УДК 681.7.069.24: 53.088

Определение газовых потоков активной среды лазерного гироскопа

Б. В. Мелкумян

Предложен метод неразрушающего контроля газовых потоков активной среды кольцевого лазера, обусловленных неоднородным тепловым полем в кольцевом резонаторе. Скорость потока определяется через измеряемые величины: эффективную частоту возбуждения электрическим полем, эффективную частоту теплового ухода возбуждённых атомов на стенки разрядной трубки, температуру внешней стенки активной среды и среднюю температуру в корпусе кольцевого лазера. Предлагаемая физическая модель нагрева среды позволяет повысить точность лазерного гироскопа.

PACS: 07.60.Yi; 06.90.+v; 52.90.+z

Ключевые слова: активная газовая среда, радиус активной среды, тепловые потоки, частота возбуждения, частота теплового ухода на стенки, систематические погрешности лазерного гироскопа.

Введение

Существенными преимуществами лазерного гироскопа перед механическим гироскопом с вращающейся массой являются его небольшая стоимость и теоретически высокое быстродействие для практических систем. В публикациях, современных представляемым исследованиям, отсутствуют работы по обеспечению необходимого быстродействия и точности, а также по исключению влияния на выходной сигнал лазерного гироскопа (ЛГ) нестационарных систематических погрешностей и обеспечению его быстродействия в реальном масштабе времени.

С другой стороны, известно, что выходная частота излучения непрерывного линейного лазера устанавливается даже в стационарных условиях в течение длительного времени, а именно, от 20 минут до 3 часов для различных типов лазеров [1]. В частности, измерения частоты непрерывного газового лазера в стационарных условиях проводят только после прохождения времени установления частоты генерации [2]. Поэтому выходной сигнал чувствительного элемента лазерного гироскопа, пропорциональный частоте генерации активной среды [3], имеет нестационарную систематическую ошибку с той же значительной величиной времени установления.

Мелкумян Баграт Владимирович, профессор.
Московский университет им. С. Ю. Витте.
Россия, 115432, Москва, Кожуховский 2^{й} проезд, 12.
Тел. +7 (495) 783-68-48. E-mail: bgo@bk.ru

Статья поступила в редакцию 21 декабря 2015 г.

© Мелкумян Б. В., 2016

Проводимые до наших работ исследования можно разделить на две группы: это формальные математические модели систематической погрешности ЛГ, когда задаётся полиномиальная зависимость, после чего определяются эмпирические коэффициенты, например, как в [4—6], и методы динамической компенсации, обсуждённые в [7].

Методы «динамической компенсации» основаны на использовании зависимых от температуры элементов в обратной связи выходного сигнала. Оба метода требуют измерений выходного сигнала ЛГ в стационарных условиях для определения формальных коэффициентов в модели ошибок и для определения характеристик элементов, зависящих от температуры. При этом измерения необходимо было повторять, а параметры должны автоматически настраиваться для каждого случая, что не очень целесообразно для практических разработок.

Целью данной работы являлось исследование влияния теплового режима плазмы на выходной сигнал ЛГ по методике [8]. Предлагаемые расчёты могут быть использованы в методах неразрушающего контроля для определения и компенсации действия различных потоков активной среды, усредненных по сечению разрядной трубки.

Дрейф нуля при движении активной среды

Рассматривается влияние неравномерно разогретой среды газового лазера, причем без изменения размеров резонатора, на выходной сигнал ЛГ. Эффекты затягивания мод, конкуренции мод и радиационного захвата [1, 2, 7] не рассматриваются, поскольку дрейф нуля, или длительное изменение выходного сигнала неравномерно разогретого блока газового лазера, в том числе и линейного,

экспериментально наблюдается в режиме одной моды, при контролируемом периметре резонатора, независимо от направления измеряемой угловой скорости, постоянно действующей на ЛГ. Здесь мы обсуждаем систематические погрешности ЛГ, которые обычно меньше, чем 0,1 %.

Каждая компонента активной среды (электроны, ионы, возбуждённые нейтральные атомы) имеет собственные оптические свойства и вносит свой вклад в нестабильность выходного сигнала ЛГ. Можно показать [9], что при постоянных концентрациях электронов и ионов в активной среде и при малой частоте электрон-ионных столкновений эффект Френеля увлечения света движущейся средой определяется лишь нейтральными возбужденными атомами. Далее рассматриваем только столкновения электронов с нейтральными возбужденными атомами.

Атомы в основном состоянии. Поток невозбуждённого газа вдоль одного из противоположно распространяющихся в кольцевом резонаторе лучей (1 и 2) приводит (за счёт изменения фазы каждого луча на элементе длины dl контура резонатора кольцевого лазера) к изменению эффективного оптического пути каждого из лучей. Разность частот двух лучей в зависимости от скорости потока среды [7] определяется следующим выражением:

$$\Delta(\nu_u) = (2/\lambda L)\cdot\oint u\left(n^2-1\right)dl, \qquad (1)$$

где L — оптический путь вдоль осевого контура резонатора кольцевого лазера; λ — длина волны генерации. Эта френелевская разность частот определяется аддитивной добавкой к масштабному коэффициенту ЛГ [3], она не зависит ни от угловой скорости вращения объекта, ни от площади контура резонатора и мала для разреженных газов.

Возбуждённые атомы. При движении атомов в возбуждённом состоянии скорость возбуждённого атома (ν_l), движущегося вдоль (по или против) направления излучения l, определяется скоростью u направленного движения атомов по l и случайной тепловой скоростью вдоль того же направления $(\nu_T)_l$. Для возбуждённых атомов — источников излучения — верен эффект Доплера:

$$\frac{\nu}{\nu_0}-1=\frac{\nu_l}{c}=\frac{(\nu_T)_l}{c}+\frac{u}{c}, \qquad (2)$$

где ν_0 — частота излучения атомов, которые не двигаются вдоль направления l.

Скорость u направленного движения атомов определяет соответствующую среднюю по ансамблю величину частоты излучения атомов

$$\overline{\nu(u)}=\nu_0\cdot\left(1+(u/c)\right). \qquad (3)$$

Показатель преломления и дисперсия невозбуждённого газа не оказывают [3] существенного влияния на (3). *Поправочный коэффициент* $\Xi(t)$ для зависимого от потока активной среды дрейфа нуля выходного сигнала ЛГ определится следующим выражением:

$$\Xi(t)=\left(1-u(t)/c\right). \qquad (4)$$

Величина (4) определит для скомпенсированного выходного сигнала $\Delta\nu_0$ соотношение:

$$\Delta\nu_0 = M\cdot\Xi(t)\cdot\Omega, \qquad (5)$$

где M — реальный масштабный коэффициент ЛГ, а Ω — измеряемая угловая скорость.

На рис. 1 представлена структурная схема ЛГ с квадратным лучевым контуром на основе кольцевого He─Ne-лазера. Здесь использованы обозначения: A_1, A_2 — аноды двух противоположно направленных разрядных промежутков; B — ситалловый (СО115М) моноблок ЛГ в разрезе, в центре блока установлено устройство частотной подставки; C — катод; E — блок питания; PTS — система регулировки периметра лучевого контура; R_1 R_2 — балластные сопротивления; SPU — блок преобразования сигналов; T_0, T_1, T_2, T_3, T_4 — термодатчики для компенсации систематической погрешности ЛГ от дрейфа лазерно-активных атомов.

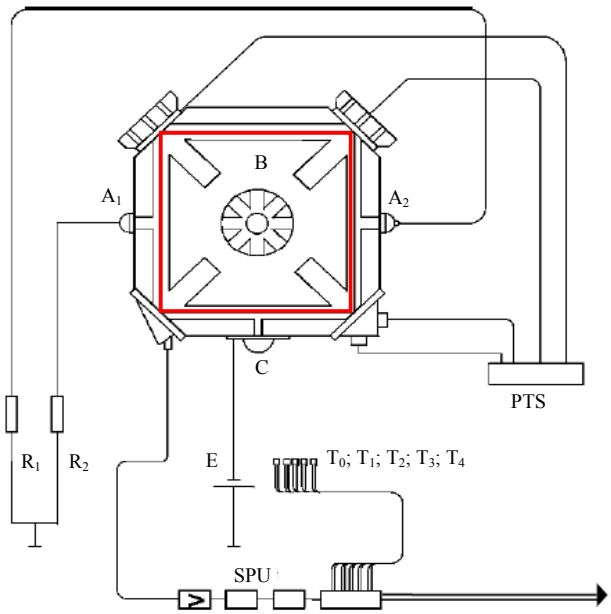

Рис. 1. Структурная схема лазерного гироскопа.

Исследуемый ЛГ (по рис. 1) имел площадь контура резонатора S = 7×7 см^2, разрядный канал заполнялся неон-гелиевой смесью (от 1:7 до 1:10) с превышением гелия, при общем давлении в единицы Торр. Состав активного газа Ne^{20} : Ne^{22} = 1 : 1.

Реальный контур линии усиления кольцевого газового лазера

В случае двухизотопной смеси гелий-неонового кольцевого газового лазера доплеровская линия усиления определяется излучением изотопов неона двух типов: Ne^{20} и Ne^{22}, а форм-фактор определяется нормированной по всей оси частот функцией

$$f(\nu)=\frac{p_1}{(p_1+p_2)}\cdot f_1(\nu)+\frac{p_2}{(p_1+p_2)}\cdot f_2(\nu), \qquad (6)$$

где p_1, p_2 — это парциальные давления газов Ne^{20} и Ne^{22} соответственно.

Для каждой практической разработки необходимо построить форм-фактор линии усиления и представить активную среду ЛГ в виде композиции различных газов в межэлектродных промежутках (A_1; C) и (C; A_2) вдоль оси Z контура резонатора, с различными концентрациями $n_{1,2}(z)$, скоростями, температурами и электрическими полями. При этом необходимо нормировать функцию (7):

$$\begin{aligned} f(z,\nu)=K_1\cdot n_1(z)\cdot\left[\frac{p_1}{(p_1+p_2)}\cdot\exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_{11}}{\nu_{T11}}\right)^2\right)+\frac{p_2}{(p_1+p_2)}\cdot\exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_{12}}{\nu_{T12}}\right)^2\right)\right]+\\ +K_2\cdot n_2(z)\cdot\left[\frac{p_1}{(p_1+p_2)}\cdot\exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_{21}}{\nu_{T21}}\right)^2\right)+\frac{p_2}{(p_1+p_2)}\cdot\exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_{22}}{\nu_{T22}}\right)^2\right)\right], \end{aligned} \qquad (7)$$

по всему фазовому пространству, а не только по оси скоростей (частот).

Здесь в обозначениях средних скоростей потоков и случайных тепловых скоростей первый знак индекса соответствует номеру разрядного промежутка, а второй знак индекса — типу изотопа (Ne^{20} или Ne^{22}). Функции $n_{1,2}(z)$ определяют, как

$$n_1(z)=\begin{cases} n_0, \text{ если } z\in(-L_1;\,0);\\ 0, \text{ если } z\notin(-L_z;\,0); \end{cases} \qquad (8)$$

$$n_2(z)=\begin{cases} n_0, \text{ если } z\in(0;\,L_2);\\ 0, \text{ если } z\notin(0;\,L_2); \end{cases} \qquad (9)$$

где L_1 и L_2 — это соответствующие длины промежутков (A_1; C) и (C; A_2).

Коэффициенты $K_{1,2}$ как функции геометрии разряда определяют из следующего условия нормирования функции в цилиндрическом разрядном канале:

$$\begin{aligned} K_1\cdot n_0\cdot\pi^{3/2}\cdot R^2\cdot L_1\cdot\left[\frac{p_1}{(p_1+p_2)}\cdot\nu_{T11}+\frac{p_2}{(p_1+p_2)}\cdot\nu_{T12}\right]+\\ +K_2\cdot n_0\cdot\pi^{3/2}\cdot R^2\cdot L_2\cdot\left[\frac{p_1}{(p_1+p_2)}\cdot\nu_{T21}+\frac{p_2}{(p_1+p_2)}\cdot\nu_{T22}\right]=1. \end{aligned} \qquad (10)$$

Здесь R — это радиус разрядного канала. Как видим, реальный форм-фактор линии усиления сильно зависит от геометрии разряда.

Потоки возбуждённых атомов вдоль оси резонатора приводят к дополнительным экстремумам на реальном контуре линии усиления. При этом система автоматической регулировки периметра (PTS) подстраивается к ним, изменяя частоту генерации ЛГ.

Потоки активной среды газового лазера

Потоки активной среды определяются нагревом газа в разряде при прохождении электрического тока, а вывод тепла осуществляется за счёт теплопроводности и ухода атомов на стенки. Уравнение баланса энергии можно записать из работы [10] следующим образом:

$$n^*\cdot c_p\cdot\frac{dT}{dt}=(\mathbf{j}\cdot\mathbf{E})-n^*\cdot c_p\cdot(T-T_{wi})\cdot\nu_T. \qquad (11)$$

Здесь n^* — это концентрация возбуждённых атомов; c_p — удельная теплоёмкость на одну молекулу при постоянном давлении газа p; $\mathbf{j}$ — плотность тока при напряжённости электрического поля $\mathbf{E}$ в разряде; T_{wi} — температура внутренней стенки разряда; T — средняя по поперечному сечению канала разряда температура; ν_T — частота теплового ухода возбуждённых атомов на стенки. В ак-

тивной среде частота теплового ухода на стенки определяется термодиффузионной длиной Λ и коэффициентом температуропроводности газа χ как

$$\nu_T = \frac{\chi}{\Lambda^2}. \qquad (12)$$

Учитывая уравнение состояния ($p = n^* \cdot k \cdot T$) возбуждённого атомарного газа, когда теплоёмкость при постоянном давлении $c_p = 5/2$, уравнение (11) можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T = \left(0{,}4 \cdot \frac{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})}{p} - \nu_T \right) \cdot T + \nu_T \cdot T_{wi} \qquad (13)$$

где скорость $\mathbf{v}$ в точке газа считаем постоянной за время измерения (опроса системы).

В уравнении (13) две неизвестные функции: средняя по сечению «тонкой» трубки температура T и температура внутренней стенки T_{wi} при выполнении условия

$$\frac{R}{\nu_r} << \frac{L_a}{\nu_z}, \qquad (14)$$

где R — радиус канала активной среды из (10); L_a — длина активной среды, а ν_r и ν_z — координаты вектора скорости газа вдоль радиуса (r) и продольной оси (z) трубки соответственно.

Определим для (11) и (13) частоту возбуждения электрическим полем ν_E как

$$\nu_E = 0{,}4 \cdot \frac{\mathbf{jE}}{p}. \qquad (15)$$

С учётом цилиндрической симметрии и условия (14), уравнение (13) примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nu_z \frac{\partial T}{\partial z} = (\nu_E - \nu_T) \cdot T + \nu_T \cdot T_{wi}. \qquad (16)$$

Представив среднюю по сечению цилиндрического канала разряда температуру как

$$T = \int_0^R \frac{T(r;\, z;\, t)}{R} \cdot dr = T(r_1;\, z;\, t), \qquad (17)$$

где r_1 — радиус, на котором температура возбуждённых атомов равна средней по поперечному сечению разряда, и представив температуру внутренней стенки разряда как

$$T_{wi} = T(r;\, z;\, t)|_{r=R}, \qquad (18)$$

получим уравнение (16) в виде уравнения от одной неизвестной функции:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left[\int_0^R T(r;\, z;\, t) \cdot dr \right] = \\ = (\nu_E - \nu_T) \int_0^R T(r;\, z;\, t) \cdot dr + \nu_T \int_0^R d(r \cdot T(r;\, z;\, t)). \qquad (19)$$

Проинтегрируем по частям последний интеграл в уравнении (19). Далее, поделив уравнение (19) на R и учитывая (17), получим вместо (19) уравнение:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_z \cdot \frac{\partial}{\partial z} \right) \left[T(r_1;\, z;\, t) \right] = \\ = \nu_E \cdot \left[T(r_1;\, z;\, t) \right] + \frac{\nu_T}{R} \cdot \left(\int_0^R r \cdot d\left(T(r;\, z;\, t) \right) \right). \qquad (20)$$

Поскольку температура газа в разряде постоянного тока не может быть нулём, разделяем переменные в (20) как $T(r;\, z;\, t) = \Theta(r)\Phi(z)\Psi(t)$, или $T(r_1;\, z;\, t) = \Theta(r_1)\Phi(z)\Psi(t)$, что приводит (20) к виду

$$\left(\frac{1}{\Psi(t)} \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} + \frac{\nu_z}{\Phi(z)} \cdot \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} \right) = \\ = \nu_E + \frac{\nu_T}{R} \cdot \frac{1}{\Theta(r_1)} \cdot \left(\int_0^R r \cdot d\left(\Theta(r) \right) \right). \qquad (21)$$

Правая часть в (21) — постоянная величина. Напомним, что $\Theta(R) < \Theta(r_1)$; $(0 < r_1 < R)$. Проинтегрировав по частям, с учётом (17) для $\Theta(r)$, интеграл в (21) и разделив переменные, получим, что решение (20) определяется произведением функций

$$\Psi(t) = \Psi_0 \exp\left\{ \left(\nu_E - \nu_T \left[1 - \frac{\Theta(R)}{\Theta(r_1)} \right] + \nu_k \right) \cdot t \right\}; \qquad (22)$$

и

$$\Phi(z) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{\nu_k}{\nu_z} \cdot z \right). \qquad (23)$$

Здесь, в (22; 23), вид функции $\Theta(r)$ и разделительная постоянная (ν_k) пока неизвестны.

С другой стороны, функция температуры в виде $T(r;\, z;\, t) = \Theta(r)\Phi(z)\Psi(t)$ для (20) и (21) должна быть также решением уравнения температуропроводности:

$$\chi \cdot \Delta\left(T(r;\, z;\, t) \right) = (\nu_E - \nu_T) \cdot T(r;\, z;\, t); \qquad (24)$$

где χ — температуропроводность, а ν_E и ν_T — те же, что в (12) и (16).

Как и в (11), в уравнении (24) мы учли только две средние скорости роста и падения температуры (ν_E и ν_T), не детализируя все остальные процессы. Они изменяют температуру внутренней стенки, которая определяется экспериментально.

Вид функции $\Theta(r)$ и постоянной (ν_k) получим, разделив переменные в (24), в виде:

$$\frac{\partial^2\Theta(r)}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\Theta(r)}{\partial r}+\left(\frac{1}{\Lambda^2}-\frac{(\nu_E-\nu_T)}{\chi}\right)\cdot\Theta(r)=0, \quad (25)$$

и

$$\Phi(z)=\Phi_0\exp\left(-\frac{z}{\Lambda}\right). \quad (26)$$

Величину Λ в (26) и в (12) можно определить из отношения одновременно измеренных температур внутренней стенки в двух разных точках ($z_2 > z_1$) вдоль разряда. Это — термодиффузионная длина Λ вдоль оси Z. В случае цилиндрической симметрии разряда Λ определится далее как

$$\Lambda=\frac{(z_2-z_1)}{\ln\left[T_{wi}(z_1;t)/T_{wi}(z_2;t)\right]}. \quad (27)$$

Сравнивая теперь (23) и (26), получим, что разделительная постоянная ν_k равна

$$\nu_k=\frac{\nu_z}{\Lambda}. \quad (28)$$

Искомая средняя скорость ν_z возбужденных атомов вдоль оси Z разряда определяется из (28) произведением разделительных постоянных ν_k и Λ.

Величину ν_k получим из отношения двух значений функции (22), измеренных на внутренней стенке в два разных момента времени ($t_2 > t_1$) в одной и той же точке:

$$\nu_k=\left\{\frac{\ln\left[\frac{T(R;z;t_2)}{T(R;z;t_1)}\right]}{(t_2-t_1)}+\nu_T\cdot\left[1-\frac{\Theta(R)}{\Theta(r_1)}\right]-\nu_E\right\}. \quad (29)$$

В (29) неизвестной осталась функция Θ(r), которая определяется уравнением Бесселя (25). Решение для (25), удовлетворяющее условиям задачи, имеет вид:

$$\Theta(r)=\Theta(R)\cdot\frac{J_0\left(r\cdot\sqrt{\frac{1}{\Lambda^2}-\frac{(\nu_E-\nu_T)}{\chi}}\right)}{J_0\left(R\cdot\sqrt{\frac{1}{\Lambda^2}-\frac{(\nu_E-\nu_T)}{\chi}}\right)}. \quad (30)$$

В (30), как и ранее, R — радиус канала разряда, а J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. С учётом (12), введём в (30) «радиус активной среды» (R_a), равный выражению:

$$R_a=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Lambda^2}-\frac{\nu_E-\nu_T}{\chi}\right)}}=\frac{\Lambda}{\sqrt{2-\frac{\nu_E}{\nu_T}}}. \quad (31)$$

С учётом (17), (30) и (31), неизвестное отношение двух значений Θ(r) в (29) можно представить в виде:

$$\frac{\Theta(R)}{\Theta(r_1)}=\frac{J_0(R/R_a)}{J_0(r_1/R_a)}=\frac{(R/R_a)\cdot J_0(R/R_a)}{\int_0^{R/R_a}J_0(x)\cdot dx}. \quad (32)$$

Подставив (32) в (29) с учётом (31), получим, что величина ν_k в случае цилиндрической формы разряда равна

$$\nu_k=\left\{\frac{\ln\left[\frac{T(R;z;t_2)}{T(R;z;t_1)}\right]}{(t_2-t_1)}+\nu_T\cdot\left[1-\frac{(R/R_a)\cdot J_0(R/R_a)}{\left(\int_0^{(R/R_a)}J_0(x)\cdot dx\right)}\right]-\nu_E\right\}. \quad (33)$$

Искомая скорость потока вдоль оси Z разряда для, например, первого ($\nu_z = \nu_1$) разрядного промежутка определится произведением величин (27) и (33):

$$\nu_1=\frac{(z_2-z_1)}{\ln\left[T(R;z_1;t_1)/T(R;z_2;t_1)\right]}\times\left\{\frac{\ln\left[\frac{T(R;z;t_2)}{T(R;z;t_1)}\right]}{(t_2-t_1)}+\nu_T\cdot\left[1-\frac{(R/R_a)\cdot J_0(R/R_a)}{\left(\int_0^{(R/R_a)}J_0(x)\cdot dx\right)}\right]-\nu_E\right\}, \quad (34)$$

Здесь ($z_2 - z_1$) — это расстояние между парой датчиков, зафиксированных на блоке лазерного гироскопа вдоль разрядного промежутка; ($t_2 - t_1$) — разность между последовательными моментами опроса системы измерений, а $T(R; z; t) = T_{wi}(z; t)$.

Определение температуры внутренней стенки активной среды

Для практического использования формулы (34) в поправочном коэффициенте (4) скомпенсированного выходного сигнала (5) лазерного гироскопа (ЛГ) необходимо определить T_{wi} через температуру внешней стенки T_{we} в соответствующих точках расположения термодатчиков. При использовании «точечных» термодатчиков на оси газоразрядного канала (см. рис. 2) достаточно рассмотреть новую одномерную задачу:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_m \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \qquad (35)$$

Значения T_{we} в различных точках определяются динамикой процессов в газовом разряде, температуропроводностью χ_m стенки канала разряда, толщиной стенки H, и, с другой стороны, тепловым воздействием внешней среды.

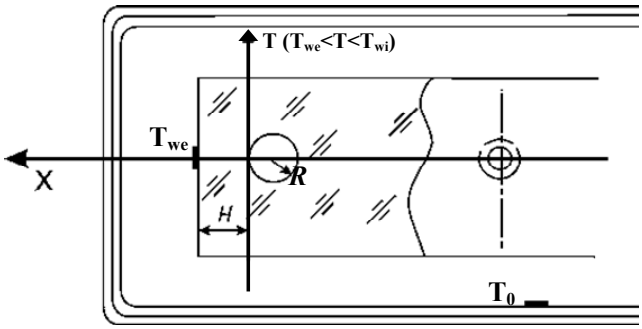

Рис. 2. К определению температуры стенки активной среды внешними термодатчиками.

Чтобы измерения характеризовали лишь динамику процессов в разряде, необходимо учитывать среднюю температуру $T_0(t)$ внутри коробки с лазером. При этом T_{wi} и T_{we} — это граничные значения для (35) в точках (x = 0; t) и ($x = H$; t) соответственно.

Решение уравнения (35) ищем в виде:

$$T(x;t) = T_0(t) + f(x)\left[T_{we}(t) - T_0(t)\right]. \qquad (36)$$

Учитывая (36), получим из (35) уравнение (37) для $f(x)$, где точка обозначает производную по времени, а штрих — по координате:

$$f'' - \chi_m^{-1} \cdot \left(\frac{\dot{T}_{we} - \dot{T}_0}{T_{we} - T_0}\right) \cdot f = \chi_m^{-1} \cdot \left(\frac{\dot{T}_0}{T_{we} - T_0}\right). \qquad (37)$$

Из (36), поскольку $T(H;\ t) \equiv T_{we}(t)$, имеем для (37) граничное условие

$$f(H) = 1. \qquad (38)$$

После определения $f(x)$ из (37) при условии (38), можно показать, что при условии

$$\left(\frac{\dot{T}_{we} - \dot{T}_0}{T_{we} - T_0}\right) > 0 \qquad (39)$$

уравнения (35) и (37) определяют температуру внутренней стенки T_{wi} через температуры T_0; T_{we} и их производные по времени как

$$T_{wi} = T_0 + \dot{T}_0 \cdot \left(\frac{T_{we} - T_0}{\dot{T}_{we} - \dot{T}_0}\right) \cdot \left\{ \mathrm{ch}\left[\mathrm{Arcch}\left(\frac{\dot{T}_{we}}{\dot{T}_0}\right) - H \cdot \sqrt{\frac{\left(\dot{T}_{we} - \dot{T}_0\right)}{\chi_m \cdot \left(T_{we} - T_0\right)}} \right] - 1 \right\}. \qquad (40)$$

Компенсация влияния теплового режима активной среды

Расчётные кривые поведения со временем коэффициентов $\Xi_{1,2}(t)$ для двух разрядных промежутков при, например, различных радиусах R представлены на рис. 3. Здесь температуропроводность материала стенки $\chi_m = 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ м^2/с (ситалл СО115М); толщина стенки H = 10 мм; характерные частоты: $\nu_E = 772$ с$^{-1}$; $\nu_T = 29900$ с$^{-1}$.

На рис. 3 *сплошные* кривые соответствуют радиусу R = 0,5 мм; *пунктирные* — радиусу R = 1,4 мм; *точечные линии* — радиусу R = 1,8 мм.

Пара кривых каждого вида соответствует двум разрядным промежуткам. При расчётах по рис. 3 для каждого радиуса R применялись одни и те же экспериментальные функции изменения температур внешней стенки.

Сравнивались кривые поведения со временем поправочных коэффициентов с кривыми поведения со временем выходного сигнала ЛГ при включении каждого канала. При этом измерения проводились относительно номинального значения угловой скорости вращения Земли в данной точке.

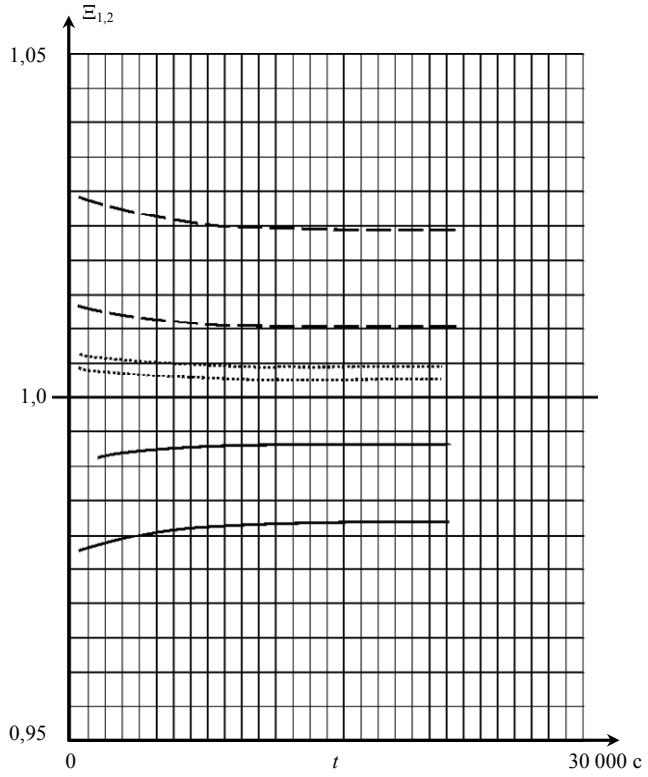

Рис. 3. Корректирующие коэффициенты при различных радиусах канала разряда.

Минимальный дрейф нуля после включения ЛГ и наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных кривых на двух промежутках соответствовали выбранным значениям χ_m, H, ν_E, ν_T при R = 1,8 мм у исследуемого прибора.

Для компенсации влияния теплового режима активной среды на выходной сигнал прецизионного ЛГ в реальном масштабе времени необходимо в процессе его разработки, сборки, тестирования и эксплуатации провести следующие операции.

1. Определить и сохранить во встроенном процессоре оптимальные параметры для активной среды (ν_E, ν_T, χ) и для моноблока резонатора (H, χ_m).

2. Определить тепловое поле в кожухе ЛГ и координаты средней точки поля.

3. Определить области неоднородности теплового поля на кольцевом лазере.

4. Расположить температурный датчик точки отсчёта (T_o) в средней точке поля.

5. Расположить по два датчика (T_{we}) вдоль лучевого контура резонатора для каждой неоднородности теплового поля.

6. Заполнить корпус лазерного гироскопа газом при соответствующих условиях для обеспечения взаимозависимости датчиков.

7. Определить (T_0; T_{we}) и их производные по времени.

8. Определить соответствующие температуры внутренней стенки (T_{wi}).

9. Определить коэффициенты $(\Xi)_{1,\ 2}$ в «масштабном коэффициенте» ЛГ.

10. Корректировать выходной сигнал прецизионного ЛГ во встроенном процессоре в реальном масштабе времени.

Заключение

В работе предложен метод неразрушающего контроля газовых потоков активной среды кольцевого лазера, обусловленных неоднородным тепловым полем в кольцевом резонаторе. Скорость потока определяется через измеряемые величины: эффективную частоту возбуждения электрическим полем, эффективную частоту теплового ухода возбуждённых атомов на стенки разрядной трубки, температуру внешней стенки активной среды и среднюю температуру в корпусе кольцевого лазера. Предлагаемая физическая модель нагрева среды позволяет повысить точность лазерного гироскопа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Климков Ю. М.* Основы расчёта оптикоэлектронных устройств с лазерами. — М.: «Советское радио», 1978.

2. *Татаренков В. М.* Оптические стандарты частоты и их применения в метрологии. Дисс. д. т. н. — М.: ВНИИФТРИ, 1982.

3. *Мелкумян Б. В.* // Прикладная физика. 2009. № 5. С. 137.

4. *Kuritsky M. M. and Goldstein M. S.* // Proceedings of IEEE. 1983. Vol. 71. No. 10. P. 56.

5. *Джашитов В. Э., Панкратов В. М.* Математические модели теплового дрейфа гироскопических инерциальных датчиков инерциальных систем. — СПб.: ГНЦ РФ — ЦНИИ «Электроприбор», 2001.

6. *Голяев Ю. Д., Колбас Ю. Ю., Рассказов А. П.* // Электронная техника. Сер. 11. Вып. 2 (58). 1991.

7. *Aronowitz F.* // Applied Optics. 1972. Vol. 11. No. 2. P. 405.

8. *Melkoumian B. V.* // Proceedings of SPIE. 1999. Vol. 4064. P. 4064-05.

9. *Болотовский Б. М., Столяров С. Н.* // УФН. 1974. Т. 114. № 4. С. 569.

10. *Райзер Ю. П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: «Наука», 1980.

Laser gyro active media gas flow determination

B. V. Melkoumian

Witte Moscow University
12, 2-nd Kozhukhovskiy passage, Moscow, 115432, Russia
E-mail: bgo@bk.ru

Received December 21, 2015

Method of nondestructive testing of an active media gas flow in the inhomogeneous thermal field of the ring resonator is presented. The flow velocity is determined by the measured values: the effective frequency of excitation by electric field, the effective frequency of excited atoms heat withdrawal to the walls of discharge tube, the temperature of the outer wall of the active media and the average temperature in the housing of the ring laser. The proposed physical model of the heating of the media can improve the accuracy of the laser gyro.

PACS: 07.60.Yi; 06.90.+v; 52.90.+z

Keywords: active gas media, radius of active media, heat flow, frequency of excitation, frequency of heat withdrawal to the walls, laser gyro biases.

REFERENCES

1. Yu. M. Klimkov, *Fundamentals of Calculating the Optoelectronic Devices with Lasers.* (Moscow: Sovetskoye Radio, 1978) [in Russian].

2. V. M. Tatarenkov, *Optical Standards of Frequency and Its Applications in Metrology.* (Doctoral Dissertation in Technique, Moscow, VNIIFTRI, 1982).

3. B. V. Melkoumian, Prikladnaya Fizika, No. 5, 137 (2009).

4. M. M. Kuritsky and M. S. Goldstein, Proceedings of IEEE **71** (10), 56 (1983).

5. V. E. Jashitov and V. M. Pankratov, *Mathematical Models of Thermal Drift in Gyro Inertial Sensors of Inertial Systems.* (SPb.: GNC RF — CNII «Electropribor», 2001).

6. Yu. D. Golyayev, Yu. Yu. Kolbas, and A. P. Rasskazov, Elektronnaya Tekhnika, Ser. 11, No. 2 (58), (1991).

7. F. Aronowitz, Applied Optics **11,** 405 (1972).

8. B. V. Melkoumian, Proceedings of SPIE **4064,** 4064-05 (1999).

9. B. M. Bolotovskiy and S. N. Stolyarov, Phys. Usp. **114,** 569 (1974).

10. Yu. P. Raizer, *Fundamentals of Modern Physics of Gas Discharge Processes*. (Moscow: Nauka, 1980) [in Russian].