

Анализ гистерезисного поведения зоны захвата в зеемановском кольцевом лазере

М.Е. Грушин,¹ Е.Г. Ларионцев,^{2,*} И.И. Савельев,¹ Е.В. Сухов¹

¹АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Степельмана». Россия, Москва, 117342, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelевы

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 22.04.2025; после доработки 12.10.2025; подписана в печать 17.10.2025)

Широкие области гистерезиса, экспериментально наблюдаемые в окрестности зоны захвата в зеемановском кольцевом лазере, до последнего времени не удавалось описать теоретически. В настоящей статье предложена новая модель, учитывающая поглощение лазерного излучения в зеркалах резонатора. Получены выражения для коэффициентов связи встречных волн при дифракции на решетках поглощения. Проведены экспериментальные исследования гистерезиса области захвата в зеемановском КЛ. На основе численного моделирования в рамках предложенной модели получены результаты, качественно согласующиеся с экспериментом.

PACS: 42.25.-p, 42.55.-f, 42.62.-b УДК: 535, 535.8

Ключевые слова: зеемановский лазерный гироскоп, зона захвата частот встречных волн, гистерезис, режим биений.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2560403](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2560403)

ВВЕДЕНИЕ

Кольцевые лазеры (КЛ) широко используются для измерения угловой скорости вращения [1]. При малых скоростях существует область нечувствительности к вращению, в которой КЛ переходит в режим захвата частот встречных волн. В окрестности области захвата может возникать гистерезисный эффект, проявляющийся в том, что порог области захвата Ω_L^{\max} при выходе из области захвата в режим биений с ростом фазовой невзаимности резонатора Ω больше, чем порог Ω_L^{\min} при входе в область захвата из режима биений. Гистерезис порога захвата затрудняет прогнозирование точностных параметров лазерных гироскопов. В то же время изучение его влияние на амплитудно-частотные характеристики кольцевого лазера позволяет лучше понять физику процессов в кольцевом лазере. Таким образом, исследование этого эффекта представляет научный и практический интерес, поэтому внимание к данному эффекту не пропадает, несмотря на то, что он известен уже давно [1–9]. Наиболее широкие области гистерезиса в Не–Не КЛ наблюдались экспериментально в [2] при работе в режиме синхронизации продольных мод. В режиме генерации на одной продольной моде гистерезисное поведение зоны захвата в Не–Не КЛ обсуждалось в [3–7]. В работе [6] для объяснения гистерезисных явлений был предложен механизм, связанный с воздействием внутриволнового поля на зеркала резонатора. Поле стоячей волны, возникающей в режиме захвата, создает дифракционные

решетки в зеркалах резонатора, которые приводят к дополнительному обратному рассеянию встречных волн и к увеличению зоны захвата. В работе [7] этот механизм возникновения дополнительной инерционной обратной связи был включен в систему уравнений, описывающую динамику излучения встречных волн в Не–Не КЛ. На основе численного решения этой системы уравнений были найдены узкие области гистерезиса с относительной шириной $(\Omega_L^{\max} - \Omega_L^{\min})/\Omega_L^{\min}$ порядка 0.01. Экспериментально наблюдаемая ширина области гистерезиса в зеемановском КЛ (см. [4, 5]) гораздо больше, $(\Omega_L^{\max} - \Omega_L^{\min})/\Omega_L^{\min}$ порядка 1 и более.

Целью настоящей работы является выяснение причин такого несоответствия теории с экспериментом. В работе предложена модификация существующей теоретической модели, позволяющая описать широкие области гистерезиса, наблюдаемые в зеемановском КЛ.

1. ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИОННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ШИРИНУ ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

Рассмотрим модель Не–Не КЛ с дополнительной инерционной обратной связью встречных волн, рассмотренную в [7]. Поле в кольцевом резонаторе $E(z, t)$ запишем в виде суммы двух встречных волн:

$$E(z, t) = E_1 \exp(ikz) + E_2 \exp(-ikz), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $E_{1,2} = |E_{1,2}| \exp(i\varphi_{1,2})$ — комплексные амплитуды волн.

С целью моделирования дополнительной инерционной связи встречных волн, возникающей в зер-

* E-mail: e.lariontsev@yahoo.com

калах резонатора, внутрь резонатора вводится плоскопараллельный поглощающий слой. Плотность населения инерционных поглощающих центров (ловушек электронов) в этом слое записывается

$$\begin{aligned}\dot{E}_1 &= \frac{\Delta\nu}{2} \left[\kappa_1 \frac{1+\eta}{n_0} - 1 - \alpha |E_1|^2 - \beta |E_2|^2 \right] E_1 - i\Omega E_1/2 + i\tilde{m}_1 E_2/2 + \sigma(N_0 E_1 + N_1 E_2)l/2T, \\ \dot{E}_2 &= \frac{\Delta\nu}{2} \left[\kappa_2 \frac{1+\eta}{n_0} - 1 - \alpha |E_2|^2 - \beta |E_1|^2 \right] E_2 + i\Omega E_2/2 + i\tilde{m}_2 E_1/2 + \sigma(N_0 E_2 + N_1^* E_1)l/2T, \\ \dot{N}_0 &= \frac{1}{T_1} [\bar{N} - N_0 - N_1 a E_2 E_1^* - N_1^* a E_1 E_2^*], \\ \dot{N}_1 &= \frac{1}{T_1} [-N_1 - N_0 a E_1 E_2^*].\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь $\Delta\nu = p_c/T$ — ширина полосы резонатора, p_c — потери внутри резонатора, $T = L/c$ — время обхода светом периметра резонатора, L — периметр резонатора, l — толщина поглощающего слоя; κ_1, κ_2 — коэффициенты, описывающие поляризумость усиливающей среды, $1 + \eta$ — относительное превышение усиления над потерями в максимуме линии усиления, n_0 — значение коэффициента усиления κ_1 в максимуме линии усиления; $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i\vartheta_{1,2})$ — комплексные коэффициенты связи встречных волн; σ — поперечное сечение поглощения, T_1 — время релаксации населенности поглощающих центров, a — параметр насыщения поглощения, \bar{N} — плотность населения N при отсутствии внутрирезонаторного поля.

Вклады поляризации поглощающей среды $P_{1,2}$, связанные с отражениями встречных волн на наведенных ими решетках поглощения N_1 , записываются в модели 1 в виде

$$P_1 = \sigma N_1 E_2 l/2T, \quad P_2 = \sigma N_1^* E_1 l/2T. \quad (3)$$

Дополнительная связь встречных волн $m_{1,2}^a$ на решетках поглощения описывается в уравнениях для комплексных амплитуд членами

$$m_1^a E_2/2 = \sigma N_1 l E_2/2T, \quad m_2^a E_1/2 = \sigma N_1^* l E_1/2T. \quad (4)$$

В режиме захвата частот встречных волн из уравнений (1) находим следующие стационарные значения населения

$$N_1 = -N_0 a E_1 E_2^*. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим

$$\begin{aligned}m_1^a E_2 &= -\sigma N_0 |E_2|^2 E_1/T, \\ m_2^a E_1 &= -\sigma N_0 |E_1|^2 E_2/T.\end{aligned}\quad (6)$$

Из (6) следует, что дополнительная связь, вносимая обратным рассеянием на решетках поглощения, не зависит от разности фаз встречных волн $\Phi = \varphi_2 - \varphi_1$. В режиме захвата учет этой связи аналогичен изменению коэффициента кросс — насыщения усиления β и не приводит к изменению ширины области захвата. При численном решении

в виде $N = N_0 + N_1 \exp(i2kz) + N_1^* \exp(-i2kz)$. Для комплексных амплитуд $E_{1,2}$ и пространственных гармоник N_0 и N_1 запишем следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

этой системы уравнений в [7] были найдены очень узкие области гистерезиса с относительной шириной $(\Omega_L^{\max} - \Omega_L^{\min})/\Omega_L^{\min}$ порядка 0.01.

Таким образом, модель дополнительной инерционной связи на поглощающих центрах в зеркалах резонатора, предложенная в [7], не может описать широкие области гистерезиса зоны захвата с относительной шириной $(\Omega_L^{\max} - \Omega_L^{\min})/\Omega_L^{\min}$ порядка 1 и более.

2. МОДУЛЯЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЗЕРКАЛА

В настоящей работе предложена и исследована другая феноменологическая модель инерционной обратной связи встречных волн на поглощающих центрах в зеркалах резонатора. Будем для удобства эту модель называть моделью 2, а предложенную в [7] — моделью 1.

Поглощение света на электронных ловушках исследовалось во многих работах (см., например, обзор [11]). Изменение концентрации электронных ловушек N в модели 2 будем описывать скоростным уравнением [11]

$$dN/dt = A - q S N I - N/T_1, \quad (7)$$

где A — скорость образования ловушек, T_1 — их время жизни, q — квантовая эффективность возбуждения электрона в зону проводимости при поглощении фотона ловушкой, S — сечение поглощения фотона.

Поле двухплоских встречных волн, падающих под углом ϑ на зеркало резонатора (см. рис. 1), запишем в виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(x, y, t) &= \mathbf{e}_1 E_1(y, t) \exp(ik_x x + ik_y y) + \\ &+ \mathbf{e}_2 E_2(y, t) \exp(-ik_x x + ik_y y),\end{aligned}\quad (8)$$

где $k_x = k \sin \vartheta$, $k_y = k \cos \vartheta$, ϑ — угол падения волны на зеркало, $\mathbf{e}_{1,2}$ — векторы поляризации волн.

Интенсивность излучения на поверхности зеркала равна

$$I = \mathbf{E}(x, y, t) \mathbf{E}^*(x, y, t) = I_0 + \Delta I, \quad (9)$$

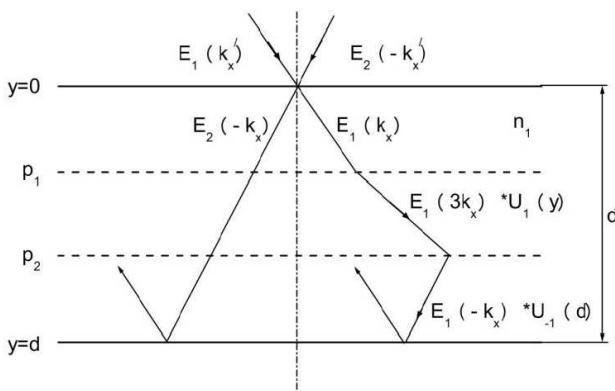


Рис. 1. Схема формирования дифрагированной обратной волны в первом слое отражающего диэлектрического зеркала, приводящей к изменению порога захвата; p_1, p_2 — дифракционные решетки, образованные электронными ловушками с периодами $2\pi/k$ и π/k соответственно

где

$$\begin{aligned} I_0 &= |E_1(t)|^2 + |E_2(t)|^2, \\ \Delta I &= \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 E_1(t) E_2^*(t) \exp(iKx) + \text{к.с.}, \quad (10) \\ K &= 2k \sin \vartheta. \end{aligned}$$

Внутри зеркала возникает периодическая пространственная модуляция концентрации электронных ловушек. В модели 2 будем учитывать две решетки с волновыми векторами K и $2K$:

$$N = N_0 + [\tilde{N}_1(t) \exp(iKx) + \tilde{N}_2(t) \exp(i2Kx) + \text{к.с.}], \quad (11)$$

где N_0 — среднее значение N внутри зеркала.

3. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ СВЯЗЬ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В РЕЗУЛЬТАТЕ ДИФРАКЦИИ НА НАВЕДЕННЫХ РЕШЕТКАХ

При рассмотрении дифракции встречных волн $E_{1,2}$ на решетках поглощения, наведенных в зеркале, воспользуемся результатами работы [12], полученными при описании дифракции света на звуковой волне. Пусть на поверхности зеркала (при $y = 0$) задана амплитуда волны $E_1(0, t) = E_1$, а все остальные дифракционные компоненты равны 0. При прохождении этой волны через зеркало, кроме проходящей волны $E_1(y, t)$ с E — компонентой волнового вектора k_x , возникают дифракционные компоненты с волновыми векторами $k_x + nK$, $n = -1, 1$ и поле внутри зеркала запишем в виде

$$E(x, y, t) = E_1 \exp ik_x x \sum_{n=-1}^1 U_n(y) \exp inKx. \quad (12)$$

Зеркало предполагается тонким, поэтому в (12) учитываются лишь две дифракционные компоненты порядка $n = -1, 1$, а остальными компонентами пренебрегается.

В результате дифракции волны E_1 на решетке поглощения с амплитудой $\tilde{N}_1(t)$ возникает дифрагированная волна с амплитудой U_1 , определяемой выражением

$$U_1(y) = \frac{\gamma_1}{\delta_1 - \delta_0} (1 - \exp(-i\beta_1 y)), \quad (13)$$

где $\gamma_1 = -qS\tilde{N}_1(t)/2$, $\delta_0 = \varepsilon_0 - \sin \vartheta^2$, $\delta_1 = \varepsilon_0 - (3 \sin \vartheta)^2$, $\beta_1 = \frac{\delta_0 - \delta_1}{2\sqrt{\delta_0}}$.

Эта волна имеет x -компоненту волнового вектора $3k_x$. Последующая дифракция этой волны на решетке поглощения с амплитудой $\tilde{N}_2^*(t)$ приводит к возникновению волны с амплитудой $U_{-1}(y)$ и x -компонентой волнового вектора $3k_x - 2K = -k_x$, которая распространяется в направлении волны E_2 . Таким образом, дифракция волны E_1 приводит к изменению комплексной амплитуды волны E_2 :

$$E_2(d) - E_2(0) = U_{-1}(d)E_1, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} U_{-1}(d) &= -\frac{\gamma_{-2}\gamma_1}{2\sqrt{\delta_0}(\delta_1 - \delta_0)} \times \\ &\times \left[d - i\frac{\cos(\beta_1 d) - 1}{\beta_1} - \frac{\sin(\beta_1 d)}{\beta_1} \right], \quad (15) \end{aligned}$$

d — толщина зеркала, $\gamma_{-2} = -qS\tilde{N}_2^*(t)/2$.

Дополнительный коэффициент связи m_{2d} , возникающий из-за дифракции на решетке в зеркале, равен $m_{2d} = iU_{-1}(d)/T$. Аналогичное рассмотрение дифракции волны E_2 приводит к следующему выражению для дополнительного коэффициента связи $m_{1d} = -iU_{-1}^*(d)/T$. Отметим, что, кроме m_{1d} и m_{2d} , при дифракции на решетках возникают также и некоторые другие дополнительные коэффициенты связи (например, пропорциональные $|\gamma_1|^2$, $|\gamma_2|^2$), которые мы не учитываем, так как они не зависят от разности фаз встречных волн и не влияют на ширину области захвата.

4. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МОДЕЛИ 2

Таким образом, с учетом проведенных выше исследований предлагаемая модель 2 описывается следующей системой уравнений для комплексных амплитуд встречных волн $E_{1,2}$, генерируемых в Не-Не лазере и гармоник концентрации электронных ловушек $N_0, \tilde{N}_1, \tilde{N}_2$ в зеркалах резонатора:

$$\begin{aligned} \dot{E}_1 &= \frac{\Delta\nu}{2} \left[\kappa_1 \frac{1+\eta}{n_0} - 1 - \alpha |E_1|^2 - \beta |E_2|^2 \right] E_1 - \\ &- i\Omega E_1/2 + i[\tilde{m}_1 + A_m \tilde{N}_1 \tilde{N}_2^*] E_2/2, \\ \dot{E}_2 &= \frac{\Delta\nu}{2} \left[\kappa_2 \frac{1+\eta}{n_0} - 1 - \alpha |E_2|^2 - \beta |E_1|^2 \right] E_2 + \\ &+ i\Omega E_2/2 + i[\tilde{m}_2 - A_m^* \tilde{N}_1^* \tilde{N}_2] E_1/2, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\dot{N}_0 = A - \frac{N_0}{T_1} \left(1 + \frac{I_0}{I_S} \right), \quad (17)$$

$$d\tilde{N}_1/dt = -\frac{\tilde{N}_1}{T_1} \left(1 + \frac{I_0}{I_S} \right) - \frac{N_0}{T_1} \frac{\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 E_1 E_2^*}{I_S}, \quad (18)$$

$$d\tilde{N}_2/dt = -\frac{\tilde{N}_2}{T_1} \left(1 + \frac{I_0}{I_S} \right) - \frac{\tilde{N}_1}{T_1} \frac{\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 E_1 E_2^*}{I_S}. \quad (19)$$

В уравнениях (17)–(19) $I_S = T_1/qS$ — параметр насыщения. Поскольку в уравнениях (16) используются амплитуды поля, нормированные на амплитуду поля насыщения в активной среде Не–Нелазера, параметр I_S оказывается равным отношению интенсивности насыщения электронных ловушек к интенсивности насыщения в активной среде лазера. Коэффициенты дополнительной связи встречных волн на поглощающих решетках в уравнениях (16) описываются выражениями $m_{1d} = iA_m \tilde{N}_1 \tilde{N}_2^*/T$, $m_{2d} = -iA_m^* \tilde{N}_1^* \tilde{N}_2$.

5. ШИРИНА ОБЛАСТИ ЗАХВАТА В МОДЕЛИ 2

Рассмотрим, как влияет дополнительная связь встречных волн в зеркалах резонатора (в модели 2) на ширину зоны захвата и ее гистерезис. Будем решать численно систему уравнений (16)–(19) при следующих значениях параметров. Зеемановский КЛ [13] с периметром кольцевого резонатора $L = 160$ см работает на одном изотопе Не при давлении газовой смеси 700 Па. Внутрирезонаторные потери за один обход резонатора равны $p_c = 0.2\%$. В работах [14, 15] приведены формулы для расчета коэффициентов, описывающих поляризумость усиливающей среды. По этим формулам для рассматриваемого ЗЛГ были вычислены значения параметров в центре линии усиления: $\alpha = 2.3006$, $\beta = 1.1674$. Положим относительное превышение усиления над потерями $1 + \eta = 1.5$. Коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i\vartheta_{1,2})$ зададим в виде: $m_1 = m_2 = m$, $\vartheta_1 - \vartheta_2 = \pi$, $m/2\pi = 75$ Гц. Время жизни электронных ловушек положим равным $T_1 = 1$ с. В модели 2 будем полагать, что электронные ловушки образуются под действием ультрафиолетового излучения из области газового разряда. В этом случае скорость образования ловушек пропорциональна току накачки и параметр A зададим в виде $A = 1.25 \times 10^{-4}(1 + \eta)$. При таком выборе A потери в зеркале, вносимые поглощением на ловушках, порядка 10^{-4} и их можно не учитывать. Значения остальных параметров положим равными: $I_S = 0.2$, $A_m = 7.5 \times 10^4$, $\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 = 1$.

На основе численного решения уравнений (16)–(19) с указанными выше параметрами было получено, что в отсутствие нелинейной связи на зеркалах резонатора ($A_m = 0$) ширина области

захвата, в соответствии с теорией, оказывается равной $\Omega_L/2\pi = 75$ Гц. С учетом нелинейной связи при указанных выше значениях параметров ширина зоны захвата оказывается равной $\Omega_L^{\max}/2\pi = 405$ Гц. Таким образом, в предложенной нами модели 2 дополнительная связь встречных волн зависит от разности фаз встречных волн Φ и приводит к увеличению ширины области захвата. Вход в область захвата из режима биений при уменьшении фазовой невзаимности резонатора происходит при $\Omega_L^{\min}/2\pi = 65$ Гц.

Зависимость ширины области захвата Ω_L^{\max} от превышения накачки над порогом η , полученная на основе численного моделирования, показана на рис. 2.

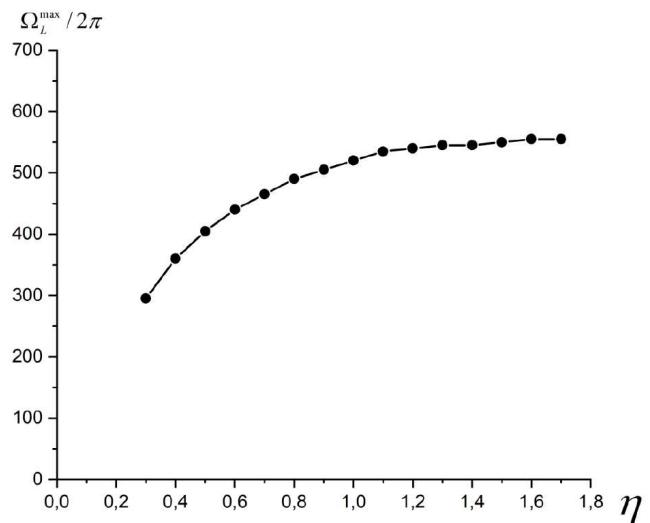


Рис. 2. Зависимость ширины области захвата Ω_L^{\max} от превышения накачки над порогом η

6. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные исследования проводились на четырехзеркальном Не–Не кольцевом лазере с неплоским резонатором. Встречные волны генерировали на одной моде с круговой поляризацией. Лазер работал на изотопе Ne^{20} при давлении газовой смеси 700 Па. Внутрирезонаторные потери за проход резонатора равнялись $p_c = 0.2\%$, периметр кольцевого резонатора $L = 160$ см. Угол падения лазерного излучения на зеркала составлял 44° . Измерение ширины области захвата проводились на установке измерения захвата, описанной в патенте [16].

Для вывода лазера из области захвата создавалась постоянная частотная подставка при наложении постоянного магнитного поля на активную среду. В исследуемом лазере наблюдался гистерезис зоны захвата. Ширина области захвата при переходе из режима захвата в режим биений Ω_L^{\max} превышала ширину Ω_L^{\min} , измеряемую при переходе из режима биений в режим захвата. На

рис. 3 показаны экспериментально измеренные зависимости $\Omega_L^{\max}/2\pi$ и $\Omega_L^{\min}/2\pi$ от превышения накачки над порогом η .

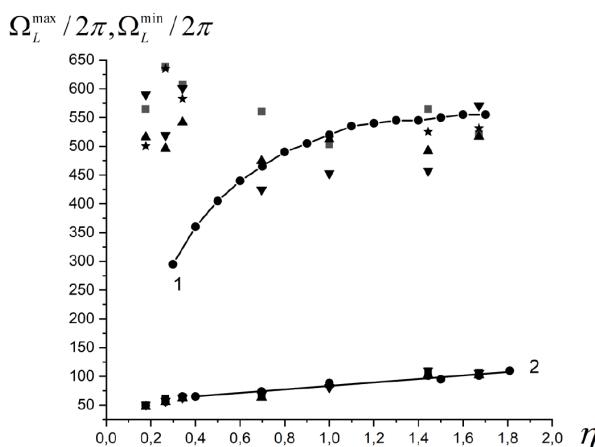


Рис. 3. Экспериментально измеренные и теоретические (кривые 1 и 2) зависимости ширин областей захвата $\Omega_L^{\max}/2\pi$ и $\Omega_L^{\min}/2\pi$ от превышения накачки над порогом η

На рисунке приведены результаты измерений для четырех соседних продольных мод (при каждом η получены четыре значения Ω_L^{\max} и четыре Ω_L^{\min}). Точки «квадрат» и «пирамида» — две

последовательные продольные моды одной поляризации (1 и 3 моды), «звездочка» и «перевернутый треугольник» — две последовательные продольные моды другой поляризации (2 и 4 моды). Для сравнения теории с экспериментом на рис. 3 приведены также результаты численного моделирования при указанных выше значениях параметров (кривые 1 и 2).

Как видно из рис. 3, предложенная в настоящей работе модель 2 дает результаты, находящиеся в хорошем качественном соответствии с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе показано, что модель 1 [7] не позволяет описать гистерезис области захвата в Не–Не кольцевом лазере. Для объяснения гистерезиса предложена модель 2, учитывающая поглощение лазерного излучения в зеркалах резонатора. Получены выражения для коэффициентов связи встречных волн при дифракции на решетках поглощения. На основе численного моделирования в рамках модели 2 найдена зависимость ширин областей захвата Ω_L^{\max} и Ω_L^{\min} от превышения накачки над порогом. Проведены экспериментальные исследования гистерезиса области захвата в зеемановском КЛ. Результаты, полученные в рамках модели 2, качественно согласуются с экспериментом.

- [1] Синельников А.О., Тихменев Н.В., Ушанов А.А., Медведев В.М. // *Фотоника*. **18**, № 6, 450 (2024).
- [2] Wax S.I., Chodorow M. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **8**, 352 (1972).
- [3] Aronowitz F., Collins R.J. // *J. of Appl. Phys.* **41**, 130 (1970).
- [4] Савельев И.И., Синельников А.О. Сборник материалов XXII Санкт-Петербургской международной конференции по интегрированным навигационным системам. Спб., 2015, 386–389.
- [5] Tikhmenev N., Bannikov D., Rogozhkina M., Knyazev I. // In 2022 29th Saint Petersburg International Conference on Integrated Navigation Systems (ICINS) (IEEE, 2022, 1–3).
- [6] Зборовский В.А., Куликов В.Н., Перееверзев А.В. и др. // *Квантовая Электроника*. **5**, 521 (1978).
- [7] Зборовский В.А., Соломатин В.А. // *Квантовая электроника*. **7**, 855 (1980).
- [8] Петрухин Е.К., Бессонов А.С. // *Квантовая электроника*. **54**, 652 (2024).
- [9] Lariontsev E.G. // *Appl. Opt.* **62**, 5135 (2023).
- [10] Брославец Ю.Ю. и др. Труды XXX Санкт-Петербургской Международной конференции по интегрированным навигационным системам. С.-Петербург, 2023.
- [11] Buse K. // *Appl. Phys. B*. **64**, 273 (1997).
- [12] Гулляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. // *УФН*. **124**, 61 (1978).
- [13] Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Савельев И.И. // *Квантовая электроника*. **45**, 171 (2015).
- [14] Хромых А.М., Якушев А.И. // *Квантовая электроника*. **4**, 27 (1977).
- [15] Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. // *Квантовая электроника*. **6**, 1155 (1979).
- [16] Дронов И.В., Колбас Ю.Ю., Родионов М.И., Новиков В.С. Патент РФ 135 408 U1 от 10.12.2013. Бюллетень ФИПС № 54.

Analysis of Hysteresis Behaviour of the Lock-in Range in a Zeeman Ring Laser

M.E. Grushin², E.G. Lariontsev^{1, a}, I.I. Savel'ev², E.V. Soukhov²

¹Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics
Moscow 119991, Russia

²POLYUS Research Institute of M.F. Stelmakh Joint Stock Company
Moscow 117342, Russia

E-mail: ^a e.lariontsev@yahoo.com

Wide hysteresis regions experimentally observed in the lock-in range in a Zeeman ring laser have not been described theoretically until recently. In the present article, a new model that accounts for the absorption of laser radiation in the resonator mirrors is proposed. Expressions are derived for the coupling coefficients of counter-propagating waves due to their diffraction on absorption gratings. Experimental studies of the hysteresis of the lock-in range in a Zeeman RL have been carried out. Numerical simulations based on the proposed model yield results that are in qualitative agreement with the experiment.

PACS: 42.25.-p, 42.55.-f, 42.62.-b.

Keywords: Zeeman laser gyro, lock-in of oncoming waves, hysteresis, beat mode.

Received 22 April 2025.

English version: [Moscow University Physics Bulletin](https://doi.org/10.3103/S1062102425040011). 2025. **80**, No. 6. Pp. .

Сведения об авторах

1. Грушин Михаил Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, нач. отдела; e-mail: mihail.grushin1968@gmail.com.
2. Ларионцев Евгений Григорьевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: e.lariontsev@yahoo.com.
3. Савельев Игорь Иванович — канд. тех. наук, нач. отдела; e-mail: i.saveliev@gmail.com.
4. Сухов Евгений Викторович — канд. тех. наук, нач. отдела; e-mail: tov.suhov81@mail.ru.