

О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЧАСТОТУ БИЕНИЙ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ТОКА РАЗРЯДА

В. И. Четвериков

Изложены результаты исследования влияния вызванного токовым нагревом динамического эффекта вытеснения газа на частоту биений встречных волн кольцевого газоразрядного лазера при возмущениях тока разряда. Для типичных параметров активных элементов гелий-неоновых лазеров показано, что небольшая глубина модуляции тока (1%) может вызывать колебания температуры газа на оси разряда с амплитудой до 0.4 К, что приведет к появлению из-за расширения газа направленного движения атомов активной среды со скоростью до 0.3 м/с. Обусловленная движением газа направлением атомов девиация частоты биений может достигать нескольких сотен Гц. Полученные экспериментальные результаты подтверждают наличие динамического эффекта вытеснения газа и его влияние на частоту биений кольцевого лазера до частот модуляции тока разряда порядка 3 кГц.

Применение кольцевого газового лазера (КГЛ) для ряда прецизионных измерений требует обстоятельного изучения различных факторов, влияющих на стабильность частоты биений встречных волн. Достигнутая к настоящему времени стабильность определяется техническими флуктуациями внутренних параметров КГЛ, таких как оптическая длина резонатора, усиление, потери. Изучению влияния технических флуктуаций этих параметров на выходные характеристики КГЛ посвящен ряд работ [1-3]. Следует, однако, отметить, что каждый из внутренних параметров достаточно сложным образом связан с током разряда [4], флуктуации которого обусловлены как внешними (нестабильность источника, наводки), так и внутренними (собственные колебания плазмы [5]) причинами. Наиболее точное представление о влиянии флуктуаций тока разряда на выходные параметры лазера можно получить лишь при одновременном учете взаимно коррелированных флуктуаций внутренних параметров лазера [6-8]. Такой подход, однако, возможен лишь при наличии знаний о возможных механизмах воздействия тока разряда на параметры активной среды и степени их влияния на выходные параметры лазера.

Настоящая работа посвящена изучению влияния эффекта вытеснения газа на девиацию частоты биений КГЛ при модуляции тока разряда. Изменения тока разряда вызывают соответствующие изменения температуры, что сопровождается расширением и вытеснением газа из области более нагретой в область менее нагретую. Влияние эффекта вытеснения на параметры лазера происходит двумя путями. Большие, но медленные изменения тока приводят к существенным изменениям концентрации активных атомов в пространстве взаимодействия — статический эффект вытеснения. Малые и быстрые изменения тока сопровождаются большими значениями скорости направленного движения активных атомов — динамический эффект вытеснения. Последний эффект, как будет показано ниже, играет существенную роль при рассмотрении кратковременной стабильности частоты биений КГЛ.

Предположим, что ток в цепи разряда изменяется по закону

$$I(t) = I_0 + i_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

где ω — частота модуляции. При малой глубине модуляции тока $m_I = i_0/I_0 \ll 1$ падение напряжения на разряде можно представить следующим образом:

$$U(t) = U_0 + u_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

причем $u_0/U_0 \ll 1$. Тогда мощность, расходуемая на нагрев газа, равна

$$P(t) \approx U_0 I_0 + (U_0^2 i_0^2 + 2U_0 I_0 u_0 i_0 \cos \varphi + I_0^2 u_0^2)^{1/2} \cos\left(\omega t - \arctg \frac{I_0 u_0 \sin \varphi}{U_0 i_0 + I_0 u_0 \cos \varphi}\right). \quad (3)$$

В (3) отброшены члены, пропорциональные $u_0 i_0$, один из которых представляет собой модуляцию мощности нагрева на частоте 2ω , другой характеризует дополнительный нагрев газа за счет модуляции тока разряда.

Связь u_0 и φ с i_0 и ω можно получить, используя уравнение динамической вольтамперной характеристики разряда [5, 9]. Как следует из работы [9], пренебрежение конечностью скорости установления амбиполярной диффузии и учет лишь конечности скорости ионизации и рассасывания пространственного заряда позволяют получить уравнение динамической вольтамперной характеристики, удовлетворительно описывающее динамические свойства разряда в активном элементе He—Ne лазера при $0 \leq \omega/2\pi \leq 10^5$ Гц. Это уравнение, записанное с использованием внешних параметров разряда, имеет следующий вид:

$$u_0 e^{j\varphi} = i_0 R_0 \left[\frac{\omega_0^2 (\rho/R_0) + \omega^2}{\omega_0^2 + \omega^2} + j\omega\omega_0 \frac{1 - (\rho/R_0)}{\omega_0^2 + \omega^2} \right], \quad (4)$$

где $R_0 = U_0/I_0$ — активное сопротивление разряда, $\rho = dU_0/dI_0$ — дифференциальное сопротивление разряда, $\omega_0 = U_0/U_1$, где обозначение для U_1 соответствует принятому в работе [9]. Из (4) находим

$$u_0 = \frac{i_0 R_0}{\omega_0^2 + \omega^2} \left\{ \omega_0^4 (\rho/R_0)^2 + \omega^2 [1 + (\rho/R_0) \omega_0^2 + \omega^2] \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

$$\varphi = \arctg \omega\omega_0 \frac{1 - (\rho/R_0)}{\omega_0^2 (\rho/R_0) + \omega^2}. \quad (6)$$

Подставляя выражения (5) и (6) в (3), получаем окончательное выражение для мощности нагрева газа

$$P(t) \approx U_0 I_0 \left[1 + m_I \left(\frac{1 + (\rho/R_0)^2 \omega_0^2 + 4\omega^2}{\omega_0^2 + \omega^2} \right)^{1/2} \cos\left(\omega t - \arctg \frac{\omega\omega_0 (1 - (\rho/R_0))}{(1 + (\rho/R_0) \omega_0^2 + 2\omega^2)}\right) \right]. \quad (7)$$

Рассмотрим режим низкочастотной модуляции ($\omega \ll \omega_0$). Учитывая, что в рабочем диапазоне значений тока разряда He—Ne лазеров дифференциальное сопротивление разряда невелико ($0 \leq -\rho/R_0 \leq 0.2$), из (7) получаем

$$P(t) \approx U_0 I_0 [1 + m_I (1 + (\rho/R_0)) \cos \omega t]. \quad (8)$$

Интересны два предельных случая.

1. Большие токи разряда. В этом случае $\rho/R_0 \approx 0$, $U_0 = \text{const}$ (рис. 2, а в [9]) и $m_p = m_I$, т. е. глубина модуляции мощности нагрева $m_p = \delta P/P_0$ равна глубине модуляции тока разряда, а среднее значение мощности нагрева $P_0 = U_0 I_0$ и ее переменная составляющая растут линейно с током.

2. Малые токи разряда. В этом случае $|\rho| > 0$, и $m_p < m_I$. С уменьшением тока разряда P_0 уменьшается, а $|\rho/R_0|$ растет. Следовательно, глубина модуляции мощности нагрева m_p и ее переменная составляющая δP спадают быстрее, чем ток. Отсюда следует, что для уменьшения флуктуаций температуры газа, вызванных флуктуациями тока, необходимо работать в области малых значений тока.

Для нахождения постоянной и переменной составляющих температуры газа можно воспользоваться подходом, развитым в работе [10]. Предполагая малость перепада температуры газа на оси $T(0)$ и у стенки трубки $T(r_0)$, т. е. считая $T(0) - T(r_0) \ll T(r_0)$, пренебрежем зависимостью коэффициента теплопроводности газа λ_T от температуры. В этом случае выражение для температуры газа будет иметь следующий вид:

$$T(r, t) = T(r_0) + \frac{U_0 I_0}{4.81 \pi \lambda_T L} \frac{J_0(2.405r/r_0)}{J_1(2.405)} \times \left[1 + m_I \left(\frac{\omega_0^2 (1 + (\rho/R_0))^2 + 4\omega^2}{(1 + \omega^2 \tau_T^2) (\omega_0^2 + \omega^2)} \right)^{1/2} \cos \left(\omega t - \arctg \frac{\omega \omega_0 (1 - (\rho/R_0))}{\omega_0^2 (1 + (\rho/R_0)) + 2\omega^2} - \arctg \omega \tau_T \right) \right], \quad (9)$$

где r_0 — радиус трубки, L — длина положительного столба, λ_T — коэффициент теплопроводности газа при $T(r_0)$, a — коэффициент температуропроводности газа, $\tau_T = r_0^2 / (2.8)^2 a$ — время релаксации температуры за счет теплопроводности газа [11]. При выводе выражения (9) мы считали, что вся энергия, питающая активный элемент, расходуется на нагрев положительного столба. Это справедливо для He—Ne активных элементов с достаточно длинным положительным столбом, когда падение напряжения на нем значительно превышает падение на катодном и анодном слое [11].

Для расчета динамического эффекта вытеснения выберем активный элемент с капиллярной трубкой постоянного радиуса r_0 , соединяющей два резервных объема — анодный и катодный, количество газа в которых значительно превышает количество газа в трубке. Учитывая, что в трубке мощность токового нагрева, приходящаяся на единицу объема газа, значительно превышает соответствующую мощность в резервных объемах, а также пренебрегая трением газа о стенки, будем считать процесс расширения газа в трубке изобарическим.

В процессе расширения газ вытекает как в катодный, так и в анодный резервные объемы, поэтому в трубке существует точка z_0 , в которой газ будет оставаться неподвижным. Выделим в трубке на расстоянии r от оси цилиндрический слой газа длиной $z - z_0$ и объемом $dV_0 = 2\pi r (z - z_0) dr$, находящийся при температуре $T(r, t)$. При изменении тока разряда температура газа в слое изменится на $\delta T(r, t)$, а объем газа изменится на $\delta(dV_0) \approx 2\pi (z - z_0) r dr \delta T(r, t) / T(r_0)$. Здесь $T(r_0) \approx T(r, t)$, так как в рабочем диапазоне токов He—Ne лазеров перепад температуры газа на оси и у стенки обычно не превышает нескольких десятков градусов [10]. Объем цилиндрического столба газа с первоначальной длиной $z - z_0$ после расширения изменится на $\delta V_0 = 2\pi (z - z_0) \langle \delta T r^2 \rangle / T(r_0)$, а его длина изменится на $\delta z = \delta V_0 / \pi r_0^2$. При этом скорость направленного движения атомов газа будет равна

$$v(z) = \frac{2(z - z_0)}{r_0^2 T(r_0)} \frac{d}{dt} \langle \delta T r^2 \rangle, \quad (10)$$

где

$$\langle \delta T r^2 \rangle = \int_0^{r_0} \delta T(r, t) r dr. \quad (11)$$

Выделяя из (9) выражение для $\delta T(r, t)$, с помощью (10) и (11) получаем

$$v(z) = 0.055 \frac{U_0 I_0 m_I (z - z_0)}{T(r_0) \lambda_T L} \omega \left[\frac{\omega_0^2 (1 + (\rho/R_0))^2 + 4\omega^2}{(1 + \omega^2 \tau_T^2) (\omega_0^2 + \omega^2)} \right]^{1/2} \cos(\omega t + \psi), \quad (12)$$

где

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\omega \omega_0 (1 - (\rho/R_0))}{\omega_0^2 (1 + (\rho/R_0)) + 2\omega^2} - \arctg \omega \tau_T. \quad (13)$$

Выражения (9) и (12) позволяют проводить расчет флуктуаций параметров лазера, зависящих от температуры газа и скорости направленного движения атомов. Как видно из выражения (12), скорость направленного движения атомов $v(z)$ линейно растет вдоль оси трубки при удалении от точки z_0 . Кроме того, при низкочастотной модуляции ($\omega/\omega_0 \ll 1$ и $\omega \tau_T \ll 1$) $v(z)$ линейно растет с частотой модуляции, а наибольшее смещение атомов за полупериод колебаний тока

$$\Delta z(z) = 0.11 \frac{U_0 I_0 m_I}{T(r_0) \lambda_T L} (z - z_0) \quad (14)$$

не зависит от частоты модуляции. Следовательно, не будет зависеть от частоты и глубина модуляции концентрации газа в трубке.

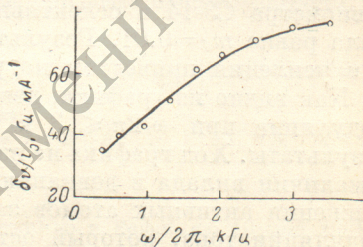
Для оценки девиации частоты биений кольцевого He—Ne лазера за счет динамического эффекта вытеснения при модуляции тока разряда можно воспользоваться приближением первого порядка теории возмущений. В этом случае частоту биений можно представить в следующем виде:

$$\nu = \frac{\Delta\nu_p \kappa}{2Z_i(0)(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} [Z_r(\xi_+ + (Kv(z)/Ku)) - Z_r(\xi_- - (Kv(z)/Ku))] dz, \quad (15)$$

где z_1 и z_2 — соответственно координаты начала и конца пространства взаимодействия активных атомов с бегущими волнами. Подставляя в (15) выражение (12) для $\nu(z)$, легко получить выражение для девиации частоты биений одно-модового КГЛ при настройке моды в центр линии усиления

$$\begin{aligned} \delta\nu_0 = 0.173 \frac{\Delta\nu_p \kappa U_0 I_0 m_I}{\lambda Ku Z_i(0) T(r_0) \lambda_T L} [\mu Z_r(\mu) - \eta Z_i(\mu) + 1] \times \\ \times \omega \left[\frac{\omega_0^2 (1 + (\rho/R_0))^2 + 4\omega^2}{(1 + \omega^2 \tau_p^2)(\omega_0^2 + \omega^2)} \right]^{1/2} \left(\frac{z_1 + z_2}{2} - z_0 \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где λ — длина волны излучения, $\Delta\nu_p$ — ширина полосы резонатора, κ — относительное возбуждение, η — параметр однородного уширения, Ku — параметр



Экспериментальная зависимость девиации частоты биений от частоты модуляции тока разряда.

доплеровской ширины линии, μ — параметр расщепления частот встречных волн при введении частотной подставки. При выводе выражения (16) использовалось условие $Kv/Ku \ll 1$, справедливость которого будет видна из оценок, сделанных ниже.

Из (16) видно, что девиация частоты линейно связана с длиной пространства взаимодействия и существенно зависит от места расположения точки z_0 , где скорость направленного движения атомов равна нулю. Девиация частоты отсутствует, если z_0 находится в центре пространства взаимодействия $z_0 = (z_1 + z_2)/2$. Этого можно добиться путем размещения резервных объемов по краям пространства взаимодействия, или разбиения пространства взаимодействия на ряд чередующихся трубок и полостей так, как это рекомендуется делать для подавления страт [12, 13]. В этом случае газ будет вытекать с одинаковой скоростью из обоих концов трубки в прилегающие к ней полости, что приведет к компенсации влияния динамического эффекта вытеснения в каждой из половин трубки. Из (16) также следует, что при низкочастотной модуляции девиация частоты растет линейно с ростом частоты модуляции ω .

Сделаем численные оценки при следующих значениях параметров: $r_0 = 0.6$ мм, $L = 0.1$ м, $U_0 = 10^3$ В, $I_0 = 5$ мА, $\rho/R_0 = -0.1$, $p = 3$ Тор, $T(r_0) = 400$ К, $\lambda = 633$ нм, $Ku = 2\pi \cdot 10^9$ с⁻¹, $\Delta\nu_p = 1$ МГц, $\kappa = 1.2$, $\eta = 0.2$, $\mu = 0.1$. По данным работ [9, 10, 14], для выбранных значений получим $\lambda_T = 0.14$ Вт·м⁻¹ К⁻¹, $a = 0.05$ м²·с⁻¹, $\omega_0 \approx 10^6$ с⁻¹, $\tau_T \approx 0.9 \cdot 10^{-6}$ с. Температура газа на оси трубки на 44 К превышает температуру у стенки. При глубине модуляции тока $m_I = 0.01$ амплитуда переменной составляющей температуры на оси трубки будет равна $T(0) \approx 0.41$ К.

Пусть конструкция активного элемента такова, что его капилляр имеет глухо запаянный конец со стороны анода игольчатого типа, а другой конец соединен с резервным объемом, в котором заключен холодный катод. Предпо-

ложим также, что пространство взаимодействия располагается по всей длине капиллярной трубки. Этому случаю будут соответствовать равенства $z_1 = z_0$, $z_2 - z_1 = L$. При модуляции тока на частоте $\omega/2\pi = 1$ кГц максимальные значения скорости движения и смещения газа на выходе из пространства взаимодействия, согласно (12) и (14), будут равны $v(z_2) \approx 0.278$ м·с⁻¹ и $\Delta z(z_2) \approx 0.09 \times 10^{-3}$ м. Глубина модуляции концентрации газа в пространстве взаимодействия при этом будет весьма незначительной и составит $m_N \approx \Delta z/2L = 0.045\%$. Оценка девиации частоты биений по формуле (16) дает $\delta\nu_0 \approx 420$ Гц. Уменьшение длины пространства взаимодействия вдвое $z_2 - z_1 = L/2$ и размещение его вблизи анодного конца $z_1 = z_0$ позволяет уменьшить девиацию частоты до 210 Гц. Перемещение же пространства взаимодействия к катодному концу капилляра трубки $z_2 - z_0 = L$, $z_1 - z_0 = L/2$ приводит к увеличению девиации частоты до 630 Гц.

Для экспериментальной проверки полученных результатов был выбран кольцевой He—Ne лазер с двумя разрядными промежутками, имеющими общий холодный катод и два анода. Модуляция тока синусоидальным сигналом в разрядных промежутках осуществлялась в противофазе. Это позволило устранить вклад в девиацию частоты биений за счет модуляции коэффициента усиления [3], показателя преломления плазмы, обусловленного в основном поглощающими переходами $1s_5 - 2p_8$ и $1s_5 - 2p_9$ в неоне [15], сдвига и уширения линии рабочего перехода в результате взаимодействия активных атомов с электронами [16], изменения неоднородной ширины линии при модуляции температуры газа. Измерение девиации частоты осуществлялось с помощью стандартного девиометра СЗ-14 и селективного вольтметра У2-8. Глубина модуляции тока была равна $m_I = 0.01$. Результаты измерений при настройке моды в центр линии усиления приведены на рисунке.

Как видно из графика, девиация частоты биений линейно растет с частотой модуляции при $\omega/2\pi \leq 3$ кГц, что качественно подтверждает теоретические результаты. Ход графика не из начала координат свидетельствует, по-видимому, о наличии вклада в девиацию частоты от модуляции скорости направленного движения активных атомов за счет катафореза и ленгмюровского дрейфа при модуляции тока, который остается нескомпенсированным при противофазной модуляции. Инерционные свойства этих эффектов не изучены, однако, по-видимому, следует ожидать их спад с увеличением частоты модуляции. Нескомпенсированным остался также вклад в девиацию от модуляции частотной невязанности встречных волн, обусловленной неоднородностью пространственных характеристик активной среды и диафрагмированием встречных световых пучков элементами конструкции лазера [17]. Однако инерционность этих эффектов, по-видимому, не должна проявиться на столь низких частотах модуляции. Прекращение роста девиации частоты биений при $\omega/2\pi > 3$ кГц обусловлено, по-видимому, либо спадом вклада в девиацию частоты за счет катафореза и ленгмюровского дрейфа, либо появлением сжатия газа, т. е. нарушением изобаричности процесса его расширения. Следует отметить большое количество расхождений экспериментальных результатов и проведенных выше теоретических оценок. Это связано прежде всего с конструктивными особенностями пространства взаимодействия исследуемого лазера, которое состоит из набора довольно коротких трубок, разъединенных полостями, что, как было показано выше, способствует подавлению влияния динамического эффекта вытеснения на частоту биений.

В ы в о д ы

1. На основе использования динамической вольтамперной характеристики газового разряда получены выражения, позволяющие вычислять колебания температуры газа по известным внешним параметрам разряда и глубине модуляции тока. Колебания температуры меньше при работе в режиме с малым током, когда дифференциальное сопротивление разряда велико.
2. Теоретически показана возможность существенного влияния динамического эффекта вытеснения на частоту биений встречных волн КГЛ при колебаниях температуры газа. Степень этого влияния существенно зависит от кон-

структивных особенностей активного элемента и места расположения пространства взаимодействия.

3. Качественное совпадение экспериментальных и теоретических результатов подтверждает влияние динамического эффекта вытеснения на частоту биений КГЛ в диапазоне частот модуляции до нескольких кГц.

4. Предложены пути снижения влияния динамического эффекта вытеснения, которые сводятся к следующему: а) разделению капилляра в пространстве взаимодействия на ряд чередующихся полостей и коротких отрезков, что одновременно способствует подавлению страт, б) устранению противофазных флуктуаций тока разряда в плечах газового разряда в случае использования двуханодных (двухкатодных) активных элементов.

Литература

- [1] М. Н. Бурнашев, В. Е. Привалов. Квант. электрон., 3, 2584, 1976.
- [2] Л. А. Мельников. Радиотехн. и электрон., 23, 366, 1978.
- [3] В. А. Маркелов, А. А. Туркин. Квант. электрон., 3, 1139, 1976.
- [4] А. Л. Мельцин. ЖПС, 31, 627, 1979.
- [5] В. Е. Привалов. Квант. электрон., 4, 2085, 1977.
- [6] А. Н. Малахов. Флуктуации в автоколебательных системах. Наука, М., 1968.
- [7] В. В. Тучин, В. И. Четвериков. Радиотехн. и электрон., 32, 1635, 1977.
- [8] В. В. Тучин, В. И. Четвериков. Электронная техника, серия 8. Управление качеством и стандартизация, 32, 1975.
- [9] В. Е. Привалов, Е. А. Смирнов. Опт. и спектр., 46, 34, 1979.
- [10] М. И. Захаров. Электронная техника, серия 1. Электроника СВЧ, 26, 1970.
- [11] Ю. П. Райзер. Основы современной физики газоразрядных процессов. Наука, М., 1980.
- [12] T. Suzuki. J. Quant. Electron., QE-5, 132, 1969.
- [13] Л. Н. Гуськов, В. П. Сологуб, Б. И. Трошин. ЖТФ, 46, 1093, 1976.
- [14] А. С. Тер-Погосян, Ю. А. Балашин. ЖПС, 27, 816, 1977.
- [15] R. Arrathoon. J. Appl. Phys., 40, 2875, 1969.
- [16] Им Тхек Де, В. П. Кочанов, С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. М. Шалагин. Опт. и спектр., 36, 262, 1974.
- [17] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 44, 550, 1978.

Поступило в Редакцию 19 мая 1981 г.