

Прецизионный лазерный гироскоп для автономной инерциальной навигации

А.Г.Кузнецов, А.В.Молчанов, М.В.Чиркин, Е.А.Измайлов

Сформулированы требования к гироскопам платформенных инерциальных навигационных систем авиационного применения. Описана конструкция кольцевого гелий-неонового лазера, разработанного для автономной навигации. Проанализированы процессы, определяющие ресурс лазера, и связь случайной погрешности измерений угловой скорости с особенностями рельефа поверхности зеркал резонатора. Представлены результаты моделирования одного из перспективных подходов к обработке сигналов лазерного гироскопа.

Ключевые слова: лазерный гироскоп, кольцевой лазер, автономная инерциальная навигация, порог синхронизации, реактивные колебания, катодное распыление, обратное рассеяние, вибрационная частотная подставка, квадратурные сигналы, шум квантования.

1. Особенности применения лазерного гироскопа в авиационной автономной инерциальной навигации

Эффективность выполнения полетного задания мобильными средствами определяется совокупностью бортовых систем и комплексов, в том числе наличием непосредственно на борту подвижного объекта оборудования, обеспечивающего выход в заданную область и надежное функционирование систем управления и наведения. Это привело к созданию бортовых навигационных систем, основанных на различных физических принципах. Использование пассивных систем из-за отсутствия на борту источников излучения существенно снижает возможность обнаружения объекта. Однако большинство из них, в том числе спутниковая навигационная система, подвержены воздействию помех, что явно не способствует решению основной задачи. Наиболее полно требованиям автономности и помехозащищенности соответствуют инерциальные навигационные системы (ИНС).

Разработка ИНС, в основном авиационного применения, началась в Московском институте электромеханики и автоматики еще в 1960-х годах. К концу 1990-х годов в институте было разработано несколько модификаций платформенных инерциальных навигационных систем (ПИНС) на поплавковых астатических гироскопах, которые находятся в эксплуатации до настоящего времени. На самолетах Су-24, Ту-22М, Ту-142М и Ту-95МС эксплуатируются системы МИС-45, МИС-П, Л-14МА, разработанные в 1960-х–70-х годах, а на самолетах Ил-76,

Ту-154М, Ту-160, Ан-124, Ан-225 – системы И-11-1, И-21, Л-41 (1980-е годы). Однако наличие сложной механики и следящих приводов карданова подвеса ограничивает перспективы развития ПИНС в части снижения стоимости и энергопотребления, увеличения технического ресурса, надежности и информативности, уменьшения эксплуатационных расходов.

В 1970-х годах во всем мире начались интенсивные работы по созданию платформенных инерциальных навигационных систем (БИНС). В настоящее время мировые тенденции развития ИНС связаны с практически полным переходом к идеологии БИНС [1–4]. По сравнению с платформенными эти системы обладают в 3–4 раза большей информативностью, в 1.5–3 раза меньшим временем автономной начальной выставки, в 2–3 раза меньшими массогабаритными параметрами, в 10 раз меньшим энергопотреблением и повышенным более чем в 10 раз техническим ресурсом, что на порядок снижает стоимость жизненного цикла [5]. Специфика систем данного типа заключается в жесткой привязке блока инерциальных чувствительных элементов (ЧЭ) к осям объекта, т.е. в замене физической платформы математической, что является основанием технических требований к гироскопическим ЧЭ независимо от их типа.

Реальная платформа позволяет при каждом включении системы произвести калибровку ЧЭ, их горизонтирование и физически произвести ориентацию осей платформы путем двойного гироскопасирования. Математическая платформа исключает возможность реализации этих процедур. Погрешность начальной выставки БИНС определяется не только нестабильностью дрейфовых характеристик ЧЭ в запуске, но и их нестабильностью от запуска к запуску, а также нестабильностью масштабного коэффициента гироскопа [5, 6].

В режиме «навигация» гироскоп ПИНС играет роль нуля-индикатора в случае использования инерциальной системы координат или задатчика малой угловой скорости облета Земли для поддержания местной вертикали в географической системе координат. Динамический диапазон угловых скоростей объекта компенсируется следя-

А.Г.Кузнецов, А.В.Молчанов, Е.А.Измайлов. ОАО «Московский институт электромеханики и автоматики», Россия, 125319 Москва, Авиационный пер., 5; e-mail: aomiea@aviapribor.ru, a.v.molchanov@mail.ru, aomiea@aviapribor.ru
М.В.Чиркин. Рязанский государственный радиотехнический университет, Россия, 390005 Рязань, ул. Гагарина, 59/1; e-mail: chirk.mikhail@yandex.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2014 г., после доработки – 30 апреля 2014 г.

Табл.1. Развитие БИНС на основе лазерных гироскопов в ОАО «МИЭА».

Система	Базовый прибор	Параметры			Летательный аппарат
		Точность (км/ч)	Масса (кг)	Готовность (мин)	
<i>1-е поколение (1990–2000 гг.)</i>					
И42-1С	Лазерный гироскоп КМ-11-1А (НПО «Полюс»)	3.7	43	15	Ил-96-300, Ту-204, Ан-70
БИНС-85 БИНС-77	Лазерный гироскоп ЛГ-1 (ОАО «МИЭА»)	3.7	20	10	
<i>2-е поколение (2000–2010 гг.)</i>					
БИНС-СП-1	Блок лазерных гироскопов	3.7	15	5	Як-130, Су-35, Ту-160М, Ту-95МСМ, Т-50
БИНС-СП-2	БЛГ (ОАО «МИЭА»)	1.85	15	5	
<i>3-е поколение (с 2010 г.)</i>					
БИНС-21	Блок цифровых лазерных гироскопов БЛГ (ОАО «МИЭА»)	0.9	15	4	ПАК ФА, ПАК ДА

щей системой карданова подвеса платформы. Поэтому требований обеспечения широкого динамического диапазона и высокой стабильности масштабного коэффициента в его пределах к гироскопу не предъявляется. В случае математической платформы указанные требования равнозначны требованиям к стабильности дрейфовых характеристик ЧЭ, т. к. они непосредственно влияют на погрешность системы в режиме «навигация». Сокращение энергопотребления и времени точностной готовности однозначно предполагает исключение систем термостабилизации ЧЭ. Введение алгоритмической компенсации температурных зависимостей параметров ЧЭ выдвигает жесткие требования к их стабильности [7].

Реализация указанных характеристик в случае традиционных гироскопов оказалась практически невозможной, в связи с чем возникла потребность в принципиально новых гироскопических технологиях. В настоящее время широкое распространение в мире получила технология лазерного гироскопа (ЛГ), как наиболее полно удовлетворяющая всем требованиям [8]. В соответствии с мировыми тенденциями развития авионики в 1984–1991 гг. в ОАО «МИЭА» была создана первая отечественная БИНС авиационного применения – И-42-1С на базе лазерного гироскопа КМ-11-1А (НПО «Полюс»), которая устанавливалась на самолеты Ил-96 и Ту-204 и несколько лет выпускалась серийно.

В это же время было принято решение о разработке и опытном производстве ЛГ, более полно удовлетворяющего требованиям БИНС авиационного применения. Был разработан гироскоп ЛГ-1, и на его базе созданы системы БИНС-77 для военно-транспортной авиации и БИНС-85 для гражданской авиации, которые прошли все виды испытаний и получили свидетельство МАК о годности для установки на воздушное судно [9]. Эти разработки стали основой для дальнейшего развития типоряда современных систем БИНС-СП-1 и БИНС-СП-2, применяемых на маневренных летательных аппаратах Як-130, Су-35С и в перспективе – на Т-50 (табл.1).

Разработанная технология ЛГ с вибрационной частотной подставкой и плоским лучевым контуром ориентирована на требования авиационного применения: динамический диапазон измерений угловой скорости до $400^\circ/\text{с}$, относительная погрешность масштабного коэффициента не более 10^{-6} , время точностной готовности не более 10 с, температурный диапазон от -60°C до $+85^\circ\text{C}$, минимально возможные энергопотребление и массогабаритные параметры. Однако используемые методы обра-

ботки информационных сигналов [10] и применяемые для их реализации устройства обладают рядом существенных недостатков, таких как высокий уровень флуктуаций в выходном сигнале, связанный с использованием хаотически модулированной частотной подставки и шумом квантования; возникновение дополнительной погрешности, обусловленной вычитанием из выходных данных параметров колебаний кольцевого лазера на частоте подставки; необходимость использования вспомогательных устройств, предназначенных для контроля и коррекции работы ЛГ.

В зависимости от класса точности системы полная погрешность гироскопа, включая нестабильности в запуске и от запуска к запуску, температурного коэффициента дрейфа, а также шумовой составляющей дрейфа, не должна превышать значений, приведенных в табл.2 [11]. Системы 3-го и 2-го классов точности уже созданы, и в настоящее время стоит задача построения системы 1-го класса, ориентированной на решение навигационных задач в перспективных авиационных комплексах фронтовой (ПАК ФА) и дальней (ПАК ДА) авиации (см. табл.1).

Табл.2. Классы точности БИНС.

Класс точности БИНС	Погрешность определения координат (2σ) за 1 ч (км)	Погрешность гироскопа ($^\circ/\text{ч}$)	Шумовая составляющая дрейфа ($^\circ/\text{ч}^{1/2}$)
1	0.9	0.005	0.001
2	1.85	0.008	0.0015
3	3.7	0.015	0.003

В настоящей работе проанализированы потенциальные возможности совершенствования технологии ЛГ с вибрационной частотной подставкой и плоским лучевым контуром в отношении обеспечения работоспособности кольцевого лазера в течение десятков тысяч часов непрерывной работы, метрологических подходов к мониторингу оптических поверхностей зеркал кольцевого резонатора, а также цифровых методов обработки первичной информации, позволяющих увеличить точность ЛГ.

2. Конструкция кольцевого лазера

Основной лазерного гироскопа является кольцевой гелий-неоновый лазер (рис.1). Оптический резонатор лазера образован сферическими зеркалами 5, 11 с радиусами кривизны 7.0 ± 0.2 м и коэффициентами пропускания

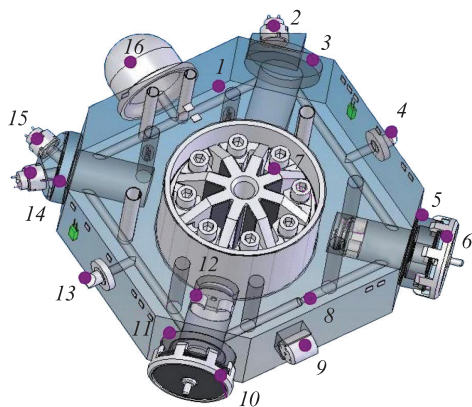


Рис.1. Конструкция кольцевого лазера:

1 – корпус резонатора; 2, 15 – фотоприемники; 3, 14 – плоские зеркала; 4 – анод; 5, 11 – сферические зеркала; 6, 10 – пьезокорректоры; 7 – виброподвес; 8 – диафрагма; 9 – ротор ДУС; 12 – геттерный насос; 13 – анод-штенгель; 16 – катод.

менее 5×10^{-6} и двумя плоскими зеркалами 3, 14 с коэффициентами пропускания $(230 \pm 20) \times 10^{-6}$. Оптическая ось резонатора близка к сторонам квадрата с периметром 28 см и регулируется с помощью пьезоэлектрических преобразователей 6 и 10. Подложки зеркал и корпус резонатора 1 изготовлены из ситалла СО-115М и соединены через оптический контакт. Выбор оптической стекло-керамики определяется малостью коэффициента линейного термического расширения ($\sim 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) в диапазоне температур от -60 до $+80 \text{ } ^\circ\text{C}$ [12].

Лазер генерирует встречные пучки оптического излучения с длиной волны 0.6328 мкм , имеющие поперечные сечения в виде эллипсов и линейную s-поляризацию (вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости резонатора). Для обеспечения генерации только на основной поперечной моде с противоположной стороны от катода в точке перетяжки пучков расположена диафрагма 8, эллиптическое сечение которой соответствует форме поперечного сечения лазерных пучков. Активная среда – газовая смесь изотопов ^3Ne : ^{20}Ne : $^{22}\text{Ne} = 40:1:1$ при давлении $750\text{--}950 \text{ Па}$, в которой поддерживается симметричный двухплечевой газовый разряд при токах в каждом плече $0.50\text{--}0.75 \text{ mA}$; диаметр разрядных каналов составляет 2.7 мм . Использование двух изотопов неона позволяет избежать конкуренции встречных волн, генерируемых лазером, что обеспечивается различием в 875 МГц между частотами, соответствующими максимумам коэффициентов усиления для изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne [13].

Направленное движение атомов активной среды под действием электрического тока (ленгмюровский дрейф) вызывает невязанность встречных волн [14], приводящую к сдвигу нуля лазерного гироскопа. Использование симметричного двухплечевого разряда позволяет подавить этот эффект, однако компенсация не является полной, что отражается в остаточной систематической погрешности сдвига нуля $0.2^\circ/\text{ч}$ с нестабильностью $10^{-3}\text{--}10^{-2}^\circ/\text{ч}$. Электроды кольцевого лазера – два медных анода 4, 13, расположенных симметрично относительно холодного алюминиевого катода 16, соединены с корпусом резонатора диффузионной сваркой с помощью индиевой прокладки. Для стабилизации состава рабочей смеси в процессе эксплуатации используется нераспыляемый геттер 12 из титан-ванадиевой смеси.

Явление синхронизации встречных волн [15], генерируемых лазером, подавлено с помощью вибрационной частотной подставки – вращательных колебаний кольцевого лазера относительно корпуса гироскопа. Резонансная частота виброподвеса 7, на котором закреплен лазер, составляет $400 \pm 20 \text{ Гц}$. Система управления обеспечивает колебания со средней амплитудой $120\text{--}150''$ при случайной модуляции амплитуды и фазы.

Сервисная электроника лазерного гироскопа выделяет информацию об изменениях фазы Саньяка – разности фаз встречных волн, генерируемых кольцевым лазером, а также автоматически управляет частотной подставкой и периметром резонатора, используя сигналы дополнительных датчиков: фотодиодов 15 для измерения мощности лазерной генерации и датчика угловой скорости 9, регистрирующего колебания кольцевого лазера относительно корпуса гироскопа.

Простота конструктивных решений, основанных на применении симметричного разряда постоянного тока и планарного резонатора, корректировка периметра которого осуществляется посредством микроперемещений сферических зеркал 5, 11, в сочетании с жесткими допусками на отклонения от формы и линейных размеров обеспечивают ряд преимуществ этой схемы по сравнению с другими схемами кольцевых лазеров:

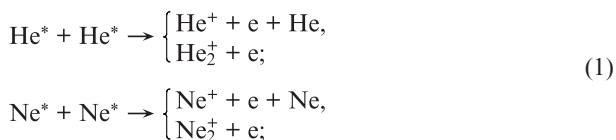
- чувствительность к внешнему магнитному полю не превышает $0.002^\circ \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ (столь малая величина по сравнению с чувствительностью зеэмановских кольцевых лазеров [16] определяется отсутствием невязанных элементов и линейной поляризацией лазерного излучения);
- возможность регулировки периметра резонатора в пределах шести длин волн излучения лазера в диапазоне температур от -60° до $+60^\circ \text{C}$ без переключений на соседнюю продольную моду ограничивает относительную нестабильность масштабного коэффициента (1×10^{-6});
- слабая зависимость сдвига нуля от изменения внешней температуры обусловлена симметричностью конструкции и подбором оптимальных допусков на геометрию резонатора – соответствующий температурный коэффициент не превышает $0.001^\circ \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$;
- шумовая составляющая $0.0015\text{--}0.003^\circ/\text{ч}^{1/2}$, вызванная случайной модуляцией вибрационной подставки, уменьшена за счет выбора четырехзеркального резонатора, а также использования зеркал с интегральным рассеянием $(10\text{--}30) \times 10^{-6}$ и относительно большим радиусом их кривизны [15];
- малая нестабильность дрейфа в запуске и от запуска к запуску ($0.01^\circ/\text{ч}$) обусловлена низким уровнем невязанности при эксплуатационных разбюстировках резонатора.

3. Поддержание стационарного двухплечевого разряда и проблема ресурса кольцевого лазера

При выборе условий возбуждения активной среды кольцевого лазера необходимо учитывать ряд специфических особенностей разряда в инертных газах, заключающихся в возможной неустойчивости его стационарного состояния и в неизбежных изменениях давления и состава газовой смеси из-за ионной бомбардировки поверхности холодного катода и стенок разрядных каналов. Чтобы замедлить распыление, катод покрыт пленкой окисла толщиной $20\text{--}25 \text{ нм}$. По сравнению с чистым алюминием

пленка обладает повышенным энергетическим порогом распыления и является эффективным эмиттером вторичных электронов. Продолжительное сохранение высокой эмиссионной эффективности покрытия обеспечивается имплантацией ионов гелия практически на всю его глубину [17], что стимулирует фотоэлектронную эмиссию вследствие интенсивного поглощения резонансного излучения гелия с энергией фотонов 21.2 эВ [18]. Поглощение вакуумного ультрафиолетового излучения в окисном слое объясняет также экспериментально зарегистрированное увеличение проводимости покрытия на три порядка в условиях воздействия газового разряда [19].

Теоретическое описание газоразрядной плазмы в узком канале [20] основано на совместном решении уравнения Пуассона для электрического поля и уравнений баланса для электронов, ионов и метастабильных атомов с учетом диффузии и дрейфа заряженных частиц поперек разрядного канала; прямой и ступенчатой ионизации атомов в результате столкновений с электронами; хемоионизации



пеннинг-ионизации



где X – атом (молекула) примеси.

Газоразрядная плазма в узких каналах, характеризующаяся приосевыми концентрациями электронов $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и метастабильных атомов $n_m \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, имеет падающую вольт-амперную характеристику. На рис.2 иллюстрируются причины отрицательного динамическо-

го сопротивления. Результаты измерений линейной реакции положительного столба на внешнее гармоническое возмущение, выполненных по методике, развитой в [21], представлены в форме годографа частотной зависимости его комплексного сопротивления. Около точек указаны значения частоты модуляции в кГц. Здесь же приведена синтезированная электрическая схема замещения: сопротивления и индуктивности подобраны так, чтобы зависимость комплексного сопротивления от частоты воспроизводила зарегистрированную экспериментально. Инерционные элементы в схеме (RL-цепочки) имитируют процессы в положительном столбе, формирующие реакцию на внешнее воздействие. Поскольку характерные времена (отношения L/R) у инерционных элементов сильно различаются, каждый из них отражает влияние определенного процесса на ионизационный баланс.

Медленнее всего устанавливается распределение концентрации газа между анодом и катодом: релаксация ленгмюровского дрейфа атомов характеризуется постоянной времени $\tau_1 = \Lambda^2 d / \eta \sim 50 \text{ мкс}$ ($\Lambda = r_0 / 2.405$; r_0 – радиус разрядного канала; d, η – плотность и вязкость газа соответственно). Наименее инерционным является установление концентрации электронов: $\tau_3 = \Lambda^2 / D \approx 0.3 \text{ мкс}$ (D – коэффициент диффузии заряженных частиц в условиях перехода от амбиполярного режима к свободному). Промежуточным значением постоянной времени τ_2 характеризуется релаксация концентрации метастабильных атомов гелия в состоянии 2^3S_1 :

$$\tau_2 = (D_m / \Lambda^2 + 4k_m n_m + k_p N_{ad} + k_e n_e + k_{\text{HeNe}} N_{\text{Ne}})^{-1}, \quad (3)$$

где D_m – коэффициент диффузии метастабильных атомов; k_m, k_p – константы скоростей процессов (1) и (2); N_{ad}, N_{Ne} – концентрации в активной среде атомов примесей и неона; k_{HeNe} – константа скорости передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона.

Принципиально важно обеспечить стабильность границ узкого «окна устойчивости» разряда в диапазоне токов $J_1 > J > J_2$ в условиях длительной эксплуатации. За пределами «окна устойчивости» при $J > J_1$ самовозбуждаются бегущие страты [22], а при $J < J_2$ – реактивные колебания [23–25]. Причина реактивных колебаний – отрицательная действительная часть у комплексного сопротивления газоразрядной плазмы на частотах около 100 кГц, когда положительная мнимая часть импеданса (см. рис.2) компенсируется отрицательным реактивным сопротивлением монтажной емкости.

Для технологии кольцевого лазера ключевым фактором является наличие газов ($\text{O}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$), растворенных в объеме стеклокерамики, которые в результате ионной бомбардировки внутренних стенок разрядных каналов постепенно выходят в газовую фазу и ионизируются в реакции (2). Важную роль этого процесса для стабилизации «окна устойчивости» разряда иллюстрирует рис.3: на плоскости параметров «катодный ток J – сопротивление балластного резистора R » показаны границы самовозбуждения реактивных колебаний при разных скоростях реакции Пеннинга, пропорциональных концентрации примесей N_{ad} . Увеличение скорости реакции Пеннинга в случае загрязнения газовой смеси сопровождается расширением второй полуокружности на рис.2 (показано стрелками). В результате действительная часть комплексного сопротивления в высокочастотном диапазоне оказывается положительной.

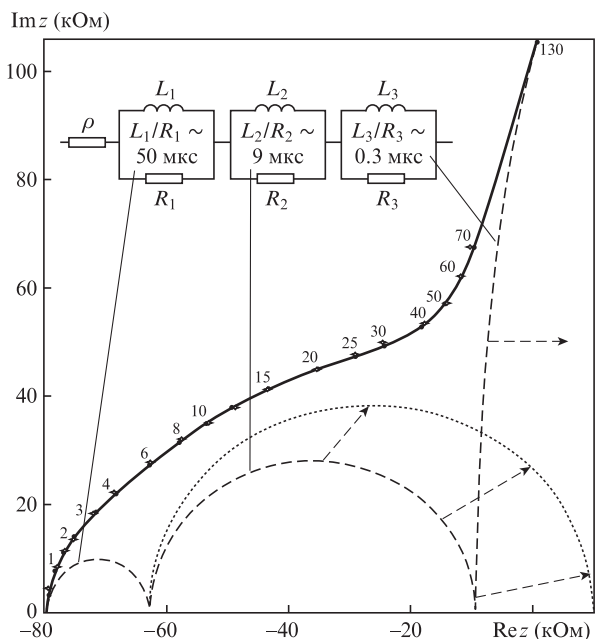


Рис.2. Частотная зависимость комплексного сопротивления положительного столба в одном из плеч кольцевого лазера и схема ее замещения (ток в плече 0.75 мА). Каждая штриховая полуокружность соответствует годографу только для одного из инерционных элементов схемы, пунктирная полуокружность иллюстрирует изменение годографа при росте парциального давления примесей; цифры около точек – частоты модуляции в кГц.

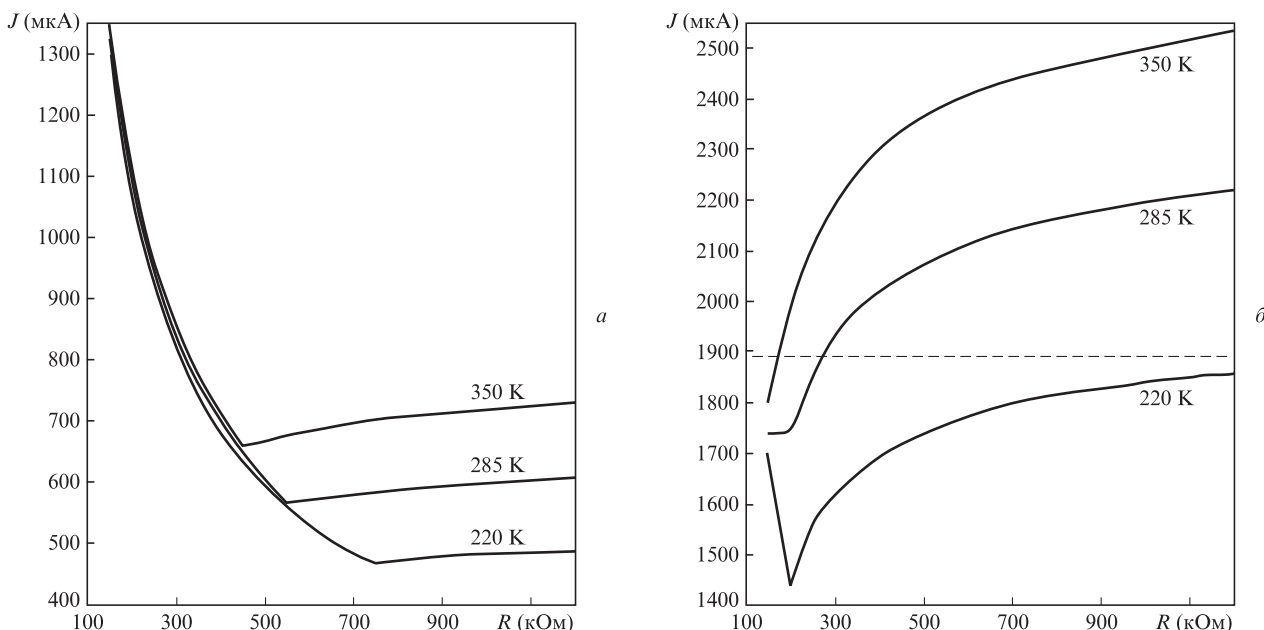


Рис.3. Границы устойчивого двухплечевого разряда в кольцевом лазере на плоскости параметров «ток катода–сопротивление балластного резистора». Расчеты выполнены для разрядного канала диаметром 2.7 мм, длина каждого плеча 63 мм, давление газового наполнения 750 Па, соотношение компонентов смеси $p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}} = 16:1$, монтажная емкость 2 пФ. Сплошные кривые – ток возбуждения реактивных колебаний J_2 , штриховая линия – порог появления бегущих страт J_1 . Около кривых указаны температуры гелий-неоновой смеси. Скорость реакции Пеннинга составляет 1.5×10^4 (а), $1.0 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$ (б).

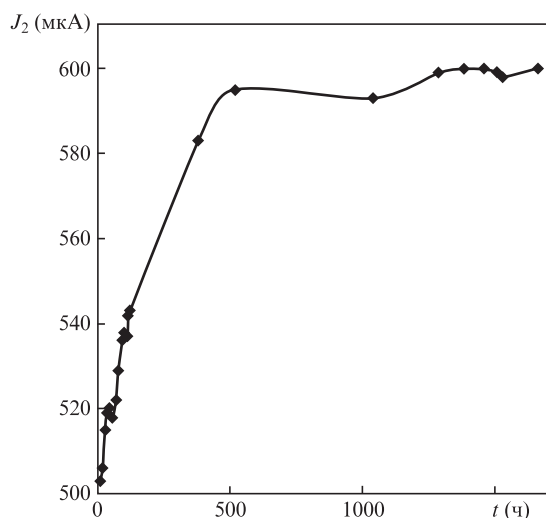


Рис.4. Стабилизация порога реактивных колебаний в электрической цепи разряда в кольцевом лазере.

На рис.4 показаны изменения порога реактивных колебаний J_2 на начальной стадии работы лазера. Рост порога появления реактивных колебаний в течение первой тысячи часов вызван очищением гелий-неоновой смеси от примесей посторонних газов под действием газового разряда: примеси ионизируются и выносятся на катод, где и связываются. Достижение баланса между выделением газов из стеклокерамики в газовый объем и их уходом на катод проявляется в стабилизации порогового тока J_2 .

На рис.5 представлена экспериментальная зависимость от времени работы лазера величины тока на катод J_{las} , соответствующей двукратному превышению усиления активной среды над потерями в пассивном резонаторе. Рост J_{las} вызван поглощением атомов неона при катодном распылении, однако через 18 тысяч часов происходит его стабилизация.

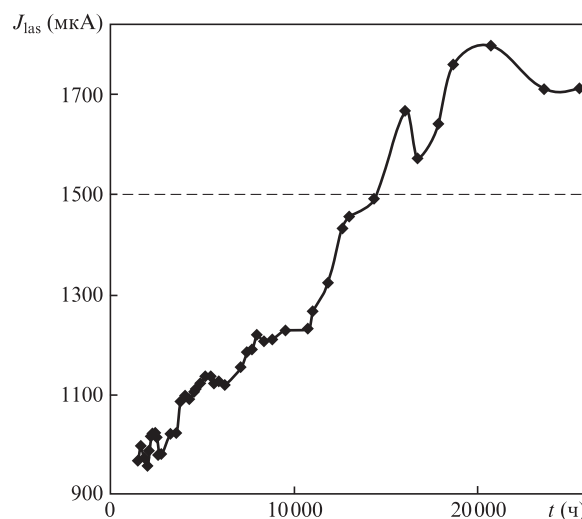


Рис.5. Рост и стабилизация тока, соответствующего двукратному превышению усиления активной среды над потерями. Штриховая линия – рабочий ток лазера.

На рис.6 иллюстрируются результаты исследований рельефа поверхности холодного катода с помощью атомно-силового микроскопа, которые показывают, что среднеквадратичная шероховатость покрытия под действием разряда увеличивается с 2–3 до 15–20 нм. Увеличение шероховатости обусловлено неравномерным распределением тока по поверхности катода вследствие фокусировки ионного потока порами в окисном покрытии [26].

Длительное сохранение целостности покрытия при катодном распылении обеспечивается поступлением ионизованных атомов кислорода из газового разряда. Сформировавшаяся структура (рис.6,б) обладает большой эффективной поверхностью, что позволяет атомам неона возвращаться в газовую фазу со скоростью, равной скорости их поглощения вследствие катодного распыления.

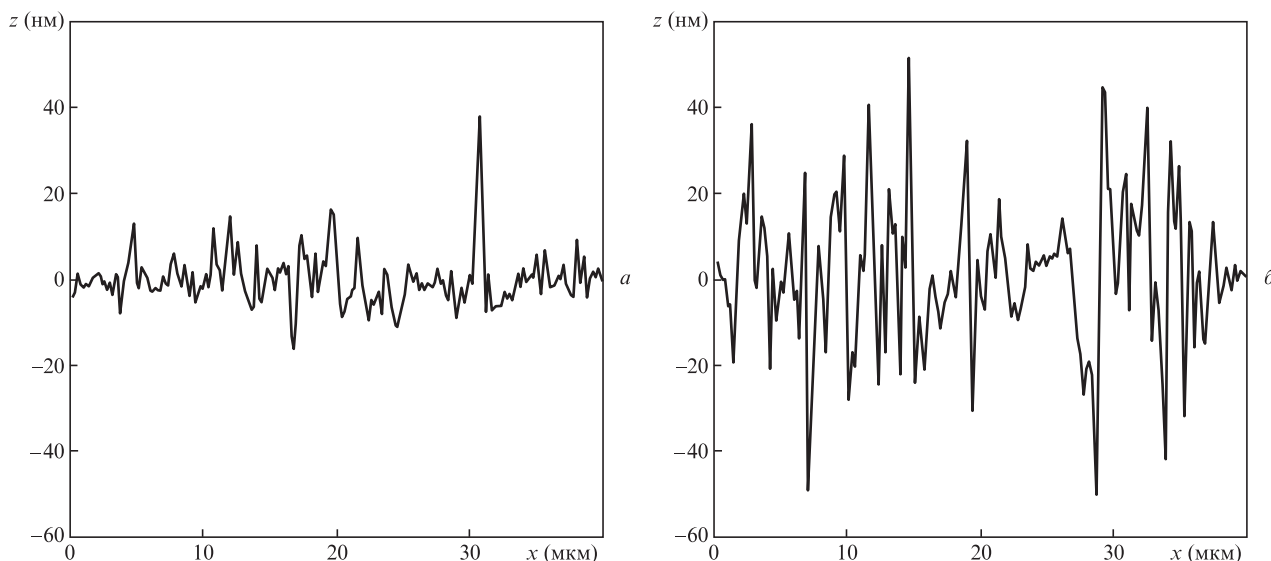


Рис.6. Изменения шероховатости поверхности холодного катода из алюминия с окисным покрытием в результате длительного воздействия гелий-неонового разряда при плотности тока 0.25 мА/см^2 : исходное состояние после термического окисления (а) и после 80 000 ч работы (б). Рельеф поверхности зарегистрирован с помощью ACM Solver Pro.

Таким образом, прямые испытания показали, что технология электровакуумной обработки кольцевых лазеров, сохраняющая кислород в объеме стеклокерамики, позволяет обеспечить ресурс не менее 80 тысяч часов непрерывной работы и стабилизировать границы диапазона устойчивости стационарного двухплечевого разряда. Достижимость полученных результатов подтверждена независимым прогнозированием ресурса [27], основанном на экспрессном способе регистрации скорости деградации активной среды по изменениям характеристик реактивных колебаний [28].

4. Обратное рассеяние лазерного излучения в кольцевом резонаторе и особенности рельефа отражающих поверхностей зеркал

Возможность измерения малых угловых скоростей с помощью ЛГ ограничена из-за возникновения синхронизации встречных волн, генерируемых кольцевым лазером [15]. Причина этого явления заключается в рассеянии лазерного излучения в направлении встречного пучка на элементах кольцевого резонатора – зеркалах и диафрагме. До последнего времени с ним боролись двумя способами: созданием частотной подставки и совершенствованием технологии изготовления зеркальных оптических поверхностей. Количественно явление синхронизации характеризуется порогом синхронизации ω_L – максимальной угловой скоростью, при которой частоты встречных волн еще одинаковы.

Использование вращательных колебаний со случайно модулированными амплитудой и фазой позволяет понизить порог чувствительности у лазерного гироскопа ЛГ-1 до $0.02^\circ/\text{ч}$ при близком к $0.03^\circ/\text{с}$ пороге синхронизации. Однако случайная модуляция частотной подставки вызывает неопределенность регистрируемого углового положения (angle random walk) и приводит к случайной составляющей в выходном сигнале лазерного гироскопа со среднеквадратичным разбросом, прямо пропорциональным отношению порога синхронизации к квадратному корню из времени усреднения данных [15].

Обратное рассеяние излучения характеризуется комплексным амплитудным коэффициентом r , аргумент которого определяется фазами рассеянных волн, а модуль – соотношением

$$|r| \approx \sqrt{P_s/P} = \sqrt{I(\theta_0, \theta, \varphi) \Delta\Omega}, \tag{4}$$

где P_s – мощность излучения, рассеянного в направлении встречного пучка; P – мощность падающего излучения; $\Delta\Omega = \pi v^2$; $v \sim 10^{-3}$ рад – расходимость лазерного излучения; θ_0 – угол падения; $I(\theta_0, \theta, \varphi)$ – индикатриса рассеяния (отношение мощности, рассеянной в единичный телесный угол, к мощности падающего излучения); θ, φ – углы, определяющие направление рассеяния. В (4) нужно подставлять величину индикатрисы рассеяния в направлении встречного пучка, т. е. $\theta = \theta_0$.

Если мощности встречных волн одинаковы, порог синхронизации ω_L в первом приближении определяется соотношением [15, 16]:

$$\omega_L = \frac{c\lambda}{4\pi S} \sqrt{|R_{cw}|^2 + |R_{ccw}|^2 + 2|R_{cw}||R_{ccw}|\cos \Delta\varphi}, \tag{5}$$

где c – скорость света в вакууме; λ – длина волны излучения лазера; S – площадь фигуры, ограниченной оптической осью кольцевого резонатора;

$$\Delta\varphi = \arg R_{cw} + \arg R_{ccw}, \tag{6}$$

$$R_{cw,ccw} = \sum_{n=1}^5 r_n \exp(\pm i2kl_{1,n})$$

– амплитудные коэффициенты связи для оптических волн, распространяющихся по часовой стрелке и против нее [29]; $k = 2\pi/\lambda$; r_n – комплексный амплитудный коэффициент обратного рассеяния лазерного излучения n -м элементом резонатора; $l_{1,n}$ – расстояние от рассеивающего элемента до базового зеркала, отсчитанное вдоль оптической оси. В случае четырехзеркального резонатора (см. рис.1) рассеивающих элементов пять: зеркала ($n = 1-4$) и диафрагма ($n = 5$).

Более точное представление области синхронизации в условиях асимметричной связи встречных волн, которое позволяет описать зависимость ее границ не только от комплексных коэффициентов связи встречных волн, но и от усиления активной среды, выполнено в работах [30, 31]. Соотношения (6) демонстрируют возможность изменять коэффициенты связи и порог синхронизации, регулируя положения рассеивающих элементов $l_{1,n}$ путем перемещения зеркала при неизменном периметре резонатора. Экспериментальные измерения [32, 33], основанные на слабой модуляции мощностей встречных волн при изменениях фазы Саньяка, показывают, что можно подобрать такое положение двух зеркал, чтобы порог синхронизации уменьшился в несколько раз. Коэффициенты связи могут быть измерены и минимизированы и в пассивном кольцевом резонаторе после его сборки [34].

Известно [35], что в отсутствие поглощения и при размерах рассеивающих центров, много меньших длины волны, аргументы у амплитудных коэффициентов обратного рассеяния совпадают с разностью фаз гауссова пучка и сферической волны ($\pi/2$). При этом модули коэффициентов связи одинаковы, а разность фаз $\Delta\varphi = \pi$. Для обозначения такой ситуации использован термин «консервативное рассеяние», поскольку, несмотря на связь встречных волн из-за обратного рассеяния, соотношения (5), (6) приводят к нулевому значению порога синхронизации. Измерения, выполненные для реальных кольцевых лазеров [32, 33], показали, что разность фаз $\Delta\varphi$ отличается от π , что свидетельствует о «неконсервативности» рассеяния в реальных оптических резонаторах.

Длительное время в качестве основных причин «неконсервативности» рассматривались либо потери, либо наличие на поверхности рассеивающих центров с высотами от десятков до сотен нанометров. Несколько лет назад для анализа топографии сверхгладкой диэлектрической поверхности стали применяться методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) [36], разрешение которых по высоте достигает 0.1 нм, а по плоскости – нескольких нанометров. АСМ-скан представляет собой зависимость высоты z от координат точек поверхности x , y и содержит информацию обо всех характерных особенностях рельефа. Подобная информация, хотя и со значительно меньшим разрешением по плоскости, может быть получена и с помощью интерферометра белого света. Сопоставление зарегистрированного рельефа с результатами, полученными методами, основанными на анализе угловых распределений интенсивностей рентгеновского и оптического излучения [37, 38], подтвердило корректность анализа рассеивающих свойств поверхности на основе данных ее АСМ-сканирования. Результаты экспериментов и векторной теории рассеяния лазерного излучения прецизионной поверхностью диэлектрика [36–41] показывают, что достижение требуемого уровня обратного рассеяния приводит к необходимости полировать подложку, на которую наносится многослойное интерференционное покрытие, до остаточной среднеквадратичной шероховатости не более 0.2 нм в диапазоне пространственных частот $0.07–3 \text{ мкм}^{-1}$.

Для промышленного изготовления зеркал со сверхслабым рассеянием недостаточно сведений о среднеквадратичной шероховатости, поскольку поверхность, сформированная в результате обработки, содержит некоррелированные характерные особенности различного происхождения, к которым относятся локальные неоднородности (загрязнения), линейно структурированные особенности,

такие как следы воздействия обрабатывающего инструмента или царапины, и остаточный хаотический рельеф.

Полирование уменьшает остаточный хаотический рельеф, однако приводит к росту линейно структурированных дефектов [42]. Их отличительным признаком является анизотропия рассеянного излучения, зависящая от поляризации падающего оптического пучка [43]. Существует возможность получить информацию о характеристиках таких объектов, выделив анизотропную составляющую рассеяния. Путь к увеличению достоверности заключается в синтезе нескольких изображений рельефа, каждое из которых содержит, главным образом, лишь одну из его характерных особенностей. Такую процедуру позволяют осуществить методы кратномасштабного анализа изображений [44], основанные на применении вейвлет-разложений. На рис.7 представлены этапы выделения характерных особенностей АСМ-изображения.

Зарегистрированное с помощью атомно-силового микроскопа изображение участка поверхности (этап 1) разлагается по вейвлетам Добеши пятого порядка, и в разложении разделяются слагаемые, соответствующие удлинненным выступам и шероховатому рельефу (этап 2).

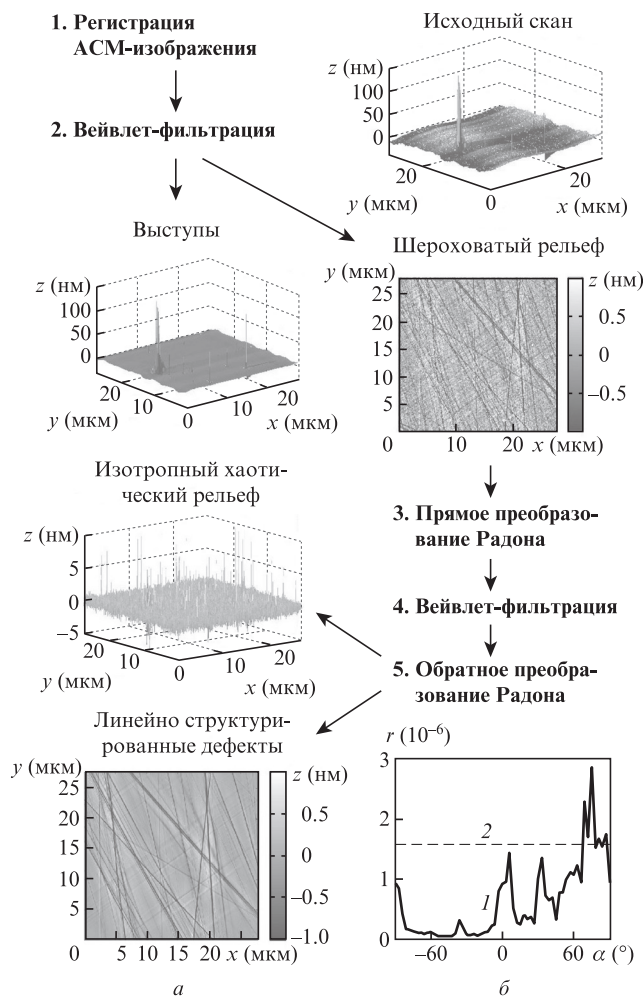


Рис.7. Выделение характерных особенностей АСМ-изображения участка оптической поверхности: синтез изображений изотропного хаотического рельефа и линейно структурированных дефектов (а); зависимости амплитудного коэффициента обратного рассеяния от азимутальной ориентации оптической поверхности (б) (1 – рассеяние на линейно структурированных дефектах, 2 – рассеяние на изотропном хаотическом рельефе).

Изображение шероховатого рельефа подвергается преобразованию Радона, превращающего ориентированные вдоль поверхности протяженные объекты в уединенные выступы (этап 3). Вейвлет-фильтрация выступов в пространстве Радона (этап 4) и обратное преобразование (этап 5) приводят к разделению изображений линейно структурированных дефектов и изотропного хаотического рельефа. Коэффициенты взаимной корреляции между синтезированными изображениями разных характерных особенностей топографии оптической поверхности не превышают 0.2, что позволяет рассматривать их как статистически независимые. Изображение линейно структурированных дефектов – следов механохимической обработки поверхности – характеризуется индикатрисой рассеяния, содержащей ярко выраженные дифракционные максимумы.

В качестве иллюстрации анизотропии рассеивающих свойств на рис.7 приведены зависимости амплитудного коэффициента обратного рассеяния от азимутальной ориентации оптической поверхности (угол α), рассчитанные для линейно структурированных особенностей и изотропного хаотического рельефа. Полученный результат демонстрирует влияние следов обработки на амплитудный коэффициент обратного рассеяния и необходимость их рассматривать как важную причину «неконсервативности» рассеяния, сохраняющегося даже в ситуации, при которой потери на поглощении пренебрежимо малы. Описанный метод анализа рассеивающих свойств зеркал позволяет проводить их отбор по минимальным значениям амплитудного коэффициента обратного рассеяния на линейно структурированных дефектах и добиваться снижения порога синхронизации встречных волн.

5. Обработка информации в лазерном гироскопе с прецизионной регистрацией перемещений интерференционной картины

Источником информации о вращении являются изменения фазы Саньяка ψ [15], которые вызывают перемещение картины, образованной на поверхности смесительной призмы 14 в результате интерференции лазерных пучков, выведенных из кольцевого лазера (рис.8). Сигналы на выходах фотодиода 8, центры приемных секций которого разнесены на четверть интерференционной полосы, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} U_c(t) &= U_{c,0} + U_{c,m} \cos[\psi(t)], \\ U_s(t) &= U_{s,0} + U_{s,m} \sin[\psi(t) + \gamma], \end{aligned} \tag{7}$$

где γ – дополнительный фазовый сдвиг вследствие неидеальности оптической системы; $U_{c,0}$, $U_{s,0}$ – постоянные смещения; $U_{c,m}$, $U_{s,m}$ – амплитуды квадратурных сигналов.

Применяемый в настоящее время способ преобразования первичных сигналов (7) позволяет фиксировать изменения фазы Саньяка только на величину, составляющую кратную долю π/n рад ($n = 1-4$), чему соответствует номинальная чувствительность к угловым перемещениям $\sim 1''$ [10, 15]. Такой подход исключает возможность получения информации о реальной величине фазы в момент съема информации с лазерного гироскопа, который осуществляется с частотой 2.0 кГц, а также не обеспечивает полного вычитания колебаний на частоте подставки из выходного сигнала.

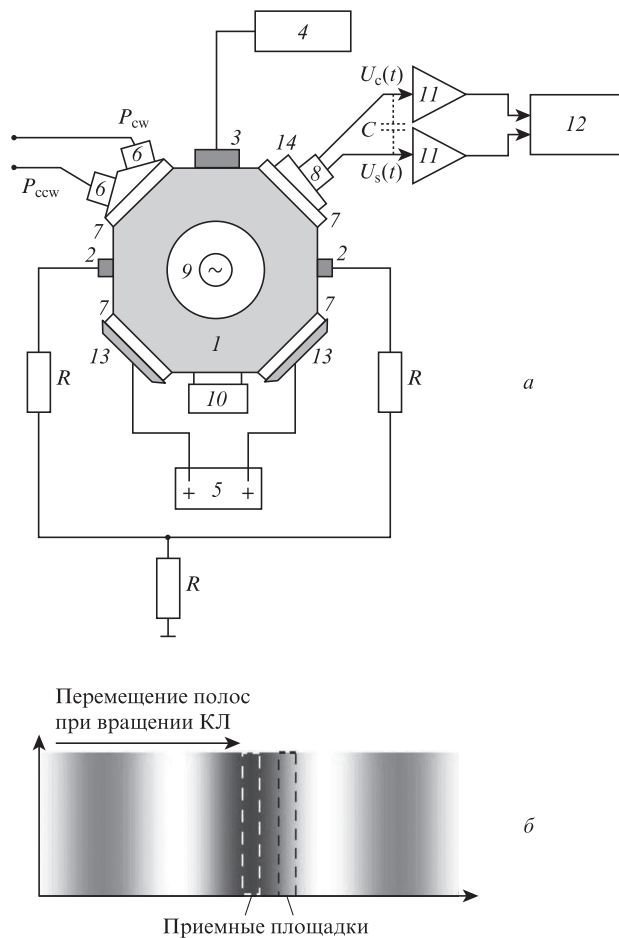


Рис.8. Формирование квадратурных сигналов в кольцевом лазере: электрическая схема КЛ (а) и перемещение интерференционной картины относительно приемных площадок секционированного фотодиода (б): 1 – ситалловый моноблок; 2 – аноды; 3 – холодный катод; 4 – высоковольтный источник; 5 – блок управления пьезоэлектрическими преобразователями; 6 – фотодиоды для регистрации мощностей встречных волн; 7 – зеркала; 8 – секционированный фотодиод; 9 – виброподвес с источником переменного напряжения; 10 – датчик угловой скорости; 11 – усилители первичных сигналов; 12 – АЦП; 13 – пьезоэлектрические преобразователи; 14 – смесительная призма.

На рис.9 приведена зависимость квадратного корня из дисперсии Аллана σ_w от времени усреднения T ; в качестве исходной информации использован массив выходных данных лазерного гироскопа ЛГ-1. Отсчеты угловых перемещений в данном случае производились на интервалах времени, кратных периоду подставки, при равной нулю величине угла (погрешность вычета подставки отсутствует). Линии 1, 2 и 3 иллюстрируют вклады источников σ_1 , σ_2 , σ_3 соответственно, каждый из которых характеризуется специфической зависимостью от времени усреднения – шумом квантования, шумом из-за использования случайной частотной подставки и нестабильностью сдвига нуля. Известная связь шума, вызванного случайной частотной подставкой, с порогом синхронизации [15] позволяет оценить его величину: $\omega_L \approx 0.023^\circ/\text{с}$. Теоретический предел для шума квантования при шаге дискретизации фазы Саньяка π рад, типичном в условиях прямого подсчета интерференционных полос, переместившихся относительно приемных площадок фотодиода 8 (см. рис.8), составляет $1.3 \times 10^{-4}/T$ °/ч. Совместное влияние всех источников иллюстрирует линия 4 (рис.9), отражаю-

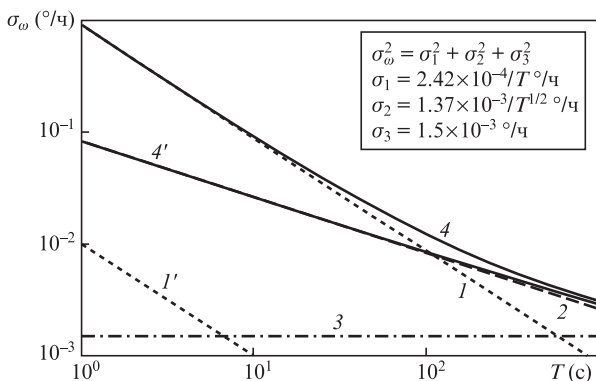


Рис.9. Зависимости от времени усреднения корня из дисперсии Аллана для лазерного гироскопа ЛГ-1: *l* – вклад шума квантования при прямом подсчете интерференционных полос; *l'* – вклад шума квантования при прецизионной регистрации перемещений интерференционной картины; 2 – вклад шума, вызванного случайной частотной подставкой; 3 – вклад нестабильность сдвига нуля; 4 – экспериментально зарегистрированная зависимость при прямом подсчете интерференционных полос; 4' – корень из дисперсии Аллана в условиях прецизионной регистрации перемещений интерференционной картины. Время *T* в формулах для σ_1 и σ_2 измеряется в часах.

щая результаты прямых измерений. Таким образом, для достижения приемлемой погрешности при высокой частоте обновления информации необходимо, в первую очередь, на два порядка подавить шум квантования.

Перспективным является способ прецизионной регистрации перемещений интерференционной картины [45], используемый в лазерной интерферометрии [46] и включающий в себя следующие стадии: дискретизацию первичных квадратурных сигналов; аппроксимацию эллипсом множества точек, соответствующего оцифрованному участку реализации на плоскости переменных $U_c(t)$ и $U_s(t)$; определение параметров первичных сигналов (7); восстановление временного ряда для разности фаз встречных волн.

Реализация такого подхода при обработке сигнала лазерного гироскопа в работах [47, 48] не потребовала иных источников информации, кроме сигналов на выходах секционированного фотоприемника 8, и позволила повысить

точность регистрации сдвигов интерференционной картины и уменьшить погрешность измерения фазы Саньяка до 0.03 рад. При использовании АЦП с числом разрядов не менее 12 точность ограничена паразитной емкостной связью между информационными каналами [49] и шумами усилителя сигналов фотоприемника. В результате шум, внесенный в выходной сигнал погрешностями регистрации, уменьшается на два порядка (линия *l'* на рис.9), а в величину случайной погрешности преобладающий вклад вносит шум из-за использования случайной частотной подставки (кривая 4').

Потенциальные возможности прецизионного метода обработки сигналов лазерного гироскопа позволяют:

- регистрировать изменения разности фаз встречных волн, генерируемых кольцевым лазером, величина которых составляет сотые доли радиана, что соответствует чувствительности к угловым перемещениям порядка 0.01'';
- увеличивать частоту обновления выходной информации об угловых перемещениях до 10 кГц;
- автоматически адаптировать лазерный гироскоп к изменяющимся условиям его функционирования;
- подавлять колебания на частоте подставки в выходном сигнале лазерного гироскопа с помощью цифрового режекторного фильтра;

– отказаться от вспомогательных фотодиодов 6 (см. рис.8), поскольку амплитуды квадратурных сигналов $U_{c,m}$, $U_{s,m}$ пропорциональны мощности лазерной генерации.

Эллиптический фильтр [50] обеспечивает сочетание требуемого быстродействия с допустимой задержкой выходного сигнала. На рис.10 показаны искажения тестового сигнала на выходе такого фильтра и зависимости погрешности, возникающей при равноускоренном повороте КЛ на угол 10°, от углового ускорения. Преимуществом данного метода обработки является практически полный «вычет» частотной подставки из выходного сигнала ЛГ.

В математической модели БИНС информация с лазерных гироскопов была подвергнута обработке по методу восстановления временного ряда фазы Саньяка. В качестве исходных данных для исследований динамических возможностей метода обработки выходной информации лазерного гироскопа использовались реальные траекто-

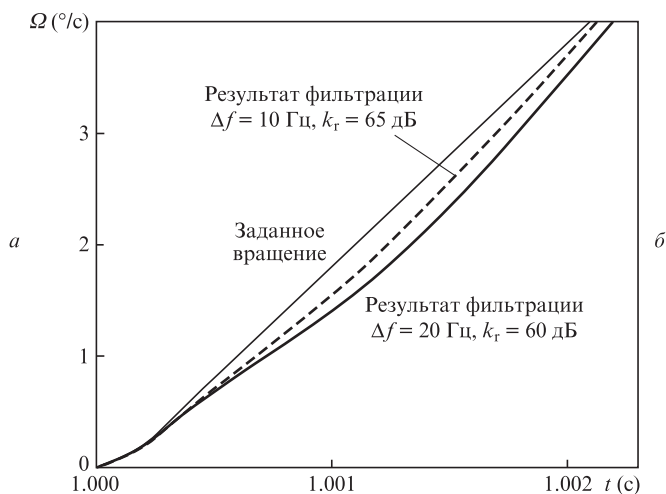
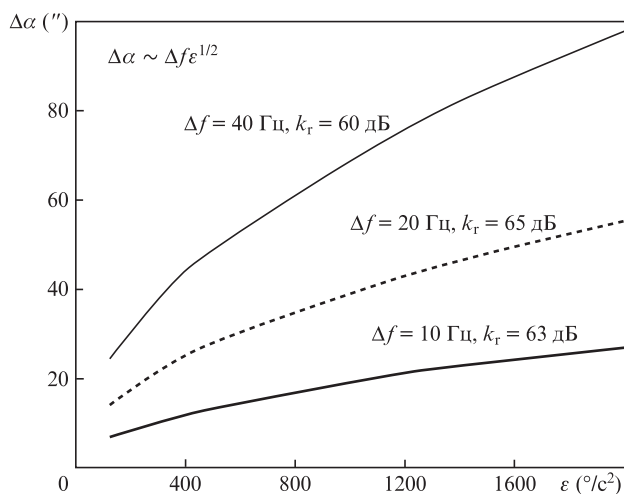


Рис.10. Зависимости от углового ускорения ϵ систематической погрешности ЛГ при его повороте на угол 10° (*a*) и выходной сигнал в условиях равноускоренного вращения (*b*). Около кривых указаны полосы подавления Δf и коэффициенты подавления k_r эллиптических фильтров.

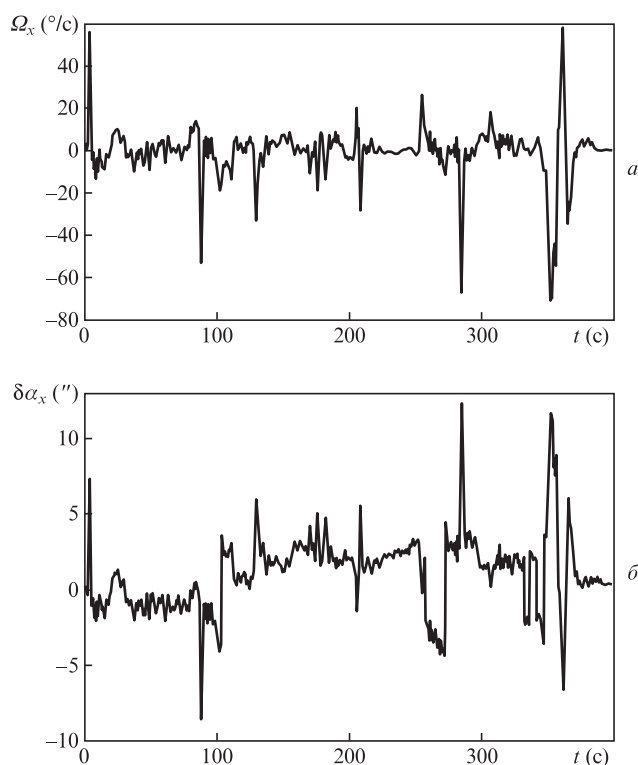


Рис.11. Угловые скорости, зарегистрированные лазерным гироскопом, который используется в качестве датчика угла крена (а), и погрешности восстановления угла крена после фильтрации частотной подставки (б).

рии движения, полученные при летных испытаниях БИНС на борту самолета Як-130.

На рис.11 представлены результаты моделирования процесса выделения информационного сигнала при цифровой обработке и режекторной фильтрации первичных данных лазерного гироскопа, использованного в канале крена для участка полета продолжительностью 400 с. Для удаления подставки служит эллиптический фильтр десятого порядка с ослаблением 60 дБ в полосе частот 5 Гц. Траекторные движения состоят из комбинаций быстрых маневров, в которых угловые ускорения достигают $1000 \text{ }^\circ/\text{с}^2$, чему соответствуют кратковременные всплески погрешности восстановленного угла до $10\text{--}12''$. Погрешность восстановленного угла колеблется около нулевого среднего и не накапливается.

Для реализации данного метода обработки информации в ЛГ избыточными становятся некоторые его элементы, применяемые в настоящее время (см. рис.1): датчик угловой скорости 9 и фотодиоды 15 на одном из плоских зеркал 14, коэффициент пропускания которого может быть уменьшен с 230×10^{-6} до 5×10^{-6} . Отказ от избыточных датчиков позволит исключить и соответствующие компоненты сервисной электроники.

Таким образом, продемонстрированы возможность эффективного подавления шумов квантования лазерного гироскопа и устойчивость метода обработки к динамичным траекторным движениям объекта. Полученные результаты позволяют констатировать целесообразность применения регистрации перемещений интерференционной картины в реальном времени [44] для определения изменений фазы Саньяка по отсчетам первичных квадратурных сигналов лазерного гироскопа в составе автономной БИНС авиационного применения.

6. Заключение

1. Рассмотрены физические механизмы, определяющие устойчивость разряда и процессы газообмена в кольцевом лазере. Результаты, полученные также и путем прямых испытаний, показывают, что ресурс работы кольцевого лазера с холодным катодом определяется комбинацией деградиционных и восстановительных процессов, происходящих в разряде постоянного тока. Выявленная закономерность позволяет формировать условия, обеспечивающие заданный ресурс работы кольцевого лазера.

2. Применение описанных в настоящей работе методов регистрации АСМ-изображений слабо рассеивающих зеркал и их подложек, а также методы обработки этих изображений, направленные на выявление характерных особенностей рельефа позволяют:

- проводить отбор зеркал и подложек по минимальным величинам рассеяния на линейно структурированных особенностях, оставшихся в результате полирования, и добиваться снижения «неконсервативного» рассеяния в кольцевом резонаторе;

- выделять и классифицировать дефекты зеркал и подложек и, как следствие, получать информацию, необходимую для управления технологическим процессом их изготовления.

3. Показано, что рассмотренный метод регистрации фазы Саньяка из первичных квадратурных сигналов ЛГ дает возможность:

- эффективно подавлять не только шумы от «недоучета» подставки, но и шум квантования;

- существенно повышать частоту обновления выходной информации ЛГ, что является необходимой предпосылкой повышения точности, особенно в случае высокодинамичных объектов;

- обеспечивать требуемое качество выходной информации ЛГ при высокодинамичном движении объекта;

- упростить конструкцию ЛГ.

1. <http://www.aerospace.honeywell.com/guidance-sensor-inertial-products>.
2. <http://www.usd.es.nortropgrumman/com>.
3. <http://www.sagem-ds/com>.
4. Пешехонов В.Г. *Гироскопия и навигация*, № 1, 3 (2011).
5. Кузнецов А.Г., Измайлов Е.А. *Труды ФГУП «НПЦ АП». Системы и приборы управления*, № 1, 3 (2012).
6. Линч Д. *Гироскопия и навигация*, № 3, 102 (2008).
7. Суханов С.В. *Датчики и системы*, № 11, 20 (2009).
8. Измайлов Е.А. *Труды ФГУП «НПЦ АП». Системы и приборы управления*, № 1, 30 (2010).
9. Kryukov S.P., Chesnokov G.I., Troitskiy V.A. *Proc. 9th Intern. Conf. Integrated Navigation Systems* (St. Petersburg, Russia, 2002, p.343).
10. Chesnokov G.I., Polikovskiy E.F., Molchanov A.V., Kremer V.I. *Proc. 10th Intern. Conf. Integrated Navigation Systems* (St. Petersburg, 2003, p.277).
11. ГОСТ РВ 52 339-2005. *Системы бесплатформенные инерциально-навигационные на лазерных гироскопах* (М., 2005, с. 15).
12. Бужинский И.М., Жуковец Ж.Г. *Метрология*, № 9, 38 (1986).
13. Аронович Ф. В кн. *Применение лазеров* (М.: Мир, 1974, с. 240).
14. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, 27, 98 (1999).
15. Aronowitz F., in *Optical Gyros and Their Application* (Hull, Quebec, Canada: Canada Commun. Group Inc., 1999, p.3-1).
16. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, 30, 96 (2000).
17. Никифоров Д.К., Коржавый А.П., Никифоров К.Г., Бондаренко Г.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, 56, 23 (2013).
18. Бохан П.А., Закревский Д.Э. *ЖТФ*, 77, 109 (2007).
19. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. *Поверхность. Физика, химия, механика*, № 6, 93 (1994).

20. Морозов Д.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **64**, 1426 (2000).
21. Александров Л.С., Перебякин В.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. *Физика плазмы*, **15**, 467 (1989).
22. Захаров М.А., Молчанов М.И., Ярошенко Н.Г. *Радиотехника и электроника*, **29**, 2403 (1984).
23. Четвериков В.И. *Радиотехника и электроника*, **31**, 108 (1986).
24. Удальцов Б.В., Царьков В.А. *Радиотехника и электроника*, **31**, 938 (1986).
25. Мазанько И.П., Удальцов Б.В., Царьков В.А. *Радиотехника и электроника*, **31**, 2042 (1986).
26. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. *Радиотехника и электроника*, **41**, 990 (1996).
27. Chirkin M.V., Molchanov A.V., Morozov D.A., Osetrov I.V. *Proc. XV Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications* (Toulouse, France, 2004, vol. 1, p. 447).
28. Молчанов А.В., Морозов Д.А., Осетров И.В., Сауриди А.Г., Чиркин М.В. Патент РФ №2402833 с приоритетом от 20.05.2009.
29. Rodloff R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 438 (1987).
30. Бондаренко Е.А. *Квантовая электроника*, **41**, 824 (2011).
31. Бондаренко Е.А. *Квантовая электроника*, **42**, 465 (2012).
32. Молчанов А.В., Степанов А.Ю., Чиркин М.В. *Авиакосмическое приборостроение*, №3, 9 (2008).
33. Довбешко А.А., Павловский М.А. *Гироскопия и навигация*, № 1, 27 (1995).
34. Krenz G., Bux S., Slama S., Zimmermann C., Courteille P.W. *Appl. Phys. B*, **87**, 643 (2007).
35. Haus H.A., Stutz H., Smith I.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 78 (1985).
36. Занавескин М.Л., Рошин Б.С., Грищенко Ю.В., Азарова В.В., Асадчиков В.Е., Толстихина А.Л. *Кристаллография*, **33**, 740 (2008).
37. Занавескин М.Л., Занавескина И.С., Рошин Б.С., Асадчиков В.Е., Грищенко Ю.В., Толстихина А.Л. *Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия*, №3, 80 (2006).
38. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Оптический журн.*, **69**, 71 (2002).
39. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 360 (2000).
40. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 740 (2001).
41. Gomes-Rosas G., Malacara-Hernandes D., Wang H. *Opt. Quantum Electron.*, **32**, 63 (2000).
42. Wang H. *Opt. Laser Technol.*, **26**, 333 (1994).
43. Germer T.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **24**, 696 (2007).
44. Chirkin M.V., Molchanov A.V., Serebryakov A.E. *Proc. 5th Intern. Conf. «Optical Measurement Techniques for Structures and Systems»* (Antwerp, Belgium, 2012, p.93).
45. Zumberge M.A., Berger M.A., Dzieciuch M.A., Parker R.L. *Appl. Opt.*, **43**, 771 (2004).
46. Pozar T., Mozina J. *Measurement Sci. Technol.*, **22**, 085301 (2011).
47. Алексеев С.Ю., Борисов М.В., Захаров М.А., Мишин В.Ю., Молчанов А.В., Морозов Д.А., Чиркин М.В. *Радиотехника*, №3, 165 (2012).
48. Алексеев С.Ю., Борисов М.В., Захаров М.А., Мишин В.Ю., Молчанов А.В., Морозов Д.А., Чиркин М.В. *Гироскопия и навигация*, №2, 75 (2013).
49. Chirkin M.V., Mishin V.Yu., Molchanov A.V., Morozov D.A. *Proc. 18th Intern. Conf. Integrated Navigation Systems* (St. Petersburg, Russia, 2001, p.48).
50. Lutovac M.D., Tomic D.V., Evans B.L. *Filter Design for Signal Processing using MATLAB and Mathematica* (NJ, USA: Prentice Hall, 2001).