

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»

Московский институт электроники и математики
Национального исследовательского университета
«Высшая школа экономики»

Кафедра кибернетики

ЛАЗЕРНЫЙ ГИРОКОМПАС

НА ЗЕЕМАНОВСКОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Методические указания для самостоятельной работы
по дисциплине «Системы управления, ориентации и навигации»
(магистерские программы «Лазерные интеллектуальные навигационные
системы», «Системы управления и информации в инженерии»)

Москва 2013

Составители: Голяев Юрий Дмитриевич, Колбас Юрий Юрьевич,
Соловьева Татьяна Ивановна

УДК 629.13.054.6.001.12.001

Лазерный гироскоп на зеемановском кольцевом лазере. Методические указания для самостоятельной работы по дисциплине «Системы управления, ориентации и навигации» (магистерские программы «Лазерные интеллектуальные навигационные системы», «Системы управления и информации в инженерии») / Моск. ин-т электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»; Сост.: Ю.Д. Голяев, Ю.Ю. Колбас, Т.И. Соловьева. М., 2013. – 44 с.

Методические указания содержат описание принципов действия зеемановского кольцевого лазера и лазерного гироскопа на его основе, методы расчета предельной точности, анализ физических и технических причин, ограничивающих точность, оценки ошибок приборов. Предназначены для выполнения самостоятельных работ магистрами по дисциплине «Системы управления, ориентации и навигации» (по направлению 230100.68 «Информатика и вычислительная техника» – магистерская программа «Лазерные интеллектуальные навигационные системы», по направлению 231300.68 «Прикладная математика» – магистерская программа «Системы управления и информации в инженерии»)

ISBN 978-5-94506-311-2

Данная работа выполнена в рамках гранта Минобрнауки Российской Федерации (Госконтракт №8037).

Оглавление

| | |
|--|----|
| Введение..... | 4 |
| 1. Устройство и принцип работы лазерного гирокомпаса..... | 4 |
| 2. Измерение угловой скорости вращения Земли с помощью кольцевых лазеров..... | 9 |
| 3. Физические причины дрейфа нуля лазерного гироскопа с зеemanовским кольцевым лазером в режиме реверса мод генерации. Оценка ошибок..... | 16 |
| 4. Физические причины изменения положений базовых поверхностей. Выбор оптимальной схемы и алгоритма температурной коррекции..... | 32 |
| 5. Физические причины ошибок определения углов к плоскости горизонта. Выбор оптимальной схемы и алгоритма температурной коррекции..... | 35 |
| 6. Сравнение с экспериментальными результатами и количественная оценка предельно достижимой технической точности гирокомпаса с использованием зеemanовского кольцевого лазера..... | 38 |
| Заключение..... | 40 |
| Литература..... | 41 |

Введение

Проблема точного определения азимута имеет важное научное и практическое значение. Существуют точные гироскопические системы (гирокомпасы) для определения направлений на полюса вращения Земли [1...3]. Их принцип действия основан на взаимодействии быстровращающегося ротора гироскопа с вектором угловой скорости вращения Земли, в результате ось вращения ротора стремится занять положение, параллельное вектору угловой скорости вращения Земли. При весьма высокой абсолютной точности у этих приборов есть три основных недостатка: большое время измерения при старте из холодного состояния, низкая механическая прочность и высокая стоимость.

Появление кольцевых лазеров, в которых используется невесомый световой луч, открыло новые возможности создания малогабаритных комплексов, устойчивых к механическим воздействиям в полевой эксплуатации [4...6]. Наиболее перспективным представляется применение зеемановских кольцевых лазеров, представляющих собой моноблок без подвижных частей и внутрирезонаторных элементов.

Настоящая работа посвящена исследованиям погрешностей лазерного гироскопа на зеемановском кольцевом лазере [7], работающем в квазичетырехчастотном режиме [8, 9].

1. Устройство и принцип работы лазерного гироскопа

Лазерный гироскоп состоит из нескольких функциональных и конструктивных модулей, представленных на рис. 1.

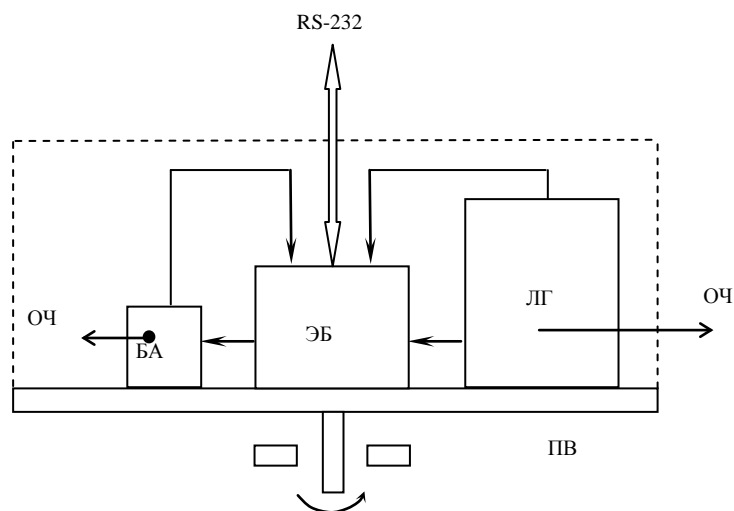


Рис. 1. Устройство лазерного гироскопа:

ПВ – платформа вращения, БА – блок акселерометров, ЭБ – электронный блок, ЛГ – лазерный гироскоп, ОЧ – оси чувствительности лазерного гироскопа и двухосного блока акселерометров

Конструкция гирокомаса предполагает расположение всех чувствительных элементов – ЛГ и акселерометров на вращающейся платформе, которая разворачивает ось чувствительности ЛГ вокруг вертикальной оси с целью парирования дрейфа нуля ЛГ во время измерения азимута [7]. Двухосный блок акселерометров предназначен для определения двух углов отклонения плоскости поворотной платформы от плоскости местного горизонта. Это необходимо для определения и вычитания вертикальной составляющей вращения Земли из показаний ЛГ.

Принцип работы гирокомаса с переключением мод проиллюстрирован на рис. 2.

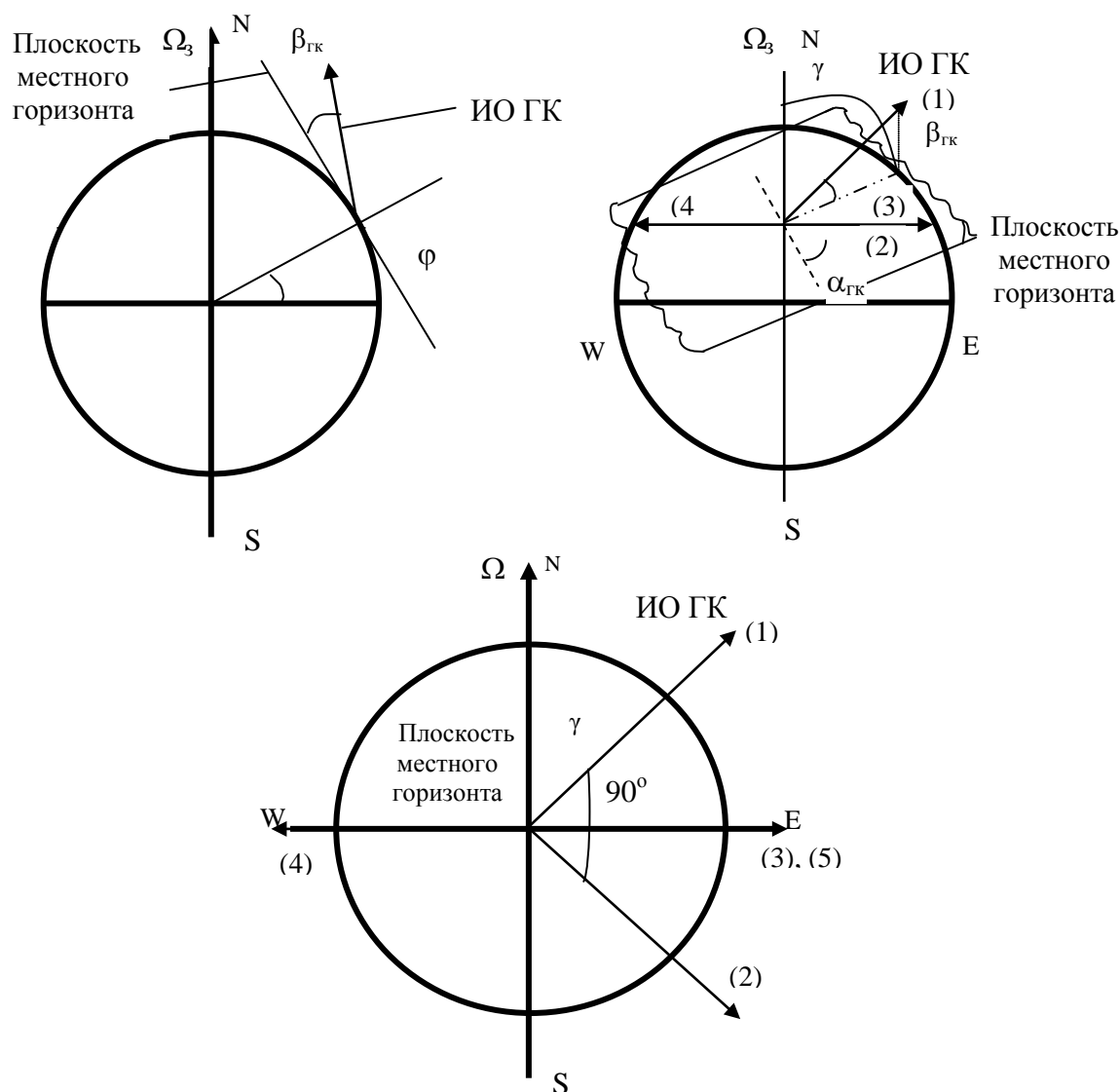


Рис.2. Принцип работы лазерного гирокомаса:

ИО ГК – измерительная ось гирокомаса, φ – широта места точки стояния гирокомаса, (1), (2), (3), (4), (5) – положения оси чувствительности (ОЧ) гироскопа в процессе измерения, $\beta_{гк}$ – угол наклона ИО ГК к плоскости местного горизонта, $\gamma_{гк}$ – угол между проекцией ИО ГК и направлением на север, $\alpha_{гк}$ – угол наклона ОЧ в положении (2) к плоскости местного горизонта

Задачей гироскопа является определение угла $\gamma_{ГК}$ между проекцией измерительной оси гироскопа (ИО ГК) в плоскости местного горизонта и направлением на Север. В общем случае ИО ГК наклонена к плоскости горизонта на угол $\beta_{ГК}$. ЛГ и акселерометр установлены на поворотной платформе с возможностью фиксации в любом положении, причем оси чувствительности гироскопа и акселерометра (ОЧ) совпадают и перпендикулярны оси вращения платформы. При повороте платформы ОЧ перемещается в плоскости, называемой измерительной плоскостью (ИП) гироскопа. В первом из фиксированных положений платформы ИО ГК и ОЧ совпадают.

Полный процесс измерения состоит из нескольких этапов. На первом этапе измерение проекции угловой скорости вращения Земли и угла наклона производят при исходном положении ОЧ, совпадающем с ИО ГК, и определяют предварительный азимут. При этом ЛГ работает попеременно на двух ортогональных модах. Затем ЛГ разворачивают на угол 90° по часовой стрелке и повторяют измерения.

Из этих четырех измерений предварительный азимут можно найти по формуле

$$\begin{aligned} \sin\gamma_{\text{пред}} &= (\Omega_{П30}/(\Omega_3 \cos\varphi) - \sin\upsilon_{Г90} \text{tg}\varphi) / \cos\upsilon_{Г0}, \\ \cos\gamma_{\text{пред}} &= (\Omega_{П30}/(\Omega_3 \cos\varphi) - \sin\upsilon_{Г0} \text{tg}\varphi) / \cos\upsilon_{Г0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Omega_{П30}$, $\Omega_{П390}$ – измеренная величина проекции угловой скорости вращения Земли на измерительную ось гироскопа при первоначальном положении и при повороте на 90° ;

Ω_3 – угловая скорость вращения Земли, $15,04^\circ/\text{ч}$, φ – географическая широта точки стояния;

$\upsilon_{Г0}$ и $\upsilon_{Г90}$ – углы наклона измерительной оси гироскопа к плоскости местного горизонта при первоначальном положении и при повороте на 90° , измеряемые акселерометрами.

Проекции угловой скорости вращения Земли в каждом из этих положений рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} \Omega_{П30} &= (\Omega_0^+ + \Omega_0^-) / 2 - \Omega_{\text{гнм}}, \\ \Omega_{П390} &= (\Omega_{90}^+ + \Omega_{90}^-) / 2 - \Omega_{\text{гнм}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где Ω_0^+ , Ω_0^- , Ω_{90}^+ , Ω_{90}^- – измеренная гироскопом угловая скорость в первоначальном положении на ортогональных модах генерации «+» (вращение вектора электрического поля по часовой стрелке) и «-» (вращение вектора электрического поля против часовой стрелки);

$\Omega_{\text{гнм}}$ – немагнитная составляющая дрейфа гироскопа, измеряемая на технологических испытаниях в диапазоне рабочих температур (обычно 5 значений температуры).

На последующем этапе измерение проекции угловой скорости вращения Земли и угла наклона производят при ОЧ, зафиксированной в положении, близком к направлению запад-восток (восток-запад), которое определяется по предварительному азимуту. На четвертом этапе ОЧ фиксируется в положении, повернутом на угол 180° . При третьем и четвертом положениях оси

чувствительности проекции скорости вращения Земли на ОЧ гироскопа составляют:

$$\begin{aligned}\Omega_{ПЗ} &= \pm(\cos \gamma \cdot \cos \beta + \sin \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi) \cdot \Omega_3 \cos \varphi, \\ \cos \gamma &= \pm\left(\frac{\Omega_{ПЗ}}{\Omega_3 \cos \varphi} - \sin \beta \cdot \operatorname{tg} \varphi\right) / \cos \beta,\end{aligned}\quad (3)$$

где $\Omega_3 = 15,04$ °/ч – угловая скорость вращения Земли;

γ – азимут оси гироскопа в положении 3;

β – угол между измерительной осью лазерного гироскопа и плоскостью горизонта.

Обозначим α – угол между осью, перпендикулярной измерительной оси лазерного гироскопа и плоскостью горизонта.

Выходной сигнал гироскопа на модах «+» и «-» в положении 3 состоит из трех составляющих (с учетом масштабного коэффициента):

$$\Omega_{3\text{ВЫХ}}^{\pm} = \Omega_{ПЗ} \pm \Omega_{\text{гм}3} + \Omega_{\text{гнм}3} . \quad (4)$$

Здесь $\Omega_{\text{гм}}$, $\Omega_{\text{гнм}}$ – магнитная и немагнитная составляющие дрейфа нуля гироскопа, в общем случае меняющиеся во времени, в том числе и случайным образом.

В положении 4

$$\Omega_{4\text{ВЫХ}}^{\pm} = -\Omega_{ПЗ} \pm \Omega_{\text{гм}3} + \Omega_{\text{гнм}3} . \quad (5)$$

Процесс измерения гироскопа занимает в каждом из измерительных положений 3 и 4 оси чувствительности одинаковый интервал времени T , и эти измерения осуществляются друг за другом с минимальным разрывом во времени.

Углы β и α определяются путем измерения проекций местного ускорения свободного падения g на оси чувствительности акселерометров, один из которых совпадает по направлению с осью чувствительности гироскопа, а другой перпендикулярен ей:

$$\begin{aligned}a_1^{3,4} &= \pm g \sin \beta + a_{01}, \\ a_2^{3,4} &= \pm g \sin \alpha + a_{02},\end{aligned}\quad (6)$$

где a_{01} и a_{02} – смещения нулей акселерометров 1 и 2.

Из уравнений (5) и (6) определим углы β и α :

$$\begin{aligned}\sin \beta &= (a_1^3 - a_1^4) / 2g + \Delta a_{01} / 2g, \\ \sin \alpha &= (a_2^3 - a_2^4) / 2g + \Delta a_{02} / 2g,\end{aligned}\quad (7)$$

где Δa_{01} , Δa_{02} – случайные составляющие смещения нулей акселерометров 1 и 2.

Из уравнений (3...7) легко найти значение азимута измерительной оси гироскопа γ в положении 3:

$$\cos \gamma = \left[\frac{(\Omega_{\text{ВЫХ}3}^+ + \Omega_{\text{ВЫХ}3}^-) / 2 - (\Omega_{\text{ВЫХ}4}^+ + \Omega_{\text{ВЫХ}4}^-) / 2 - \frac{a_{13} - a_{14}}{2g} \operatorname{tg} \varphi}{2\Omega_3 \cos \varphi} \right] / \cos\left(\frac{a_{13} - a_{14}}{2g}\right). \quad (8)$$

Соответственно углы наклона плоскости гироскопа и азимут измерительной оси гироскопа (то есть азимут измерительной оси гироскопа в первом положении) могут быть вычислены по формулам:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{ГК}} &= \arcsin(\sin\alpha\cos\hat{13} + \sin\beta\sin\hat{13}), \\ \beta_{\text{ГК}} &= \arcsin(\sin\beta\cos\hat{13} - \sin\alpha\sin\hat{13}), \\ \gamma_{\text{ГК}} &= \gamma - \arccos((\cos\beta\cos\hat{13} - \sin\alpha\text{tg}\beta\sin\hat{13})/\cos\beta),\end{aligned}\quad (9)$$

где $\hat{13}$ – угол между положениями 1 и 3, отсчитываемый в плоскости гирокомпы.

Рассмотрим модель ошибок измерения азимута. Суммарная величина ошибки $\Delta\gamma$ из уравнения (3) с учетом, что при $\gamma \approx \pi/2$ $\cos\gamma \approx \gamma$, может быть записана в виде [7]

$$\begin{aligned}\Delta\gamma &= \sqrt{\left(\frac{d\gamma}{d\Omega_{\text{ПЗ}}}\Delta\Omega_{\text{ПЗ}}\right)^2 + \left(\frac{d\gamma}{d\beta}\Delta\beta\right)^2 + \left(\frac{d\gamma}{d\varphi}\Delta\varphi\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{\Delta\Omega_{\text{ПЗ}}}{\Omega_3 \cos\varphi \cdot \cos\beta}\right)^2 + \left[\Delta\beta\left(\frac{\Omega_{\text{ПЗ}}\text{tg}\beta}{\Omega_3 \cos\varphi} + \frac{\text{tg}\varphi}{\cos\beta}\right)/\cos\beta\right]^2 +} \\ &= \sqrt{+ \left[\Delta\varphi\left(\frac{\Omega_{\text{ПЗ}} \sin\varphi}{\Omega_3 \cos^2\varphi} + \frac{\sin\beta}{\cos^2\varphi}\right)/\cos\beta\right]^2}.\end{aligned}\quad (10)$$

Учтем, что величина β является малой – ось чувствительности ЛГ примерно расположена в плоскости местного горизонта. Тогда из (4) можно записать:

$$\begin{aligned}\Delta\gamma &\approx \sqrt{\left(\frac{\Delta\Omega_{\text{ПЗ}}}{\Omega_3 \cos\varphi}\right)^2 + \left[\frac{\Omega_{\text{ПЗ}}\beta}{\Omega_3 \cos\varphi} + \text{tg}\varphi\Delta\beta\right]^2 + \left[\frac{\Delta\varphi}{\cos^2\varphi}\left(\frac{\Omega_{\text{ПЗ}}}{\Omega_3} \sin\varphi + \beta\right)\right]^2} = \\ &= \sqrt{\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ПЗ}}}^2 + \Delta\gamma_{\alpha}^2 + \Delta\gamma_{\varphi}^2},\end{aligned}\quad (11)$$

где $\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ПЗ}}}$ – ошибка, связанная с дрейфом гироскопа, а именно со стабильностью его немагнитной составляющей;

$\Delta\gamma_{\varphi}$ – ошибка, связанная с неточностью определения широты места;

$\Delta\gamma_{\alpha}$ – ошибка, связанная со смещением нуля акселерометра.

Дополнительно следует рассмотреть ошибку $\Delta\gamma_{\text{П}}$, связанную с отличием угла между положениями "3" и "4" от 180° . $\Delta\gamma_{\text{П}}$ определяется точностью изготовления поворотного устройства или считывателя угла поворота.

$\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ПЗ}}}$ определяется по формуле из [7] (включая ошибку дискрета и невоспроизводимость масштабного коэффициента):

$$\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ПЗ}}} = \frac{\Omega_{\text{гу}}}{\Omega_3 \cos\varphi} + \frac{0,5k}{T\Omega_3 \cos\varphi} + \frac{\Delta k}{k} \left(\frac{\pi}{2} - \gamma\right),\quad (12)$$

где k – цена импульса (масштабный коэффициент);

Δk – невоспроизводимость цены импульса (масштабного коэффициента).

Ошибка измерения углов наклона зависит от шумовой составляющей смещения нуля акселерометра. Для малых углов β и α ошибка измерения углов наклона равна:

$$\Delta\beta = \Delta a_0/g + \Delta 12 \hat{\alpha}, \quad \Delta\gamma_a = \left(\frac{\Omega_{\pi 3} \beta}{\Omega_3 \cos \varphi} + \operatorname{tg} \varphi \right) \left(\frac{\Delta a_0}{g} + \Delta 12 \hat{\alpha} \right). \quad (13)$$

2. Измерение угловой скорости вращения Земли с помощью кольцевых лазеров

Кольцевой лазер обладает чувствительностью к угловой скорости вращения, направленной по нормали к плоскости оптического контура лазера. Как известно, зависимость выходной частоты биений встречных волн $\Delta\nu$ от угловой скорости вращения Ω определяется формулой [10]:

$$\Delta\nu = \frac{4S}{\lambda L} \Omega, \quad (14)$$

где S – площадь, охваченная оптическим контуром лазера;

L – периметр лазера;

λ – длина волны генерации лазера.

Величина $k = \frac{\lambda L}{4S}$ называется масштабным коэффициентом кольцевого лазера.

Теоретический предел минимально возможного дрейфа $\Omega_{\text{гш}}$ определяется спонтанным излучением [12]:

$$\Omega_{\text{гш}} = \frac{cL}{4S\nu_0} \sqrt{\frac{D_\phi}{T}}, \quad D_\phi = \frac{32\pi^3 h\nu_0 \Delta\nu_{\text{рез}}^2}{P}, \quad (15)$$

где D_ϕ – спектральная плотность флуктуаций разности частот встречных волн лазера на нулевой частоте;

c – скорость света;

L – периметр резонатора;

S – площадь, охватываемая оптическим контуром;

$\Delta\nu_{\text{л}}$ – шум линии излучения;

ν_0 – частота генерации лазера;

$\Delta\nu_{\text{рез}}$ – ширина полосы резонатора;

h – постоянная Планка;

P – мощность лазерного излучения внутри резонатора.

Для $L=0,2$ м, $S=0,0025$ м², $\nu_0=4,73 \cdot 10^{14}$ Гц, $\Delta\nu_{\text{рез}}=5,6 \cdot 10^5$ Гц, $P=5 \cdot 10^{-2}$ Вт, $T=600$ с, $h=1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж/Гц, $\Omega_{\text{гш}}=0,002^0/\text{ч}$. На широте 70° это приведет к ошибке гирокомпаса $1,33'$.

Все выпускаемые кольцевые лазеры можно разделить на 2 вида по способу создания частотной подставки – с вибрационной (механической) частотной подставкой [12...14] и магнитооптической частотной подставкой [15, 16] на основе эффектов Фарадея или Зеемана. Кольцевые лазеры с вибрационной подставкой не позволяют жестко зафиксировать в пространстве направление оси чувствительности кольцевого лазера, а также обеспечить точное вычитание частотной подставки за время измерения. В результате шумовая составляющая дрейфа у них оказывается больше, чем у кольцевых лазеров с магнитооптической подставкой. Кроме того, у них существенно

меньше механическая прочность. Кольцевые лазеры с магнитооптической частотной подставкой не имеют вышеуказанных недостатков, однако их дрейф зависит от магнитного поля, наложенного на лазер или фазовращающий элемент [26, 27]. Полного вычитания магнитной составляющей дрейфа удастся добиться в четырехчастотных кольцевых лазерах [15], однако их конструкция достаточно сложна и требует применения оптических элементов с малыми потерями, а также малой амплитудной и фазовой анизотропией.

С целью получения менее сложного и дорогого, но точного прибора был предложен метод электронного переключения мод с противоположным направлением поляризации – так называемый квазичетырехчастотный режим [8, 9].

Суть его заключается в периодической перестройке рабочей моды на противоположную поляризацию, имеющую равную по модулю, но противоположную по знаку величину магнитной составляющей дрейфа. Если за время между переключениями поляризации магнитная составляющая дрейфа не изменилась, то при сложении накопленных углов на обеих модах она полностью компенсируется. В действительности же это обстоит не совсем так, и часть магнитной составляющей дрейфа, как и нелинейная по времени немагнитная составляющая дрейфа остается некомпенсированной ни при переключении поляризации, ни при реверсе направления оси чувствительности.

Функциональная схема зеэмановского кольцевого лазера с периодическим реверсом направления поляризации рабочих мод генерации представлена на рис.3. Принцип работы зеэмановского кольцевого лазера: расщепление контуров усиления при наложении магнитного поля, а также возникновение сигнала расстройки периметра, являющегося управляющим для системы регулировки периметра, иллюстрируются рис. 4 (а, б).

Зеэмановский кольцевой лазер имеет неплоский контур, образованный четырьмя зеркалами, три из которых – плоские, а четвертое – сферическое, и снабжен диафрагмой для селекции всех поперечных мод выше нулевого порядка. Два зеркала снабжены пьезодвигателями, обеспечивающими параллельное перемещение зеркала до 2 мкм (3λ). На плоском зеркале расположена смесительная призма и двухплощадочный фотоприемник для приема сигнала биений встречных волн. На сферическом зеркале расположен фотоприемник, принимающий волну только одной направленности (по или против часовой стрелки) и служащий для получения поискового сигнала настройки периметра, который используется для обеспечения генерации в центре нерасщепленного контура усиления (см. рис. 4 а, б).

Знакопеременный ток прямоугольной формы создается блоком частотной подставки (БЧП) по сигналу синхрогенератора. Протекая через намотанные на газоразрядные промежутки катушки, этот ток создает магнитное поле, наложенное на активную среду. В результате зеэмановские подуровни расщепляются, и частота резонатора попадает на склон кривой усиления. При наложении на активную среду знакопеременного магнитного поля с периодом

коммутации T_k в каждой из встречных волн возникает модуляция интенсивности (сигнал расстройки периметра), синфазная или противофазная сигналу синхрогенератора.

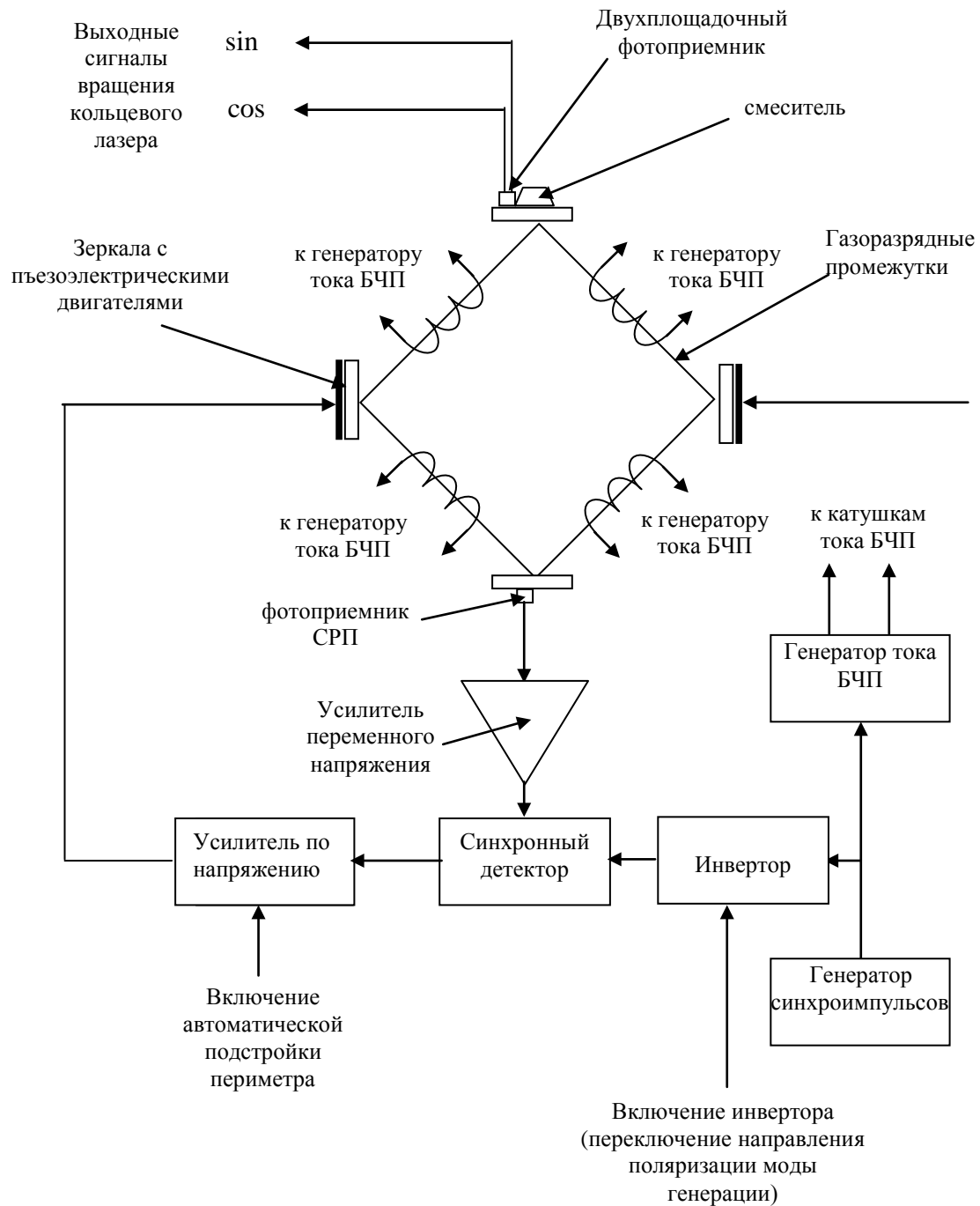


Рис.3. Функциональная схема зеemanовского кольцевого лазера

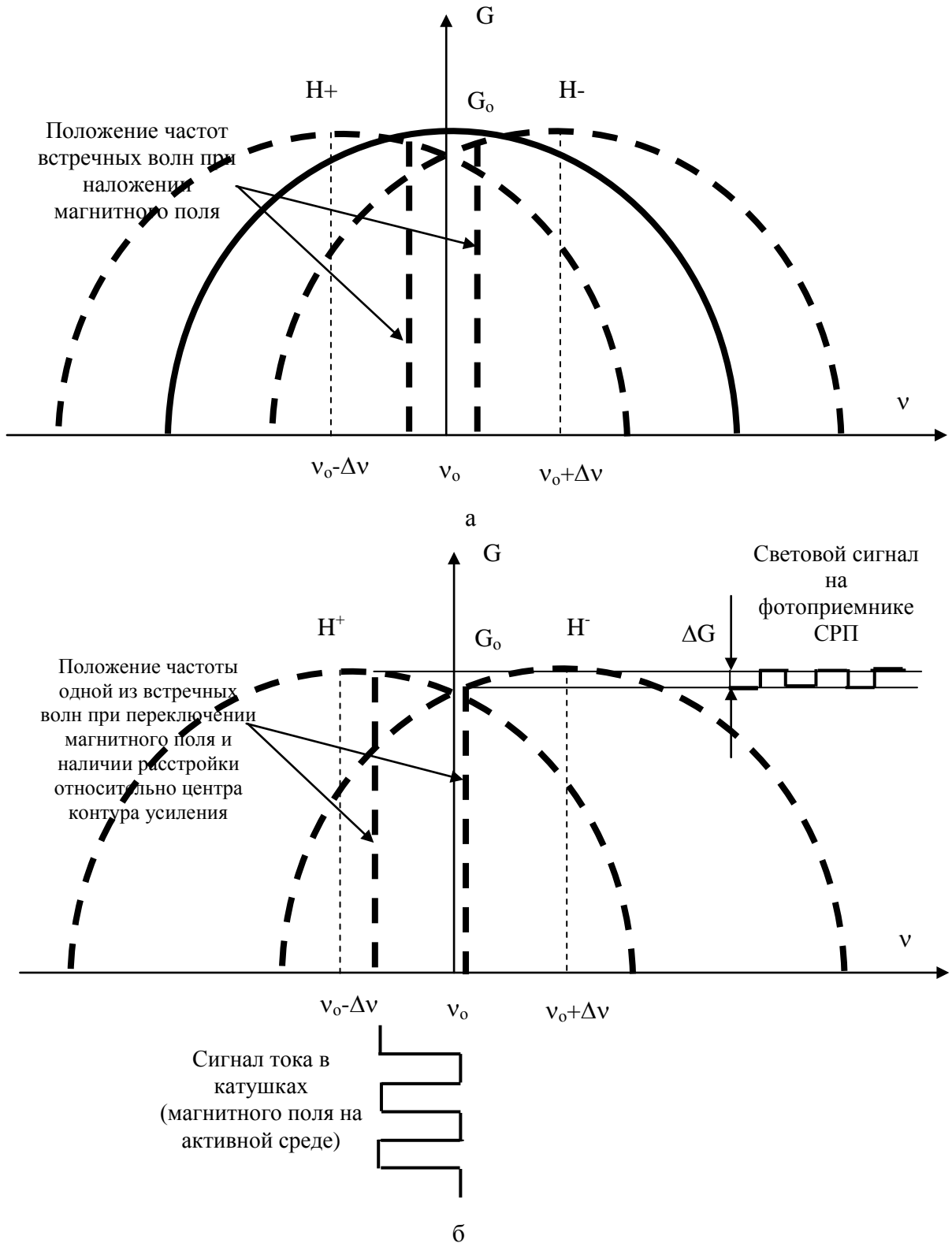


Рис. 4. Создание частотной подставки в зеемановском кольцевом лазере (а) и возникновение сигнала расстройки периметра (б):

H⁺, H⁻ – контуры усиления активной среды для волн с правой и левой круговой поляризацией при наложении магнитного поля, ν_0 – частота максимума усиления нерасщепленного контура, $\Delta\nu$ – величина зеемановского расщепления контуров усиления, G₀ – коэффициент усиления в центре контура, ΔG – амплитуда модуляции коэффициента усиления в одном луче при переключении магнитного поля

Принятый фотоприемником сигнал расстройки проходит на синхронный детектор, после чего усиливается по постоянному напряжению и поступает на исполнительный механизм – пьезодвигатели (рис. 5). Переключение поляризации рабочих мод генерации производится путем изменения фазы синхросигнала подставки во входном синхронном детекторе.

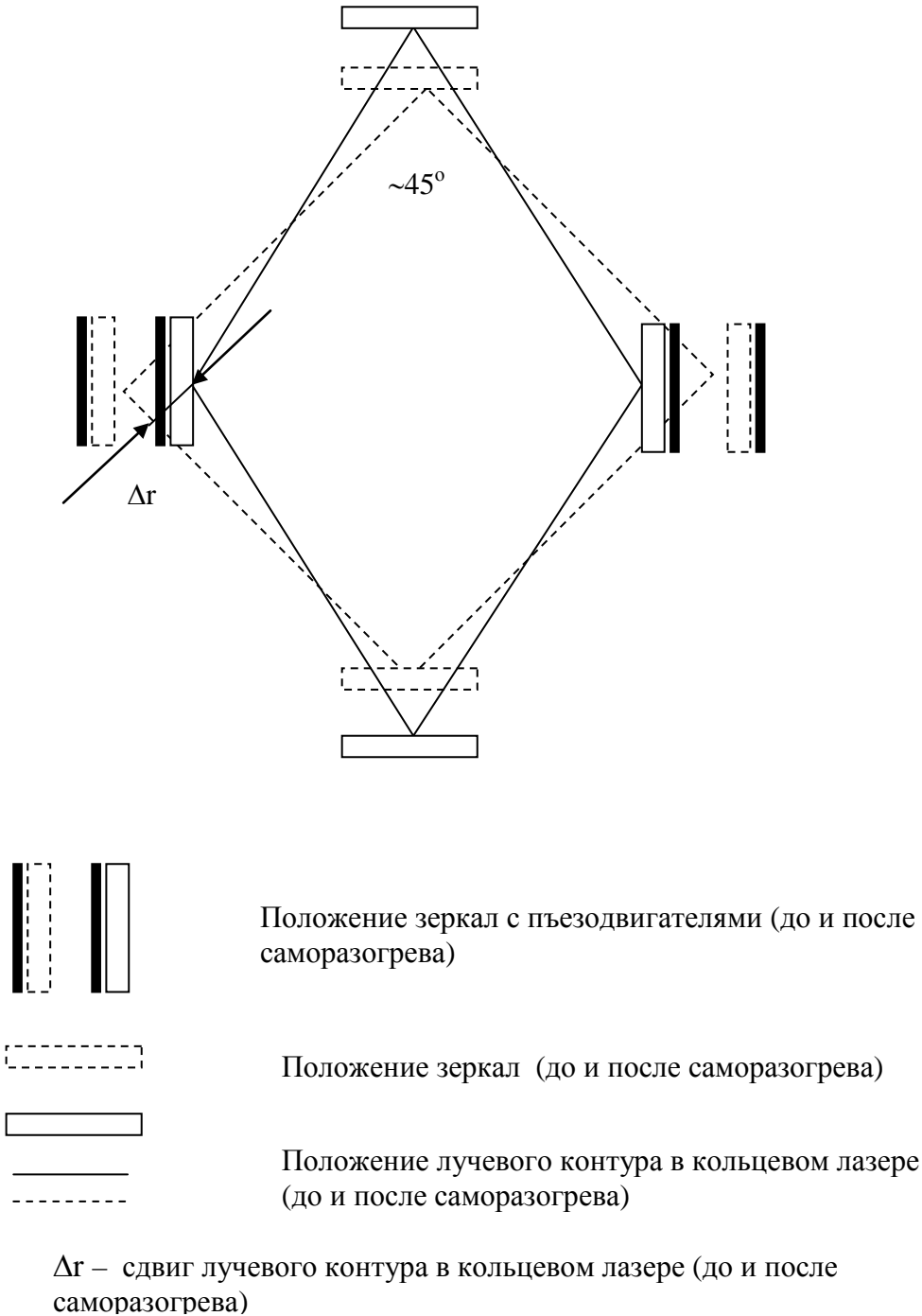


Рис. 5. Деформация лучевого контура в кольцевом лазере из-за саморазогрева

Внешний вид гирокомпаса на зеемановском кольцевом лазере с переключением мод показан на рис. 6, а составляющие его блоки представлены на рис. 7.



Рис. 6. Лазерный гирокомпас ЛГК-4 в сборе

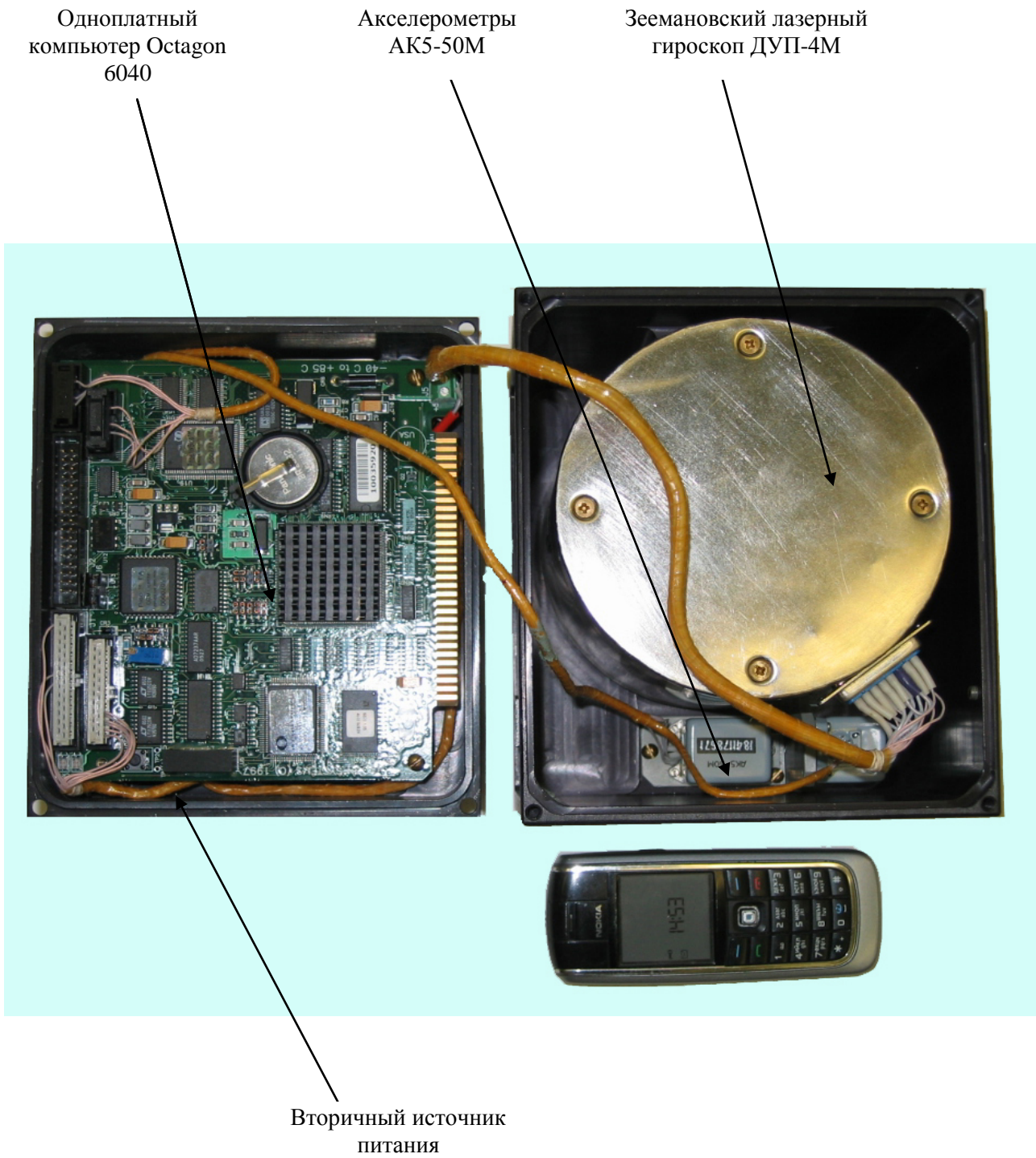


Рис. 7. Лазерный гироскоп ЛГК-4 в разобранном виде

3. Физические причины дрейфа нуля лазерного гироскопа с зеемановским кольцевым лазером в режиме реверса мод генерации. Оценка ошибок

В ЛГ, работающем в режиме реверса мод генерации, можно выделить следующие технические причины, приводящие к шумовой составляющей немагнитной составляющей дрейфа нуля:

- во-первых, изменение динамических зон захвата, связанное с изменением амплитуды частотной подставки;
- во-вторых, Ленгмюровский дрейф и катафорез [10, 12, 17], вызванный несимметрией газоразрядных каналов и разностью токов в плечах резонатора. Сразу отметим, что в используемой схеме гироскопа значение имеет только нелинейная от времени работы его составляющая;
- в-третьих, нелинейное изменение от времени магнитной составляющей дрейфа, приводящее к возникновению кажущегося нелинейного изменения немагнитной составляющей дрейфа. Сюда же относятся все так называемые динамические дрейфы, т.е. вызванные синхронными с коммутацией частотной подставки воздействиями [18].

Возникновение динамических зон захвата (рис. 8) в ЛГ с периодической частотной подставкой было впервые обнаружено В.Н. Курятовым в работе [19] и подробно исследовалось многими авторами [20...22]. В тот же период были предложены два способа их ликвидации – введение дополнительной шумовой или существенно более низкочастотной периодической частотной подставки (так называемого «медленного меандра»). В работе [23] было показано, что максимальная эффективность десинхронизации наблюдается при амплитуде дополнительной частотной подставки или амплитуде «медленного меандра», равной половине частоты коммутации подставки.

Очевидно, что при использовании десинхронизатора остаточная ошибка представляет собой сумму остаточной зоны и шума от десинхронизатора. При работе с «медленным меандром» шум не возникает, если время измерения информации кратно периоду «медленного меандра». Поскольку в гироскопе мы имеем дело с временами съема информации в несколько секунд, а требования к шумовой ошибке максимальны, применение «медленного меандра» является предпочтительным.

Согласно [20, 21] величина нулевой динамической зоны $\Omega_{Lдо}$ (единственно влияющая на показания гироскопа при компасировании) определяется формулой

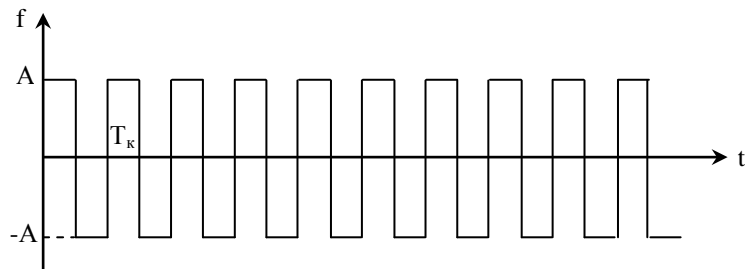
$$\Omega_{Lдо} = \frac{2\Omega_L}{\pi T_k A} \sqrt{1 + \pi^2 \tau A} \sin\left[\frac{\pi(T - \tau)A}{2} \right], \quad (16)$$

где Ω_L – величина статической зоны захвата, Гц;

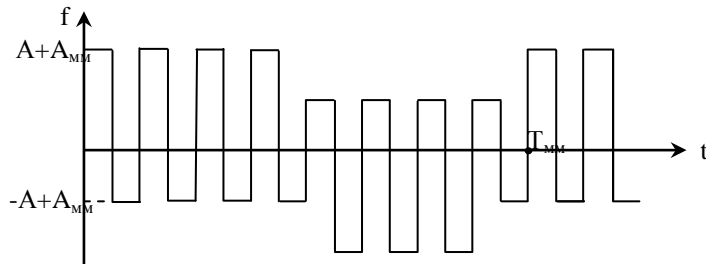
A – амплитуда частотной подставки, Гц;

T_k – период коммутации подставки, с;

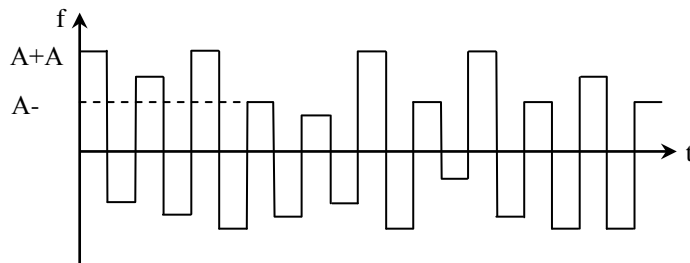
τ – длительность фронта переключения подставки, с.



Сигнал периодической частотной подставки



Сигнал периодической частотной подставки с «медленным меандром»



Сигнал периодической частотной подставки с ошумлением

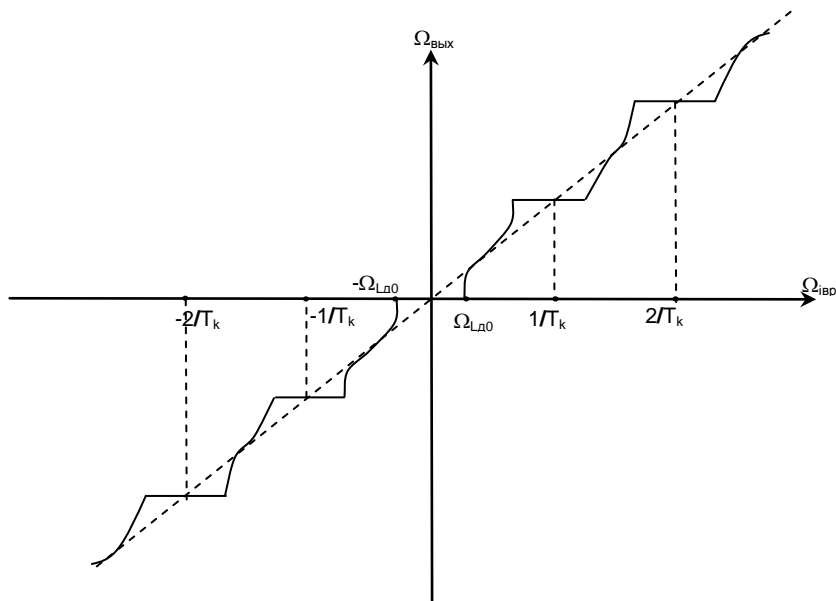


Рис. 8. Выходная характеристика лазерного гироскопа с периодической частотной подставкой

Невоспроизводимость масштабного коэффициента Δk согласно [12] равна:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_L}{A} \right)^2. \quad (17)$$

Отметим реально существующую возможность стабилизации нулевой зоны в минимуме, как это предлагалось в [19], т.к. все присутствующие в формуле (17) переменные могут быть измерены и установлены в нужное значение.

При введении в подставку дополнительного «медленного меандра» выходная характеристика изменяется. На ней остаются мелкие остаточные зоны, величины которых для четных и нечетных номеров определяются формулой [21]:

$$\Omega_{L_{до}MM} = \frac{2\Omega_{L_{до}}}{\pi T_{MM} A_{MM}}, \quad (18)$$

где A_{MM} – амплитуда «медленного меандра», T_{MM} – период «медленного меандра».

Центры же остаточных зон при условии, что входная угловая скорость $\Omega_{вх}$ существенно меньше A_{MM} , лежат на кривой, описываемой функцией [12]:

$$\Omega = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(A_{MM} + \Omega_{вх})^2 - \Omega_{L_{до}}^2} - \sqrt{(A_{MM} - \Omega_{вх})^2 - \Omega_{L_{до}}^2} \right], \quad (19)$$

откуда при условии, что $\Omega_{L_{до}} \ll A_{MM}$, сдвиг характеристики равен:

$$\Delta\Omega_{L_{дмм}} = \Omega - \Omega_{вх} \approx \frac{1}{4} \frac{\Omega_{L_{до}}^2}{(A_{MM} - \Omega_{вх})}. \quad (20)$$

Суммарная ошибка равна:

$$\Delta\Omega_{g_{L_{дмм}}} = \frac{1}{4} \frac{\Omega_{L_{до}}^2}{(A_{MM} - \Omega_{вх})} + \frac{2\Omega_{L_{до}}}{\pi T_{MM} A_{MM}}. \quad (21)$$

Для перевода данной величины из Гц в $^{\circ}/ч$ ее необходимо помножить на масштабный коэффициент гироскопа k . A_{MM} не может быть больше $1/2T_k$ [23], а величина T_k выбирается максимально возможной для аппаратной реализации блока частотной подставки, тогда как τ делается минимально возможным. Величина A ограничена сверху возможностями аппаратной реализации.

Оценим величину $\Omega_{g_{шЛ}}$. Согласно нашим экспериментам Ω_L составляет 300 Гц, $A = 60000$ Гц, $T_k = 0.004$ с, $\tau = 0,00001$ с, $A_{MM} = 120$ Гц, $T_{MM} = 1$ с, $k = 3,333^{\circ}/ч \cdot Гц$.

Тогда получим: $\Omega_{L_{до}} = 0,3$ Гц, $\Delta\Omega_{g_{L_{дмм}}} = 0,0016$ Гц, $\Omega_{g_{шЛ}} = 0,015$ $^{\circ}/ч$.

Оценим теоретический предел данной ошибки. Поскольку увеличить амплитуду частотной подставки не представляется возможным, есть возможность ввести отбор гироскопов по величине зоны захвата не более 50 Гц, увеличить период коммутации в 2,5 раза, A_{MM} установить 50 Гц, $T_{MM} = 4$ с.

В этом случае получим теоретический предел данного вида погрешности:

$$\Omega_{L_{до}} = 0,064 \text{ Гц}, \Delta\Omega_{g_{L_{дмм}}} = 0,00021 \text{ Гц}, \Omega_{g_{шЛ}} = 0,00064 \text{ } ^{\circ}/ч.$$

Большой вклад в немагнитную составляющую дрейфа нуля вносит токовый дрейф, вызванный Ленгмюровским потоком активных атомов, а также катодфорезом.

В основе токового дрейфа лежит сдвиг по частоте центров контуров усиления газовой среды для каждой из встречных волн при движении газовой среды и соответственно затягивание встречных волн к новым положениям максимумов усиления.

Согласно [4, 10] в линейном приближении величину затягивания для каждой из волн + и - в положительном полупериоде коммутации подставки σ_{+}^{\pm} можно записать в виде:

$$\sigma_{+}^{\pm} = -\frac{G_0 c l_{cp}}{\sqrt{\pi} L^2 u} (\pm \frac{c \Delta \nu}{\nu_0} \pm \vartheta), \quad (22)$$

где G_0 – коэффициент усиления в центре контура усиления;

$l_{гр}$ – длина газоразрядных промежутков;

L – периметр резонатора;

u – тепловая скорость движения активных атомов неона;

$\Delta \nu$ – величина сдвига оптического контура за счет эффекта Зеемана;

$\nu_0 = c/\lambda$ – частота генерации лазера;

λ – длина волны генерации;

v – поступательная скорость движения активных атомов.

Величину затягивания для каждой из волн + и - в отрицательном полупериоде коммутации подставки σ_{-}^{\pm} можно записать в виде:

$$\sigma_{-}^{\pm} = -\frac{G_0 c l_{cp}}{\sqrt{\pi} L^2 u} (\mp \frac{c \Delta \nu}{\nu_0} \pm \vartheta). \quad (23)$$

Соответственно за период коммутации подставки средняя частота биений – величина токового дрейфа $\Delta \Omega_{гТ}$, равна:

$$\Delta \Omega_{гТ} = \frac{\sigma_{+}^{+} - \sigma_{+}^{-} + \sigma_{-}^{+} - \sigma_{-}^{-}}{2} = -\frac{G_0 c l_{cp}}{\sqrt{\pi} L^2 u} \vartheta. \quad (24)$$

Для компенсации токового дрейфа в кольцевом лазере устроены два газоразрядных канала, токи в которых противоположны и примерно равны, поэтому величина окончательного токового дрейфа $\Delta \Omega_{гТ}$ равна:

$$\Delta \Omega_{гТ} = -\frac{(G_{01} - G_{02}) c (l_{cp1} - l_{cp2})}{\sqrt{\pi} L^2 u} (\vartheta_1 - \vartheta_2). \quad (25)$$

Величина токового дрейфа в одном промежутке пропорциональна квадрату тока разряда. Обозначим коэффициент пропорциональности в первом промежутке a_{11} , во втором a_{12} .

Тогда зависимость токового дрейфа от токов разряда можно записать в виде:

$$\Delta \Omega_{гТ} = a_{11} I_1^2 - a_{12} I_2^2. \quad (26)$$

Учтем, что различие между токами и коэффициентами пропорциональности мало. Тогда, записав, что $I_1 = I + \Delta I$, $I_2 = I - \Delta I$, $a_{11} = a_1 + \Delta a_1$, $a_{12} = a_1 - \Delta a_1$ и отбросив члены второго порядка малости, получим:

$$\Delta\Omega_{gT} = (a_I + \Delta a_I)(I + \Delta I)^2 - (a_I - \Delta a_I)(I - \Delta I)^2 = 4a_I \Delta I + 2\Delta a_I I^2. \quad (27)$$

Разница усиления в газоразрядных промежутках слабо зависит от температуры, величина тепловой скорости и прямо пропорциональна температуре T . Разность скоростей движения активных атомов определяется не столько характеристиками газовой активной среды, сколько изменением положения лазерного луча по сечению канала (рис. 5).

Меняющаяся во времени магнитная составляющая дрейфа приводит к возникновению кажущейся немагнитной составляющей, которая будет равна:

$$\Delta\Omega_{гнмк} = (\Delta\Omega_{гм}^+ - \Delta\Omega_{гм}^-) / 2. \quad (28)$$

Если $\Delta\Omega_{гм}$ зависит от времени по некоторому закону, то величина $\Delta\Omega_{гнмк}$

$$\Delta\Omega_{гнмк} = \frac{\int_0^T \Delta\Omega_{гм}(t) dt - \int_T^{2T} \Delta\Omega_{гм}(t) dt}{2T}. \quad (29)$$

Магнитная составляющая дрейфа в зеемановском кольцевом лазере складывается из вызванной внешним магнитным полем и эффектами, связанными с работой электронных блоков.

Для защиты от внешних магнитных полей зеемановский кольцевой лазер одевается в многослойный, обычно, трех-четырёхслойный магнитный экран. Он имеет малую, но ненулевую величину коэрцитивной силы, т.е. обладает остаточной намагниченностью. Величина этой намагниченности не более 0,02 Э (в 25 раз меньше магнитного поля Земли), что приводит к магнитной составляющей дрейфа до 60 °/ч. Изменение остаточной намагниченности происходит за счет уменьшения коэрцитивной силы с увеличением температуры и изменением как намагниченности, так и направления действующей на лазер напряженности магнитного поля за счет коробления внутреннего магнитного экрана. Данное явление обладает значительным гистерезисом, а также невоспроизводимостью от включения к включению (рис. 9).

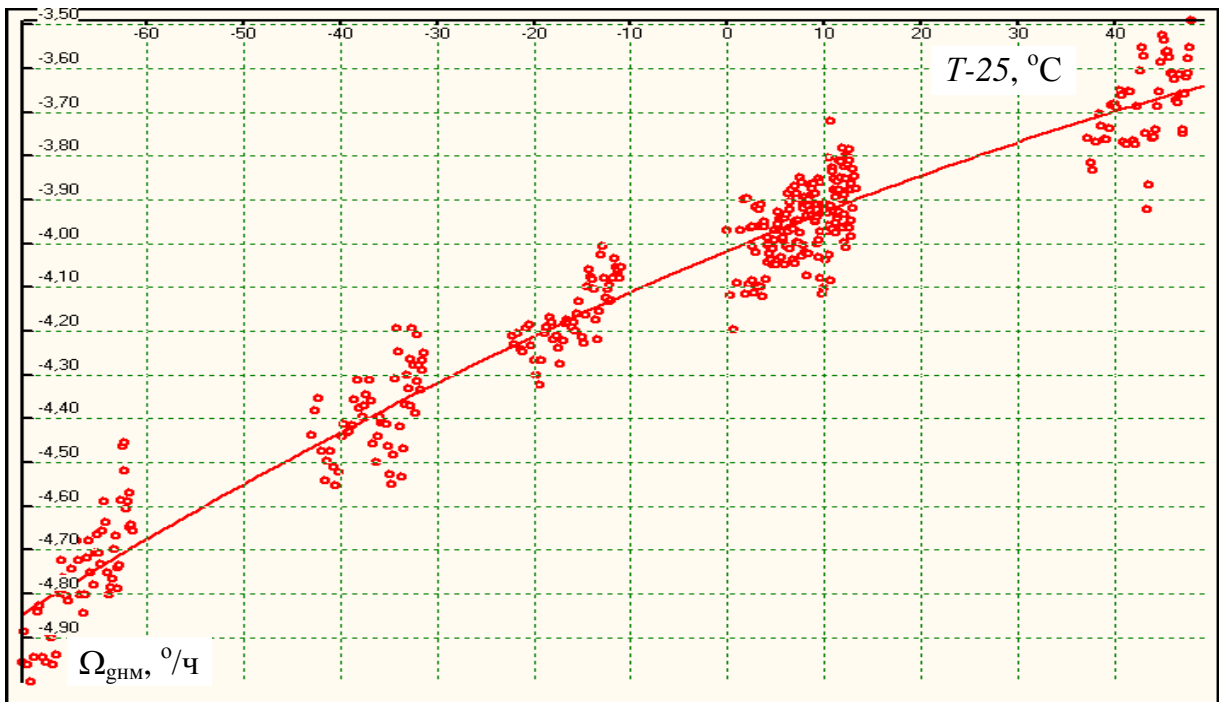
Магнитная составляющая дрейфа, вызванная работой электронных блоков, прежде всего связана с блоком частотной подставки (БЧП).

Поскольку во всех современных схемах БЧП ток обязательно проходит через разделительный конденсатор, поддерживается равенство интегралов положительных и отрицательных полупериодов подставки (постоянная составляющая тока равна 0). А вот зависимость частоты биений встречных волн от тока БЧП отнюдь не линейна. Согласно [24] она описывается формулой

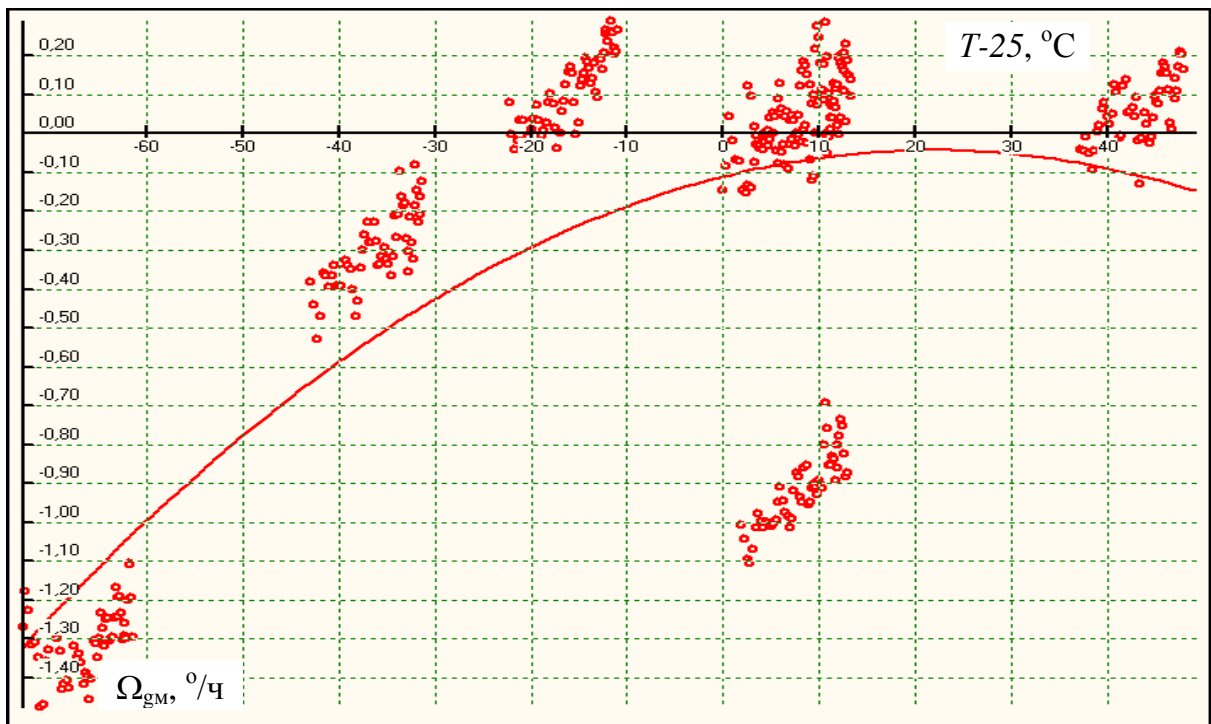
$$f = aH + bH^3, \quad (30)$$

При этом $b = -\frac{\mu_B^2}{6\left(\frac{\pi u}{\lambda}\right)^2} a$, μ_B – магнетрон Бора, равный $1,82 \cdot 10^6$ Гц/Э,

$a = 1,7$ кГц/Э [14].



а



б

Рис. 9. Температурные зависимости составляющих дрейфа зеemanовского лазерного гироскопа:
 точки – экспериментальные данные; линия – аппроксимирующий полином 2-го порядка

Все применяемые в зеемановских гироскопах блоки частотной подставки работают с нулевой постоянной составляющей напряженности магнитного поля H . Это означает, что магнитные поля в положительных и отрицательных полупериодах сигнала подставки H^+ и H^- связаны соотношением:

$$H^+ \frac{T_k + \Delta T_k}{2} = H^- \frac{T_k - \Delta T_k}{2}, \quad (31)$$

где ΔT_k – разность между длительностями положительного и отрицательного полупериодами коммутации подставки.

Тогда из уравнений (20) и (21) можно получить выражение для дополнительного магнитного дрейфа из-за несимметрии подставки $\Delta\Omega_{\text{гмп}}$:

$$\Delta\Omega_{\text{гмп}} = \frac{f^+ \frac{T_k + \Delta T_k}{2} - \frac{T_k - \Delta T_k}{2} f^-}{T_k} = -2bI^{-3} \Delta T_k \approx -2bI^{-3} \Delta T_k, \quad (32)$$

где I – среднее значение тока БЧП за период коммутации подставки.

Для ортогональной моды знак $\Delta\Omega_{\text{гмп}}$ меняется на противоположный.

Аналогичный характер имеет динамический дрейф, вызываемый изменениями частотной подставки, синхронными с коммутацией подставки.

Согласно [18] зависимость частоты биений f от расстройки периметра описывается функцией

$$f = f_0(1 - \chi\Delta\lambda^2), \quad (33)$$

где f_0 и χ – константы, зависящие от усиления активной среды, уровня потерь в резонаторе, температуры активной среды, $\Delta\lambda$ – относительная расстройка периметра, выраженная в долях длины волны генерации лазера.

Поскольку постоянная времени системы регулировки периметра (СРП) много меньше T_k , пульсации по цепи напряжения СРП беспрепятственно проходят на пьезодвигатели, вызывая гармонические колебания периметра резонатора:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta U \sin(2\pi\nu t + \phi_0)}{U_\lambda}, \quad (34)$$

где U_λ – напряжение, соответствующее сдвигу периметра на λ .

Тогда величина дрейфа от пульсаций СРП $\Delta\Omega_{\text{мсрп}}$ рассчитывается по формуле

$$\Delta\Omega_{\text{мсрп}} = \frac{f_0 \left\{ \int_0^{T_k/2} \left[1 - \chi \left(\frac{\Delta U \sin(2\pi\nu t + \phi_0)}{U_\lambda} \right)^2 \right] dt - \int_{T_k/2}^{T_k} \left[1 - \chi \left(\frac{\Delta U \sin(2\pi\nu t + \phi_0)}{U_\lambda} \right)^2 \right] dt \right\}}{T_k} = \quad (35)$$

$$= -\frac{f_0 \chi}{T_k} \left(\frac{\Delta U}{U_\lambda} \right)^2 \frac{1}{\pi\nu} \sin(2\pi\nu T_k + 2\phi_0) \sin^2(\pi\nu T_k).$$

Дополнительный дрейф убывает с увеличением частоты пульсаций, т.е. частоты преобразователя вторичного источника питания. При частоте пульсаций, кратной частоте коммутации подставки, дрейф равен 0. При частоте пульсаций, полукратной частоте коммутации подставки, величина дрейфа равна:

$$\Delta\Omega_{\text{срн}} = \pm \frac{2f_o \chi}{m\pi} \left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2 \sin(2\phi_o), \quad (36)$$

где m – число, равное отношению частоты пульсаций к частоте коммутации подставки. Отметим, что при ϕ_o , равному 0 или кратному $\pi/2$, ошибка также равна 0.

Пульсации катодного напряжения приводят к появлению пульсаций в токе анодов и соответственно к модуляции коэффициента усиления и частоты подставки. Это приводит к появлению шумового дрейфа гироскопов, а в случае синхронизации пульсаций и сигнала коммутации подставки – к постоянному дрейфу смещения нуля. Поскольку динамическое сопротивление газового разряда носит индуктивный характер, а стабилизаторы тока имеют ограничение по подавлению высоких частот, пульсации тока разряда могут быть рассчитаны по формуле

$$\Delta I = \Delta U e^{-1/2\pi\nu\tau} / (Rk_{\text{ст}}), \quad (37)$$

где R – сопротивление балластных резисторов;

$k_{\text{ст}}$ – коэффициент стабилизации тока;

ν – частота пульсаций;

τ – постоянная времени стабилизатора.

Соответствующие изменения дрейфа нуля определяются по формуле

$$\Delta\Omega_{\text{дл}} = 2k_I \Delta I / (\pi n T_k \nu) \sin^2(\pi T_k \nu / 2) \sum_1^n \cos[(2i-1)\pi \nu T_k + \beta_0], \quad (38)$$

где n – количество периодов коммутации подставки в такте измерения информации T ;

T_k – период коммутации подставки;

β_0 – начальная разность фаз;

k_I – коэффициент пропорциональности между током накачки и частотой подставки.

На нечетных гармониках основной частоты коммутации подставки ν максимальный дрейф равен:

$$\Delta\Omega_{\text{дл}} = 2k_I \Delta I / (\pi T_k \nu) = 2k_I \Delta U e^{-1/2\pi\nu\tau} / (\pi Rk_{\text{ст}} T_k \nu). \quad (39)$$

На четных гармониках дрейф равен нулю.

На частотах, меньших частоты коммутации подставки, динамический дрейф имеет периодическую зависимость от времени:

$$\Delta\Omega_{\text{дл}} = 2k_I \Delta U e^{-1/2\pi\nu\tau} / (\pi T_k \nu Rk_{\text{ст}}) \sin^2(\pi T_k \nu / 2) \cos[2\pi(1/T_k - \nu)t + \beta_0]. \quad (40)$$

Пульсации наиболее опасны на частоте, равной частоте коммутации подставки.

Поскольку такт усреднения информации не образует целого кратного с частотой пульсаций, то при частотах пульсаций, меньших частоты коммутации подставки, динамический дрейф проявляется в виде шума с амплитудой шума $A_{\Delta\Omega_d}$, равной:

$$A_{\Delta\Omega_d} = 2k_I \Delta U e^{-1/2\pi\nu\tau} / (\pi T_k \nu R_{кст}). \quad (41)$$

В ошибку гирокомпасирования входит не собственно немагнитный дрейф, а его нелинейная часть, зависящая от времени. Ошибка из-за наличия захвата полностью входит в случайную ошибку измерения немагнитной составляющей дрейфа, поскольку при переключении рабочей моды на ортогональную изменяется как амплитуда подставки A , так и Ω_L , причем если A , определяемая потерями в резонаторе, обычно меняется не более, чем на 2% (что в несколько раз больше частоты коммутации подставки), то Ω_L , определяемая суперпозицией коэффициентов связи волн на зеркалах и имеющая периодичность от длины периметра 2λ , может изменять свои значения от 0 до Ω_{Lmax} [12].

В основе изменений как магнитного, так и немагнитного дрейфов при гирокомпасировании лежит самопрогрев гироскопа, акселерометров и электронных блоков. Формулы зависимости температуры от времени с момента включения гирокомпаса едины для всех составных частей, отличаясь только постоянными времени прогрева τ_T :

$$T = A_T (1 - e^{-\frac{t}{\tau_T}}) + T_o, \quad (42)$$

где T_o – температура окружающей среды, τ_T – постоянная времени прогрева лазерного гироскопа, электронных блоков или акселерометра.

Постоянная времени гироскопа $\tau_{гир}$ составляет примерно 40 мин, постоянная времени электронных блоков $\tau_{эб}$ составляет 4 мин.

Поскольку постоянная времени прогрева гироскопа значительно превышает время компасирования, изменение температуры гироскопа от времени во время гирокомпасирования можно считать линейным. Прогрев же электронных блоков, главным из которых является БЧП, происходит гораздо быстрее, и скорость прогрева быстро падает. При этом в качестве T_o для электронных блоков и акселерометров выступает медленно меняющаяся температура гироскопа.

Тогда для температур гироскопа $T_{гир}$ и электронных блоков $T_{эб}$ можно записать уравнения:

$$T_{гир} = A_{T_{гир}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{гир}}}) + T_o \approx \frac{A_{T_{гир}} t}{\tau_{гир}} + T_o; \quad T_{эб} = A_{T_{эб}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{эб}}}) + \frac{A_{T_{гир}} t}{\tau_{гир}} + T_o. \quad (43)$$

В основе изменений токового дрейфа от времени работы лежит изменение температуры гироскопа, приводящее к изменению тепловой скорости движения атомов, усиления активной среды, а также смещению световых лучей по сечению канала. Периметр L поддерживается постоянным, а разность длин газоразрядных промежутков меняется очень мало. Зависимость тепловой скорости u от температуры описывается формулой

$$u = \sqrt{\frac{2kT_{гир}}{m}}, \quad (44)$$

где m – масса атома неона; k – постоянная Больцмана.

Подставив (44) в (45), получим зависимость u от времени t :

$$u = \sqrt{\frac{2k}{m} \left(\frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} + T_o \right)}. \quad (45)$$

Соответственно из (25) найдем соответствующую этому эффекту зависимость определяемой токовым дрейфом немагнитной составляющей $\Delta\Omega_{гТ}$ от времени:

$$\Delta\Omega_{гТ} = - \frac{(G_{01} - G_{02})c(l_{зр1} - l_{зр2})}{\sqrt{\pi}L^2 \sqrt{\frac{2k}{m} \left(\frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} + T_o \right)}} (\vartheta_1 - \vartheta_2), \quad (46)$$

которая после упрощения оказывается линейной (см. рис. 10).

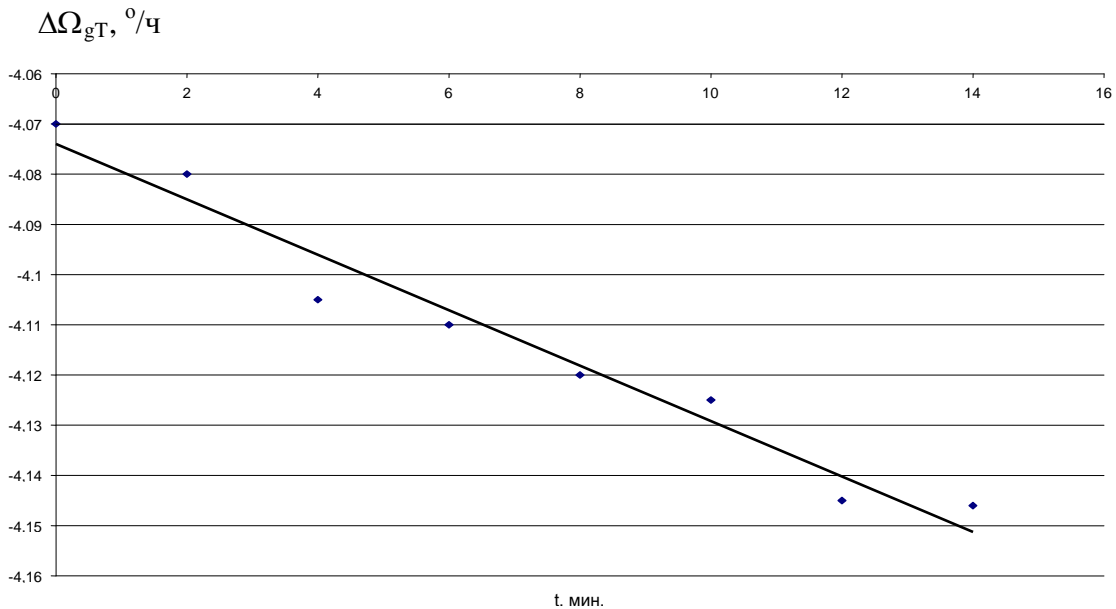


Рис.10. Зависимость токовой составляющей дрейфа зеемановского лазерного гироскопа $\Delta\Omega_{гТ}$ от времени работы:

точки – экспериментальные результаты, линия – линейная аппроксимирующая функция

Величина токовой составляющей $\Omega_{\text{штТ}}$ определяется по формуле

$$\Omega_{\text{штТ}} = \frac{\int_0^T \frac{(G_{01} - G_{02})\alpha(I_{\text{гп1}} - I_{\text{гп2}})}{\sqrt{\pi L^2} \sqrt{\frac{2k}{m} \left(\frac{A_{\text{гир}} t}{\tau_{\text{гир}}} + T_o\right)}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) dt + \int_{2T}^{3T} \frac{(G_{01} - G_{02})\alpha(I_{\text{гп1}} - I_{\text{гп2}})}{\sqrt{\pi L^2} \sqrt{\frac{2k}{m} \left(\frac{A_{\text{гир}} t}{\tau_{\text{гир}}} + T_o\right)}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) dt}{2T} - \frac{\int_T^{2T} \frac{(G_{01} - G_{02})\alpha(I_{\text{гп1}} - I_{\text{гп2}})}{\sqrt{\pi L^2} \sqrt{\frac{2k}{m} \left(\frac{A_{\text{гир}} t}{\tau_{\text{гир}}} + T_o\right)}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) dt}{T} \approx \frac{(G_{01} - G_{02})\alpha(I_{\text{гп1}} - I_{\text{гп2}}) \tau_{\text{гир}}}{\sqrt{\pi L^2 T} \sqrt{\frac{2k}{m}} A_{\text{гир}}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \sqrt{T_o} (3 + \quad (47)$$

$$\frac{3(TA_{\text{гир}})^2}{2(T_o\tau_{\text{гир}})^2} + 1 + \frac{9(TA_{\text{гир}})^2}{2(T_o\tau_{\text{гир}})^2} - 3 - \frac{12(TA_{\text{гир}})^2}{2(T_o\tau_{\text{гир}})^2} - 1 = 0$$

Таким образом, принятая схема измерений с двумя реверсами измерительной оси ЛГ гарантированно компенсирует изменение токового дрейфа гироскопа из-за самопрогрева при условии, что время измерения Т много меньше времени прогрева гироскопа.

Некоторый вклад в ошибку могло бы дать перемещение луча по сечению канала. Как показано на рис. 5, тепловое расширение контура носит равномерный характер, а вот компенсация этого теплового расширения производится перемещением только двух зеркал. В результате луч сдвигается по сечению канала. За время гирокомпасирования Т самопрогрев лазера описывается формулой (33), и соответственно расширение лазера равно $\Delta L = KTR \frac{A_{\text{гир}} T}{\tau_{\text{гир}}} L$, где L – длина оптического контура. Полагая начальную форму оптического контура абсолютно симметричной, можно считать, что для компенсации расширения ΔL каждое из двух пьезозеркал должно переместиться на расстояние $\Delta L/\sqrt{32}$. Соответственно максимальный $\Delta\gamma$ сдвиг луча по сечению канала составит примерно $\Delta L/8$.

Учтем, что диаметр луча составляет примерно 0,5 мм, диаметр канала 2 мм, L=160 мм, KTR=1,5·10⁻⁷ отн.ед./°С, A_{гир}=25 °С, τ_{гир}=40 мин, T=5 мин. Тогда сдвиг луча составит 1·10⁻⁵ мм, что пренебрежимо мало по сравнению как с диаметром луча, так и с диаметром канала.

Оценим вклад квазинемагнитной составляющей дрейфа из-за электронных блоков, прежде всего из-за БЧП.

Из формулы (30) с учетом (44) запишем зависимость коэффициента b от температуры гироскопа:

$$b = -\frac{\mu_B^2 m}{12kT_{зур}} \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 a \approx -\frac{\mu_B^2 m}{8,94 \cdot 10^5 k \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2} a T_{зур} - \frac{\mu_B^2 m}{3,276 \cdot 10^3 k \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2} a = A_b T_{зур} - b_o. \quad (48)$$

Для временной зависимости магнитного дрейфа из-за несимметрии подставки $\Delta\Omega_{гмп}$ можно записать формулу:

$$\Delta\Omega_{гмп} = -2 \left(A_b \frac{A_{Ггир}}{\tau_{гир}} t - b_o \right) H^3 \Delta T_K e^{-\frac{t}{\tau_{эб}}}, \quad (49)$$

где ΔT_K – разность между длительностями положительного и отрицательного полупериодами коммутации подставки в момент включения $t=0$. Согласно (28) найдем величину квазинемагнитной составляющей дрейфа $\Omega_{гшБЧП}$:

$$\begin{aligned} \Omega_{гшБЧП} &= -H^3 \Delta T_K \frac{\int_0^T \left(A_b \frac{A_{Гзур}}{\tau_{зур}} t - b_o \right) e^{-\frac{t}{\tau_{эб}}} dt - \int_T^{2T} \left(A_b \frac{A_{Гзур}}{\tau_{зур}} t - b_o \right) e^{-\frac{t}{\tau_{эб}}} dt}{T} = \\ &= \frac{H^3 \Delta T_K}{T} \left\{ b_o \tau_{эб} \left(-2e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} + e^{-\frac{2T}{\tau_{эб}}} + 1 \right) - A_b \frac{A_{Гзур} \tau_{эб}}{\tau_{зур}} \left[2(T - \tau_{эб}) e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} - (2T - \tau_{эб}) e^{-\frac{2T}{\tau_{эб}}} + \tau_{эб} \right] \right\} \approx \\ &\approx \frac{H^3 \Delta T_K \tau_{эб}}{T} \left[b_o \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} \right) - A_b \frac{2A_{Гзур} T}{\tau_{зур}} e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} \right] \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} \right). \end{aligned} \quad (50)$$

Очевидно, что зависимости имеют существенно нелинейный характер и в связи с этим напрямую входят в ошибку гирокомпасирования. Как следует из формулы (51), ошибка зависит от отношения $T/\tau_{эб}$ и стремится к нулю как при очень малых, так и при очень больших $T/\tau_{эб}$. Максимум ошибки ищется из

условия $\frac{d(\Omega_{гшБЧП})}{d\left(\frac{T}{\tau_{эб}}\right)} = 0$ и является решением уравнения:

$$1 + z = \frac{T}{\tau_{эб}} - 3ze^{-\frac{T}{\tau_{эб}}} + \left(1 - \frac{T}{\tau_{эб}} \right) e^{-\frac{T}{\tau_{эб}}}, \quad z = \frac{b_o \tau_{зур}}{2A_b A_{Гзур} \tau_{эб}}. \quad (51)$$

Оценим величину $\Omega_{\text{гшБЧП}}$. В типичных зеемановских кольцевых лазерах $H=100\text{Э}$, $A_{\text{Гир}}=25\text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{к}}=10^{-6}\text{с}$, $\tau_{\text{гир}}=40\text{ мин}$, $T=5\text{ мин}$, $\tau_{\text{эб}}=4\text{ мин}$, $\lambda=0,633\text{ мкм}$. Тогда получим $b_0=3,02\cdot 10^{-4}\text{ Гц/Э}^3$, $A_b=1,1\cdot 10^{-6}\text{ Гц/Э}^3\text{ }^\circ\text{C}$, $\Omega_{\text{гшБЧП}}=0,0004\text{ }^\circ/\text{ч}$.

Теоретически минимальное возможное значение данного вида ошибки равно 0.

Максимальная величина динамического дрейфа определяется формулой (45). В сигнале пульсаций на пьезокерамике присутствуют обычно две составляющие: высокочастотная пульсация на частоте работы вторичного источника питания, не синхронизированная с сигналом БЧП, и синхронная со стабильной задержкой по фазе пульсация на частоте, кратной частоте коммутации подставки. В первом случае можно считать, что в промежутках времени от 0 до T и от T до 2T пульсации совершенно независимы, и дрейф может принимать значения от $+\frac{2f_o\chi}{m\pi}\left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2$ до $-\frac{2f_o\chi}{m\pi}\left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2$. Максимальная величина квазинемагнитного дрейфа будет равна:

$$\Omega_{\text{гшСРП}} = \frac{2f_o\chi}{m\pi}\left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2. \quad (52)$$

Для низкочастотных пульсаций ситуация иная. Пульсации на частоте подставки ошибки не вызывают, поэтому нас могут интересовать только пульсации на полукратных и полуторократных частотах, причем их фаза жестко связана с сигналом БЧП и меняется от времени.

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{гСРП}} &= \frac{\chi}{Tm\pi}\left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2 \left\{ \int_0^T \left(\frac{A_f A_T t}{\tau_{\text{зир}}} + f_o\right) \sin\left[2\left(A_{\phi_k} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{эб}}}} + \phi_o\right)\right] dt - \right. \\ &- \left. \int_T^{2T} \left(\frac{A_f A_T t}{\tau_{\text{зир}}} + f_o\right) \sin\left[2\left(A_{\phi_k} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{эб}}}} + \phi_o\right)\right] dt \right\} \approx \\ &\approx \frac{2\chi}{Tm\pi}\left(\frac{\Delta U}{U_\lambda}\right)^2 \left[\phi_o \frac{A_f A_T T^2}{4\tau_{\text{зир}}} + f_o A_{\phi_k} \tau_{\text{эб}} (1 - e^{-\frac{T}{\tau_{\text{эб}}}})^2 + \frac{2TA_f A_T}{\tau_{\text{зир}}} A_{\phi_k} \tau_{\text{эб}} e^{-\frac{T}{\tau_{\text{эб}}}} (e^{-\frac{T}{\tau_{\text{эб}}}} - 1) \right] \end{aligned} \quad (53)$$

Низкочастотные колебания периметра могут появиться только при наличии внешних механических вибраций или неправильной работы СРП, что в рамках настоящей работы не рассматривается. А вот ВЧ пульсации из-за работы вторичного источника питания присутствуют всегда. Тогда $\Omega_{\text{гшСРП}}$ СРП определяем по формуле (52), подставив в нее следующие типичные параметры: $f_o=60\text{ кГц}$, $\chi=10$, $m=200$, $U_\lambda=50\text{В}$, $\Delta U_\lambda=0,05\text{В}$, $\Omega_{\text{гшСРП}}=0,0063\text{ }^\circ/\text{ч}$.

Теоретически минимально возможное значение данного вида ошибки равно 0.

Модуляция катодного напряжения проявляется как постоянный квазинемагнитный дрейф, связанный с изменением коэффициента пропорциональности k_I в формуле (48). Однако поскольку зависимость k_I от времени линейна, данная ошибка не входит в ошибку гирокомпасирования.

Случайная ошибка из-за высокочастотных пульсаций катодного напряжения прямо входит в ошибку гирокомпасирования и согласно формулам (29) и (41) равна:

$$\Omega_{\text{гшкп}} = k_I \Delta U e^{-1/2\pi\nu\tau} / (\pi T \nu k_{\text{ст}}). \quad (54)$$

Для типичных значений $\Delta U = 5$ В, $\nu = 40$ кГц, $T = 300$ с, $k_{\text{ст}} = 1$, $k_I = 40$ кГц/мА, $R = 70$ кОм, $\tau = 1,4 \cdot 10^{-6}$ с мы получим $\Omega_{\text{гшкп}} = 0,00093$ °/ч. Теоретически минимально возможное значение данного вида ошибки равно 0.

Таким образом, суммарная ошибка $\Omega_{\text{гш}}$ может быть определена из всех рассмотренных выше составляющих ошибки:

$$\Omega_{\text{гш}} = \sqrt{\Omega_{\text{гшк}}^2 + \Omega_{\text{гшЛ}}^2 + \Omega_{\text{гшБЧП}}^2 + \Omega_{\text{гшСРП}}^2 + \Omega_{\text{гшКП}}^2} \approx 0,017 \text{ °/ч},$$

что значительно выше квантового предела точности – 0,002 °/ч.

Вернемся к рассмотрению ошибки ЛГ $\Omega_{\text{гш}}$, описываемой формулой (6), в которую входят величина дискрета выходного сигнала гироскопа и относительная погрешность масштабного коэффициента.

Величина дискрета определяется применяемой электронной схемой преобразования сигналов биений встречных волн в импульсы. Простейшая схема позволяет формировать импульсы по каждому из переходов нулевого уровня сигналами \sin и \cos , и за 1 период биений встречных волн формируется 4 импульса. В нашем случае геометрическое значение равно 3,333", соответственно $k = 0,85$ ".

Используя более сложные схемы так называемого домера фазы, величину дискрета можно сделать практически любой, и предел ее уменьшения будет определяться стабильностью используемого тактового генератора. Для практической же реализации важно, чтобы вклад в ошибку определения азимута от k был много меньшим вклада от смещения нуля.

Относительная величина нестабильности масштабного коэффициента $\Delta k/k$ определяется точностью заводской калибровки, изменением длины периметра в диапазоне температур, изменением коэффициента преломления активной среды от температуры, вкладом захвата встречных волн.

Масштабный коэффициент определяется на поворотном столе, имеющем точную отсечку угла поворота на угол, кратный 360° . Для исключения собственного дрейфа ЛГ, а также части дрейфа, линейной от времени, выполняют нечетное число оборотов по часовой стрелке и против [25].

В этом случае погрешность определяется по формуле

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta \psi}{\psi} + (1 - \cos \xi), \quad (55)$$

где $\Delta \psi$ – ошибка отсечки угла поворота, ψ – угол поворота, ξ – угол между измерительной осью ЛГ и нормалью к поворотному столу. При типичном значении $\Delta \psi = 10''$, $\psi = 720^\circ$, $\xi = 0,5^\circ$ $\Delta k/k = 4 \cdot 10^{-5}$ отн. ед.

Применение современного стола, позволяющего измерить угол ξ с точностью $10''$, дает возможность уменьшить $\Delta k/k$ до $2 \cdot 10^{-6}$ отн. ед.

Изменение длины периметра определяется КТР применяемого материала. В этом случае $\Delta k/k$ определяется по формуле

$$\frac{\Delta k}{k} = KTR \max(T - 25), \quad (56)$$

где $\max(T - 25)$ – максимальная разница между температурой ЛГ и нормальными климатическими условиями, в которых было произведено измерение масштабного коэффициента.

Для ситалла $KTR = 1,5 \cdot 10^{-7}$ отн. ед/ $^\circ\text{C}$, $\max(T - 25) = 50^\circ\text{C}$, поскольку при $T = -20^\circ\text{C}$ КТР ситалла меняет знак. Соответственно $\Delta k/k = 7,5 \cdot 10^{-6}$ отн. ед.

Влияние изменения масштабного коэффициента от параметров активной среды рассмотрено в [10]. Изменение коэффициента преломления и соответственно изменение масштабного коэффициента от параметров активной среды в первом приближении описывается формулой

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{c^2 G_o}{2\sqrt{\pi} L v_o} \left\{ \frac{4c^2 \Delta v^2}{v_o^2 (u + \Delta u)^2} + \sqrt{\pi} c \gamma_{ab} / v_o (u + \Delta u) e^{-\left[\frac{c \Delta v}{v_o (u + \Delta u)} \right]^2} \left[1 - \left(\frac{c \Delta v}{v_o (u + \Delta u)} \right)^2 \right] \right. \\ \left. - \frac{4c^2 \Delta v^2}{v_o^2 u^2} + \sqrt{\pi} c \gamma_{ab} / v_o u e^{-\left(\frac{c \Delta v}{v_o u} \right)^2} \left[1 - \left(\frac{c \Delta v}{v_o u} \right)^2 \right] \right\} \frac{1}{u}, \quad (57)$$

где Δu – максимальное изменение тепловой скорости движения атомов неона в рабочем диапазоне температур, γ_{ab} – величина однородного уширения контура усиления, мало меняющаяся от температуры.

Исходя из (45) для Δu запишем приближенное выражение:

$$\Delta u \approx \frac{u}{2} \left(\frac{\Delta T_{sup}}{T_{supo}} \right)^2, \quad (58)$$

где $\Delta T_{зир}$ – максимальное изменение рабочей температуры гироскопа.

Тогда зависимость масштабного коэффициента лазерного гироскопа от температуры из (53) и (54) можно записать в виде:

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{c^3 G_0}{2\sqrt{\pi} L v_0 u^2} \left\{ \frac{4c\Delta v^2}{v_0^2 u \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T_{зир}}{T_{зир0}} \right)^2 \right]^3} + \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T_{зир}}{T_{зир0}} \right)^2 \right]^2} e^{-\left[\frac{c\Delta v}{v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T_{зир}}{T_{зир0}} \right)^2 \right] u} \right]^2} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[1 - \left[\frac{c\Delta v}{v_0 u \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T_{зир}}{T_{зир0}} \right)^2 \right]} \right]^2 \right] - \frac{4c\Delta v^2}{v_0^2 u} - \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{v_0} e^{-\left(\frac{c\Delta v}{v_0 u} \right)^2} \left[1 - \left(\frac{c\Delta v}{v_0 u} \right)^2 \right] \right\}. \quad (59)$$

На рис. 11 приводятся результаты измерения масштабного коэффициента зеemanовского лазерного гироскопа в диапазоне температур от -50 до $+60$ °С.

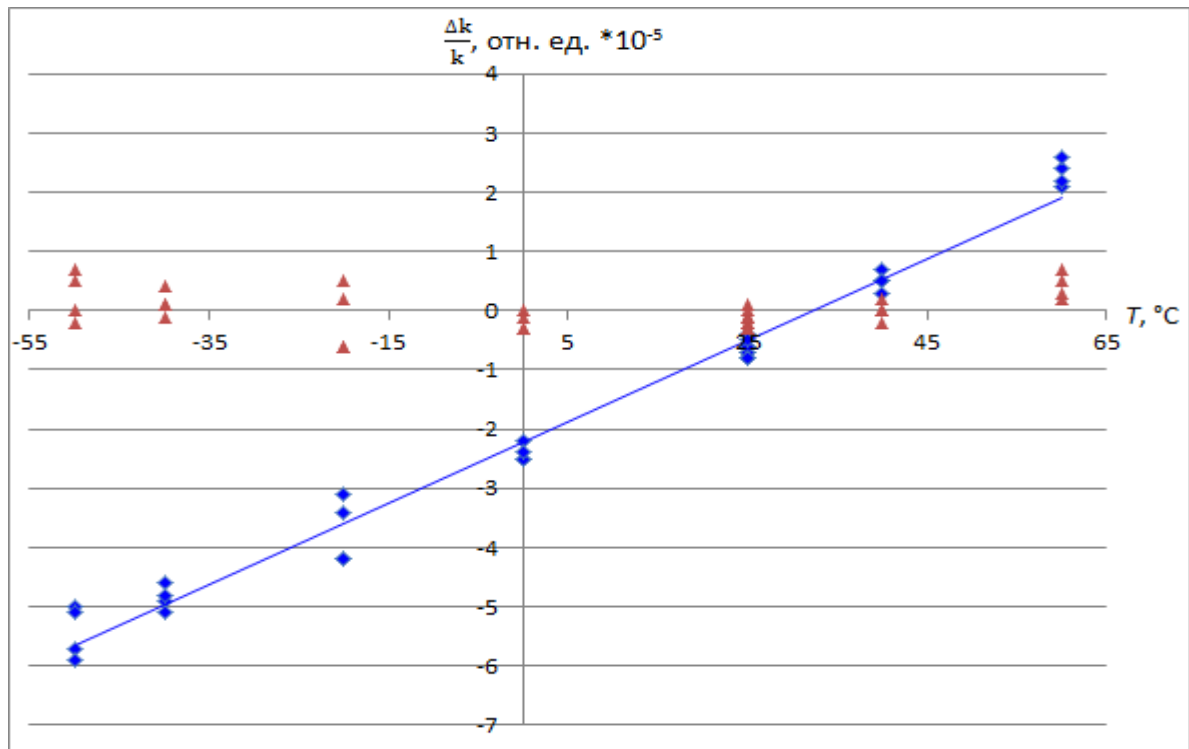


Рис.11. Температурная зависимость погрешности масштабного коэффициента и ее аппроксимация:

ромбики – экспериментальные точки, линия – аппроксимирующая функция, треугольники – остаточная ошибка после аппроксимации

Для зеемановского кольцевого лазера $T_{гиро}=300\text{К}$, $\Delta T_{гир}=60\text{К}$, $G_0=0,02$, $L=0,16\text{ м}$, $\nu_0=4,74\cdot 10^{14}\text{ Гц}$, $\Delta\nu=10^8\text{ Гц}$, $G_0=1,02$, $\gamma_{ab}=8\cdot 10^7\text{ Гц}$. Тогда для изотопов неона-20 и неона-22 (средняя масса атома $3,47\cdot 10^{-26}\text{ кг}$), используемых в зеемановских лазерных гироскопах, получим:

$$u \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{3,47 \cdot 10^{-26}}} = 488,48 \text{ м/с},$$

$$\frac{\Delta k}{k} \approx 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ отн.ед.}$$

Отметим, что последние две зависимости жестко детерминированы с температурой окружающей среды. Поэтому измерение зависимости масштабного коэффициента от температуры окружающей среды на современном поворотном стенде, оснащенный камерой тепла и холода, позволяет уменьшить эти ошибки до точности измерения стола.

При точности стола 5" измерение масштабного коэффициента за 2 оборота (720°) осуществляется с погрешностью до $2 \cdot 10^{-6}$ отн. ед.

Влияние захвата на масштабный коэффициент описывается формулой (16) и для $\Omega_L = 100\text{ Гц}$, $A = 60000\text{ Гц}$ $\Delta k/k = 1,5 \cdot 10^{-6}$ отн. ед.

Таким образом, суммарное значение $\Delta k/k$ сейчас составляет величину менее $7,5 \cdot 10^{-5}$ отн. ед., теоретический предел же находится на уровне $1 \cdot 10^{-5}$ отн. ед.

Используя выражение (6) и полученные ранее значения, оценим точность измерения угловой скорости вращения Земли зеемановским кольцевым лазером и ее теоретический предел.

Легко получить, что точность $\Delta\Omega_3 = 0,017^\circ/\text{ч} + 15,04 \cdot 7,5 \cdot 10^{-5}^\circ/\text{ч} + 0,0014^\circ/\text{ч} \approx 0,019^\circ/\text{ч}$ и соответственно $\Delta\gamma_{\Omega_{III}} = 12,8'$ при $\varphi=70^\circ$.

Технически достижимый предел может быть оценен как $\Delta\Omega_3 = 0,002^\circ/\text{ч} + 15,04 \cdot 1 \cdot 10^{-5}^\circ/\text{ч} = 0,0022^\circ/\text{ч}$ и соответственно $\Delta\gamma_{\Omega_{III}} = 1,44'$ при $\varphi=70^\circ$.

4. Физические причины изменения положений базовых поверхностей. Выбор оптимальной схемы и алгоритма температурной коррекции

Существуют две причины возникновения геометрических ошибок – неточность определения поправок к расчетным (конструктивным) направлениям измерительных осей гироскопа и акселерометров и изменения положения осей и базовых плоскостей при изменении температуры.

Ошибка определения угла 180° между положениями "3" и "4" определяется точностью используемого при изготовлении поворотной платформы мерительного инструмента и люфтом фиксатора. Поскольку мерительный инструмент имеет ошибки в несколько угл.с, основной вклад дает именно люфт фиксатора, определяемый как отношение биений шарика фиксатора к радиусу поворотной платформы. Кроме того, в систематическую

ошибку входит угол между направлением ОЧ ЛГ в первом положении и ИО ГК. Поскольку данный угол вычисляется путем многократных измерений направления ИО ГК на Север и Юг, систематическая составляющая ошибки измеряется и остается только сумма ошибки аттестации направления Север-Юг на рабочем месте, где производятся измерения и шумовой ошибки, равной точности ЛГК, деленной на корень из числа проведенных измерений. Поскольку точность аттестации должна быть в 10 раз лучше точности самого ЛГК, необходимо провести 100 последовательных измерений, 50 Север и 50 Юг. Ошибка же аттестации рабочих мест обычно не хуже 20".

При биениях прецизионного подшипника 0,015 мм и радиусе платформы 120 мм нетрудно получить, что ошибка фиксатора не более 26", а суммарная ошибка не превышает 1'.

Оценим теоретический предел этой ошибки. Аттестацию рабочего места можно провести с точностью до 10", радиус платформы увеличить до 150 мм и применить особо точные подшипники с лимитированными биениями до 0,01 мм. Тогда данный вид ошибки может быть снижен до 20".

Исследуем влияние ошибок измерения углов между измерительными осями гироскопов, акселерометров и плоскостью вращения поворотной платформы. Отметим, что благодаря развороту на 180°, неточность измерения углов между плоскостью вращения и измерительными осями гироскопа и акселерометров, а также между измерительными осями акселерометров и измерительной осью гироскопа, значения не имеет. Однако точность измерения отклонения угла между измерительными осями акселерометров от 90° входит в ошибку определения наклонов платформы, а через нее в ошибку определения азимута согласно формуле (15). Точность определения угла между измерительными осями акселерометров определяется точностью применяемого оборудования и шумовой составляющей сигнала акселерометра.

Оценим ошибку определения угла $\hat{\alpha}_2 - \Delta \hat{\alpha}_2$. Применяемый поворотный стол и уровень позволяет создавать наклоны с точностью 20", шумовая составляющая смещения нуля акселерометра в стационарном состоянии равна $1 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$, что в сумме обеспечивает $\Delta \hat{\alpha}_2$ не более 30".

Оценим теоретический предел данной ошибки. Используя лучшие столы и уровни с точностями 1", ошибку измерения $\hat{\alpha}_2$ можно ограничить только шумовой составляющей смещения нуля акселерометра, которая для лучших акселерометров (типа АК-6) [29, 31-33] $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$, то есть до 10".

Рассмотрим температурную нестабильность углов. Точность угла между положениями "3" и "4" не меняется, поскольку поворотная платформа изготовлена из однородного материала и угловое положение пазов не меняется. Что же касается фиксатора, то величина биений меняется как произведение диаметра оси прецизионного подшипника на разность КТР материалов оси и обоймы подшипника. Учтем, что диаметр оси равен 10 мм, разница КТР не более $5 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$, то есть изменение люфта составляет не более $5 \cdot 10^{-5} \text{ мм/}^\circ\text{C}$ или $0,09 \text{ }^\circ\text{C}$. С учетом, что максимальное изменение температуры относительно НКУ не более 75 °C, максимально изменение люфта составляет не более 7".

Таким образом, неточность поворота на 180° может быть определена как сумма квадратов случайной и температурной погрешности и равна $\sqrt{(60)^2 + (7)^2} = 60,4''$. Теоретический предел погрешности поворота на угол 180° равен $\sqrt{(20)^2 + (7)^2} = 21,2''$.

Изменение от температуры угла $\hat{\Delta}_{12}$ определяется изменением положения осей акселерометров, в основном, ориентацией плоскости движения маятника. Данная величина у применяемого АК5-50М составляет $1''/^\circ\text{C}$, т.е. до $\Delta\hat{\Delta}_{12}=70''$ во всем температурном диапазоне [30], причем гистерезис составляет до 30% этой величины.

Оценим теоретический предел данной ошибки. Если использовать температурную аппроксимацию угла $\Delta\hat{\Delta}_{12}$ медианной линии (как это показано на рис.12) величину ошибки по углу $\hat{\Delta}_{12}$ можно уменьшить до $10''$. Для акселерометра АК-6 данная величина еще меньше – $5''$ ($2,42 \cdot 10^{-5}$ рад).

Оценим ошибку определения угла $\hat{\Delta}_{12}$ между осями акселерометров. В настоящее время величина $\Delta\hat{\Delta}_{12} = \sqrt{(30)^2 + (70)^2} = 76,2''$ Теоретический предел погрешности $\Delta\hat{\Delta}_{12}$ равен $\sqrt{(20)^2 + (5)^2} = 20,6''$.

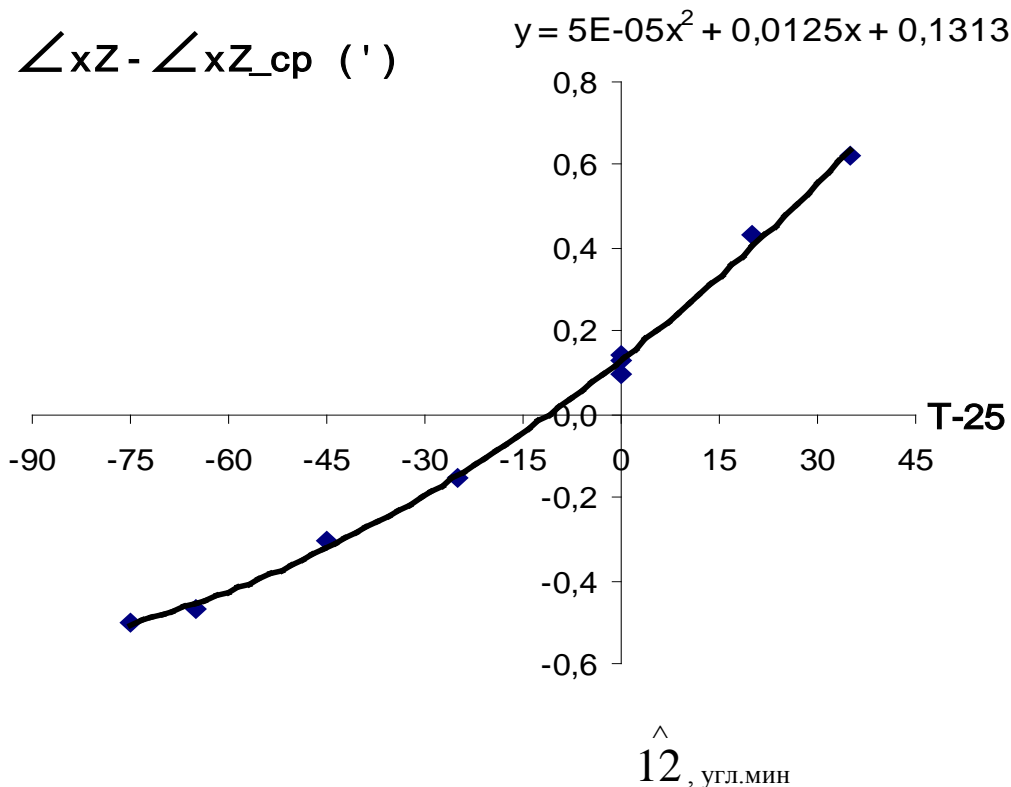


Рис. 12. Зависимость угла между осями чувствительности акселерометров 1 и 2 от температуры

5. Физические причины ошибок определения углов к плоскости горизонта. Выбор оптимальной схемы и алгоритма температурной коррекции

Согласно (13) ошибка определения азимута из-за неточности измерения наклонов зависит от шумовой составляющей смещения нуля акселерометров и неточности определения угла между акселерометрами.

Смещение нуля акселерометра зависит от температуры акселерометра (см. рис. 13) [28, 31-33].

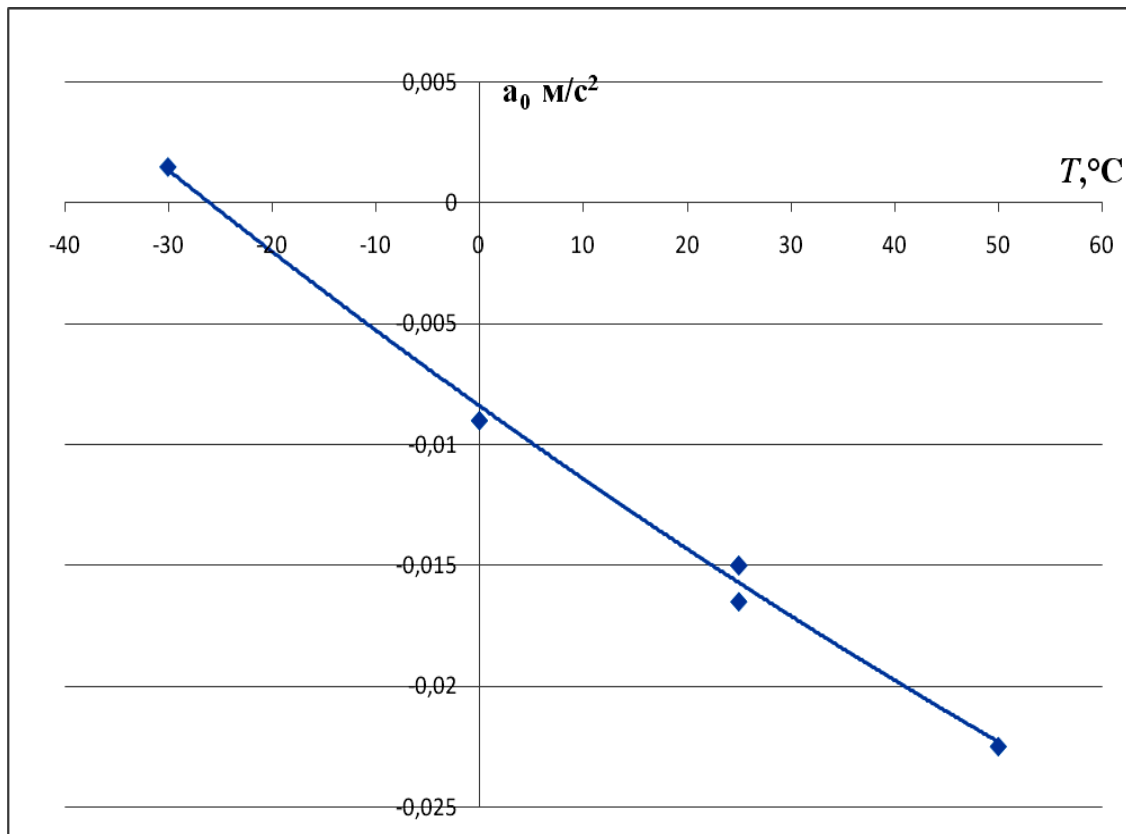


Рис.13. Зависимость смещения нуля акселерометра от температуры

Поскольку во время гироскопирования начальная температура акселерометра не меняется, зависимость смещения нуля от самопрогрева носит детерминированный характер и хорошо описывается полиномом второго порядка от изменения температуры акселерометра T_a :

$$a_o = A_a \Delta T_a^2 + B_a \Delta T_a + C_a. \quad (60)$$

Шумовая составляющая смещения нуля акселерометров при проведении измерения в течение времени T в двух развернутых на 180° положениях и с учетом, что $\tau_a \approx T \ll \tau_{гир}$, равна:

$$\Delta a_o = \frac{\int_0^T \left\{ A_a \left[A_{Ta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right) + \frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} \right]^2 + B_a \left[A_{Ta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right) + \frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} \right] \right\} dt}{2T} - \frac{\int_T^{2T} \left\{ A_a \left[A_{Ta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right) + \frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} \right]^2 + B_a \left[A_{Ta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right) + \frac{A_{гир} t}{\tau_{гир}} \right] \right\} dt}{2T} \approx \frac{1}{T} \left[\frac{\tau_a}{4} A_a A_{Ta}^2 \left(1 - e^{-\frac{2T}{\tau_a}} \right)^2 + \right. \\ \left. + (2A_a A_{Ta} + B_a) \left(\tau_a A_{Ta} \left(e^{-\frac{T}{\tau_a}} - 1 \right) - \frac{A_{гир} T^2}{2\tau_{гир}} \right) + A_a \frac{A_{гир}}{\tau_{гир}} A_{Ta} \tau_a \left[2e^{-\frac{T}{\tau_a}} (T + \tau_a) - \tau_a \right] \right] \quad (61)$$

Таким образом, шумовая составляющая смещения нуля акселерометров зависит от времени измерения T , точнее от соотношений $T/\tau_{гир}$ и T/τ_a .

При малых временах измерения $T \ll \tau_a$ Δa_o равно:

$$\Delta a_o \approx -(2A_a A_{Ta} + B_a) \frac{A_{гир} T}{2\tau_{гир}} + A_a \frac{A_{гир}}{\tau_{гир}} A_{Ta} \frac{\tau_a^2}{T} \approx \frac{A_{гир}}{\tau_{гир}} \left(A_a A_{Ta} \frac{\tau_a^2}{T} - \frac{B_a}{2} T \right). \quad (62)$$

При $T \gg \tau_a$ Δa_o равно:

$$\Delta a_o \approx -\frac{7\tau_a}{4T} A_a A_{Ta}^2 - \frac{A_{гир} T}{2\tau_{гир}} (2A_a A_{Ta} + B_a). \quad (63)$$

Как хорошо видно на рис.15, при $T \rightarrow 0$ шумовая составляющая смещения нуля акселерометра стремится к ∞ , а при больших T – медленно возрастает, (отметим, что на рис.14 из-за более крупного масштаба по временной оси начальный участок не различим во всех деталях).

Однако время измерения выбирается исходя из ошибок гироскопа, а не акселерометра, поэтому в общем случае следует пользоваться формулой (61).

Оценим шумовую ошибку акселерометра. $A_a = 0,000001 \text{ м/с}^2 \cdot ^\circ\text{C}^2$, $B_a = 0,000307 \text{ м/с}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ (как видно из рис. 13), $A_{Ta} = 8 \text{ }^\circ\text{C}$, $A_{гир} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $\tau_a = 4 \text{ мин}$, $\tau_{гир} = 40 \text{ мин}$. Для типового времени $T = 5 \text{ мин}$ ошибка равна $0,002 \text{ м/с}^2$ (рис. 14). Минимальное же значение равно 0 и соответствует времени измерения $1,8 \text{ с}$ (рис.15).

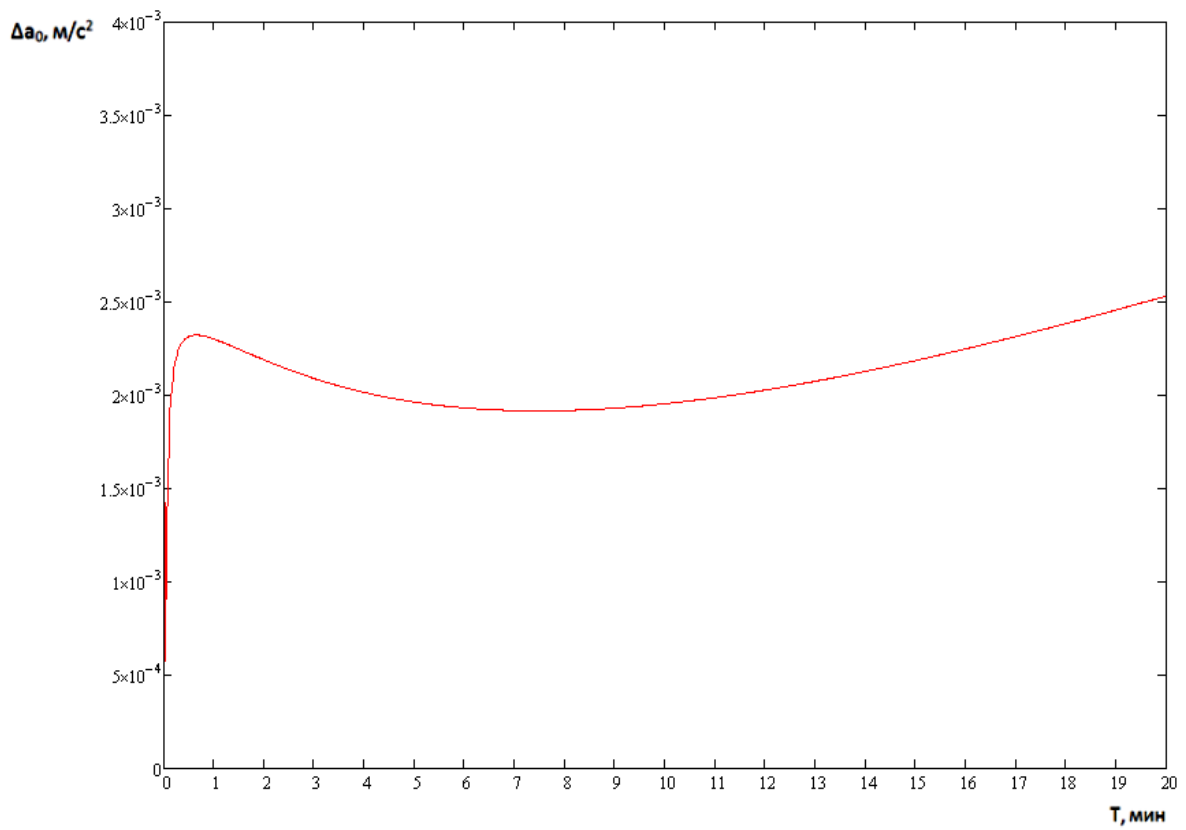


Рис.14. Зависимость шумовой ошибки акселерометра от времени измерения для $T=20$ мин

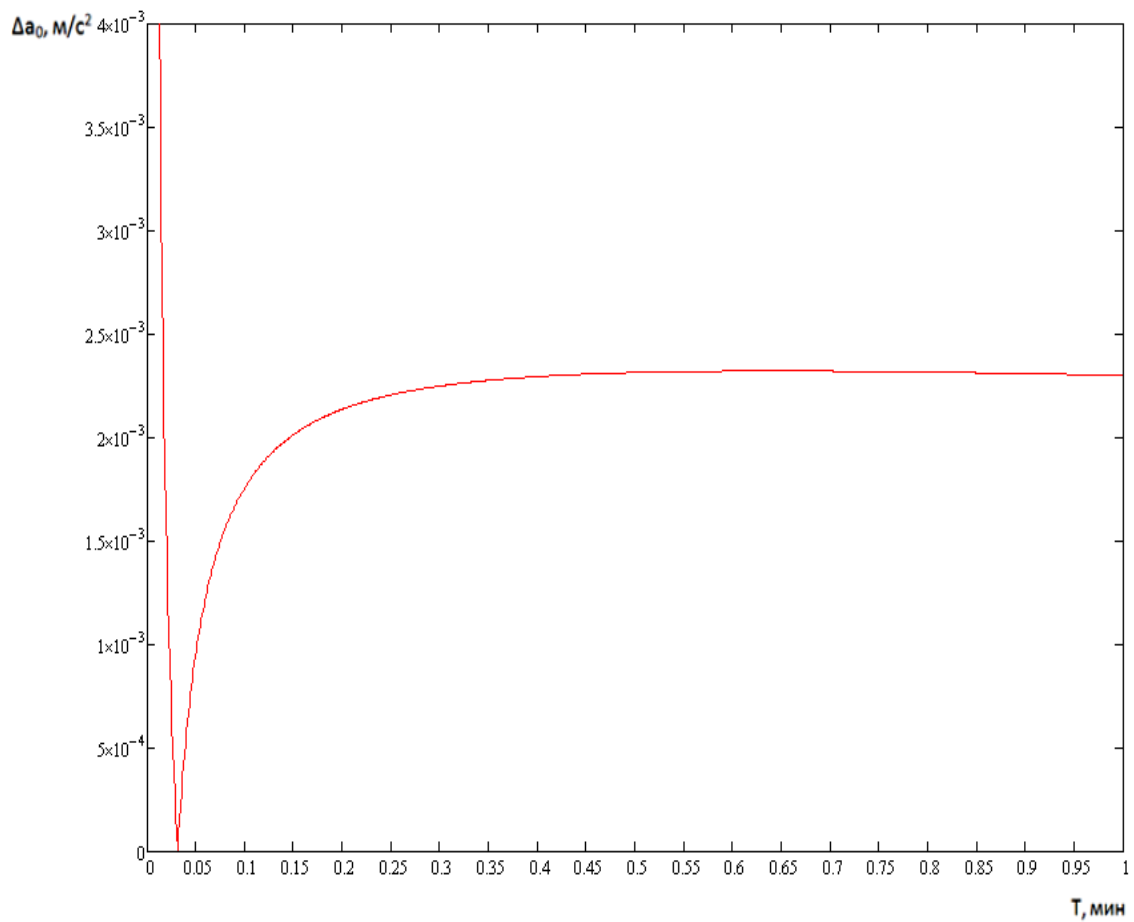


Рис.15. Зависимость шумовой ошибки акселерометра от времени измерения для $T < 1$ мин

6. Сравнение с экспериментальными результатами и количественная оценка предельно достижимой технической точности гироскопа с использованием зеемановского кольцевого лазера

Исходя из результатов для составляющих ошибки определения азимута, полученных выше по формуле (10), рассчитаем достигнутый уровень точности гироскопа с использованием зеемановского лазерного гироскопа. Поскольку $\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ли}}} = 12,8'$, $\Delta\gamma_{\varphi} = 2,9''$, $\Delta\gamma_a = 2,5'$, $\Delta\gamma_{\text{п}} = 1'$, на широте $\varphi = 70^\circ$ получим:

$$\Delta\gamma = \sqrt{(12,8')^2 + (2,9'')^2 + (2,5')^2 + (1')^2} \approx 13'.$$

Из результата видно, что в настоящее время точность определения азимута полностью определяется ошибкой, связанной с лазерным гироскопом.

Сравним полученные результаты с экспериментальными данными, полученными на четырех образцах лазерных гироскопов ЛГК-4, которые приведены в табл. 1. Измерения проводились на широте Москвы – $55,6^\circ$. Подставив это значение φ в формулы (10), (12), (13), (15), получим $\Delta\gamma_{\Omega_{\text{ли}}} = 7,8'$, $\Delta\gamma_{\varphi} = 1,8''$, $\Delta\gamma_a = 1,3'$, $\Delta\gamma_{\text{п}} = 1'$ и, соответственно, ожидаемая ошибка определения азимута $\Delta\gamma = 7,9'$.

Результаты измерений и рассчитанные значения погрешностей.

Таблица 1

| № образца ЛГК-4 | Истинный азимут | Измеренные значения азимута | Погрешность измерения | Средняя квадратичная погрешность измерения | Средняя погрешность измерения | Максимальная погрешность измерения |
|-----------------|-----------------|--|----------------------------|--|-------------------------------|------------------------------------|
| 1 | 231° 56' | 231° 49' 232° 01' 232° 00' 231° 47' 231° 57' | 7' 5' 4' 9' 1' | 6,6' | 5,4' | 9' |
| 2 | 232° 02' | 232° 07' 232° 10' 231° 56' 232° 54' 232° 01' | 5' 8' 6' 8' 1' | 6,9' | 5,6' | 8' |
| 3 | 231° 56' | 231° 57' 231° 56' 231° 58' 232° 57' 231° 54' | 1' 0' 2' 1' 2' | 1,6' | 1,2' | 2' |
| 4 | 232° 02' | 232° 02' 231° 58' 232° 09' 232° 03' 231° 59' | 0' 4' 7' 1' 3' | 4,3' | 3,0' | 7' |
| | | Среднее значение | | 4,9' | 4,9' | 7,3' |

Измерения четырех гироскопов проводились при двух близких значениях азимута, который был определен с точностью $\pm 1'$. Отклонения от плоскости горизонта составляли в разных измерениях до $\pm 5^\circ$.

Расчетная величина оказалась равна максимальной ошибке. Это означает, что предположение о независимости составляющих погрешности определения азимута в формуле (10) получило экспериментальное подтверждение и приведенные расчетные формулы верно оценивают точность прибора, исходя из предложенной модели ошибок.

Рассчитаем предельно возможную минимальную ошибку гироскопа на зеемановском лазерном гироскопе.

В теоретическом пределе $\Delta\gamma_\varphi$ равна 0, поскольку широта может быть определена с точностью до нескольких сотых угловой секунды с помощью спутниковых дифференциальных методов измерения или путем привязки к геодезическим знакам.

Величина $\Delta\gamma_\pi$, как это было показано выше, может быть уменьшена до 22".

Ошибка, связанная со смещением нуля акселерометра $\Delta\gamma_a$ и определением наклонов, рассчитывается по формуле (15). Как видно из рис.15, выбором времени измерения T можно добиться величины Δa_0 , равной нулю. Тогда $\Delta\gamma_a$ будет определяться только погрешностью угла. Для широты места 70° и наклонов до 10° получим значение:

$$\Delta\gamma_a = \frac{10^0 0,0000242}{57,3} \operatorname{tg} 70^\circ \operatorname{рад} = 1,2 \cdot 10^{-5} \operatorname{рад} = 2,4''.$$

Предельно малая ошибка, связанная с дрейфом гироскопа $\Delta\gamma_{\Omega_{ш}}$, рассчитывается по формуле (12), исходя из уровня квантовых шумов, и равна 1,33'. Тогда в достижимом техническом пределе на широте места 70° и при наклонах до 10° ошибка равна:

$$\Delta\gamma_{\text{теор.}} = \sqrt{(1,33')^2 + (2,4'')^2 + (22'')^2} = 1,34'.$$

Заключение

Как показывает проведенное исследование, оптимальная схема предполагает применение одного лазерного гироскопа и двух акселерометров, переключение поляризации мод генерации и реверс осей чувствительности гироскопов и акселерометров, причем должно быть проведено 3 непрерывных измерения в двух противоположных положениях. Данное решение обеспечивает компенсацию магнитной и большей части немагнитной составляющих дрейфа гироскопа, а также компенсацию смещений нулей акселерометров.

Для предложенной схемы гироскопа выделены четыре независимых составляющих ошибки гироскопирования, рассмотрены физические причины и выведены аналитические формулы для расчета каждой из них. Основной вклад в ошибку вносит немагнитный дрейф гироскопа, прежде всего явление захвата (90% ошибки). Рассмотрение так называемых квазинемагнитных дрейфов показало, что предложенная схема измерения, при выборе оптимального времени интегрирования, позволяет практически полностью компенсировать влияние нестабильностей электронных блоков – БЧП, СРП, БСТ и источника питания. С использованием современной цифровой техники можно существенно уменьшить влияние захвата на измерение малых угловых скоростей и приблизить ошибку гироскопа к квантовому порогу.

Вторым по значению является неточность определения наклонов, связанная с температурным дрейфом нуля акселерометров и ошибкой определения угла между ними. Показано, что существует оптимальное время интегрирования, при котором эта ошибка минимальна и важным становится точность реверса осей чувствительности гироскопа и акселерометров.

В новых работах [34, 35] предложен комплексный подход к коррекции как немагнитной, так и магнитной составляющих дрейфа зеемановского лазерного гироскопа, являющийся эффективным методом повышения точности приборов. Новые алгоритмы и программное обеспечение осуществляют температурную и временную коррекцию немагнитной составляющей дрейфа лазерного гироскопа, а также полную компенсацию магнитной составляющей дрейфа, компенсируя при этом и ложные показания кольцевого лазера в процессе переключения мод генерации методом аппроксимирующей функции.

Оценка предельно достижимой точности показывает возможность построения прецизионного гироскопа с предельной ошибкой определения азимута менее $1,4'$ при достаточно малых габаритах гироскопа.

Литература

1. Данилин В.П.. Гироскопические приборы. – М.: Высшая школа, 1965.
2. Э.Дж. Сифф, К.Л. Эммерич. Введение в гироскопию. – М.: Машиностроение, 1965.
3. Кошляков В.Н.. Теория гироскопических компасов. – М.: Наука, 1972.
4. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. – Л.: Судостроение, 1989.
5. Колбас Ю.Ю., Телегин Г.И., Скроцкий С.Г., Колчев А.Б.. Статический лазерный гироскоп. // Гироскопия и навигация. №1 (8). 1995.
6. Колбас Ю.Ю., Телегин Г.И., Скроцкий С.Г., Самойлов В.П. Применение лазерных гироскопических систем при проведении подземных работ. // Гироскопия и навигация. №1 (8). 1995.
7. Голяев Ю., Исаев А., Колбас Ю., Лантратов С., Минзар В., Телегин Г. Гироскоп на основе лазерного гироскопа с магнитооптическим управлением. // Электроника НТБ. №8. 2006.
8. Дмитриев В.Г., Голяев Ю.Д., Винокуров Ю.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В. Лазерный гироскоп повышенной точности. // Материалы 15 Международной конференции по интегрированным навигационным системам. С. Петербург, 2008.
9. Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Назаренко М.М., Тихменев Н.В., Якушев А.И.. Способ измерения угловых перемещений лазерным гироскопом. Патент РФ №2408844, от 10.01.2011 г., с приоритетом от 07.10.2010 г.
10. Ароновиц Ф. Лазерный гироскоп. В кн.: Применение лазеров. под ред. В.П. Тычинского. – М.: Мир, 1974.
11. Серегин В.В., Кукуев Р.М. Лазерные гироскопы и их применение. – М.: Машиностроение, 1990.
12. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Под ред. Ю.Л. Климонтовича. – М.: Наука, 1974.
13. Aronowitz F. In: Optical Gyros and their Application. RTO AGAR-Dograph 339, 1999, p.3-1.
14. Volk C.H., Gillespie S.C., Mark J.G., Tazartes D.A. In: Optical Gyros and their Application. RTO AGARDograph 339, 1999, p.4-1.
15. 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.
16. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. Кольцевые газовые лазеры с магнитооптическим управлением в лазерной гироскопии. // Квантовая электроника. 30. №2. 2000. С.96-104.
17. Колчев А.Б., Ларионов П.Б., Фомичев А.А. Исследование тепловых дрейфов лазерного гироскопа с магнитооптической частотной подставкой. Исследовано в России. 2006. С. 2388-2397.

18. Голяев Ю.Д., Мельников А.В., Соловьев Ю.Н., Телегин Г.И., Яременко С.О. Влияние нелинейности характеристик активной среды на стабильность выходных сигналов в квантовых приборах с автоматической стабилизацией параметров.// Электронная техника. С.11 - Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. В.1(57).
19. Курятов В.Н., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. Частотные характеристики кольцевого лазера на колеблющейся подставке.// Изв. Вузов, Сер. Радиофизика. 1968. Т.11. С. 1839.
20. Хошев И.М.. К теории кольцевого лазера со знакопеременной частотной подставкой.// Квантовая электроника. 1980. Т.7. №5. С. 953.
21. Хромых А.М.. Динамическая характеристика кольцевых лазеров с периодической частотной подставкой. // Электронная техника. С.11 - Лазерная техника и оптоэлектроника. 1990. В.1(53).
22. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Телегин Г.И. Нестабильность и нелинейность выходных характеристик волоконно-кольцевых интерферометров.// Квантовая электроника. 17. №1. 1990.
23. Голяев Ю.Д., Телегин Г.И., Толстенко К.А., Яременко С.О. Случайная ошибка кольцевого лазера со знакопеременной частотной подставкой и шумовым десинхронизирующим сигналом. // Электронная техника. С.11 - Лазерная техника и оптоэлектроника. В.4(56). 1990.
24. Хромых А.М., Якушев А.И.. Влияние пленения резонансного излучения на эффект Зеемана в кольцевом лазере.// Квантовая электроника. 1977. Т.4. №1.
25. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Соловьева Т.И., Мещеряков Б.Т. Патент РФ № 1797432, 1993.
26. Астахов К.В., Голяев Ю.Д., Дроздов М.С., Дмитриев В.Г., Колбас Ю.Ю., Соловьева Т.И., Титов А.Н., Чемерис А.И. Методы снижения чувствительности к внешним магнитным полям лазерных гироскопов на эффекте Зеемана.-3-я Санкт-Петербургская международная конференция по интегрированным навигационным системам (Санкт-Петербург, 28-29 мая 1996 г.). Сборник научных трудов. - Санкт-Петербург: ЦНИИ "Электроприбор", 1996, С.151 - 157.
27. Соловьева Т. И., Голяев Ю. Д. Магнитооптические лазерные гироскопы и системы на их основе: развитие – производство - применение // В кн.: Лазеры для мира и созидания. М.: Техносфера, 2012. С. 61-75.
28. Асе Б. А., Антипов Е. Ф., Жукова Н. М. Детали авиационных приборов. – М.: Машиностроение, 1979.
29. Акселерометр кварцевый АК-6. Сайт ОАО «Серпуховский завод «Металлист». www.szmetallist.ru.
30. Акселерометр капиллярный АК5-50М. Сайт ОАО АНПП «ТЕМП-АВИА» www.temp-avia.ru.
31. Соловьева Т. И., Томилин А. В., Трунов А. А. Исследование точностных характеристик акселерометров А-18 в режиме, соответствующем малым значениям времени готовности // Вопросы оборонной техники. Серия 9. 2011. № 3(248)-4(249). С. 63-70.

32. Голяев Ю. Д., Колбас Ю. Ю., Коновалов С. Ф., Соловьева Т. И., Томилин А. В. Исследования и сравнительные испытания акселерометров в инерциальном измерительном блоке // В кн.: Системные проблемы надежности, качества, математического моделирования и инфотелекоммуникационных технологий в инновационных проектах (ИННОВАТИКА-2012). Труды Международной конференции и Российской научной школы / Под общ. ред.: Ю. Н. Кофанов. Ч. 1. Ивантеевка МО: НИИ предельных технологий, 2012. С. 38-43.
33. Голяев Ю. Д., Колбас Ю. Ю., Коновалов С. Ф., Соловьева Т. И., Томилин А. В. Критерии выбора акселерометров для инерциального измерительного блока // Системотехника: Системные проблемы надежности, качества и информационных технологий. 2012. № 10.
34. Голяев Ю. Д., Иванов М. А., Колбас Ю. Ю., Крутиков А. П., Соловьева Т. И. Математическое и программное обеспечение для зеемановского лазерного гироскопа, работающего в квазичетырехчастотном режиме // В кн.: Системные проблемы надежности, качества, математического моделирования и инфотелекоммуникационных технологий в инновационных проектах (ИННОВАТИКА-2012). Труды Международной конференции и Российской научной школы / Под общ. ред.: Ю. Н. Кофанов. Ч. 1. Ивантеевка МО: НИИ предельных технологий, 2012. С. 32-33.
35. Голяев Ю. Д., Иванов М. А., Колбас Ю. Ю., Крутиков А. П., Соловьева Т.И. Инновационные методы повышения точности лазерных гироскопов с использованием информационных технологий // В кн.: Инновации на основе информационных и коммуникационных технологий: материалы международной научно-технической конференции / Отв. ред.: И. А. Иванов; под общ. ред.: С. У. Увайсов. М.: МИЭМ НИУ ВШЭ, 2012. С. 274-279.

Методические указания одобрены на заседании кафедры «Кибернетики» (протокол №8 от 04.09.2013 г.) и могут быть рекомендованы магистрам, обучающимся по магистерским программам «Лазерные интеллектуальные навигационные системы», «Системы управления и информации в инженерии»

Зав. кафедрой «Кибернетики»

д.т.н., профессор

/В.Н.Афанасьев/

Учебное издание

Лазерный гирокомпас на зеемановском кольцевом лазере

Составители: ГОЛЯЕВ Юрий Дмитриевич, КОЛБАС Юрий Юрьевич,
СОЛОВЬЕВА Татьяна Ивановна

Редактор Е.С. Резникова
Технический редактор О.Г. Завьялова

Подписано в печать 19.11.2013.

Формат 60x84/16.

Бумага офсетная №2. Ризография. Усл. печ. л. 2,75. Уч.-изд. л. 2,47.

Изд. № 55. Тираж 50 экз. Заказ 153. Бесплатно.

Московский институт электроники и математики Национального
исследовательского университета «Высшая школа экономики».

109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер., 3/12.

Редакционно-издательский отдел Московского института электроники и
математики Национального исследовательского университета «Высшая школа
экономики». Участок МИЭМ типографии НИУ ВШЭ.

113054, Москва, ул. М. Пионерская, 12.