

Немагнитная составляющая смещения нуля зеемановского лазерного гироскопа

Ю.Ю.Колбас, М.Е.Грушин, В.Н.Горшков

Исследованы физические причины временных и температурных дрейфов немагнитной составляющей смещения нуля зеемановского лазерного гироскопа. Проведено исследование немагнитного смещения нуля в зависимости от температуры и тока разряда в зеемановском лазерном гироскопе; предложены конструктивно-технологические решения по его уменьшению.

Ключевые слова: лазерный гироскоп, эффект Зеемана, немагнитная составляющая смещения нуля.

1. Введение

В предыдущих работах [1–7] были рассмотрены дрейфы смещения нуля зеемановского лазерного гироскопа (ЗЛГ), работающего в режиме переключения продольных мод генерации с противоположной круговой поляризацией (так называемый квазичетырехчастотный режим, или реверс мод), и методы уменьшения влияния магнитного (вызываемого внутренними и внешними магнитными полями и зависящего от направления круговой поляризации световой волны) и частично немагнитного (не зависящего от магнитных полей и от направления круговой поляризации световой волны) смещения нуля на суммарную ошибку измерения угловой скорости вращения. Получено выражение для суммарной ошибки ЗЛГ за время работы в зависимости от периода переключения мод, а также уравнения, описывающие магнитный динамический дрейф гироскопа в момент переключения мод; предложены методы компенсации таких динамических дрейфов [4]. При этом установлено, что основной вклад в суммарную ошибку в таком ЗЛГ вносит немагнитное смещение нуля, а дополнительный дрейф, связанный с реверсом мод, носит в зеемановском гироскопе магнитный характер. Возникновение магнитного дрейфа в ЗЛГ и методы его компенсации рассмотрены в работе [8].

В настоящей работе изучаются физические причины возникновения немагнитной составляющей смещения нуля в ЗЛГ, которые не связаны с наличием реверса мод, а определяются процессами, протекающими в активной газоразрядной среде ЗЛГ. Проведены количественные оценки ошибок и получены экспериментальные данные для ЗЛГ К-5 (АО «НИИ “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха»).

Ю.Ю.Колбас, М.Е.Грушин, В.Н.Горшков. АО «НИИ “Полюс” им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 107342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1; e-mail: tигра-e@rambler.ru

Поступила в редакцию 31 августа 2017 г., после доработки – 7 декабря 2017 г.

2. Физические причины возникновения немагнитной составляющей смещения нуля зеемановского кольцевого лазера

В ЗЛГ можно выделить следующие физические причины, приводящие к немагнитной составляющей смещения нуля:

- квантовый шум, обусловленный конечностью величины добротности резонатора и запасенной в резонаторе мощности (квантовый предел точности) [9, 10];
- изменение динамических зон захвата, зависящих от амплитуды частотной подставки [11–14];
- изменение фазы источников обратного рассеяния на зеркалах из-за изменения периметра ЗЛГ при самопрогреве или изменении температуры окружающей среды [15];
- шум в выходном сигнале, вызванный дискретным характером считывания информации с ЗЛГ [16];
- ленгмюровское смещение нуля, связанное с несимметрией газоразрядных каналов и разностью токов в плечах резонатора, катафорез [5, 17, 18], а также термоскольжение из-за неравномерности нагрева газоразрядных каналов [19, 20], называемое токовым немагнитным смещением нуля;
- нелинейное изменение от времени магнитной составляющей дрейфа, приводящее к возникновению кажущегося изменения немагнитной составляющей дрейфа [21].

Теоретический предел минимально возможного немагнитного смещения нуля Ω_{gnm} определяется спонтанным излучением [9, 10]:

$$\Omega_{\text{gnm}} = \frac{cL}{4Sv_0} \sqrt{\frac{D_f}{t}}, \quad D_f = \frac{32\pi^3 h v_0 \Delta v_r^2}{P}, \quad (1)$$

где D_f – спектральная плотность флуктуаций разности частот встречных волн лазера на нулевой частоте; c – скорость света; L – периметр резонатора; S – площадь, охватываемая оптическим контуром; v_0 – частота генерации лазера; Δv_r – ширина полосы резонатора; h – постоянная Планка; P – мощность лазерного излучения внутри резонатора; t – время работы на одной продольной моде.

Для ЗЛГ К-5 значения параметров в (1) таковы: $L = 0.2$ м, $S = 0.0025$ м², $\nu_0 = 4.73 \times 10^{14}$ Гц, $\Delta\nu_r = 5.6 \times 10^5$ Гц, $P = 5 \times 10^{-2}$ Вт, $t = 60$ с, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Дж/Гц, $\Omega_{gnm} = 0.0011$ град/ч.

Возникновение динамических зон захвата в лазерных гироскопах с периодической частотной подставкой впервые обнаружено В.Н.Курятовым в работе [11] и подробно исследовалось многими авторами [12–14, 21–24]. Тогда же 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. Согласно [18, 23] немагнитное смещение нуля ЗЛГ К-5 при нулевой угловой скорости вращения (Ω_{gnmL}) составляет 0.0096 град/ч для статической зоны захвата Ω_L , равной 100 Гц, при амплитуде частотной подставки 50000 Гц, периоде коммутации подставки 0.005 с, длительности фронта переключения подставки 5×10^{-6} с, амплитуде медленного меандра 100 Гц и периоде медленного меандра 1 с. Для уменьшения ошибки захвата целесообразно увеличивать период коммутации медленного меандра.

Немагнитное смещение нуля, вызванное источниками обратного рассеяния ($\Delta\Omega_{gr}$), рассмотрено в работе [15]. Экспериментально наблюдаемое значение $\Delta\Omega_{gr}$ для ЗЛГ К-5 составляет 0.005 Гц, что с учетом масштабного коэффициента дает смещение нуля, равное 0.014 град/ч.

Шумовая составляющая выходного сигнала из-за дискретизации информации определяется дискретом гироскопа d , временем работы на одной моде t , а также полным временем работы t_w [22]. Тогда для ЗЛГ К-5 со схемой формирования четырех импульсов на период выходного сигнала можно получить среднее квадратичное значение шума $\sigma = 0.00074$ град/ч при $d = 0.69$ угл. с/имп., $t = 60$ с, $t_w = 3600$ с.

3. Исследования зависимости токового смещения нуля зеемановского кольцевого лазера от температуры и тока разряда при горении разряда в одной половине резонатора

В основе токового смещения нуля (Ω_{gnmi}) 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 [11–13] в линейном приближении величину затягивания для каждой из волн «+» и «-» в положительном полупериоде коммутации подставки (σ_{\pm}^{\pm}) можно записать в виде

$$\sigma_{\pm}^{\pm} = \frac{G_0 c l}{\sqrt{\pi} L^2 u} \left(\pm \frac{c \Delta\nu}{\nu_0} \pm \vartheta \right), \tag{2}$$

где G_0 – коэффициент усиления в центре контура усиления; l – длина газоразрядных промежутков; $u = (2kT/m)^{1/2}$ – тепловая скорость движения активных атомов неона; m – масса атома неона; k – постоянная Больцмана; $\Delta\nu$ – величина сдвига оптического контура за счет эффекта Зеемана;

$\nu_0 = c/\lambda$ – частота генерации лазера; λ – длина волны генерации; ϑ – поступательная скорость движения активных атомов.

Соответственно, за период коммутации подставки средняя частота биений, т.е. величина токового смещения нуля,

$$\Omega_{gnmi} = \frac{\sigma_+^+ - \sigma_+^- + \sigma_-^+ - \sigma_-^-}{2} = - \frac{G_0 c l}{\sqrt{\pi} L^2 u} \vartheta. \tag{3}$$

Коэффициент усиления G_0 зависит от тока разряда, давления рабочей смеси при $T = 25^\circ\text{C}$ (p_0) и соотношения давлений гелия и неона, а также от расстояния до оси газоразрядного канала и от температуры рабочей смеси.

На рис.1, 2 приведены экспериментальные зависимости величины выходного сигнала ЗЛГ К-5 от температуры рабочей смеси и тока разряда при горении разряда в одной половине датчика, а на рис.3 – зависимость порогового тока генерации от давления рабочей смеси.

Из экспериментальных кривых, представленных на рис.1–3, следует, что $G_0 \sim I^{1/2}$, $T_g^{1/2}$, $1/p_0$.

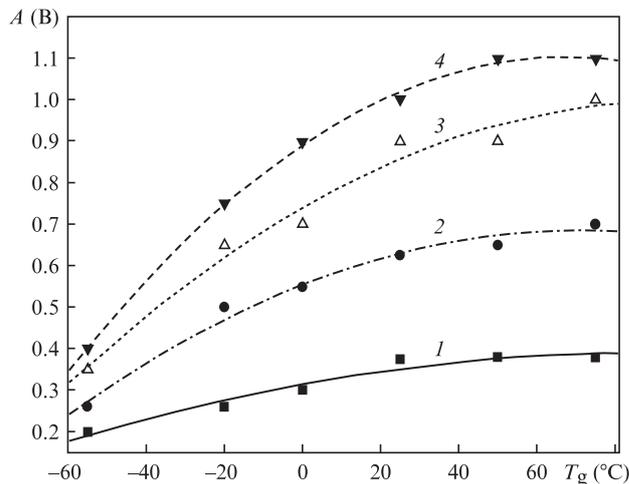


Рис.1. Зависимости амплитуды A выходного сигнала ЗЛГ К-5 от температуры рабочей смеси T_g при токе разряда $I = 1.5$ (1), 2 (2), 2.5 (3) и 3 мА (4). Радиус канала $R \approx 0.125$ см, $p_0 = 5.4$ Тор при $T_g = +25^\circ\text{C}$, $\alpha = p_{Ne}/p_{He} = 0.07$. Разряд горит в одной половине ЗЛГ.

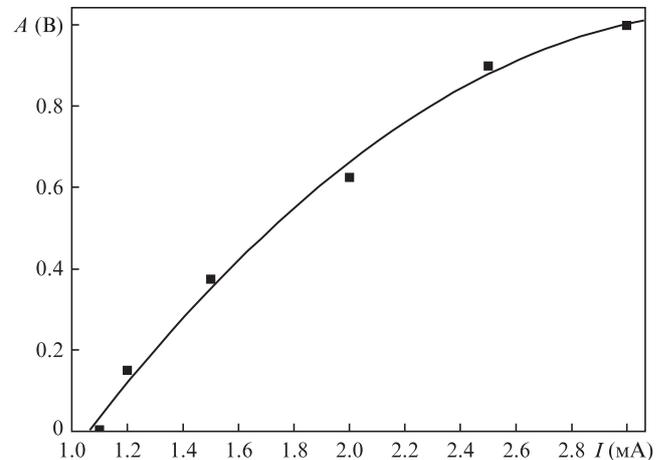


Рис.2. Зависимость амплитуды A выходного сигнала ЗЛГ К-5 от тока разряда при температуре окружающей среды $+25^\circ\text{C}$; $R \approx 0.125$ см, $p_0 = 5.4$ Тор, $\alpha = 0.07$. Разряд горит в одной половине ЗЛГ.

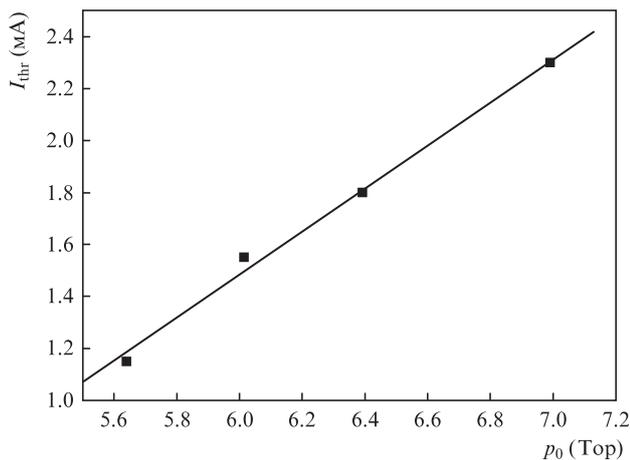


Рис.3. Зависимость порогового тока генерации I_{thr} для ЗЛГ К-5 от давления рабочей смеси при температуре окружающей среды $+25^\circ\text{C}$; $R \approx 0.125$ см, $\alpha = 0.07$. Разряд горит в одной половине ЗЛГ.

Известное из литературы выражение для G_0 дает падающую зависимость от давления рабочей смеси при $p_0 > 5$ Тор (показана на рис.4):

$$G_0 \approx 4.6 \times 10^{-6} \frac{\alpha p_0 I}{R^2} \times \left(\frac{2p_0 R (1 - \alpha)^2}{4\alpha p_0^2 R^2 + 0.0256(1 + 0.2p_0)(1 + 0.47p_0^2 R I)} - 1 \right) \times \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (4)$$

где r – расстояние от оси газоразрядного канала (размерности величин – G_0 [1/см], I [мА], p [Тор], R [см]).

Следует отметить, что выражение (4) не отражает наблюдаемые экспериментально зависимости от температуры G_0 и тока разряда (см. рис.1, 2).

В работе [25] показано, что эффективное сечение передачи энергии с метастабильного уровня $\text{Ne}(2^1S_0)$ на уровень $\text{Ne}(3s_2)$ увеличивается при повышении температуры. Это должно привести к росту G_0 с ростом температуры

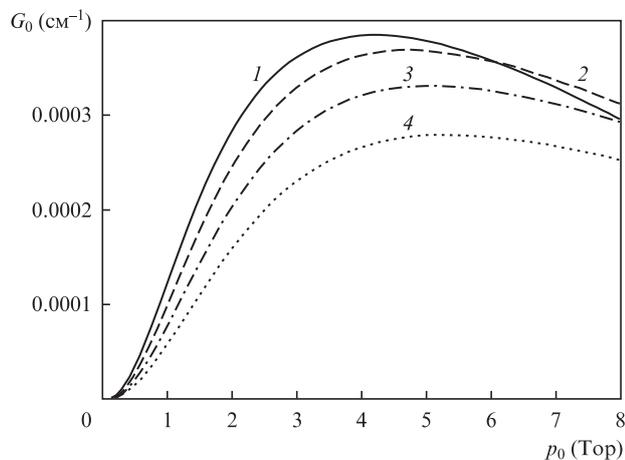


Рис.4. Зависимости рассчитанного по формуле (4) ненасыщенного коэффициента усиления G_0 в центре спектральной линии от давления рабочей смеси при $R \approx 0.125$ см, $I \approx 1$ мА и $\alpha = 0.1$ (1), 0.07 (2), 0.05 (3), 0.035 (4).

газа. Однако экспериментально полученная корневая зависимость G_0 от температуры говорит о преобладании в температурной зависимости G_0 вклада, связанного с опустошением нижнего метастабильного уровня $\text{Ne}(1S_2)$ за счет диффузионного ухода возбужденных атомов Ne на стенку трубки. Чем больше время опустошения τ , тем меньше коэффициент усиления: $G_0 \sim 1/\tau$.

Скорость диффузии увеличивается с повышением температуры газа. Отсюда $\tau \sim R/u_{dif} \sim T_g^{-1/2}$, где u_{dif} – скорость диффузии у атомов. Таким образом, получаем $G_0 \sim T_g^{1/2}$. Для анализа температурной и токовой зависимостей немагнитного дрейфа можно принять, что

$$G_0 \sim T_g^{1/2} I^{1/2} / p_0. \quad (5)$$

Рассмотрим потоки газа в газоразрядном канале при работе датчика, наполненного рабочей смесью с давлением p_0 . Согласно [26, 27] в положительном столбе тлеющего разряда стенки канала заряжаются отрицательно. В результате в пристеночном слое толщиной λ_i , равной длине свободного пробега иона гелия, все ионы уходят на стенки и передают им свой механический импульс. Электроны, в свою очередь, отталкиваются отрицательным зарядом стенок и передают свой импульс атомам газа, которые в результате движутся в сторону анода. По центру же канала движется от анода к катоду уравнивающий поток газа. Вызванное этим движением частиц смещение нуля называется ленгмюровским смещением нуля. Помимо этого, за счет эффекта катафореза возникает дополнительный поток газа от катода к аноду. Согласно [28] возникающий перепад давления газа в направлении анод–катод описывается формулой

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} = 4.6 \times 10^{-3} \frac{I \lambda_i^3 \sqrt{U_c}}{\lambda_c R^5} \left(1 - \frac{9\lambda_i}{2R} \right) - 5 \times 10^8 \frac{I b_i \eta \sqrt{U_c}}{n_g \lambda_c R^4} - 4 \times 10^{-9} \frac{E \ln \left(\frac{R}{2\lambda_i} \right) U_c}{R^2}, \quad (6)$$

где $U_c = 3/2kT_e$; T_e – электронная температура (в эВ); n_g – концентрация атомов газа (в см^{-3}); λ_c – длина свободного пробега электрона в гелии [27] (в см); b_i – подвижность ионов гелия; E – напряженность продольного электрического поля (В/см); I – ток разряда (А); η – вязкость гелия, определяемая по формуле [29]

$$\eta = 0.111 \frac{T_g^{3/2}}{T_g + 79.4} \text{ (Тор} \cdot \text{с)}, \quad (7)$$

в которой T_g измеряется в кельвинах; $\lambda_c p_0 = 0.08$ (см) и $\lambda_i p_0 = 0.013$ (см) [27].

Первый член в уравнении (6) отражает собственно ленгмюровское смещение нуля, второй – катафорез, третий учитывает различие концентраций ионов и электронов в положительном столбе газового разряда и, соответственно, снижение отталкивания пристеночным зарядом электронов. Концентрация атомов газа является константой, хотя за время эксплуатации и хранения ЗЛГ (10–15 лет) возможны потери до 2% гелия.

В работах [27, 28] приведена экспериментальная зависимость произведения $b_i p_0$ от отношения E/p_0 , из которой можно получить

$$b_i \approx \frac{7980}{p_0} - 111.8 \frac{E}{p_0^2} \quad (\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}). \quad (8)$$

Согласно [29] скорость электронов и напряженность электрического поля для гелия связаны соотношением

$$\frac{E}{p_0} \approx 0.292 U_e \quad (\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}). \quad (9)$$

Тогда выражение (8) можно переписать в виде

$$b_i \approx \frac{7980}{p_0} - 32.65 \frac{U_e}{p_0}. \quad (10)$$

Концентрация атомов гелия n_g (см^{-3}) связана с давлением p_0 (Тор) при $T_g = 273$ К соотношением [30]

$$n_g = 3.54 \times 10^{16} p_0. \quad (11)$$

После подстановки в уравнение (6) выражений для λ_i , λ_e , b_i , η , E с учетом $\lambda_i \ll R$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\Delta l} &= 1.2 \times 10^{-7} \frac{I \sqrt{U_e}}{p_0^2 R^5} - 1.96 \times 10^{-8} \\ &\times \frac{I(7980 - 32.65 U_e) T_g^{3/2} \sqrt{U_e}}{R^4 (T_g + 79.4) p_0} \\ &- 4 \times 10^{-9} \frac{E \ln\left(\frac{p_0 R}{0.026}\right) U_e}{R^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Электронная температура для гелия зависит от радиуса газоразрядного канала и давления p_0 следующим образом [28]:

$$\sqrt{\frac{k T_e}{U_i}} \exp[U_i / (k T_e)] = 1.17 \times 10^7 (C p_0 R)^2. \quad (13)$$

Здесь $C = 4 \times 10^{-3}$, $U_i = 24.6$ эВ – потенциал ионизации гелия.

На рис.5 представлена зависимость T_e от $p_0 R$ для гелия, полученная с использованием (13) в [28]. Как следует из рисунка, в области используемых в ЗЛГ значений $p_0 R \approx$

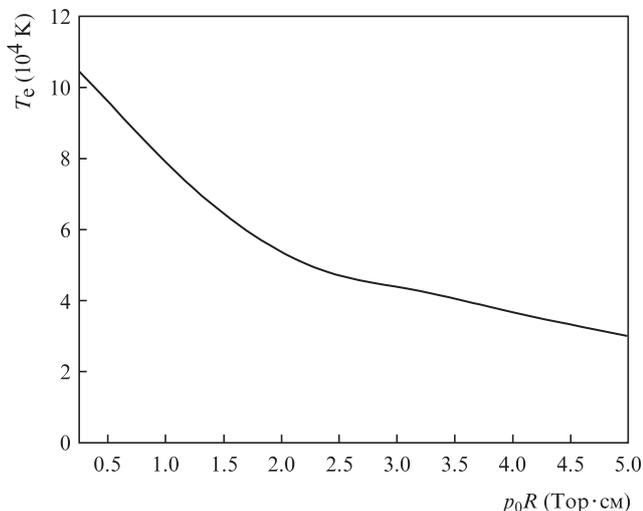


Рис.5. Зависимость T_e ($p_0 R$) для He.

0.8–1 Тор·см электронная температура быстро уменьшается с увеличением $p_0 R$.

При горении разряда в замкнутом объеме, т. е. при постоянной концентрации частиц среды (как в случае ЗЛГ), электронная температура определяется только величиной $p_0 R$ и не должна меняться при изменении температуры газа. Однако экспериментально установлено, что с увеличением T_g при испытаниях ЗЛГ К-5 напряжение горения разряда растет (рис.6). Рост напряжения горения разряда может быть связан с потерей ионов при повышении температуры. Механизм этого эффекта требует дополнительных исследований.

Из рис.6 следует, что при анализе температурной зависимости перепада давления газа в направлении анод – катод можно принять

$$E(T), U_e \sim T_g. \quad (14)$$

Согласно закону Пуазейля направленная скорость компонент газа зависит от расстояния r до оси газоразрядного канала и перепада давления следующим образом [30]:

$$v = \frac{1}{4\eta} (R^2 - r^2) \frac{\Delta p}{\Delta l}, \quad (15)$$

где η – вязкость гелия, определяемая по формуле (7).

При фиксированном газоразрядном объеме рабочей смеси при давлении p_0 , подставив (12) в формулу (15), получим

$$\begin{aligned} v &= \left(2.7 \times 10^{-7} \frac{I(T_g + 79.4) \sqrt{U_e}}{T_g^{3/2} p_0^2 R^5} \right. \\ &- 4.41 \times 10^{-8} \frac{I(7980 - 32.65 U_e) \sqrt{U_e}}{R^4 p_0} \\ &\left. - 10^{-9} \frac{(T_g + 79.4) \ln\left(\frac{R p_0}{0.026}\right) E U_e}{T_g^{3/2} R^2} \right) (R^2 - r^2). \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, скорость газового потока уменьшается с увеличением p_0 и R . Температурную зависимость из (16) с учетом сделанных выше допущений (14) можно представить как

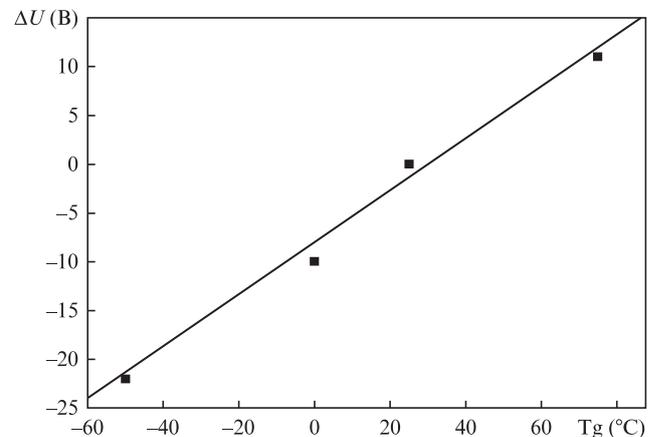


Рис.6. Изменение напряжения горения разряда ЗЛГ К-5 при изменении температуры от -50°C до $+75^\circ\text{C}$ относительно напряжения горения при комнатной температуре. Разряд горит в одной половине ЗЛГ, $p_0 = 5.4$ Тор.

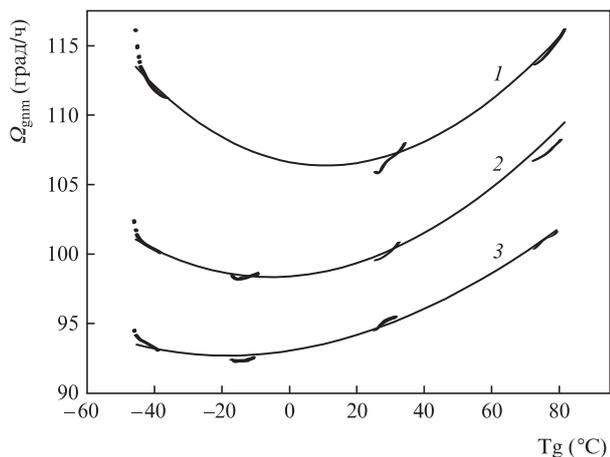


Рис. 7. Экспериментальные зависимости $\Omega_{\text{gnm}}(T_g)$ для ЗЛГ К-5 при $p_0 = 5.4$ Тор и токах $I = 3$ (1), 2.4 (2), 2 мА (3). Разряд горит в одной половине ЗЛГ. Сплошные линии – результат расчета по формуле (17) при $A = 552$, $B = 40$, $C = -0.05$ (1); $A = 407$, $B = 28$, $C = -0.03$ (2); $A = 274$, $B = 20$, $C = -0.02$ (3).

$$v(T_g) = A - BT_g^{1/2} - CT_g^{3/2}. \quad (17)$$

Если учесть, что $G_0 \sim T_g^{1/2}$ и $u \sim T_g^{-1/2}$, то из (3) следует, что температурная зависимость токового смещения нуля $\Omega_{\text{gnmi}}(T_g)$ определяется зависимостью $v(T_g)$ (17).

На рис. 7 приведены экспериментальные зависимости немагнитного смещения нуля Ω_{gnm} от температуры для ЗЛГ К-5 при горении разряда в одной половине ЗЛГ, а также результаты их аппроксимации по (17).

Как видно из результатов аппроксимации немагнитное смещение нуля полностью определяется токовым смещением. Из рис. 7 также следует, что выражение (17) для скорости v хорошо описывает температурную зависимость немагнитного смещения нуля ЗЛГ К-5. Наибольший вклад вносят ленгмюровское смещение нуля (первое слагаемое) и катафорез (второе слагаемое). Однако следует отметить, что знак перед третьим слагаемым в (17) в результате аппроксимации получается положительным. Это означает, что в перепад давлений между анодом и катодом (см. (6)) помимо механизмов, предложенных в [28], могут давать дополнительные процессы, в частности диссоциативная рекомбинация ионов неона [31].

Для определения зависимости $\Omega_{\text{gnmi}}(I)$ необходимо учесть зависимость $U_c(I)$. На рис. 8 показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) разряда в ЗЛГ К-5. Сплошная линия на рисунке – результат расчета $U \sim 1/I$.

Из рис. 8 следует, что E/N , а значит, и $U_c(I)$ пропорциональны $1/I$. С учетом (3) и (16) имеем

$$\Omega_{\text{gnmi}}(I) = k_1 I + k_2 / I^{3/2} + k_3, \quad (18)$$

где k_1 – коэффициент, включающий в себя токовые зависимости ленгмюровского дрейфа и катафореза; k_2 – коэффициент токовой зависимости разности концентраций ионов и электронов в положительном столбе газового разряда; k_3 – коэффициент теплового скольжения вследствие перепада температур.

На рис. 9, 10 приведены экспериментальные зависимости $\Omega_{\text{gnm}}(I)$ для двух образцов ЗЛГ при $T_g = +25^\circ\text{C}$ и $T_g = +75^\circ\text{C}$ и результаты их аппроксимации по формуле (18). Рисунки демонстрируют хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными кривыми. Отметим

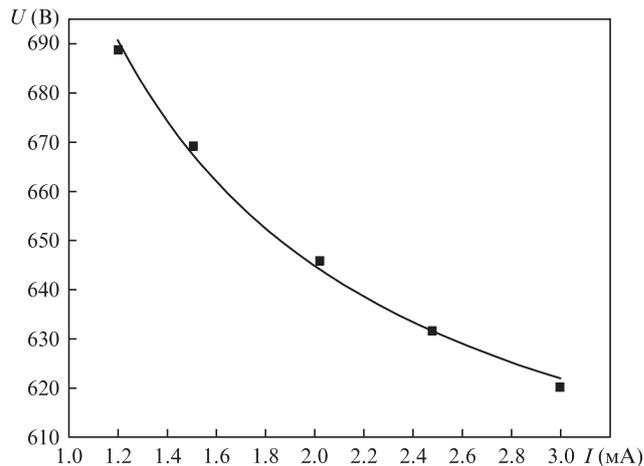


Рис. 8. ВАХ разряда в ЗЛГ К-5. Разряд горит в одной половине ЗЛГ.

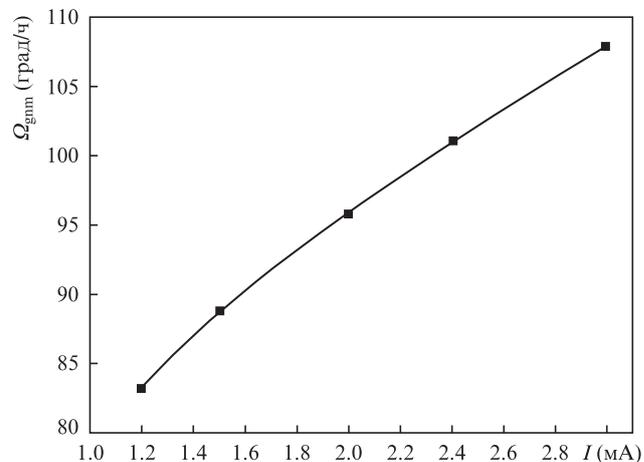


Рис. 9. Зависимость $\Omega_{\text{gnm}}(I)$ для ЗЛГ К-5 при $T_g = +25^\circ\text{C}$, $p_0 = 5.4$ Тор. Разряд горит в одной половине ЗЛГ. Сплошная кривая – результат расчета по формуле (18) при $k_1 = 10.3$ град/(ч·мА), $k_2 = -10.8$ град/(ч·мА^{3/2}), $k_3 = 79$ град/ч.

также, что коэффициент в зависимости немагнитного смещения нуля от тока разряда ($\Omega_{\text{gnm}} \approx \kappa(I)$) составляет 0.014 град·ч⁻¹·мкА⁻¹.

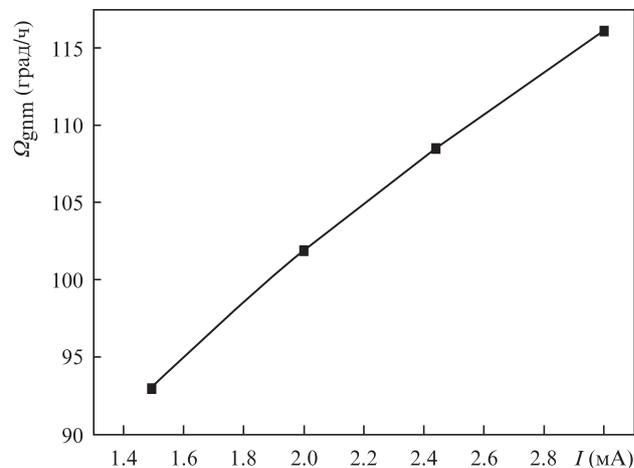


Рис. 10. Зависимость $\Omega_{\text{gnm}}(I)$ для ЗЛГ К-5 при $T_g = +75^\circ\text{C}$, $p_0 = 5.4$ Тор. Разряд горит в одной половине ЗЛГ. Сплошная кривая – результат расчета по формуле (18) при $k_1 = 11.8$ град/(ч·мА), $k_2 = -15$ град/(ч·мА^{3/2}), $k_3 = 83.6$ град/ч.

4. Зависимость токового немагнитного смещения нуля зеемановского кольцевого лазера от температуры и тока при горении разряда в двух «встречных» газоразрядных промежутках

Для компенсации токового смещения нуля в кольцевом лазере размещены два газоразрядных канала длиной l_1 и l_2 , токи в которых по величине примерно равны и противоположны по знаку. В результате величина токового смещения нуля

$$\Omega_{\text{gnmi}} = -\frac{(G_{01} - G_{02})c(l_1 - l_2)}{\sqrt{\pi}L^2u}(\vartheta_1 - \vartheta_2). \tag{19}$$

Абсолютное значение Ω_{gnmi} определяется качеством изготовления корпуса ЗЛГ (одинаковостью длин газоразрядных каналов и их диаметров, качеством юстировки ЗЛГ), а также токами в газоразрядных промежутках (их абсолютными значениями и разностью).

На рис.11 показано изменение немагнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ от тока разряда в двух газоразрядных каналах при различных температурах газа T_g .

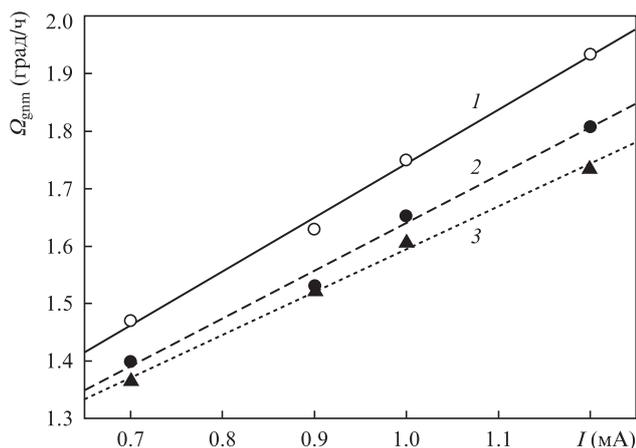


Рис.11. Изменение немагнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ К-5 от тока разряда в двух газоразрядных промежутках при $p_0 = 5.4$ Тор и $T_g = -55^\circ\text{C}$ (1), $+25^\circ\text{C}$ (2), $+75^\circ\text{C}$ (3). Токи в разрядных промежутках одинаковы по величине и противоположно направлены.

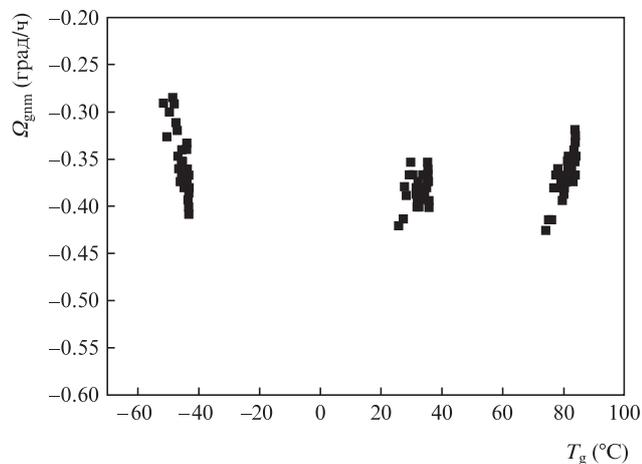


Рис.12. Температурная зависимость немагнитного смещения нуля ЗЛГ К-5 при $p_0 = 5.4$ Тор, $I = 1.2$ мА. Токи в разрядных промежутках направлены навстречу друг другу.

При прохождении лазерного пучка по центру газоразрядного канала при работе с двумя «встречными» газоразрядными промежутками можно получить минимальную зависимость смещения нуля от температуры T_g (рис.12). При уменьшении тока разряда наблюдается также снижение температурной зависимости немагнитной составляющей смещения нуля (рис.13).

Как видно из рис.12, 13 коэффициенты в зависимостях немагнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ от температуры ($\Omega_{\text{gnm}} = \kappa_1 T_g$) и тока ($\Omega_{\text{gnm}} = \kappa_2 I$) не превышают 0.0003 град/(ч·°C) и 0.0002 град/(ч·мкА) соответственно.

Рассмотрим причины возникновения и достижимые величины погрешности немагнитной составляющей смещения нуля, выражающейся в невозпроизводимости немагнитной составляющей, т. е. в неполной ее компенсации с использованием температурной коррекции. Одна из причин может быть связана со сдвигом лазерного пучка по сечению канала. Положение пучка относительно оси газоразрядного канала определяется при юстировке резонатора ЗЛГ. В абсолютно точно изготовленном и съюстированном резонаторе пучок идет строго по оси газоразрядного канала. Однако на практике это не так и, поскольку обычно радиус диафрагмы резонатора ЗЛГ выбирается равным удвоенному радиусу пучка в канале r_1 , возможен сдвиг пучка от оси газоразрядного канала на величину, близкую к r_1 (в ЗЛГ К-5 $r_1 = 0.25$ мм при $R = 1.25$ мм). Оценим возможную ошибку из-за разницы сдвигов пучка относительно оси газоразрядного канала. В ЗЛГ К-5 токовое немагнитное смещение нуля при одном газоразрядном промежутке составляет ~ 100 град/ч при $r_1 = 0.25$ мм, $R = 1.25$ мм. Соответственно, из формул (16) и (19) получаем $\Omega_{\text{gnmi}} = 8$ град/ч.

Для практического применения ЗЛГ важным являются температурная зависимость Ω_{gnmi} , ее воспроизводимость после температурных циклов, а также стабильность в процессе эксплуатации ЗЛГ и его хранения. Сразу отметим, что лазерный пучок практически не меняет своего положения при самопрогреве прибора. Тепловое расширение контура носит равномерный характер, а вот компенсация этого теплового расширения производится перемещением только двух зеркал. В результате пучок сдвигается по сечению канала. За время самопрогрева увеличение периметра (удлинение) лазера $\Delta L = k_{\text{exp}} TL$, где L – периметр, k_{exp} – коэффициент теплового расширения материала корпуса резонатора. Полагая начальную форму резонатора

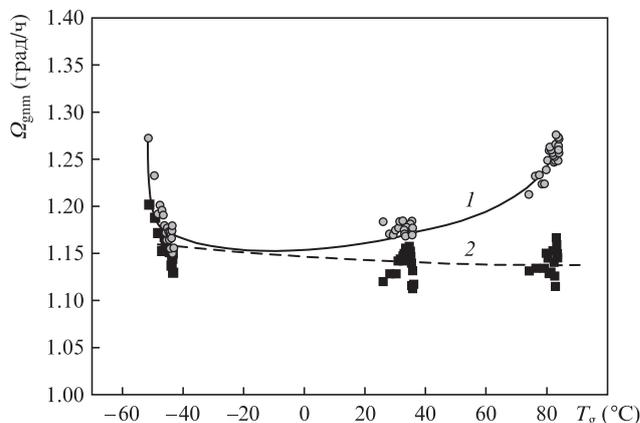


Рис.13. Температурная зависимость немагнитного смещения нуля ЗЛГ К-5 при $I = 1.2$ (1), 0.7 мА (2) и $p_0 = 5.4$ Тор. Токи в разрядных промежутках направлены навстречу друг другу.

симметричной, можно считать, что для компенсации ΔL каждое из двух пьезозеркал должно переместиться на расстояние $\Delta L/\sqrt{32}$, соответственно максимальный сдвиг Δr пучка по сечению канала составит $\sim L/8$.

Для ЗЛГ К-5 при $r_1 = 0.25$ мм, $R = 1.25$ мм, $L = 200$ мм, $k_{\text{exp}} = 1.5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, $\Delta T = 20$ °C сдвиг пучка составит 7.5×10^{-5} мм, что пренебрежимо мало по сравнению как с радиусом пучка, так и с радиусом канала.

К сдвигу пучка по сечению канала могли бы приводить повороты зеркал при локальных неравномерных нагревах. Однако такое событие маловероятно, поскольку конструкции зеркал делаются термокомпенсированными и их отражающая поверхность способна только к параллельному перемещению [33]. Также очень мало изменяются в зависимости от температуры величины L , I_1 и I_2 .

Таким образом, причиной невоспроизводимости токового смещения нуля могут быть только невоспроизводимости токов разряда и разбаланса токов разряда в двух плечах, а также изменение состава газа в газоразрядных каналах (как общего давления, так и соотношения гелий – неон). Для кратковременной невоспроизводимости токового смещения нуля имеет значение только изменение токов разряда в двух плечах – разбаланса токов разряда. Поскольку современные стабилизаторы тока имеют ошибку не более ± 0.2 мкА, ожидаемая невоспроизводимость токового смещения нуля не превысит 0.003 град/ч.

5. Заключение

Немагнитное смещение нуля является основной причиной, ограничивающей точность ЗЛГ. Основной вклад в смещение нуля вносят две составляющие – обратное рассеяние света на зеркалах и токовый дрейф. Наиболее эффективным способом уменьшения зон захвата является применение частотной подставки с минимальной длительностью фронтов переключения и с наложением на нее дополнительного сигнала низкой частоты (медленного меандра) с последующим вычитанием из выходного сигнала ЗЛГ сигнала медленного меандра. Остаточная величина немагнитного смещения нуля из-за обратного рассеяния в ЗЛГ К-5 составляет 0.014 град/ч.

Токовый дрейф существенно превышает все остальные составляющие немагнитного дрейфа, достигая в ЗЛГ К-5 величины 1.3 град/ч. Эта величина зависит линейно от длины газоразрядных промежутков и тока разряда и как $1/R^5$ от радиуса газоразрядных промежутков. Однако нестабильность токового смещения нуля невелика (не более 0.003 град/ч) и определяется только стабильностью тока разряда, что позволяет эффективно использовать алгоритмическую температурную коррекцию.

Суммарный достигнутый уровень ошибок немагнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ не превышает 0.016 град/ч.

1. Дмитриев В.Г., Голяев Ю.Д., Винокуров Ю.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В. *Материалы 15-й Международной конференции по интегрированным навигационным системам* (С.-Петербург: ЦНИИ «Электроприбор», 2008, с. 127).

2. Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Назаренко М.М., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2408844. Приоритет от 07.10.2010.
3. Винокуров Ю.А., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2418266. Приоритет от 11.01.2010.
4. Вахитов Н.Г., Голяев Ю.Д., Дронов И.В., Иванов М.А., Колбас Ю.Ю., Крутиков А.П. *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение*, 2 (95), 10 (2014).
5. Голяев Ю.Д., Дронов И.В., Хохлов Н.И., Прядин В.А., Шпикалов Б.Н. *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, Сер. Приборостроение*, 3 (88), 112 (2012).
6. Голяев Ю.Д., Иванов М.А., Колбас Ю.Ю., Крутиков А.П., Аристархова М.А., Белов А.В., Соловьева Т.И. *Сетевой электронный научный журнал «Системотехника»*, 10, 48 (2012).
7. Колбас Ю.Ю., Ладонкина М.В., Соловьева Т.И. *Качество. Инновации. Образование*, 3 (118), 35 (2015).
8. Голяев Ю.Д., Савельев И.И., Хохлов Н.И. *Квантовая электроника*, 45 (6), 573 (2015) [*Quantum Electron.*, 45 (6), 573 (2015)].
9. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах*. Под ред. Ю.Л.Климантовича (М.: Наука, 1974).
10. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. *Квантовая электроника*, 42 (10), 949 (2012) [*Quantum Electron.*, 42 (10), 949 (2012)].
11. Курятов В.Н., Ланда П.С., Ларинцев Е.Г. *Изв. Вузов. Сер. Радиофизика*, 11, 1839 (1968).
12. Хошев И.М. *Квантовая электроника*, 7 (5), 953 (1980) [*Sov. J. Quant. El.*, 10 (5), 544 (1980)].
13. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В., Хохлов Н.И. *Электронная техника, Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 4 (40), 34 (1986).
14. Хромых А.М. *Электронная техника, Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, №2 (53), 44 (1990).
15. Hurst R.V., Rabeendran N., Schreiber K.U., Wells J.-P.R. *Appl. Opt.*, 53 (31), 7610 (2014).
16. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. *ЖТФ*, 17 (8), 162 (1991).
17. Аронович Ф. В кн.: *Применение лазеров*. Под ред. В.П.Тычинского (М.: Мир, 1974).
18. Серегин В.В., Кукуев Р.М. *Лазерные гироскопы и их применение* (М.: Машиностроение, 1990).
19. Привалов В.Е. *Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах* (Л.: Судостроение, 1989).
20. Грю К.Э., Иббс Т.Л. *Термическая диффузия в газах* (М.: Физматиз, 1956).
21. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Соловьева Т.И. *Лазерный гироскоп на зеemanовском кольцевом лазере. Методические указания* (М.: изд-е МИЭМ НИУ ВШЭ, 2013, с. 43).
22. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. и др. *Квантовая электроника*, 17 (1), 92 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, 20 (1), 80 (1990)].
23. Голяев Ю.Д., Телегин Г.И., Толстенко К.А., Яременко С.О. *Электронная техника, Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, №4 (56), 17 (1990).
24. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Толстенко К.А., Найда О.Н., Чубарь А.В. *Электронная техника, Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, №4 (52), 29 (1989).
25. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978).
26. Браун С. *Элементарные процессы в плазме газового разряда*. Под ред. Д.А.Франк-Каменецкого (М.: Атомиздат, 1961).
27. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).
28. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (М.: Наука, 1971).
29. Smits A.J., Dussauge J.-P. *Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow* (Munich: Springer Science Business Media Inc., 2006, vol. 14, p.410).
30. Касаткин А.Г. *Основные процессы и аппараты химической технологии* (М.: изд-е ГХИ, 1961).
31. Виноградов В.И. *Оптика и спектроскопия*, 6 (110), 1042 (2011).
32. Запотьелько Н.Р., Катков А.А., Недзвецкая А.А. *Оптический журн.*, 78, 10 (2011).