

# Цифровая система регулирования и стабилизации частоты четырехчастотного зеемановского лазерного гироскопа

А.И.Вареник, В.Н.Горшков, М.Е.Грушин, М.А.Иванов, Ю.Ю.Колбас, И.И.Савельев

*Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований цифровой системы регулирования и стабилизации частоты четырехчастотного зеемановского лазерного гироскопа (ЧЗЛГ), в котором одновременно происходит генерация на двух продольных модах с ортогональными круговыми поляризациями; соответственно, в кольцевом оптическом резонаторе распространяются четыре световых волны. В отличие от двухчастотного зеемановского лазерного гироскопа (ЗЛГ), в ЧЗЛГ не используется сигнал модуляции интенсивности одной из световых волн, возникающий при наложении знакопеременного магнитного поля на активную среду, для анализа расстройки частот продольных мод от центра контура усиления активной среды. В то же время возможно построение цифровой системы регулирования периметра (СРП), позволяющей настроить периметр резонатора так, что магнитные составляющие дрейфа нуля гироскопа для двух продольных мод генерации оказываются равными и противоположными по знаку. Благодаря этому в ЧЗЛГ реализуется почти полная компенсация магнитной составляющей дрейфа нуля гироскопа. Применение цифровой системы позволяет обеспечить более высокую, чем в двухчастотном ЗЛГ, точность настройки периметра резонатора даже при относительно небольшой разрядности ЦАП СРП и в полной мере реализовать возможности ЧЗЛГ по снижению магнитной чувствительности.*

**Ключевые слова:** зеемановский лазерный гироскоп, четырехчастотный кольцевой лазер, стабильность частоты, расстройка частоты резонатора, регулировка периметра резонатора, знакопеременная частотная подставка, дрейф нуля.

## 1. Введение

Для стабилизации частоты лазерных гироскопов с линейной поляризацией излучения традиционно применяются системы стабилизации частоты на основе принудительной модуляции периметра лазера и использования в качестве поискового сигнала возникающей в этом случае модуляции интенсивности выходного излучения [1]. Основными недостатками такой системы являются возникающая при изменении периметра разность частот встречных волн, что увеличивает шум на выходе лазерного гироскопа, и чувствительность системы к механическим вибрациям на частотах, кратных и полукратных частоте модуляции периметра [2]. В двухчастотных зеемановских лазерных гироскопах (ЗЛГ) с круговой поляризацией излучения применяются системы стабилизации частоты, в которых в качестве поискового сигнала используется сигнал модуляции интенсивности выходного сигнала, возникающий при наложении на активную среду знакопеременного магнитного поля [3], что позволяет заметно повысить вибрационную устойчивость гироскопа при воздействии механической вибрации [2, 4]. В обоих случаях системы по принципу действия относятся к аналоговым, с присущими им недостатками.

В работе [5] показано, что в качестве поискового сигнала в четырехчастотном режиме генерации для стабилизации частоты зеемановского кольцевого He–Ne-лазера

может быть использована сумма частот зеемановских биений в модах с учетом их знака. Это позволило обойтись без модуляции периметра и построить цифровую систему стабилизации частоты. Было показано, что в четырехчастотном режиме генерации возможна стабилизация частоты с кратковременной стабильностью выше  $10^{-11}$ , что на 2–3 порядка лучше, чем при стабилизации по провалу Лэмба.

Результаты исследований работы четырехчастотного зеемановского лазерного гироскопа (ЧЗЛГ) с системой регулирования периметра на основе принципа, предложенного в работе [5], представлены в [6, 7]. В этих работах для анализа алгоритмов обработки информации ЧЗЛГ использовались эмпирические зависимости выходных сигналов ЧЗЛГ.

Цель настоящей работы – теоретическое и экспериментальное обоснование принципов построения системы регулирования и стабилизации частоты и периметра ЧЗЛГ, а также сравнение эффективности этой системы и аналоговой системы двухчастотных ЗЛГ. На основе полуклассической теории ЗЛГ [8–10] впервые получены теоретические выражения для дискриминационной характеристики системы регулирования периметра ЧЗЛГ со знакопеременной частотной подставкой и сделана оценка ошибки измерения угловой скорости, обусловленной погрешностями системы регулирования периметра. На основе полученных выражений с использованием экспериментальных данных сформулированы дополнительные критерии выбора рабочей точки стабилизации частот ЧЗЛГ, выполнена оценка погрешности стабилизации периметра ЧЗЛГ, обусловленной дискретностью регулирования, и погрешности измерения угловой скорости ЧЗЛГ. Проведено сравнение с аналоговой системой регулирования периметра, традиционно используемой в двухчастотных ЗЛГ [3].

А.И.Вареник, В.Н.Горшков, М.Е.Грушин, М.А.Иванов, Ю.Ю.Колбас, И.И.Савельев. ОАО «НИИ "Полос" им. М.Ф.Степеля», Россия, 107342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1; e-mail: i.saveliev@gmail.com

Поступила в редакцию 1 августа 2020 г., после доработки – 15 ноября 2020 г.

## 2. Принцип работы цифровой системы регулирования частоты

Исследование зеемановских биений в четырехчастотном кольцевом лазере проводилось в работе [9]. Показано, что разности частот встречных волн двухмодового кольцевого лазера, возникающие вследствие эффекта Зеемана в активной среде из 50%-ной смеси изотопов  $\text{Ne}^{20}$  и  $\text{Ne}^{22}$ , на которую наложено постоянное магнитное поле, вблизи симметричной настройки резонатора относительно центра кривой усиления определяются выражением

$$f_n = (-1)^n \mu \frac{\Delta v \eta}{\eta_0} \operatorname{Re} \left[ Z' \left( \frac{\sigma}{2} \right) + Z'' \left( \frac{\sigma}{2} \right) \frac{\xi_n^2}{2} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $n = 1, 2$  – номер моды;  $\mu = \mu_B H / (ku)$  – относительное зеемановское расщепление контуров усиления;  $H$  – продольная компонента магнитного поля в активной среде;  $\mu_B$  – магнетон Бора;  $k$  – волновое число;  $u$  – средняя тепловая скорость атомов;  $\Delta v$  – ширина полосы резонатора;  $\eta$  – превышение усиления над потерями;  $\eta_0 = \operatorname{Im} Z(\sigma/2)$ ;  $Z$  – дисперсионная функция плазмы [11];  $Z'$  и  $Z''$  – первая и третья производные от дисперсионной функции плазмы;  $\sigma$  – относительный изотопический сдвиг изотопов неона;  $\xi_n$  – относительная расстройка частоты моды  $n$  от максимума кривой усиления.

Относительные расстройки частот мод можно выразить через среднюю расстройку частот мод  $y$  и межмодовое расстояние  $\delta$ :

$$\xi_n = [y + (-1)^n \delta/2] / (ku). \quad (2)$$

Здесь  $\delta = v_2 - v_1$ ;  $y = (v_1 + v_2)/2 - v_0$ ;  $v_1, v_2$  – частоты мод;  $v_0$  – частота максимума кривой усиления. Мнимую часть функции  $Z$ , равную относительной однородной ширине линии  $\gamma_{ab}$  лазерного перехода  $a \rightarrow b$ , для краткости запишем здесь и далее опускаем.

При выводе выражения (1) было принято, что  $\mu, y/(ku), \delta/(ku), \gamma_{ab}/(ku)$  много меньше 1, и не учитывалось различие параметров  $ku$  для изотопов.

В работе [9], как и в работе [5], исследование проводилось при наложении постоянного магнитного поля. В практических конструкциях ЗЛГ используется знакопеременное магнитное поле в форме меандра [12]. В этом случае магнитное поле в активной среде можно представить в положительный полупериод меандра в виде

$$H = H_0 + h, \quad (3)$$

а в отрицательный полупериод в виде

$$H = -H_0 + h, \quad (4)$$

где  $H_0$  – знакопеременная составляющая магнитного поля,  $h$  – постоянная составляющая (внешнее поле).

В случае знакопеременного магнитного поля необходимо рассмотреть разности частот в каждом полупериоде изменения поля. В квазистационарном приближении, когда длительность полупериода переключения знака магнитного поля много больше прочности предельного цикла лазера, можно использовать формулу (1) для разности частот встречных волн мод вдали от фронта переключения.

Далее удобно расписать разности частот для каждой из мод с учетом расщепления из-за вращения  $f_\Omega$ , считая его одинаковым для разных мод и введя следующие обозначения:

$f_A^+$  – для разности частот моды 1 в положительный полупериод;

$f_A^-$  – для разности частот моды 1 в отрицательный полупериод;

$f_B^+$  – для разности частот моды 2 в положительный полупериод;

$f_B^-$  – для разности частот моды 2 в отрицательный полупериод.

Тогда

$$f_A^+ = f_\Omega + f_1 (H_0 + h), \quad (5)$$

$$f_A^- = f_\Omega + f_1 (-H_0 + h), \quad (6)$$

$$f_B^+ = f_\Omega + f_2 (H_0 + h), \quad (7)$$

$$f_B^- = f_\Omega + f_2 (-H_0 + h). \quad (8)$$

Вводя масштабный коэффициент по угловой скорости ( $K_\Omega$ ) и коэффициенты, характеризующие зависимость расщепления частот от магнитного поля ( $K_H$ ) и от средней расстройки частот мод  $y$  ( $K_y$ ), имеем

$$f_A^+ = K_\Omega \Omega + K_H (H_0 + h) - K_y y, \quad (9)$$

$$f_B^+ = K_\Omega \Omega - K_H (H_0 + h) - K_y y, \quad (10)$$

$$f_A^- = K_\Omega \Omega - K_H (H_0 - h) + K_y y, \quad (11)$$

$$f_B^- = K_\Omega \Omega + K_H (H_0 - h) + K_y y. \quad (12)$$

Для коэффициентов  $K_\Omega, K_H$  и  $K_y$  получим следующие выражения:

$$K_\Omega = \frac{4|\mathbf{S}|}{\lambda L} \quad (13)$$

( $\mathbf{S}$  – вектор площади оптического контура резонатора,  $L$  – периметр лазера);

$$K_H = 2\mu_B \frac{\Delta v \eta}{ku \eta_0} \operatorname{Re} Z' \left( \frac{\sigma}{2} \right); \quad (14)$$

$$K_y = 2 \frac{\eta}{\eta_0} \frac{\mu_B \Delta v}{ku} \frac{\delta}{ku} \operatorname{Re} Z'' \left( \frac{\sigma}{2} \right) H_0. \quad (15)$$

В этом приближении  $K_H$  и  $K_y$  не зависят от  $y$ ,  $K_y$  пропорционален напряженности магнитного поля, а  $K_H$  не зависит от магнитного поля; при этом коэффициент  $K_y$  меняет знак при смене поляризации мод.

Из уравнений (9)–(12), полагая  $h$  малым и раскладывая функцию  $K_y$  в ряд Тейлора по  $h$ , ограничиваясь первым членом разложения, можно выделить информацию о вращении, расстройке частоты резонатора, внешнем магнитном поле и магнитном поле частотной подставки:

$$(f_A^+ + f_B^+) + (f_A^- + f_B^-) = 4K_\Omega \Omega + 4yh \frac{dK_y}{dH}, \quad (16)$$

$$(f_A^+ + f_B^+) - (f_A^- + f_B^-) = -4K_y y, \tag{17}$$

$$(f_A^+ - f_B^+) + (f_A^- - f_B^-) = 4K_H h, \tag{18}$$

$$(f_A^+ - f_B^+) - (f_A^- - f_B^-) = 4K_H H_0. \tag{19}$$

Уравнение (17) описывает сумму частот зеемановских биений в модах с ортогональными поляризациями и показывает, что она пропорциональна средней расстройке частот мод  $y$ . Эта зависимость используется в качестве дискриминационной характеристики системы регулировки частоты резонатора четырехчастотного лазерного гироскопа. Рабочая точка системы регулировки частоты выбирается в точке  $y = 0$ , в которой при сделанных приближениях ошибка из-за расстройки резонатора просто равна нулю.

Для сравнения с экспериментом удобно представить среднюю расстройку частот мод через соответствующее изменение его длины  $\delta L$ , выраженное в долях длины волны:

$$y = -\frac{c}{L} \delta L, \tag{20}$$

где  $\delta L = \Delta L/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны лазерного перехода;  $\Delta L$  – изменение длины резонатора относительно его резонансной длины  $L$ .

В этом случае уравнения (16) и (17) следует переписать в виде

$$(f_A^+ + f_B^+) + (f_A^- + f_B^-) = 4K_\Omega \Omega + 4h\delta L \frac{dK_L}{dH}, \tag{21}$$

$$(f_A^+ + f_B^+) - (f_A^- + f_B^-) = 4K_L \delta L, \tag{22}$$

где  $K_L = \frac{c}{L} K_H$ .

### 3. Устройство четырехчастотного зеемановского лазерного гироскопа

Устройство ЗЛГ рассматривалось в ряде работ [6, 7, 12, 13]. В таких гироскопах чувствительным элементом является кольцевой He-Ne-лазер с неплоским оптическим резонатором, моды которого имеют круговые поляризации, причем моды с ортогональными круговыми поляризациями разнесены по частоте. В двухчастотных ЗЛГ параметры резонатора и активной среды выбираются так, что генерация осуществляется только на одной из продольных мод. Наложение магнитного поля на газоразрядный промежуток приводит вследствие эффекта Зеемана к расщеплению контуров усиления для встречных волн этой моды. В результате частота каждой из встречных волн затягивается к центру своего контура усиления. Возникающая при этом разность частот называется зеемановской частотной подставкой [12]. При построении гироскопа на основе такого лазера для выведения его из зоны захвата не требуется установки вибратора; в гироскопе нет подвижных частей, что повышает его устойчивость к механическим ударам и вибрациям [13]. Однако у двухчастотного ЗЛГ существенно выше чувствительность к магнитным полям, что ограничивает его точность [14, 15]. В четырехчастотном ЗЛГ параметры резонатора выбираются такими, что генерируется не одна, а две продольные моды с ортогональными круговыми поляризациями, и, соответственно, в лазере существуют четыре волны (две вол-

ны распространяются по часовой стрелке и две – против) [6, 12]. Поскольку в модах с ортогональными круговыми поляризациями зеемановская частотная подставка имеет противоположные знаки, складывая разности частот встречных волн, полученные для ортогональных мод, можно исключить в выходном сигнале четырехчастотного ЗЛГ влияние магнитного поля и ослабить требования к магнитному экранированию ЗЛГ [6].

На рис.1, *a* представлена приведенная в [12] схема неплоского оптического резонатора, а на рис.1, *б* – наборы собственных частот продольных мод такого резонатора для различных углов поворота распределения поля и поляризации световой волны  $\rho_\Sigma$ , зависящих от угла излома оптического контура  $\alpha$ . Случай  $\rho_\Sigma = 0$  соответствует двухчастотному кольцевому лазеру с линейной поляризацией излучения,  $\rho_\Sigma = 90^\circ$  – двухчастотному ЗЛГ,  $\rho_\Sigma = 189^\circ$  – четырехчастотному ЗЛГ.

Для лазерного гироскопа с линейной поляризацией излучения и двухчастотного ЗЛГ задачей системы стабилизации частоты является настройка средней частоты моды на центр кривой усиления, а для четырехчастотного ЗЛГ – настройка средней частоты выбранной пары ортогональных мод на центр кривой усиления. Требуемое расположение генерируемых мод с продольным индексом  $m$  и двух соседних мод с индексами  $m - 1$  и  $m + 1$  в каждом из этих случаев проиллюстрировано на рис.2, где показано расположение продольных мод относительно зависимости превышения усиления над потерями от частоты излучения для традиционно используемых активных сред гелий-неонового лазера: с 50%-ной смесью изотопов Ne<sup>20</sup> и Ne<sup>22</sup> для одномодового лазерного гироскопа с линейной поляризацией излучения (рис.2, *a*) и двухмодового (четырёхчастотного) ЗЛГ (рис.2, *б*), а также с изотопом Ne<sup>20</sup> для двухчастотного ЗЛГ (рис.2, *б*).

Полуширина области существования  $D$  соответствующего режима генерации мод (моды) с одним продольным

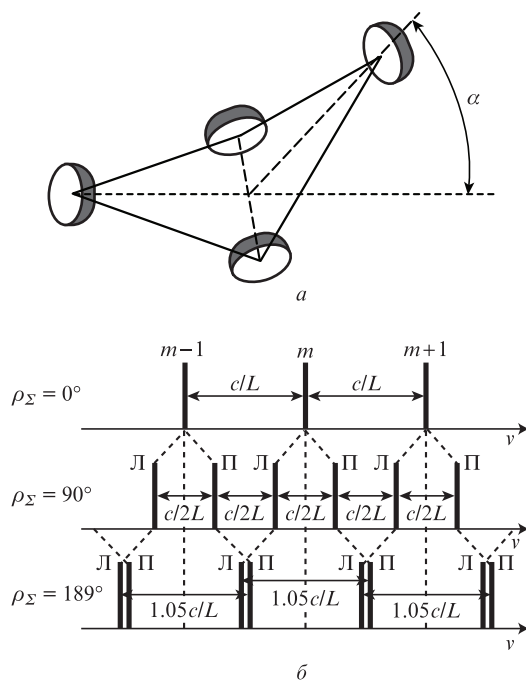


Рис.1. Резонатор кольцевого лазера с неплоским контуром (*a*) и набор собственных мод такого резонатора в зависимости от угла поворота поляризации световой волны  $\rho_\Sigma$  (*б*); Л – мода с левой круговой поляризацией, П – мода с правой круговой поляризацией.

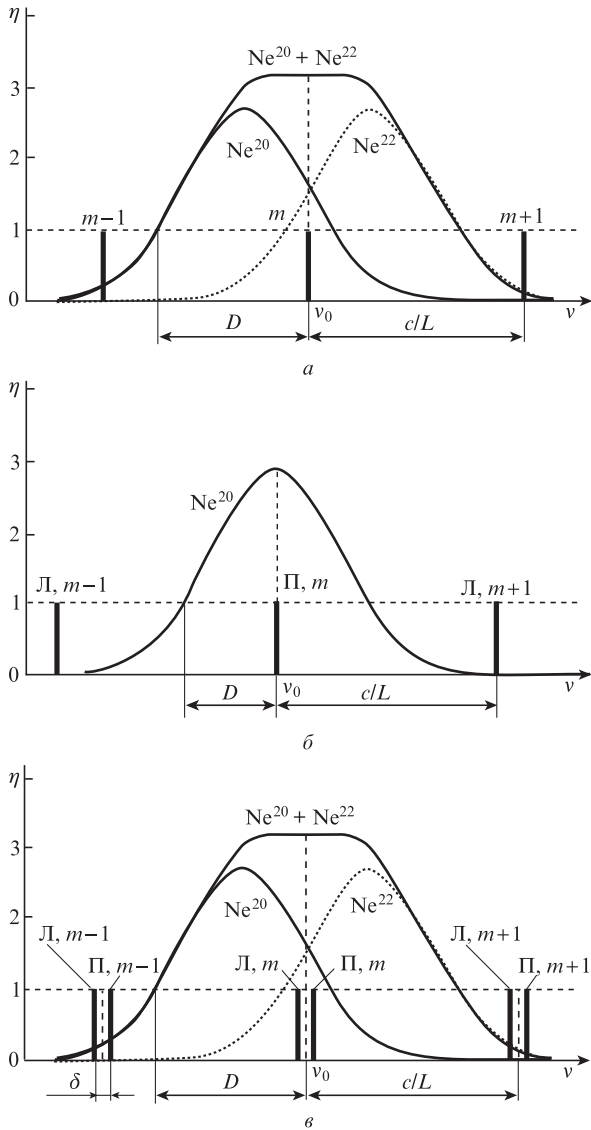


Рис.2. Расположение продольных мод резонатора относительно зависимости превышения усиления над потерями от частоты генерации: *a* – кольцевой лазер с линейной поляризацией; *б* – одномодовый (двухчастотный) ЗЛГ; *в* – двухмодовый (четырёхчастотный) ЗЛГ.

индексом *m* зависит от превышения усиления над потерями в максимуме усиления, но не превышает:  $c/2L$  – в случае лазера с линейной поляризацией,  $c/4L - \mu_B H$  – в случае двухчастотного ЗЛГ и  $c/2L - \mu_B H$  – в случае ЧЗЛГ.

На рис.3 показан внешний вид кольцевого лазера ЧЗЛГ, разработанного и изготовленного в НИИ «Полус» им. М.Ф.Стельмаха и использованного для проверки работоспособности предложенной системы стабилизации частоты. В кольцевом лазере применен четырехзеркальный моноблочный резонатор с несимметричным неплоским оптическим контуром. Периметр резонатора составляет 28 см, угол поворота плоскости поляризации  $\rho_{\Sigma} = 189^\circ$ . Благодаря несимметричности оптического контура в лазере обеспечивается малый угол ( $29^\circ$ ) между падающими на выходное зеркало лучами и относительно небольшое искажение поляризации выходного излучения при прохождении выходного зеркала. Цена периода выходного сигнала лазерного гироскопа с таким резонатором – 3". Использование симметричного оптического контура с углами между падающими на зеркала лучами  $29^\circ$  и периметром резонатора 28 см привело бы к увеличе-



Рис.3. Внешний вид резонатора кольцевого лазера ЧЗЛГ.

нию цены периода более чем в два раза и, соответственно, к ухудшению чувствительности лазерного гироскопа при прочих равных параметрах (длина и добротность резонатора, усиление и т. п.).

Селективность резонатора обеспечивает генерацию продольной моды при любой настройке. Резонатор заполнен смесью изотопов неона  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$ . Накачка лазера осуществляется прямоточным разрядом в двух длинных каналах со встречными направлениями тока для компенсации токового дрейфа. Разряд образуется между общим для газоразрядных промежутков полым катодом и двумя анодами. Частотная подставка (разность частот между встречными волнами в лазере) создается с помощью соленоидов, намотанных на рабочие каналы, за счет эффекта Зеемана [6, 12]. Для регулирования и стабилизации периметра применяются мембранные зеркала с пьезоэлектрическими двигателями. Для выделения информации используется симметричная смесительная призма, в которой встречные лучи смешиваются и затем с помощью поляризационных анализаторов разделяются по модам. Интерференционные картины считываются щелевыми фотоприемниками. Для упрощения юстировки синусные и косинусные сигналы формируются на разных фотоприемниках. В результате на выходе фотоприемников образуются четыре синусоидальных сигнала: два сигнала моды А, сдвинутые на  $90^\circ$  (далее обозначены как  $\sin A$  и  $\cos A$ ), и два сигнала моды В, сдвинутые на  $90^\circ$  ( $\sin B$  и  $\cos B$ ). Из этих сигналов формируются импульсные сигналы разностных частот  $f_A^+, f_A^-, f_B^+, f_B^-$ . Формирование происходит по четырехимпульсной логике: на каждом периоде сигналов формируется четыре импульса.

Схема устройства ЧЗЛГ представлена на рис.4. Для формирования и поддержания разряда используется высоковольтный блок поджига и накачки, обеспечивающий необходимое для зажигания разряда положительное напряжение на анодах и необходимое для поддержания разряда отрицательное напряжение на катоде относительно общей для систем поджига и накачки шины. Знакопеременная подставка создается с помощью блока частотной подставки (БЧП). На выходе фотоприемников кольцевого лазера образуются синусоидальные сигналы биений встречных волн ортогональных мод. Настройку резонатора на рабочую пару мод и стабилизацию частоты излучения лазера осуществляет цифровая система регулировки периметра (СРП). В ее состав входят четырехканальные счетчики, процессор, цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), усилитель постоянного тока и исполнительный элемент – мембранное зеркало с пьезодвигателем. Четырехканальные счетчики и процессор являются общими для СРП и системы формирования выходной информа-

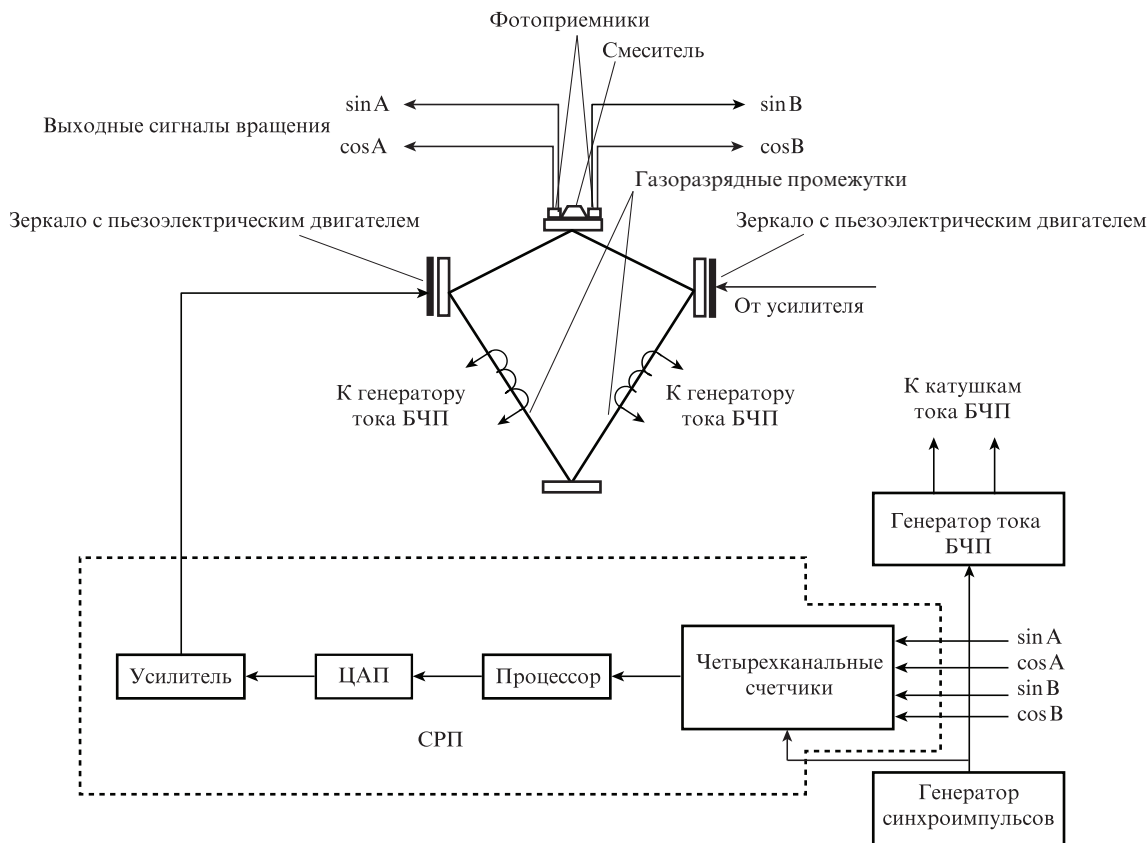


Рис.4. Устройство ЧЗЛГ.

ции ЧЗЛГ. Дискриминационной функцией СРП является  $f_y = (f_A^+ + f_B^+) - (f_A^- + f_B^-)$ , которая, как следует из уравнений (17) и (22), в рабочей точке обращается в нуль. При настройке в эту точку угловая скорость определяется по формуле  $\Omega = [(f_A^+ + f_B^+) + (f_A^- + f_B^-)] / (4K\Omega)$ . Вид выходной информации зависит от цели применения лазерного гироскопа.

Ниже приведены зависимости от настройки периметра резонатора амплитуды земановской частотной подставки для мод А и В (рис.5), амплитуд сигналов биений  $\sin A$  и  $\sin B$  (рис.6), дискриминационной характеристики – суммы частот земановских частотных подставок в модах (рис.7).

Из анализа рис.5–7 можно сделать следующие выводы:

- имеется два ряда значений настроек периметра резонатора, при которых амплитуды частотных подставок мод А и В равны, причем один ряд соответствует симметричному относительно максимума усиления положению мод соседних продольных индексов с межмодовым расстоянием около 80 МГц, а другой – симметричному положению (относительно максимума усиления) мод с продольными индексами, отличающимися на 2, с межмодовым расстоянием около 1000 МГц;
- при значениях настроек первого ряда интенсивности сигналов биений мод больше и они одинаковы с той точностью, с которой выравнены коэффициенты усиления усилителей фотоприемников мод;
- при значениях настроек второго ряда интенсивности сигналов биений мод меньше и они, вообще говоря,

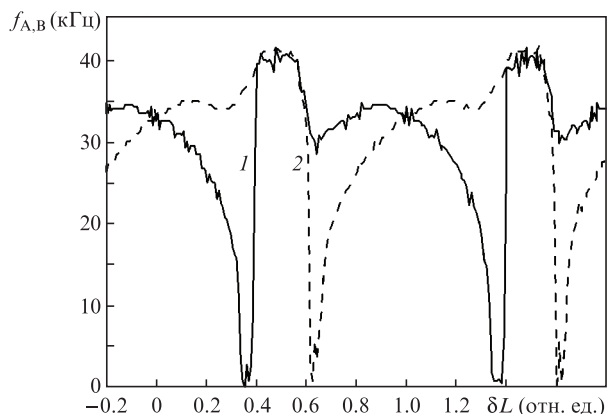


Рис.5. Зависимости амплитуд земановских частотных подставок мод А (1) и В (2) от настройки периметра резонатора.

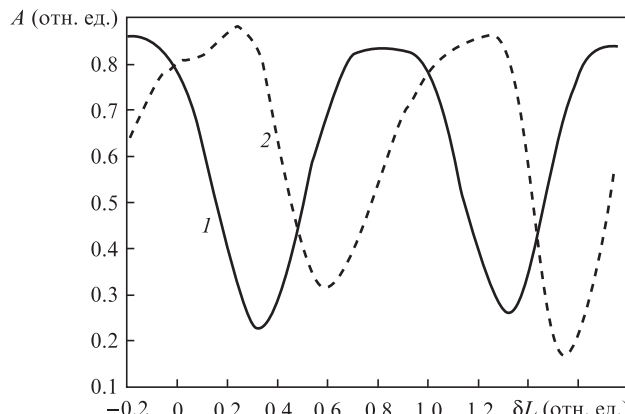


Рис.6. Зависимости амплитуд сигналов биений  $\sin A$  (1) и  $\sin B$  (2) от настройки периметра резонатора.

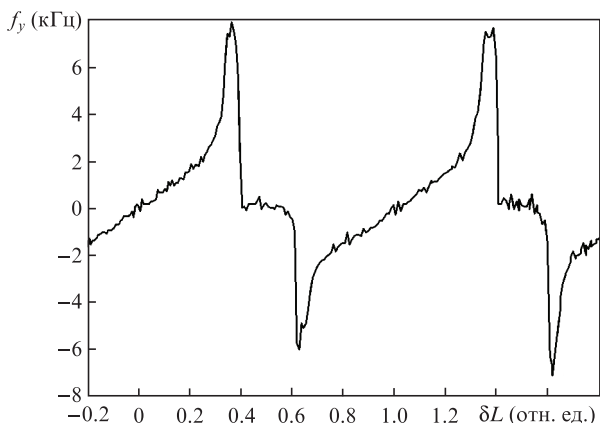


Рис.7. Зависимость дискриминационной характеристики СРП от настройки периметра резонатора.

не одинаковы, что, по-видимому, обусловлено присутствием в этих случаях волн с другими индексами;

- область существования четырехчастотного режима в первом случае значительно больше (при заданном превышении усиления над потерями в четыре раза);
- производная дискриминационной характеристики во втором случае имеет противоположный знак.

В указанных условиях рабочая точка выбирается из первого ряда значений настроек периметра.

#### 4. Анализ теоретических результатов и экспериментальных данных

Ошибка определения угловой скорости  $\Delta\Omega$  в четырехчастотном режиме напрямую зависит от точности настройки в рабочую точку. Действительно, из уравнения (16) для ошибки  $\Delta\Omega$  имеем

$$\Delta\Omega = \frac{h}{K_\Omega} \frac{dK_L(H)}{dH} \delta L. \tag{23}$$

Точность настройки определяется разрешением ЦАП и шумами счетчиков, вычисляющих величину  $(f_A^+ + f_B^+) - (f_A^- + f_B^-)$ . Из уравнения (22) следует, что если принять ошибки измерения частот биений встречных волн  $f_A^+, f_A^-, f_B^+, f_B^-$  случайными и независимыми, то ошибка настройки СРП  $\delta L$  может быть вычислена по формуле

$$\delta L = \frac{\sqrt{T} \Delta f}{2\sqrt{2\tau} K_L(H)}. \tag{24}$$

Здесь  $\Delta f$  – ошибка (амплитуда шума) при измерении частоты биений встречных волн для одной продольной моды в каждом полупериоде знакопеременной частотной подставки;  $T$  – период знакопеременной частотной подставки;  $\tau$  – постоянная времени СРП. Для зеемановских лазерных гироскопов ошибка измерения частоты биений определяется в основном дискретизацией выходной информации, т.е. с учетом того, что за один период биений формируется четыре импульса выходной информации,  $\Delta f = 1/8T$ . Как следует из формулы (24), ошибку настройки СРП можно уменьшить, увеличивая  $\tau$ , а также используя цифровую фильтрацию. Ограничение на  $\tau$  связано с постоянной времени  $\tau_T$  теплового прогрева (расширения) резонатора ЧЗЛГ. Для устойчивой работы СРП  $\tau$  должно

быть много меньше  $\tau_T$ . В нашем случае постоянная  $\tau$  может превышать 1000 с,  $K_L(H) \approx 5000$  Гц (см. рис.7), при этом оценка по формуле (25) дает  $\delta L < 0.0001$ .

Диапазон изменения напряжения на пьезодвигателях зеркал выбирается из условия обеспечения работы ЧЗЛГ на одной паре продольных мод с ортогональными поляризациями при возможном изменении температуры окружающей среды в заданном диапазоне (примерно 100°). Учитывая, что самопрогрев ЧЗЛГ может достигать 15°С, полный диапазон необходимых напряжений должен соответствовать изменению периметра на  $6\lambda$ . Используемый ЦАП имеет 14-разрядный выход, т.е. шаг изменения напряжения на пьезодвигателях зеркал должен соответствовать изменению периметра на  $6\lambda/16384$ . В этом случае максимальная ошибка стабилизации равна 1/2 шага ЦАП, т.е. не превышает 0.00018 $\lambda$ ; при этом она мало зависит от уровня амплитудного шума выходного сигнала ЗЛГ, в отличие от аналоговых систем стабилизации периметра кольцевых лазеров. Например, в двухчастотном ЗЛГ величина расстройки определяется сигналом синхронной помехи, наводимой на фотоприемник СРП электрическим током в катушках невзаимности ЗЛГ. При сигнале наводки 0.005 В, полезном сигнале 1.5 В и при расстройке периметра на 0.1 $\lambda$  точность стабилизации периметра составит не более 0.003 $\lambda$ , что в 16 раз уступает цифровой СРП.

Ошибка в стабилизации частоты излучения четырехчастотного кольцевого лазера, оцененная по стабильности периметра резонатора, составляет 0.019 Гц. Конечно, в данном случае речь идет не об абсолютной стабильности частоты излучения лазера, а о точности привязки к положению нуля разности частот зеемановских биений, которое зависит как от параметров активной среды (прежде всего, соотношения изотопов неона), так и от параметров резонатора (прежде всего, разности добротностей мод) [14]. С точки зрения создания ЧЗЛГ абсолютная стабильность частоты, при которой разность частот зеемановских биений обращается в нуль, при сделанных приближениях не важна, поскольку ошибка измерения угловой скорости в этой точке минимальна независимо от абсолютного значения средней частоты излучения лазера, соответствующей этой точке.

Оценим ошибку измерения четырехчастотным ЗЛГ угловой скорости из-за остаточного поля магнитных экранов при наличии расстройки периметра, обусловленной дискретностью стабилизации. В нашем случае  $dK_L(H)/dH \approx 500$  Гц/Э, остаточное магнитное поле Земли  $h$  не превышает 0.000016 Э при использовании трехслойного магнитного экрана с коэффициентами экранирования не хуже 40 для каждого слоя. Типичное остаточное магнитное поле экранов составляет 0.0002 Э, масштабный коэффициент  $K_\Omega = 0.33$  (угл. с)<sup>-1</sup>. Тогда ошибка определения угловой скорости  $\Delta\Omega$  не превысит 0.0006 угл. с/с, что значительно меньше, чем в двухчастотных ЗЛГ, и пренебрежимо мало по сравнению с другими источниками погрешностей в зеемановских лазерных гироскопах, в которых ошибка составляет до 0.03 угл. с/с [16–18].

#### 5. Заключение

ЧЗЛГ по сравнению с одномодовым (двухчастотным) ЗЛГ является более сложным оптическим прибором, что связано, прежде всего, с необходимостью поляризационного разделения однонаправленных световых волн с про-

тивоположными направлениями круговых поляризаций. Именно это вынуждает вводить асимметрию в оптический контур резонатора и применять сложное фотосмесительное устройство. Это приводит к усложнению не только конструкции, но и технологии изготовления лазера, поскольку требования к точности изготовления деталей остаются прежними. Однако современное развитие машиностроения позволяет решить эти задачи при приемлемом уровне стоимости. В то же время ЧЗЛГ является полностью цифровым лазерным гироскопом, который обладает и рядом других преимуществ перед двухчастотным ЗЛГ – прежде всего, гораздо меньшей магнитной чувствительностью.

В ЧЗЛГ с газовой активной смесью, включающей два изотопа неона  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$ , возможна реализация точной цифровой системы регулировки периметра, автоматически выбирающей рабочую точку, в которой магнитная составляющая дрейфа нуля ЧЗЛГ обнуляется. В случае, когда статическая расстройка СРП, обусловленная дискретностью управления при 14-разрядном ЦАП, не превышает  $0.00018\lambda$ , погрешность измерения угловой скорости из-за внешнего магнитного поля и остаточного поля экранов составляет не более  $0.001^\circ/ч$ . В двухчастотном ЗЛГ для снижения магнитной чувствительности до такого уровня приходится прибегать к переключению мод с ортогональными поляризациями, что значительно снижает возможности маневрирования объектов, на которые он устанавливается, и приводит к увеличению случайной составляющей погрешности измерений.

1. Аронович Ф. В кн.: *Применения лазеров* (М.: Мир, 1974, с. 182).
2. Грушин М.Е., Колбас Ю.Ю. *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение*, № 4, 27 (2017).

3. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Толстенко К.А., Точилкин С.А. *Электронная техника, сер. Лазерная техника и оптоэлектроника*, вып. 1 (57), 68 (1991).
4. Грушин М.Е., Колбас Ю.Ю., Горшков В.Н. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, № 6, 75 (2018).
5. Назаренко М.М., Рыбаков Б.В., Серебряков Г.С., Скулаченко С.С., Юдин И.И. *Квантовая электроника*, 4 (4), 880 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, 7, 489 (1977)].
6. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Савельев И.И. *Квантовая электроника*, 45 (2), 171 (2015) [*Quantum Electron.*, 45 (2), 171 (2015)].
7. Broslavets Y.Y., Fomichev A.A., Ambartsumyan D.M., Polukeev E.A. *27th Int. Conf. Integrated Navigation Systems (ICINS)* (St. Petersburg, 2020, pp 1–4). DOI: 10.23919/ICINS43215.2020.9133808.
8. Веткин В.А., Хромых А. М. *Квантовая электроника*, (3), 59 (1972) [*Sov. J. Quantum Electron.*, 2 (3), 240 (1972)].
9. Назаренко М.М., Савельев И.И., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.И. *Квантовая электроника*, 4 (8), 1738 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, 7, 984 (1977)].
10. Назаренко М.М., Савельев И.И., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.И. *Квантовая электроника*, 6 (8), 1698 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, 9, 1000 (1979)].
11. Fried B.D., Conte S.D. *The Plasma Dispersion Function (Hilbert Transform of the Gaussian)* (New York, 1961).
12. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, 30 (2), 96 (2000) [*Quantum Electron.*, 30 (2), 96 (2000)].
13. Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Зверев Г.М. *Военный парад*, № 3, 57 (2003).
14. Вахитов Н.Г., Голяев Ю.Д., Дронов И.В., Иванов М.А., Колбас Ю.Ю., Крутиков А.П. *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение*, № 2 (95), 10 (2014).
15. Колбас Ю.Ю., Савельев И.И., Хохлов Н.И. *Квантовая электроника*, 45 (6), 573 (2015) [*Quantum Electron.*, 45 (6), 573 (2015)].
16. Колчев А.Б., Ларионов П.Б., Фомичев А.А. *Исследовано в России*, 249, 2388 (2006).
17. Колбас Ю.Ю., Грушин М.Е., Горшков В.Н. *Квантовая электроника*, 48 (3), 283 (2018) [*Quantum Electron.*, 48 (3), 283 (2018)].
18. Колбас Ю.Ю., Ладонкина М.В., Соловьева Т.И. *Качество. Инновации. Образование*, № 3, 35 (2015).

## ПОПРАВКА

**М.Е.Дарвин, Ч.З.Чо, И.Шлойзенер, Ю.Ладемани.** *In vivo* неинвазивное определение концентрации и связывающих свойств воды в роговом слое кожи человека с помощью конфокальной микроспектроскопии комбинационного рассеяния (мини-обзор) («Квантовая электроника», 2021, т.51, №1, с.28–32).

По техническим причинам рис.2 опубликован с надписями на английском языке. Приводим вариант рисунка с надписями на русском:

