

Кольцевые газовые лазеры с магнитооптическим управлением в лазерной гироскопии

В.В.Азарова, Ю.Д.Голяев, В.Г.Дмитриев

Рассмотрены основные физические принципы функционирования кольцевых газовых лазеров (КГЛ) в режиме лазерного гироскопа, обсуждаются влияние невязимых эффектов на параметры генерации КГЛ и методы управления параметрами КГЛ в режиме лазерного гироскопа с помощью невязимого магнитооптического эффекта Зеемана.

Ключевые слова: кольцевой лазер, лазерный гироскоп, магнитооптика.

Введение

Исследование кольцевых газовых лазеров (КГЛ) [1–6] с магнитооптическим управлением на базе эффекта Зеемана или Фарадея представляет большой интерес как с научной, так и с практической точек зрения. Научная сторона этого интереса состоит в получении детальной информации о динамике генерации КГЛ и о влиянии на нее невязимых эффектов, в то время как практическое значение исследований оказывается весьма важным в первую очередь для лазерной гироскопии [7–14].

В настоящей работе исследуются фундаментальные физические принципы функционирования КГЛ с магнитооптическим управлением в режиме лазерного гироскопа (ЛГ), в котором наиболее ярко проявляется влияние невязимых эффектов на параметры генерации КГЛ, и обсуждаются основные физические модели ЛГ на базе КГЛ, а также методы управления параметрами генерации КГЛ в режиме ЛГ с помощью невязимых магнитооптических эффектов.

1. Основные принципы работы кольцевого лазера в режиме измерения угловой скорости вращения

Существует множество различных оптико-физических схем кольцевых лазеров – газовых, твердотельных, полупроводниковых, работающих в одно-, двух- и многомодовом режимах генерации, – различающихся конфигурацией резонатора, методами и устройствами управления параметрами генерации, способами накачки активной среды и т. п. [8–13]. Наилучшими для применения в лазерной гироскопии оказались кольцевые непрерывные газовые лазеры на He–Ne, обладающие достаточным коэффициентом усиления, высокой стабильностью, малой потребляемой мощностью, высокой надежностью, компактностью и прочностью.

Для измерения угловых скоростей вращения используется способность двунаправленных КГЛ расщеплять

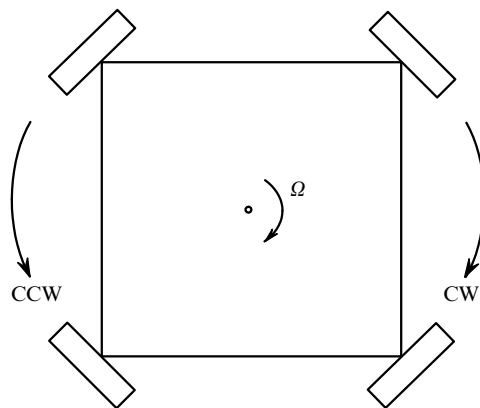


Рис.1. Четырехзеркальный кольцевой резонатор, вращающийся с угловой скоростью Ω .

частоты собственных мод резонатора для встречных волн при внесении в резонатор невязимости, например при вращении резонатора в инерциальном пространстве [8–13, 15]. Простейшая оптическая схема датчика ЛГ приведена на рис.1. Выходная частота (частота биений) $\Delta\nu$, равная разности частот встречных волн, пропорциональна угловой скорости вращения Ω :

$$\Delta\nu = M\Omega, \quad (1)$$

где $M = 4S/\lambda L$ – масштабный коэффициент, определяемый параметрами кольцевого лазера; S и L – площадь и периметр кольцевого резонатора соответственно; λ – длина волны генерации. Для лазерной гироскопии существенно то, что $M \gg 1$.

Проведем некоторые численные оценки. Для кольцевого He–Ne-лазера ($\lambda = 0.632$ мкм) с квадратным четырехзеркальным резонатором со стороной 4 см масштабный коэффициент $M \approx 6.32 \cdot 10^4$ (величина, обратная параметру M , называется «ценой импульса»). При измерении угловой скорости вращения Земли ($\Omega = 15^\circ/\text{ч}$) $\Delta\nu \approx 4.6$ Гц.

Разумеется, прямое измерение оптических частот затруднительно, поэтому для измерения частоты биений используется оптический смеситель (рис.2), выполненный в виде призмы, в котором встречные волны создают интерференционную картину, считываемую приемным

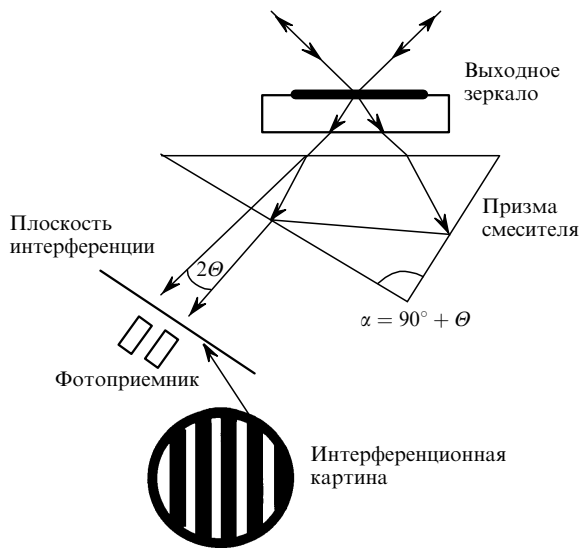


Рис.2. Оптический смеситель лазерного гироскопа.

устройством. Для реализации интерференционной картины с заданным расстоянием между полосами (1–3 мм) угол α при вершине призмы должен отличаться от прямого на угол θ порядка $10-20''$. Это устройство состоит из сдвоенного фотоприемника, две фоточувствительные площадки которого выполнены в виде параллельных полосок, помещенных в плоскость интерференционной картины и смещенных относительно друг друга на четверть периода интерференционной картины.

В идеальном покоящемся ($\Omega = 0$) ЛГ частоты встречных волн равны ($\Delta\nu = 0$) и интерференционная картина неподвижна. При вращении лазера вокруг оси, перпендикулярной плоскости контура резонатора (так называемой оси чувствительности), интерференционная картина перемещается со скоростью, пропорциональной $\Delta\nu$, в результате чего на двух выходах фотоприемника появляются синусоидальные сигналы, сдвинутые по фазе на четверть периода. По знаку сдвига фазы можно определить направление вращения.

Синусоидальные сигналы с выхода фотоприемника с помощью электронных схем преобразуются в последовательность импульсов, число которых затем подсчитывается реверсивным счетчиком. Выходным сигналом устройства является число импульсов за время измерения (разумеется, с учетом возможного изменения направления вращения за это время). Таким образом, ЛГ является интегрирующим устройством, измеряющим интегральный угол поворота резонатора лазера в инерциальном пространстве за время съема информации. Обычно частота съема информации лежит в диапазоне 10–100 Гц.

Частотная характеристика (1) имеет линейный характер лишь для идеального ЛГ, в котором отсутствуют несанкционированные или неконтролируемые фазовые сдвиги и невзаимные явления, приводящие к его так называемому ложному вращению. Реальные ЛГ характеризуются существенно нелинейной частотной характеристикой. Искажения частотной характеристики обусловлены следующими причинами: 1) смещением нуля характеристики (лэнгмюровский дрейф, тепловые градиенты стенок разрядных каналов, отталкивание мод, внешние магнитные поля, неоднородность коэффициента преломления по сечению активного канала и т. п.); 2) захватом

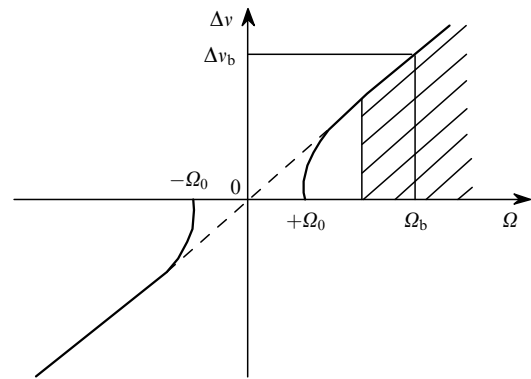


Рис.3. Частотная характеристика ЛГ (заштрихована область линейной частотной характеристики).

частот встречных волн (наличием мертвой зоны вблизи нуля из-за связи встречных волн через обратное рассеяние на зеркалах и неоднородностях резонатора); 3) изменением масштабного коэффициента (например, изменением наклона частотной характеристики из-за особенностей дисперсионных свойств активной среды, приводящих к зависимости степени затягивания частоты генерации к центру линии усиления от этой частоты). Существует также ряд других, менее значимых погрешностей, приводящих к нелинейности или искажениям частотной характеристики. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что ключевой проблемой в создании надежных ЛГ является захват частот встречных волн.

Для устранения захвата частот встречных волн предлагается заманчивым переместить рабочую точку из нуля, т. е. из мертвой зоны, на линейный участок частотной характеристики. Такое смещение может быть достигнуто, например, однонаправленным (или реверсивным) вращением ЛГ с постоянной угловой скоростью (так называемая «частотная подставка»), что позволяет проводить измерения на линейном участке частотной характеристики (вблизи Ω_b , рис.3) [10–14, 16].

Широкое распространение получил метод устранения влияния захвата за счет периодического покачивания резонатора ЛГ (так называемая механическая подставка, или виброподвес [16–18]). В практической лазерной гироскопии для выведения рабочей точки на линейный участок или для устранения зоны захвата часто используются немеханические невзаимные эффекты, к числу которых относятся эффекты Фарадея или Зеемана (фарадеевская или зеемановская частотная подставка [19–26]). При этом постоянное смещение на практике не используется из-за сильного влияния его нестабильности на точностные параметры ЛГ; для вычитания соответствующих погрешностей применяются в основном реверсивные (периодические) смещения рабочей точки с изменением их знака (магнитооптический аналог виброподвеса).

Рассмотрим основные аспекты практической реализации ЛГ, основанных на КГЛ. Такие ЛГ можно условно разделить на два основных типа: ЛГ с линейной поляризацией волн, плоским контуром резонатора и механическим методом устранения явления захвата частот встречных волн и ЛГ с круговой поляризацией волн, неплоским контуром резонатора и магнитооптическим (на базе эффектов Зеемана или Фарадея) методом устранения влияния захвата. Возможен третий, промежуточный тип – ЛГ

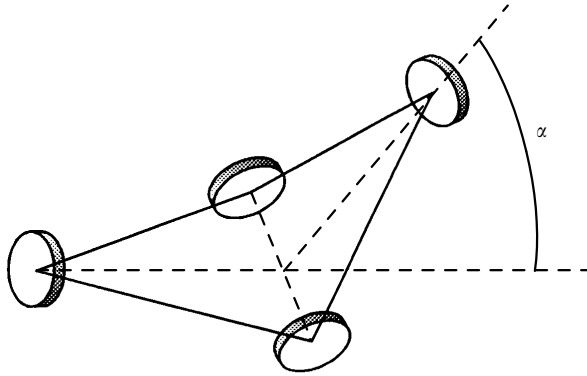


Рис.4. Оптическая схема неплоского четырехзеркального кольцевого резонатора (α – угол излома).

с плоским контуром, круговой поляризацией волн (создаваемой специальным взаимным устройством) и магнитооптическим (фарадеевским) методом устранения захвата. Ниже преимущественно будут рассматриваться ЛГ второго типа.

В ЛГ с магнитооптическим управлением используются четырехзеркальные неплоские кольцевые резонаторы (рис.4), которые обеспечивают устойчивое существование встречных волн с круговой поляризацией излучения. В таких резонаторах, впервые предложенных в 1967 г. советскими учеными [20], снимается свойственное резонаторам с плоским контуром вырождение по частотам для собственных типов колебаний с противоположным направлением вращения плоскости поляризации. Расчет спектра собственных частот резонатора с неплоским контуром проводится на основе известного матричного уравнения

$$ME = \gamma E, \quad (2)$$

где

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$

– матрица, описывающая воздействие всех элементов резонатора на световую волну, совершающую круговой обход резонатора; E – электрический вектор световой волны; γ – собственные значения матрицы M .

Физический смысл параметра γ прост – он описывает изменение амплитуды и сдвиг фазы световой волны при круговом обходе ею резонатора. Для собственных частот резонатора сдвиг фазы должен быть кратен 2π . Матричное уравнение (2) может быть преобразовано к системе из двух уравнений для проекций вектора $E(E_x, E_y)$ на оси координат x, y (ось z совпадает с направлением обхода резонатора), решение которой имеет вид

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ \text{Sp}M \pm [(\text{Sp}M)^2 - 4\text{det}M]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

$$\left| \frac{E_x}{E_y} \right|_{1,2} = \frac{M_{12}}{\gamma_{1,2} - M_{11}}. \quad (4)$$

Для резонаторов с неплоским контуром подкоренное выражение всегда отрицательно, $[(\text{Sp}M)^2 - 4\text{det}M] < 0$, что означает наличие разности сдвига фаз и, соответственно, разности частот между модами с разными состоя-

ниями поляризации (из-за знаков плюс и минус перед корнем).

В отсутствие невзаимных эффектов матрицы полного обхода так называемых холодных (не содержащих активной среды) резонаторов с неплоским контуром и идеальными зеркалами для направлений обхода по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW) одинаковы и имеют следующий вид:

$$M_{ccw} = M_{cw} = \begin{bmatrix} \cos \rho_\Sigma & -\sin \rho_\Sigma \\ \sin \rho_\Sigma & \cos \rho_\Sigma \end{bmatrix} = S(\rho_\Sigma), \quad (5)$$

где ρ_Σ – полный угол поворота изображения световой волны при круговом обходе резонатора. Подставив (5) в (3) и (4), получим $\gamma_{1,2} = \exp(\pm i\rho_\Sigma)$ и $|E_x/E_y| = \exp(\pm i\pi/2) = \pm i$. Таким образом, в резонаторах с неплоским контуром собственные типы колебаний имеют правую и левую круговые поляризации независимо от угла излома резонатора, а сдвиг по фазе между волнами с правой и левой круговыми поляризациями равен удвоенному углу поворота системы координат при полном обходе резонатора $2\rho_\Sigma$.

В зависимости от угла излома контура α (рис.4) и, следовательно, от ρ_Σ изменяется сдвиг резонансных частот резонатора для левой и правой круговых поляризаций, т.е. видоизменяется спектр резонатора. Изменяя угол α , можно получить резонатор с требуемым спектром частот. Таким образом, неплоский контур резонатора в общем случае выполняет две функции: во-первых, он обеспечивает формирование волн с круговой поляризацией и, во-вторых, в нем снимается вырождение по частотам, т.е. обеспечивается взаимное расщепление частот волн с разными (левой и правой) круговыми поляризациями (в плоском контуре такое расщепление отсутствует).

В результате обобщенной собственной модой резонатора с неплоским контуром будут четыре волны, причем две из них распространяются вдоль контура резонатора по часовой стрелке, а две других – против нее; волны каждой из этих пар имеют разные круговые поляризации – левую и правую – и соответственно разные частоты (так называемое взаимное расщепление). Особо подчеркнем, что частоты встречных волн с одинаковыми направлениями вращения поляризации попарно совпадают, в результате чего каждая пара встречных волн покоящегося резонатора (CW и CCW) имеет совпадающие частоты и совпадающие направления круговой поляризации (одна пара – обе левые, другая – обе правые круговые поляризации).

Указанные собственные моды кольцевого резонатора относятся к холодному резонатору. Лазерная среда (в данном случае – газовая смесь He–Ne, возбуждаемая прямым разрядом или ВЧ накачкой) характеризуется контуром усиления с центром вблизи $\lambda = 632.8$ нм с характерной шириной (по уровню 0.5) ~ 1500 МГц. В генерации могут участвовать лишь те собственные моды холодного резонатора, которые попадают в полосу усиления активной среды и для которых усиление превышает потери (с учетом затягивания частот мод к центру линии усиления, влияния изотопического сдвига и др.).

В лазерной гироскопии различают так называемые двухчастотные и четырехчастотные ЛГ (по числу частот, участвующих в генерации). Попутно отметим, что любая невзаимность в резонаторе (вращение резонатора вокруг

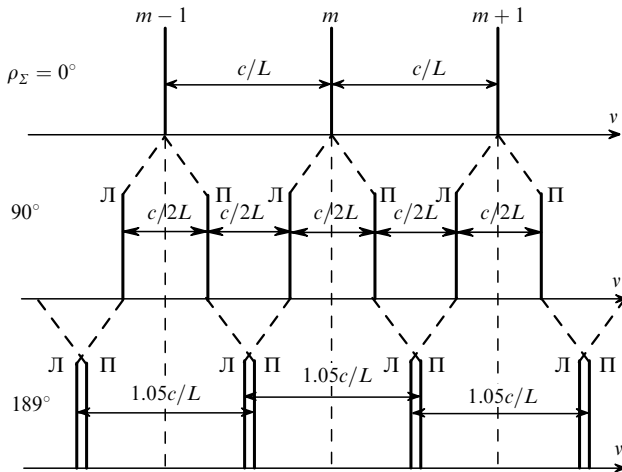


Рис.5. Спектры собственных частот кольцевых резонаторов в зависимости от суммарного угла поворота ρ_{Σ} для одного направления обхода резонатора в случае плоского контура (а), а также двухчастотного (б) и четырехчастотного (в) ЛГ с неплоским контуром (Л, П соответствуют левой и правой круговым поляризациям волн).

оси его чувствительности или внесение в резонатор фарадеевской или зеемановской невзаимности и т.п.) приводит к дополнительному (невзаимному) расщеплению частот встречных волн.

В случае двухчастотных ЛГ основной задачей является достижение максимально возможного разноса частот волн одного направления распространения с ортогональными поляризациями, чтобы только одна из них попала в контур усиления. Это возможно при угле излома контура $\alpha = 32^\circ$. При этом суммарный угол поворота системы координат при полном обходе резонатора $\rho_{\Sigma} = 90^\circ$, спектр собственных частот такого резонатора с правой и левой круговыми поляризациями становится эквидистантным (рис.5), а расстояние между собственными модами оказывается равным $c/2L$, что при $L = 16$ см составляет ~ 890 МГц.

Таким образом, только одна пара встречных мод холодного резонатора может попасть в центр полосы усиления активной среды (1500 МГц) и «выйти в генерацию»; напомним, что эта пара имеет одно и то же направление круговой поляризации и в случае покоящегося резонатора вырождена по частоте.

В случае четырехчастотных ЛГ необходимо оптимизировать частотные расстояния между модами с правой и левой круговыми поляризациями для одного направления, т. е. еще более увеличить угол излома контура, чтобы, например, правополяризованная мода с номером m близко подошла к левополяризованной моде с номером $m + 1$ (но не совпала с ней!) для одного направления распространения (см. рис.5, где показан спектр собственных частот холодного кольцевого резонатора с $\alpha \approx 57^\circ$ и $\rho_{\Sigma} = 189^\circ$ в одном направлении обхода). В таком резонаторе существуют две пары встречных волн с противоположными (левой и правой) круговыми поляризациями и разными частотами.

Встречные волны одной и той же поляризации в случае покоящегося резонатора для моды одного номера вырождены по частоте. В центр полосы усиления активной среды попадают обе пары встречных волн. Дополнительно заметим, что поскольку активным газом в He-Ne-КГЛ является неон, обладающий двумя стабильными изотопами Ne^{20} и Ne^{22} , в четырехчастотных датчи-

как обычно применяется смесь, содержащая равное количество обоих изотопов. Результирующая линия усиления в этом случае уширяется (по сравнению с одноизотопным газом), что обеспечивает более стабильную работу четырехчастотного ЛГ.

Четырехчастотный режим в ЛГ позволяет в значительной степени снизить влияние внешних воздействий (например, внешнего магнитного поля) на параметры ЛГ, который можно в некотором смысле рассматривать как два двухчастотных ЛГ в одном резонаторе. За счет соответствующей обработки информации можно минимизировать (вычестить) указанное влияние, причем измерение угловой скорости вращения будет при этом аддитивным.

Разумеется, реальные моды холодного резонатора следует представлять не в виде идеальных δ -функций, как это показано на рис.5, а в виде спектральных линий определенной ширины, зависящей от потерь в резонаторе. Характерная ширина моды для высокодобротного резонатора составляет 0.1 – 1 МГц.

2. Взаимодействие встречных волн в реальных КГЛ

Зеркала и другие внутрирезонаторные элементы ЛГ, при всем их высочайшем качестве, все же рассеивают лазерное излучение. Это приводит к тому, что прямая СВ-волна, рассеиваясь, навязывает свою фазу встречной ССВ-волне; точно так же встречная ССВ-волна через рассеяние навязывает свою фазу прямой СВ-волне. В результате обе встречные волны захватываются по частоте и ЛГ становится нечувствительным к малым скоростям вращения; это и есть упоминавшееся выше явление синхронизации, или захвата встречных волн.

Таким образом, даже ничтожно малое рассеяние приводит к полной потере чувствительности ЛГ к угловому вращению в некоторой зоне угловых скоростей, называемой зоной захвата (см.рис.3). Отметим, что эта реальная частотная характеристика с увеличением Ω постепенно выходит на идеальную линейную зависимость.

Для борьбы с захватом частот встречных волн предложено много способов. Один из них очевиден – уменьшить или вовсе исключить рассеяние на диэлектрических зеркалах и других оптических элементах резонатора ЛГ. Однако следует отметить, что на этом пути практически все возможности либо уже исчерпаны, либо будут исчерпаны в самое ближайшее время. Так, коэффициент отражения лазерных зеркал сегодня составляет 99.995–99.9995 %, и каждая «девятка» после запятой дается ценой огромных технологических усилий и финансовых затрат.

Физическую сущность эффекта захвата можно пояснить следующим образом. Генерация двух встречных волн в КГЛ аналогична связанным колебаниям двух колебательных систем при наличии между ними слабой связи. Связь встречных волн (обмен энергиями) в КГЛ осуществляется через обратное рассеяние света на зеркалах резонатора и других внутрирезонаторных элементах. Рассеяние осуществляется в телесный угол 4π ср, но в энергообмене встречных волн участвует лишь та часть рассеянного излучения, которая попадает в телесный угол рабочей поперечной моды (в ЛГ генерация, как правило, происходит только на основной поперечной моде TEM_{00}).

Коэффициент рассеяния r света в моду по амплитуде электрического поля световой волны от одного зеркала можно оценить по формуле

$$r = r_s \frac{\lambda}{\pi D}, \quad (6)$$

где D – диаметр перетяжки каустики резонатора; r_s – интегральный коэффициент рассеяния света по амплитуде в телесный угол 4π ср. Для типичных He–Ne-КГЛ ($D = 0.1$ см, $r_s^2 = 10^{-4} - 10^{-5}$) коэффициент рассеяния в моду по мощности r^2 составляет всего $10^{-12} - 10^{-13}$. Однако даже этот малый коэффициент оказывает существенное влияние на динамику генерации КГЛ и ЛГ на их основе.

2.1. Частоты генерации встречных волн КГЛ при наличии связи

Существование устойчивой или неустойчивой генерации встречных волн в КГЛ зависит от характеристик активной газовой среды и резонатора. Остановимся на рассмотрении наиболее практически интересного случая устойчивой генерации двух встречных волн, который достигается устранением конкурентного взаимодействия встречных волн в активной среде.

Конкуренция встречных волн возникает из-за их взаимодействия на одних и тех же возбужденных атомах активной среды. Например, в одноизотопной газовой смеси He–Ne-лазера при отношении парциальных давлений He и Ne $\sim 10:1$ однородная ширина внутри доплеровского контура усиления $\Delta\nu_0 \sim 100$ МГц при полной ширине контура ~ 1700 МГц.

Если мода резонатора расположена вблизи его центра (с расстройкой не более $0.5\Delta\nu_0$), то будет наблюдаться сильная конкуренция встречных волн. Для ее подавления можно использовать смесь изотопов Ne²⁰ и Ne²², центры рабочих переходов которых сдвинуты относительно друг друга на 875 МГц. За счет этого при настройке моды резонатора на центр суммарной доплеровской линии в усилении частот встречных волн будут участвовать «склоны» парциальных контуров Ne²⁰ и Ne²², где конкуренция практически исключена.

Есть и другие методы подавления конкуренции встречных волн, в частности использование круговой поляризации излучения и зеемановского расщепления контуров усиления для встречных волн с противоположным направлением вращения векторов поляризации.

При наличии в резонаторе КГЛ фазовой невязанности для встречных волн (например, при вращении лазера) контуры резонаторных мод CW- и CCW-волн расщепляются. В отсутствие энергетической связи волн и конкурентных эффектов частоты генерации CW- и CCW- волн будут следовать за центрами своих резонаторных мод, т. е. частоты генерации также расщепляются (на ту же величину, пропорциональную фазовой невязанности резонатора).

Однако поскольку в реальных лазерах энергетическая связь встречных волн всегда присутствует, эта идеальная физическая модель расщепления частот встречных волн существенно усложняется.

В отсутствие конкуренции встречных волн, когда в КГЛ существует устойчивая двунаправленная генерация, разность частот волн может быть описана приближенным уравнением (ср. с (1))

$$\Delta\nu = \frac{d\Psi}{dt} = M\Omega_n - M(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_1\sigma_2 \cos\beta)^{1/2} \times \sin(\Psi + \beta), \quad (7)$$

где Ψ – разность фаз встречных волн; Ω_n – полная фазовая невязанность резонатора (в Ω_n входит также угловая скорость вращения ЛГ); $\sigma_{1,2} = r_{1,2}cE_{2,1}/LE_{1,2}$ – амплитуды коэффициентов связи встречных волн; $r_{1,2}$ – относительные коэффициенты полного обратного рассеяния волн в телесный угол моды резонатора; $E_{1,2}$ – амплитуды полей встречных волн; $\beta = \beta_1 - \beta_2$ – разность фаз обратного рассеяния встречных волн. Область захвата определяется параметром

$$\Omega_0 = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_1\sigma_2 \cos\beta)^{1/2}. \quad (8)$$

С учетом (8) уравнение (7) может быть представлено в виде

$$\frac{d\Psi}{dt} = M\Omega_n - M\Omega_0 \sin(\Psi + \beta). \quad (9)$$

Входящие в (7)–(9) коэффициенты $r_{1,2}$ определяются интерференцией всех рассеянных в резонаторе волн. В зависимости от их взаимных фаз $r_{1,2}$ могут меняться в широких пределах (теоретически от нуля до суммы их частных величин). Разность фаз β определяется характером рассеивающих центров поверхности зеркал (если эти центры представляют собой неоднородности диэлектрической проницаемости, то $\beta = 0$, если рассеяние осуществляется только на неоднородностях поглощения, то $\beta = \pi$).

В реальных лазерах зеркала обладают как поглощением, так и рассеянием на неоднородностях диэлектрической проницаемости, поэтому $\beta \neq 0$; в них также всегда имеет место ненулевая зона захвата Ω_0 . Повышая качество зеркал ЛГ, можно снижать обратное рассеяние на них и тем самым уменьшать зону захвата. Другой эффективной возможностью уменьшения зоны захвата является такой подбор взаимных фаз рассеянных на зеркалах волн, чтобы суммарная интенсивность всех рассеянных волн была минимальной; это можно реализовать при прецизионной регулировке расстояний между зеркалами [12].

Однако даже в самом благоприятном случае Ω_0 оказывается достаточно большим (например, по сравнению со скоростью вращения Земли). Действительно, полагая амплитуды встречных волн и полные коэффициенты их обратного рассеяния равными, что близко к реальной ситуации ($r_1 = r_2 = r$, $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$), а $\beta = \pi/2$, получим приближенную формулу для оценки ширины зоны захвата:

$$\Delta\nu_0 = \frac{\Omega_0}{2\pi} \approx \sigma\sqrt{2} = \frac{rc\sqrt{2}}{2\pi L}. \quad (10)$$

При интегральном рассеянии от всех четырех зеркал $r = (2 - 0.66) \cdot 10^{-6}$ для лазера с $L = 16$ см получим $\Delta\nu_0 = (1.7 - 0.5) \cdot 10^3$ Гц, что более чем на два порядка превышает расщепление частот встречных волн, вызванное вращением Земли (4.6 Гц). Отметим, что возможности уменьшения зоны захвата чисто технологическими приемами в настоящее время практически исчерпаны, в связи с чем необходимо искать другие пути устранения ее влияния.

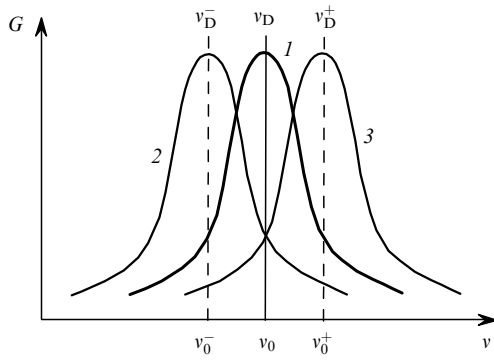


Рис.6. Контур усиления активной газовой смеси в отсутствие магнитного поля (1), а также низкочастотный (2) и высокочастотный (3) контуры, возникающие при наложении продольного магнитного поля.

В зависимости от Ω уравнение (9) имеет два различных решения. При $\Omega < \Omega_0$, т. е. внутри зоны захвата, с очевидностью имеем $d\Psi/dt = \Delta\nu = 0$. При $\Omega > \Omega_0$, т. е. вне зоны захвата, решение (9) имеет вид [16]

$$\Delta\nu = M(\Omega^2 - \Omega_0^2)^{1/2} \quad (11)$$

(см. рис.3). В реальных ЛГ Ω может зависеть не только от вращения, но и от других, в данном случае вредных не-взаимных эффектов (например, от эффекта Физо, вызванного перемещением газовой среды в рабочем канале ЛГ, эффекта Лэнгмюра, эффекта Фарадея в оптических анизотропных узлах ЛГ и т. п. [12, 16]). Очевидно, что все эти не-взаимные эффекты, приводящие к ложному «вращению» ЛГ, отрицательно сказываются на точности измерений угловых перемещений ЛГ.

2.2. Использование магнитооптических не-взаимных эффектов для линейризации частотной характеристики ЛГ

Как уже отмечалось, для вывода рабочей точки ЛГ на линейный участок частотной характеристики необходимо внести в резонатор КГЛ управляемую фазовую не-взаимность Ω_b (см. рис.3), создаваемую либо постоянным по скорости механическим вращением ЛГ (на практике применяется реверсивное вращение на заданный с высокой точностью угол), либо механическим колебанием резонатора ЛГ (виброподвес), либо магнитооптическим устройством на базе эффектов Зеемана и Фарадея.

Весьма привлекательным является использование эффекта Зеемана [1], сущность которого кратко состоит в том, что при наложении постоянного продольного магнитного поля доплеровский контур усиления активной среды расщепляется на два, симметрично сдвинутых относительно центра исходного нерасщепленного контура (рис.6). Сдвиг определяется формулой [1]

$$\Delta\nu_D^{(\pm)} = \pm \frac{g\beta H}{\hbar} \ll \Delta\nu_D, \quad (12)$$

где g – фактор расщепления; β – магнетон Бора; \hbar – постоянная Планка; $\Delta\nu_D$ – ширина нерасщепленного контура. При этом более высокочастотный контур с центральной частотой $\Delta\nu_D^{(+)} = \nu_0 + g\beta H/\hbar$ усиливает волну только с правой круговой поляризацией, а более низкочастотный контур $\Delta\nu_D^{(-)} = \nu_0 - g\beta H/\hbar$ – только с левой. Если же смотреть вдоль волновых векторов волн, то усиливаться бу-

дет пара волн с одинаковой круговой поляризацией, например только левой или правой, в зависимости от того, какая пара волн попала в исходный нерасщепленный контур усиления.

Так, если в двухчастотном ЛГ на центр нерасщепленной линии усиления была настроена частота резонаторных мод встречных волн с правой круговой поляризацией, а вектор \mathbf{H} направлен вдоль канала контура по часовой стрелке (см. рис.1), то волна CW будет усиливаться расщепленным контуром с частотой $\Delta\nu_D^{(+)}$, а волна CCW – контуром с частотой $\Delta\nu_D^{(-)}$.

Итак, в результате наложения продольного магнитного поля на активную среду КГЛ контур линии усиления расщепился на два контура, в связи с чем частота резонаторной моды обеих волн (CW и CCW) перестала соответствовать центру (максимуму) линии усиления. Вследствие линейного затягивания частот резонаторных мод к центру линии усиления [1] первоначально вырожденный по частоте контур линии резонаторной моды, соответствующий CW- и CCW- волнам, также расщепится на два отдельных контура для CW- и CCW- волн (рис.6).

Если при этом первоначальная настройка частоты резонаторных CW- и CCW-мод на максимум нерасщепленного контура усиления (при $H = 0$) была произведена, например, для пары встречных волн с правой круговой поляризацией, то при наложении поля резонаторная CW-мода сместится по направлению к центру высокочастотного контура ($\nu_D^{(+)}$), а CCW-мода – к центру низкочастотного ($\nu_D^{(-)}$). Расщепление резонаторных мод определяется формулой

$$\Delta\nu_b = 2\delta\nu_D \frac{\Delta\nu_r G_0}{\Delta\nu_D k} \ll \Delta\nu_D^{(\pm)}, \quad (13)$$

где $\delta\nu_D = 2\Delta\nu_D^{(\pm)} = 2g\beta H/\hbar$ – полное расщепление контуров усиления; $\Delta\nu_r$ – ширина резонаторной моды; G_0 – коэффициент усиления в максимуме контура линии усиления; k – коэффициент потерь.

При $\Delta\nu_b \gg \Delta\nu_0$ можно пренебречь эффектами захвата и соответствующего сдвига частот встречных волн, в связи с чем частоты реально генерируемых CW- и CCW-волн последуют за центрами своих резонаторных мод. По этой причине расщепление частот генерации окажется практически равным $\Delta\nu_b$, определяемому формулой (13). Таким образом, в покоящемся ЛГ вследствие наложения продольного магнитного поля возникнет разность частот генерации встречных волн, играющая роль «частотной подставки», выводящей рабочую точку на линейный участок частотной характеристики ЛГ.

Полагая $\Delta\nu_D = 1500$ МГц, $\Delta\nu_r = 1$ МГц, $G_0/k \simeq 2$, $H = 20$ Э, получаем $\delta\nu_D \approx 72$ МГц; $\Delta\nu_b = 192$ кГц $\ll \Delta\nu_D$. Поскольку, как указывалось ранее, полоса захвата $\Delta\nu_0 = (0.5 - 1.7) \cdot 10^3$ Гц, то условие $\Delta\nu_0 \gg \Delta\nu_b$ выполняется с большим запасом, что обеспечивает высокую линейность участка частотной характеристики ЛГ вблизи новой рабочей точки $\Delta\nu_b$, которую можно теперь принять за нулевую точку отсчета.

Отметим, что наряду с эффектом Зеемана возможно использование также и магнитооптического эффекта Фарадея. Однако на пути реализации магнитооптических методов устранения влияния эффекта захвата имеются серьезные технические трудности, связанные с нереализуемостью требований по стабильности соответствующих

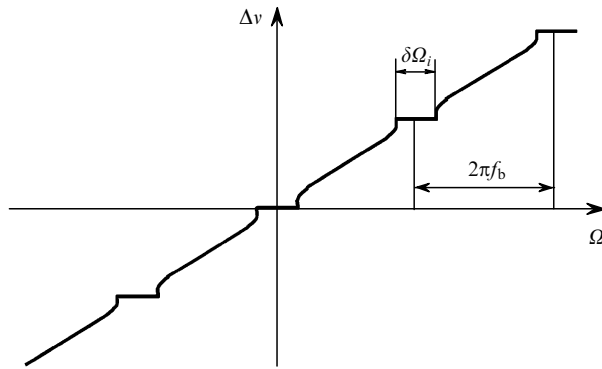


Рис.7. Частотная характеристика реального ЛГ при параметрической модуляции параметров активной среды знакопеременным периодическим магнитным полем с частотой f_b . Видны динамические зоны синхронизации.

параметров. Применяемые на практике ЛГ должны в среднем иметь точность определения угловой скорости не хуже $\delta\Omega \sim (0.01 - 1)^\circ/\text{ч}$. Для рассмотренного в данной статье примера ЛГ ($L \approx 16$ см) это требует долговременной стабильности частоты подставки на уровне

$$\delta(\Delta\nu_b) \leq M\delta\Omega \approx (0.003 - 0.3) \text{ Гц},$$

что соответствует относительной стабильности частоты подставки $\sim 1.5 \cdot (10^{-8} - 10^{-6})$. Следовательно, того же порядка должны быть долговременные стабильности всех параметров ЛГ, входящих в формулы (12), (13), в том числе и магнитного поля, что на практике реализовано быть не может.

2.3. Параметрическая модуляция в КГЛ с магнитооптическим управлением

В 1968–69 гг. советскими исследователями была впервые использована знакопеременная магнитооптическая (на базе эффекта Зеемана) подставка, сводящаяся к знакопеременной периодической модуляции параметров активной среды КГЛ переменным магнитным полем. Такая параметрическая модуляция, как нетрудно видеть из рис.6, приводит к тому, что высокочастотный и низкочастотный контуры усиления периодически меняются местами, вызывая тем самым периодическое изменение знака частотной подставки $\Delta\nu_b$ (см. формулы (12), (13)). Частота модуляции f_b обычно лежит в диапазоне 200–1000 Гц.

Надлежащей обработкой выходного сигнала, промодулированного частотой f_b , можно исключить (вычестить) его знакопеременную часть, оставив лишь сигнал, обусловленный полезным невзаимным эффектом (т.е. вращением). Это вычитание осуществляется за один период модуляции, т.е. за время 1–5 мс, и стабильность частоты подставки должна быть обеспечена именно за это время, что технически относительно несложно, в то время как для ЛГ с постоянным магнитным смещением такая стабильность должна быть обеспечена в течение всего времени его работы.

Параметрическая модуляция параметров КГЛ периодическим магнитным полем приводит к новым физическим эффектам, прежде всего к появлению параметрических резонансов [5, 18, 27–29], которые для реальных ЛГ проявляются в виде так называемых динамических зон синхронизации. При этом статическая зона захвата шириной $2\Delta\nu_0$ практически исчезает. Указанные зоны синх-

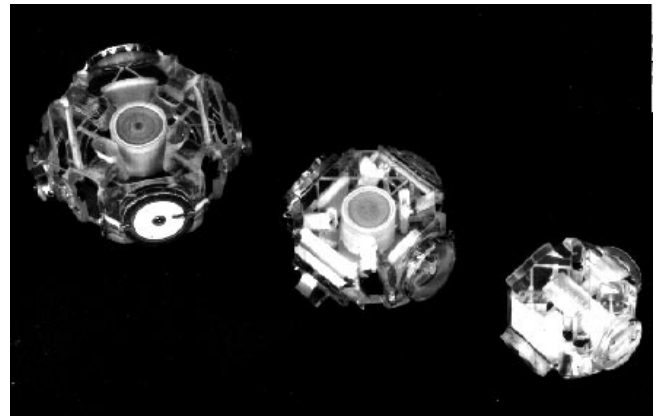


Рис.8. Фотография датчиков серии ЗЛК. Слева направо: ЗЛК-20, ЗЛК-16, ЗЛК-12 (цифры обозначают периметр резонатора).

ронизации располагаются на частотной характеристике ЛГ с частотным интервалом f_b (рис.7), причем число таких зон на участке $[0; \Delta\nu_b]$ может составлять несколько сотен. Нетрудно видеть, что при всех преимуществах знакопеременной магнитооптической подставки наличие многих зон синхронизации приводит к существенной нелинейности частотной характеристики. Методы значительного уменьшения ширины зон существуют, но их описание выходит за рамки данной работы.

При наличии параметрической модуляции уравнение (9) должно быть переписано в виде

$$\frac{d\Psi}{dt} = M\Omega - M\Omega_0 \sin(\Psi + \beta) + \Delta\nu_b F(t), \quad (14)$$

где $F(t)$ – периодическая знакопеременная функция, описывающая характер модуляции. Анализ подобного уравнения был проведен в работах [30, 31], где показано, что ширины зон синхронизации $\delta\nu_i$ (i – номер зоны) в первом приближении связаны с шириной статической зоны захвата $\Delta\nu_0$ соотношением

$$(\Delta\nu_0)^2 = \sum_i (\delta\nu_i)^2 \quad (15)$$

и определяются формой изменения во времени знакопеременного магнитного поля (синус, меандр и т.д.), а также $\Delta\nu_b$ и $\Delta\nu_0$. При $\Delta\nu_b = 0$ ($H = 0$) динамические зоны синхронизации исчезают, а статическая зона захвата полностью восстанавливается.

3. Экспериментальные результаты

К настоящему времени создан типоряд отечественных двух- и четырехчастотных лазерных гироскопических датчиков с магнитооптическим управлением на базе эффекта Зеемана (серия ЗЛК – зеемановские лазеры кольцевые). Внешний вид двухчастотных датчиков серии ЗЛК представлен на рис.8. Кольцевой резонатор формируется четырьмя зеркалами, три из которых – плоские, а четвертое – сферическое. Два зеркала, расположенных на одной диагонали, закреплены на прецизионных пьезодвигателях для контроля и коррекции периметра резонатора. Датчики серии ЗЛК различаются периметром (от 120 до 200 мм), их моноблочные резонаторы выполнены из ситалла – материала со сверхнизким коэффициентом термического расширения. Зеркала резонатора крепятся на его корпусе методом оптического контакта, для чего базовые плоскости корпуса и поверхности подложек зеркал

Параметры ЛГ на He–Ne-КГЛ

Число частот	ЗЛК	Режим	Длина резонатора	Масштабный коэффициент (" / имп.)	Стабильность смещения нуля (°/ч)	Воспроизводительность смещения нуля (°/ч)	Воспроизводительность масштабного коэффициента (млн ⁻¹)	Случайный уход (°/ч ^{1/2})
2	ЗЛК-12	Стационарный	12.8	4	0.1	0.3	–	0.02
	ЗЛК-16		16.0	3.3	0.05	0.15	–	0.01
	ЗЛК-20		20.0	2.7	0.05	0.15	–	0.01
	ЗЛК-12	Переходный	12.8	4	–	5–10	200	–
	ЗЛК-16		16.0	3.3	–	1–3	100	–
	ЗЛК-20		20.0	2.7	–	1–2	100	–
4	ЗЛК-28	Стац.	28.5	3.0	0.03	0.1	–	0.005
		Перех.	28.5	3.0	–	0.5	50	–

обрабатываются методом суперполирования. Газовый разряд возбуждается во всех четырех плечах резонатора с попарно противоположным направлением тока в них. Пермаллоевый экран уменьшает влияние внешних магнитных полей. Для увеличения точности выходной информации в электронных блоках питания и управления предусмотрены алгоритмические коррекции дрейфа нуля.

Основные параметры гироскопических датчиков серии ЗЛК представлены в таблице, из которой следует, что в стационарном (после прогрева) режиме стабильность смещения нуля составляет $0.03–0.05$ °/ч, что сопоставимо с параметрами точности ЛГ с плоским контуром, линейной поляризацией и механическим виброподвесом. В нестационарном (сразу после включения) режиме воспроизводительность смещения нуля резко ухудшается, однако и в этом режиме параметры точности оказываются вполне достаточными для многих практических применений; пониженная точность в переходном режиме компенсируется малым (порядка нескольких секунд) временем готовности.

Возможности малогабаритных ЛГ на КГЛ с магнитооптическим управлением сегодня далеко не исчерпаны. Уменьшение внутррезонаторных потерь и рассеяния, достигаемые прежде всего за счет совершенствования качества зеркал резонатора, снижение полосы захвата, повышение точности изготовления и юстировки резонатора, алгоритмическая коррекция воспроизводимых зависимостей дрейфа нуля от температуры и других внешних условий и т. п. позволят в ближайшее время довести стабильность смещения нуля в стационарном режиме до $0.01–0.03$ °/ч при случайном уходе до 0.003 °/ч^{1/2} [26], что существенно расширит области применения рассматриваемых ЛГ.

Заключение

Кольцевые газовые лазеры с магнитооптическим управлением и неплоским контуром резонатора позволяют создавать эффективные, компактные и устойчивые к внешним воздействиям лазерные гироскопы с параметрами точности, достаточными для многих практических применений, таких как интегрированные спутниково-навигационные системы для гражданской авиации, контроль и управление движением в автомобильном и на железнодорожном транспорте, навигация малых и средних судов, роботостроение и т. д.

В настоящей статье была сделана попытка осветить современное состояние проблем использования КГЛ с магнитооптическим управлением в лазерной гироскопии. Разумеется, целый ряд весьма важных вопросов остался при этом вне внимания авторов. К их числу относятся детальный анализ частотной характеристики реального ЛГ с учетом всех сопутствующих физических взаимных и невязанных эффектов, роль нелинейности масштабного коэффициента и методы устранения ее влияния, учет состояния поверхностей прецизионных оптических деталей и узлов лазерных гироскопов (шероховатость, микропрофиль, длины корреляции, наличие дефектного слоя и различных поверхностных состояний в нем и т. д.), физика глубокого оптического контакта, физика разряда в газовой среде и его взаимодействия с поверхностями рабочих каналов и зеркал, прецизионная метрология сверхвысокоотражающих зеркал и сверхвысокодобротных лазерных резонаторов и т. д.

Следует отметить, что, к сожалению, участие ученых РАН и Высшей школы в решении этих зачастую фундаментальных проблем лазерной гироскопии еще явно недостаточно, и авторы искренне надеются, что публикация настоящей работы будет способствовать привлечению их внимания к этим проблемам.

Авторы пользуются случаем выразить свою благодарность А.В.Мельникову, А.М.Хромым и Н.В.Кравцову за полезное обсуждение материалов данной статьи.

1. Беннет В. *Газовые лазеры* (М., Мир, 1964).
2. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. *УФН*, **97**, 374 (1969).
3. Рыбаков Б.В., Демиденков Ю.В., Скродский С.Г., Хромы А.М. *ЖЭТФ*, **57**, 1184 (1969).
4. Климонтович Ю.Л., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. *ЖЭТФ*, **52**, 1616 (1967).
5. Хромы А.М. *Электронная техника. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 2 (54), 30 (1990).
6. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, Физматлит, 1999).
7. Померанцев Н.М., Скродский Г.В. *УФН*, **100**, 361 (1970).
8. Аронович Ф. В кн. *Применения лазеров* (М., Мир, 1974, с.182).
9. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. *Лазерный гироскоп* (М., Сов. радио, 1975).
10. Савельев А.М., Соловьева Т.И. *Зарубежная радиоэлектроника*, **8**, 77 (1981).
11. Chou W.W., Gea-Banacloche J. et al. *Rev.Modern Phys.*, **57**, № 1, 61 (1985).
12. Wilkinson G.R. *Progress in Quantum Electronics*, **11**, № 1, 1 (1987).
13. Серегин В.В., Кукулиев Р.М. *Лазерные гироскопы и их применение* (М., Машиностроение, 1990).

14. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах*. Под ред. Климонтовича (М., Наука, 1974).
15. Хромых А.М. *ЖЭТФ*, **50**, 281 (1966).
16. Aronowitz F. In: *Optical Gyros and their Application* (RTO AGARDograph 339, 1999, p.3-1).
17. Volk S.H., Gillespie S.C., Mark J.G., Tazartes D.A. In: *Optical Gyros and their Application* (RTO AGARDograph 339, 1999, p.4-1).
18. Курятов В.Н., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11**, 1839 (1968).
19. Мельников А.В., Хромых А.М. и др. *Патент СССР № 745242* (приоритет от 16.05.1967).
20. Рыбаков Б.В., Мельников А.В. и др. *Патент СССР № 46006* (приоритет от 1967 г).
21. Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Dmitriev V.G. et al. *Proc. LII Annual Meeting 'Navigational Technology For The III Millennium'* (Cambridge, Massachusetts, 1996, p.697).
22. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
23. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. и др. *Сб. науч. трудов I С.-Петербургской междунар. конф. по гироскопической технике* (С.-Петербург, ЦНИИ «Электроприбор», 1994, с.141).
24. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. и др. *Сб. науч. трудов II С.-Петербургской междунар. конф. по гироскопической технике* (С.-Петербург, ЦНИИ «Электроприбор», 1995, с.49).
25. Golyaev Yu.D., Dmitriev V.G., Kazakov A.A., Melnikov A.V., Soloviova T.I., Son J.Y. *Proc.SPIE*, **2778**, 1084 (1996).
26. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А. и др. *Гироскопия и навигация*, № 4 (19), 7 (1997).
27. Климонтович Ю.Л., Курятов В.Н., Ланда П.С. *ЖЭТФ*, **51**, 3 (1966).
28. Шмидт Г. *Параметрические колебания* (М., Мир, 1978).
29. Харкевич А.А. *Нелинейные и параметрические явления в радиотехнике* (М., Наука, 1973).
30. Хошев И.М. *Радиотехника и электроника*, **22**, 135 (1977).
31. Хошев И.М. *Квантовая электроника*, **7**, 953 (1980).

V.V.Azarova, Yu.D.Golyaev, V.G.Dmitriev. Magneto-optic-controlled ring gas lasers as laser gyroscopes.

The underlying physical principles of the operation of ring gas lasers (RGLs) in the mode of a laser gyroscope are considered. The influence of nonreciprocal effects on the output RGL parameters is discussed. The methods of controlling the parameters of an RGL in the mode of a laser gyroscope with the aid of a nonreciprocal magneto-optic Zeeman effect are considered.