ТКЛ является отсутствие области захвата при слабой связи ( $|m_{1,2}| \ll \omega_{r0}$ ). Дело в том, что в режиме биений возникает дополнительная разность частот встречных волн, обусловленная их самодифракцией на наведенных в активной среде решетках. В режиме биений вследствие различия частот встречных волн эти решетки движутся, и при дифракции на них происходит изменение частот встречных волн. В результате этого зависимость частоты биений  $\omega_b$  от  $\Omega$  является нелинейной даже в отсутствие связи встречных волн. При  $\Omega \rightarrow 0$  частота  $\omega_b \rightarrow \omega_{r0}$ , поэтому область захвата фактически отсутствует, если  $|m_{1,2}| \ll \omega_{r0}$ .

Достоинством этого режима является возможность его реализации в широкой области параметров ТКЛ (например, при слабой связи) и, что особенно важно, - при больших  $|\Omega|$ .

## Заключение

Таким образом, выходные характеристики ТКЛ (разность частот встречных волн, их интенсивности, частоты и фазы автомодуляционных колебаний, частоты релаксационных колебаний и декременты их затуханий) обладают высокой чувствительностью к частотной (фазовой) невязанности кольцевого резонатора. Это делает ТКЛ весьма привлекательным объектом для изучения нелинейной динамики взаимодействия встречных волн в активной среде лазера.

Не меньшее значение имеет возможность использования этих свойств ТКЛ и в прикладном плане - в лазерной гироскопии, где на первом месте стоит чувствительность кольцевого лазера к угловой скорости его вращения. Отметим, что современная лазерная гироскопия, базирующаяся на использовании газовых (гелий-неоновых) кольцевых лазеров, за время своего более чем тридцатилетнего развития достигла впечатляющих успехов и в значительной мере обеспечивает потребности современной навигационной техники.

Гироскопические же возможности твердотельных лазеров, использование которых стало реальностью лишь после перехода на полупроводниковую накачку, в настоящее время не нашли еще широкого применения. Тем не менее очевидно, что твердотельная активная среда имеет ряд потенциальных преимуществ перед газовыми активными средами. К числу таких преимуществ, безусловно, следует отнести отсутствие вакуумных элементов и высоких напряжений, большой коэффициент усиления активной среды, высокую надежность и технологичность конструкции, возможность создания миниатюрных приборов с малым энергопотреблением и т. п. Отметим также некоторые перспективы, связанные со спецификой ТКЛ: возможность использования автомодуляционных режимов генерации и релаксационных колебаний для измерения угловых скоростей.

Из проведенного анализа следует, что при использовании ТКЛ одним из привлекательных с точки зрения лазерной гироскопии режимов (и наиболее исследованным) является автомодуляционный режим первого рода. Отсутствие характерной для газового лазерного гироскопа области захвата, высокая стабильность монолитных кольцевых лазеров и практически неограниченный динамический диапазон измеряемых угловых скоростей позволяют надеяться на создание в ближайшие годы конкурентоспособных миниатюрных лазерных гироскопов на основе ТКЛ.

Перспективным представляется и режим биений в ТКЛ в сочетании с использованием волн автоподсветки. Наиболее заманчиво применение этого режима при вынужденной синхронизации продольных мод ТКЛ, когда эффективность наведенных решеток инверсной населенности оказывается максимальной. Следует, однако, отметить, что стабильность такого режима исследована в настоящее время еще недостаточно.

Авторы выражают надежду, что настоящий обзор будет способствовать дальнейшему развитию исследований в области применения ТКЛ в лазерной гироскопии.

Авторы благодарны Ю.М.Кропачевой за помощь при оформлении статьи. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-16054) и Программы «Фундаментальная метрология».

1. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
2. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 903 (1994).
3. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *ЖЭТФ*, **65**, 1344 (1973).
4. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М., Наука 1999).
5. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Physics*, **3**, 21 (1993).
6. Scheps R., Myers J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 413 (1990).
7. Zenie H.H., Finch A., Maulton P.F. *Optics Letts*, **20**, 2207 (1995).
8. Голяев Ю.Д., Евтюхов К.Н., Капцов Л.Н., Смышляев С.П. *Квантовая электроника*, **8**, 2321 (1981).
9. Kane T.J., Byer R.L. *Optics Letts*, **10**, 65 (1985).
10. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Optics Letts*, **12**, 248 (1987).
11. Fan T.Y., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **24**, 895 (1998).
12. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Надточеев В.Е., Стругов Н.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 2423 (1989).
13. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Optics Letts*, **15**, 369 (1990).
14. Chen D., Fincher C.L., Hinkley D.A. et al. *Optics Letts*, **20**, 1298 (1995).

15. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **24**, 653 (1997).
16. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 195 (1996).
17. Войтович А.П., Севериков В.Н. *Лазеры с анизотропными резонаторами* (Минск, Наука и техника, 1988).
18. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **17**, 405 (1973).
19. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **28**, 361 (1998).
20. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 638 (1997).
21. Kane T.J., Nilsson A.C., Byer R.L. *Optics Letts*, **12**, 175 (1987).
22. Гойдин Р.В., Кичук В.С., Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 358 (1998).
23. Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Туркин А.А., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **27**, 228 (1999).
24. Головин И.В., Жданов Б.В., Кравцов Н.В., Ковригин А.И., Лаптев Г.Д., Наний О.Е., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **20**, 1063 (1993).
25. Кравцов Н.В., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **28**, 786 (1998).
26. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G. *Laser Physics*, **7**, 196 (1997).
27. Шабатько Н.М., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **21**, 708 (1994).
28. Голяев Ю.Д., Дедыш В.В., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Ливинцев А.Л., Наний О.Е. и др. *Изв.АН.Сер.физич.*, **56**, № 9, 263 (1992).
29. Доценко А.В., Клочан Е.Л., Ларионцев Е.Г., Федорович О.В. *Изв.вузов.Сер.радиофизика*, **21**, 1132 (1978).
30. Globes A.R., Brienza M.J. *Appl.Phys.Letts*, **21**, 265(1972).
31. Кружалов С.В. *ЖТФ*, **41**, 2621 (1971).
32. Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **11**, 943 (1984).
33. Смышляев С.П., Капцов Л.Н., Евтюхов К.М., Голяев Ю.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 1493 (1979).
34. Nilsson A.C., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **25**, 767 (1989).
35. Uehara N., Ueda K. *Optics Letts*, **18**, 505 (1993).
36. Day T., Gustafson E.K., Byer R.L. *Optics Letts*, **15**, 221 (1990).
37. Ueda K., Uehara N. *Proc.SPIE*, **2097**, 229 (1993).
38. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **28**, 322 (1993).
39. Hall G.J., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **19**, 557 (1994).
40. Шабатько Н.М., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **20**, 699 (1993).
41. Kane T.J., Cheng E.A. *Optics Letts*, **13**, 970 (1988).
42. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 30 (1975).
43. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Изв.АН СССР.Сер.физич.*, **52**, 1236 (1988).
44. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **21**, 925 (1994).
45. Хандохин П.А. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **7**, 813 (1979).
46. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах*. Под ред. Ю.Л.Климонтовича (М., Наука, 1974).
47. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 938 (1996).
48. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 625 (1996).
49. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Изв.АН.Сер.физич.*, **50**, № 6, 188 (1996).
50. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **15**, 1993 (1988).
51. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **2**, 226 (1985).
52. Корюкин И.В., Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **17**, 978 (1990).
53. Доценко А.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **8**, 1504 (1981).
54. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 213 (1995).
55. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **11**, 1483 (1984).
56. Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 369 (1998).
57. Доценко А.В., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *ДАН СССР*, **255**, 339 (1986).
58. Доценко А.В., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **13**, 95 (1986).
59. Diels J.C., McMichael J.C. *Optics Letts*, **6**, 269 (1981).
60. Клименкова Е.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **13**, 430 (1986).
61. Клочан Е.Л., Ларионцев Е.Г., Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **14**, 1385 (1987).
62. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 441 (1993).
63. Корниенко Л.С., Наний О.Е., Панкратов А.В. *Квантовая электроника*, **24**, 957 (1997).
64. Бойко Л.Д., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **25**, 880 (1998).
65. Наний О.Е., Палеев М.Р. *Квантовая электроника*, **20**, 699 (1993).
66. Бойко Л.Д., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **27**, 27 (1999).
67. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **19**, 762 (1992).
68. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **20**, 67 (1993).
69. Доценко А.В., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 383 (1985).
70. Голяев Ю.Д., Дедыш В.В., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Ливинцев А.Л., Надточеев В.Е., Наний О.Е., Соловьева Т.И., Фирсов В.В. *Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 1–2, 51 (1993).
71. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **20**, 489 (1993).
72. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *Optics Comms*, **81**, 297 (1991).
73. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **23**, 29 (1996).
74. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1171 (1996).
75. Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **11**, 943 (1984).

**N.V.Kravtsov, E.G.Lariontsev. The influence of frequency nonreciprocity on the emission dynamics of solid-state ring lasers.**

The results of theoretical and experimental studies of characteristics of solid-state ring lasers operating in different regimes of lasing in the presence of optical nonreciprocity in the laser cavity are analysed in the context of possible applications of such systems in laser gyroscope. The influence of frequency nonreciprocity  $\Omega$  on the existence and stability of stationary self-modulation lasing regimes and the characteristics of laser radiation in these regimes is considered. We discuss different methods of  $\Omega$  detection based on the measurement of self-modulation and beat frequencies, relaxation frequencies and the relevant decay rates, the ratio of mean intensities of counterpropagating waves, the modulation depth of the intensities of these waves, etc.