

Искажения амплитудных и частотных характеристик зеемановского кольцевого лазера при возбуждении бегущей волны на третьей частоте

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

¹АО «НИИ «Полос» им. М.Ф. Стельмаха»

Россия, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

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

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

(Поступила в редакцию 14.11.2024; после доработки 27.11.2024; подписана в печать 04.12.2024)

Характеристики зеемановского кольцевого лазера исследованы теоретически и экспериментально в условиях двухчастотной и трехчастотной генерации. Рассмотрено влияние бегущей волны, возбуждающейся на третьей частоте, на частотную подставку и интенсивности встречных волн. Проведено сравнение экспериментально измеренных характеристик с расчетами на основе векторной теории. Обнаружено, что при возбуждении бегущей волны на соседней моде в зависимости интенсивностей встречных волн от отстройки частоты генерации от центра линии усиления возникают изломы. Показано, что возбуждение третьей частоты приводит к более сильной зависимости частотной подставки от расстройки частоты от центра линии по сравнению с режимом двухчастотной генерации. На основе сравнения теории с экспериментом показано, что из известных в литературе значений изотопического сдвига между Ne^{20} и Ne^{22} на длине волны 0.63 мкм величина $\sigma = 1050$ МГц приводит к результатам, не согласующимся с экспериментом, что позволяет уточнить значение параметра σ .

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

Ключевые слова: зеемановский кольцевой лазер, трехчастотная генерация, двухизотопная усиливающая среда, изотопический сдвиг.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2520402](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2520402)

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее простые зеемановские лазерные гироскопы (ЗЛГ) работают в двухчастотном режиме генерации, когда в кольцевом лазере возбуждаются две встречных бегущих волны на одной продольной моде [1, 2]. В таких лазерах при использовании двухизотопной усиливающей среды с изотопами Ne^{20} и Ne^{22} может возбуждаться третья бегущая волна на соседней продольной моде с ортогональной круговой поляризацией. При этом регистрируемый сигнал биений встречных волн по-прежнему содержит лишь одну низкочастотную компоненту, равную разности частот встречных волн на основной моде, однако выходные характеристики ЗЛГ искажаются. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы условия возбуждения трехчастотной генерации и проанализировано влияние бегущей волны, возбуждающейся на третьей частоте, на характеристики ЗЛГ.

1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ И ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРА

В зеемановском кольцевом лазере (ЗКЛ) используется неплоский кольцевой резонатор [1, 2]. Про-

дольные моды резонатора имеют правую и левую круговые поляризации. Назовем моду, ближайшую к центру линии усиления, первой, а соседнюю моду, на которой возбуждается бегущая волна на третьей частоте, — второй. Частотный интервал между этими модами равен $c/2L$ (L — периметр резонатора).

Встречные волны первой моды имеют индексы 1, 2, а встречные волны второй моды, соответственно, индексы 3, 4. В векторной модели двухмодового ЗЛГ используется следующая система дифференциальных уравнений [3–6]:

$$\dot{E}_n = \frac{\Delta\nu}{2} \left[\kappa_n \frac{1+\eta}{\kappa_0} - 1 - \sum_m \kappa_{nm} |E_m|^2 \right] E_n, \quad (1)$$

где $E_n = |E_n| \exp(i\varphi_n)$, $E_m = |E_m| \exp(i\varphi_m)$ — нормированные комплексные амплитуды бегущих волн ($n = 1, 2, 3, 4$, $m = 1, 2, 3, 4$), $\Delta\nu = p_c/T$ — ширина полосы резонатора, κ_n , κ_{nm} — коэффициенты, описывающие поляризуемость активной среды; κ_0 — значение κ_1 в центре линии, $1 + \eta$ — относительное превышение усиления в максимуме линии над потерями; p_c — внутрирезонаторные потери, $T = L/c$ — время обхода светом резонатора.

Формулы, определяющие коэффициенты κ_n , κ_{nm} , приведены в работе [6]. Следует отметить, что в [6] допущена опечатка. Коэффициенты κ_{nm} записываются в виде $\kappa_{nm} = M\theta_{nm} + \vartheta_{nm}$, где θ_{nm} — значения этих коэффициентов при отсутствии пленения излучения и ϑ_{nm} — добавки,

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

возникающие при учете пленения. В [6] пропущен множитель $M = \gamma_a \gamma_b \gamma_{ab} / (\gamma_a + \gamma_b)$ в выражении для θ_{nm} , где $\gamma_a, \gamma_b, \gamma_{ab}$ скорости релаксации для лазерного перехода $a \rightarrow b$.

Вместо использования фарадеевской ячейки частотная невзаимность встречных волн (подставка) в ЗКЛ создается при наложении магнитного поля на лазерную среду. Магнитное поле H расщепляет атомные уровни a, b на подуровни и зеемановское расщепление подуровней равно

$$\mu = g\beta H, \quad (2)$$

где β — магнетон Бора, g — фактор Ланде. Так как частотная подставка велика по сравнению с шириной области захвата, связь встречных волн через обратное рассеяние не учитывается в (1).

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследования проведены при следующих значениях лазерных параметров. Используются смесь изотопов Ne^{20} и Ne^{22} с концентрацией Ne^{20} $q_{j1} = 0.52$ и концентрацией Ne^{22} $q_{j2} = 0.48$. При давлении $p = 700$ Па скорости релаксации для разного перехода на длине волны 0.63 мкм имеют следующие значения: $\gamma_a = 32$ МГц, $\gamma_b = 82$ МГц, $\gamma_{ab} = 345$ МГц. Скорость релаксации Γ , учитывающая пленение излучения, равна $\Gamma = 115$ МГц. Это значение Γ было найдено в [7]. Доплеровская ширина линии равна $ku = 804$ МГц, фактор Ланде $g = 2$, внутривибрационные потери $p_c = 0.126\%$, межмодовый частотный интервал $c/2L = 600$ МГц. Остальные параметры приведены ниже.

Взаимодействие между модами очень чувствительно к величине изотопического сдвига σ между изотопами Ne^{20} и Ne^{22} . Для перехода 0.63 мкм σ измерялось в работах [8–12]. Измеренные значения имеют большой разброс: $\sigma = 875$ МГц в [8], $\sigma = 889$ МГц в [9], $\sigma = 904$ МГц в [10], $\sigma = 909$ МГц в [11] и $\sigma = 1050$ МГц в [12]. Результаты, полученные в данной работе, позволяют выбрать наиболее подходящее значение σ .

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Из уравнений (1) можно получить систему уравнений для интенсивностей волн $|E_n|^2$, которая в стационарном режиме сводится к системе линейных алгебраических уравнений для $|E_n|^2$. В двухчастотном режиме имеется только первая мода ($n = 1, 2$), а $|E_{3,4}|^2 = 0$. Зависимость интенсивностей $I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ от отстройки частоты ξ первой моды от центра линии усиления показана на рис. 1. Этот режим устойчив во всей области существования первой моды ($|\xi| < 300$ МГц) при малых превышениях над порогом $\eta \leq 0.15$.

Из уравнений (1) можно получить выражение для разности частот встречных волн на первой моде (частотной подставки) $\nu_b = (\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2)/2\pi$. В двухчастотном режиме зависимость ν_b от частотной отстройки ξ показана на рис. 2 при значениях

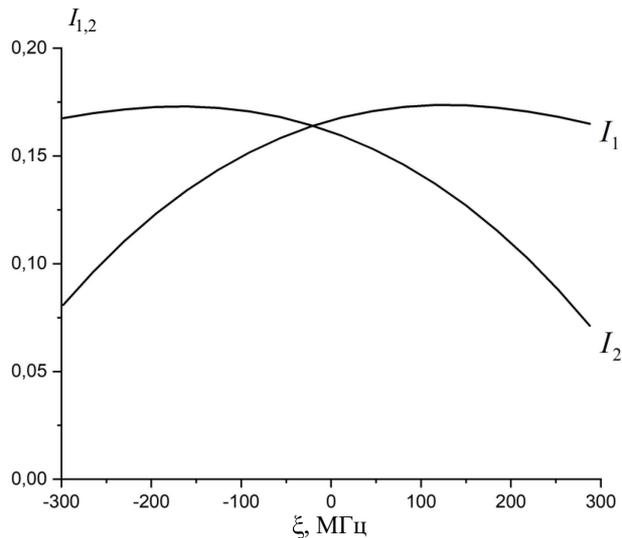


Рис. 1. Нормированные интенсивности $I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ в зависимости от частотной отстройки ξ при значениях $H = 47.5$ Э, $\eta = 0.15$

$\eta = 0.15$, $H = 47.5$ Э для двух крайних значений изотопического сдвига σ : $\sigma = 875$ [8] (кривая 1) и $\sigma = 1050$ МГц [12] (кривая 2).

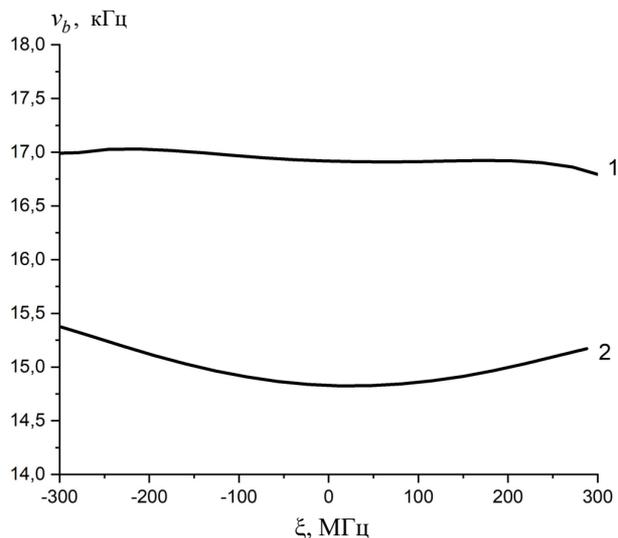


Рис. 2. Частотная подставка ν_b в двухчастотном режиме как функция отстройки ξ при значениях $H = 47.5$ Э, $\eta = 0.15$, $\sigma = 875$ МГц (1) и $\sigma = 1050$ МГц (2)

При более высоких значениях η возникает неустойчивость и устанавливается трехчастотный режим генерации в части области существования. В этом режиме суммарная интенсивность двух мод $I_1 = |E_1|^2 + |E_3|^2$ показана на рис. 3.

Интенсивности $I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ в двухчастотном режиме (см. рис. 1) монотонно зависят от ξ , а в трехчастотном на зависимостях суммарных интенсивностей от ξ возникают изломы в точках возникновения третьей частоты (см.рис. 3). В трехчастотном режиме зависимость ν_b от отстройки ξ показана на

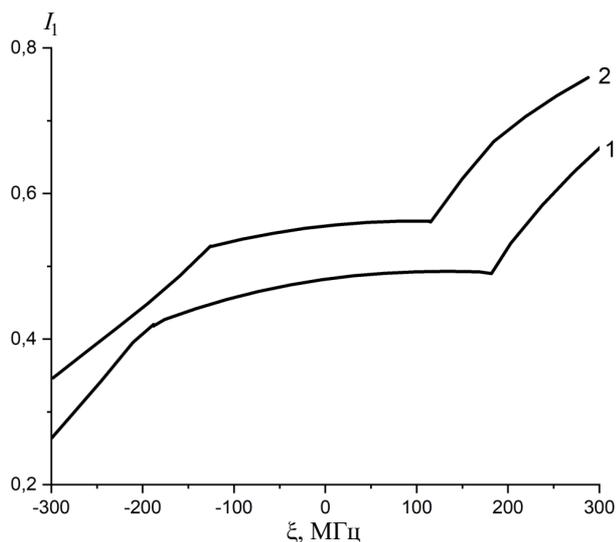


Рис. 3. Суммарная интенсивность $I_1 = |E_1|^2 + |E_3|^2$ в зависимости от отстройки ξ при значениях $H = 47.5$ Э, $\eta = 0.5$, $\sigma = 875$ МГц (1) и $\sigma = 1050$ МГц (2)

рис. 4.

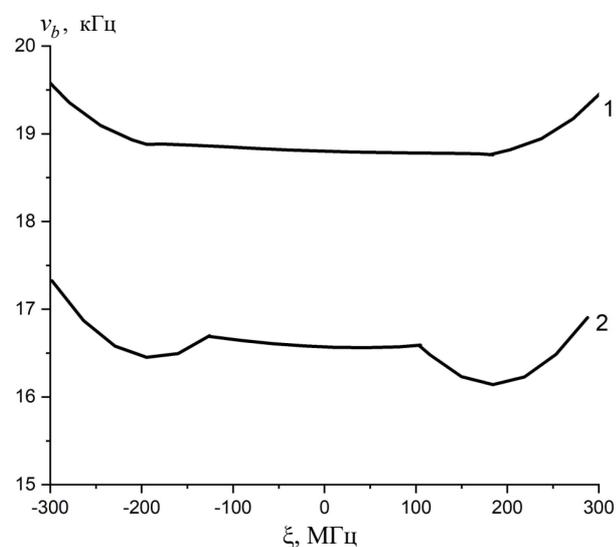


Рис. 4. Частотная подставка ν_b как функция отстройки ξ при значениях $H = 47.5$ Э, $\eta = 0.5$, $\sigma = 875$ МГц (кривая 1) и $\sigma = 1050$ МГц (кривая 2)

Сравнивая рис. 2 и рис. 4, можно убедиться, что зависимость ν_b от ξ существенно изменяется при возбуждении третьей частоты.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментальных исследованиях варьировалась частотная отстройка первой моды от центра линии усиления ξ . Мощность P_1 , пропорциональная суммарной интенсивности волн, распространяющихся в одном направлении ($|E_1|^2$ при двухчастотной генерации, $|E_1|^2 + |E_3|^2$ при трехчастот-

ной) регистрировалась инерциальным фотодетектором при вариации ξ . Измерения проводились при различных значениях превышения накачки над порогом η и разных величинах магнитного поля H в активной среде. Вместо H измерялось значение тока J в соленоиде, создающем поле H .

На рис. 5 показана зависимости $P_1(\xi)$, измеренные при различных значениях тока J при превышении над порогом $\eta = 0.5$.

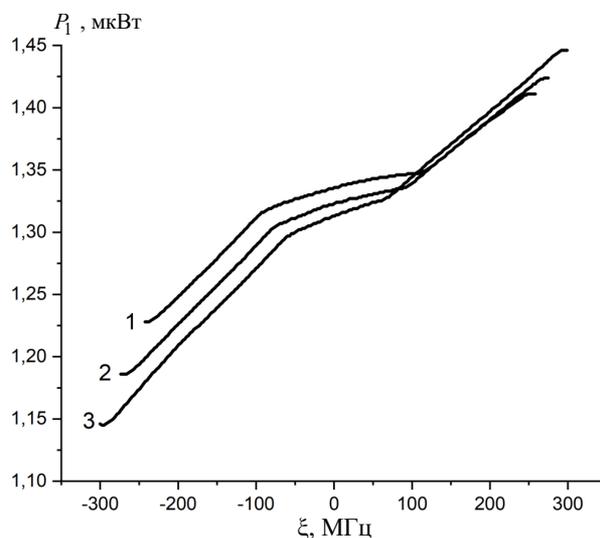


Рис. 5. Мощность P_1 как функция отстройки ξ при значениях $\eta = 0.5$, $J = 0.3$ А (1), $J = 0.4$ А (2) и $J = 0.5$ А (3)

Из рис. 5 видно, что изломы присутствуют и в экспериментальных зависимостях $P_1(\xi)$. С увеличением тока J изломы смещаются в область меньших ξ .

На рис. 6 показаны зависимости частотной подставки $\nu_b(\xi)$, измеренные при различных значениях тока J при превышении накачки над порогом $\eta = 0.5$.

В двухчастотном режиме при рассматриваемых значениях лазерных параметров частотная подставка $\nu_b(\xi)$ остается практически постоянной при изменении отстройки ξ (см. рис. 2). Зависимости $\nu_b(\xi)$, показанные на рис. 6 имеют форму чашки. Такое изменение происходит в результате трехчастотного взаимодействия.

Экспериментальные исследования, проведенные в данной работе, показали, что при возбуждении третьей частоты возникают сбои в работе системы автоподстройки периметра и возрастают шумы на выходе ЗЛП, что приводит к увеличению погрешностей измерения скорости вращения. Как при трехчастотной, так и при двухчастотной генерации в сигнале биений содержится только одна низкочастотная компонента, равная разности частот встречных волн основной моды.

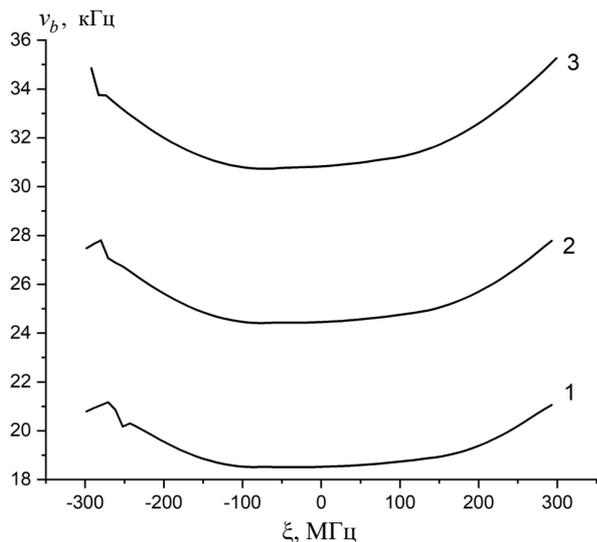


Рис. 6. Частотная подставка ν_b как функция отстройки ξ при значениях $\eta = 0.5$, $J = 0.3$ А (1), $J = 0.4$ А (2) и $J = 0.5$ А (3)

4. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним некоторые из экспериментальных результатов с теорией. В теоретических зависимостях $I_1(\xi)$, показанных на рис. 3, присутствуют изломы в точках возникновения третьей частоты. Экспериментально измеренные зависимости $P_1(\xi)$ показанные на рис. 5, имеют аналогичные изломы. Мы полагаем, что изломы в экспериментальных зависимостях $P_1(\xi)$ также возникают в точках ξ , соответствующих возбуждению третьей частоты.

На рис. 7 показана зависимость $\nu_b(\xi)$, экспериментально измеренная при $\eta = 0.5$, $J = 0.3$ А (кривая exp). Теоретические зависимости были рассчитаны при $\eta = 0.5$ для двух крайних значений σ : $\sigma = 875$ МГц (см. [6]), $H = 46.75$ Э (кривая 1) и $\sigma = 1050$ МГц (см. [10]), $H = 53$ Э (кривая 2). Значения H подбирались, чтобы получить значение $\nu_b(0)$, измеренное в эксперименте.

Из рис. 7 видно, что результаты, рассчитанные

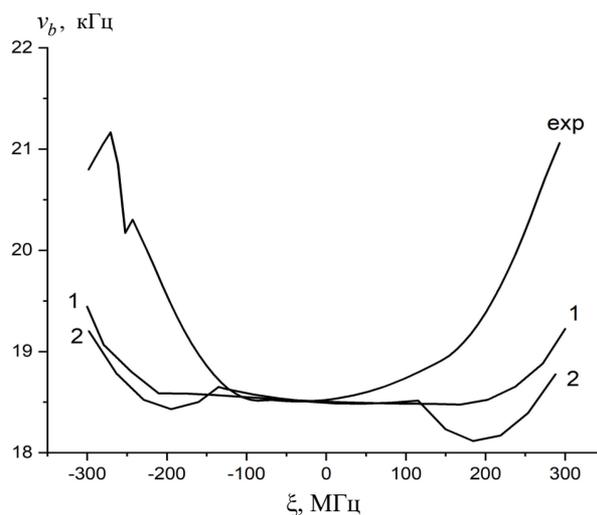


Рис. 7. Подставка ν_b как функция частотной отстройки ξ при значениях $\eta = 0.5$, $J = 0.3$ А (exp), $\sigma = 875$ МГц, $H = 46.75$ Э (1) и $\sigma = 1050$ МГц, $H = 53$ Э (2)

при $\sigma = 875$ МГц, лучше согласуются с экспериментом, чем при $\sigma = 1050$ МГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В двухчастотном ЗЛГ на смеси изотопов Ne^{20} и Ne^{22} , близкой к 50%, возбуждение третьей частоты исследовано теоретически и экспериментально. В трехчастотном режиме, в противоположность обычно наблюдаемому в двухчастотном режиме плавному поведению интенсивностей волн при изменении отстройки ξ , возникают изломы при возбуждении третьей частоты. Трехчастотное взаимодействие оказывает влияние на зависимость частотной подставки от отстройки и приводит к возникновению чашкообразной формы кривой $\nu_b(\xi)$. Теоретические исследования, выполненные на основе векторной теории ЗЛГ, находятся в качественном соответствии с экспериментом. Из известных в литературе значений величины изотопического сдвига между изотопами Ne^{20} и Ne^{22} , значение $\sigma = 1050$ МГц приводит к результатам хуже всего согласующимся с экспериментом.

- [1] Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Савельев И.И. // Квантовая Электроника. **45**. 171 (2015). (Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Savelyev I.I. // *Quantum Electron.* **45**. 171 (2015)).
- [2] Loukianov D., Rodloff R., Sorg H., Stieler B. // Optical gyros and their application (gyroscopes optiques et leurs applications), North Atlantic Treaty Org., Paris, France, Tech. Rep, 1999. 336 p.
- [3] Hanson D.R., Sargent III M. // *Phys. Rev. A*. **9**. 466 (1974).
- [4] Хромых А.М., Якушев А.И. // Квантовая электроника. **4**. 27 (1977). (Khromykh A.M., Yakushev A.I. // *Sov. J. Quantum Electron.* **7**. 13 (1977)).

- [5] Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. // Квантовая Электроника. **6**. 1155 (1979). (Savel'ev I.I., Khromykh A.M., Yakushev A.I. // *Sov. J. Quantum Electron.* **9**. 682 (1979)).
- [6] Назаренко Н.Н., Савельев И.И., Скулаченко С.С. и др. // Квантовая электроника. **4**. 1738 (1977). (Nazarenko M.M., Savel'ev I.I., Skulachenko S.S. et al. // *Sov. J. Quantum Electron.* **7**. 984 (1977)).
- [7] Савельев И.И., Тимонин П.В., Якушев А.И. // Квантовая Электроника. **6**. 1549 (1979). (Savel'ev I.I., Timonin P.V., Yakushev A.I. et al. // *Sov. J. Quantum Electron.* **9**. 909 (1979)).

- [8] *Cordova R.H., Jaseja T.S., Javan A.* // *Appl. Phys. Lett.* **7**. 322 (1965).
 [9] *Kotilov E.N., Tokarev V.I.* // *Opt. Spectrosc.* **49**. 486 (1980).
 [10] *Stahlberg B., Jungner P., Fellman T.* // *Appl. Spectroscopy.* **43**. 654 (1989).
 [11] *Zory P.* // *J. of Appl. Phys.* **37**. 3643 (1966).
 [12] *Ballik E.A.* // *Can. J. Phys.* **50**. 47 (1972).

Peculiarities of amplitude characteristics and bias in a three-frequency Zeeman ring laser

M.E. Grushin¹, E.G. Lariontsev^{2,a}, I.I. Savel'ev¹, E.V. Soukhov¹

¹*M.F. Stelmakh Scientific Research Institute "Polyus". Moscow, 117342, Russia*

²*D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
 Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^ae.lariontsev@yahoo.com

Characteristics of a Zeeman ring laser (ZRL) have been investigated theoretically and experimentally in the conditions of a two- and three-frequency generation. A two-frequency ZRL operates on the counterpropagating waves of a single mode. In a three-frequency ZRL, in addition to these waves, a running wave of the neighbor longitudinal mode (a third frequency) is excited. It is shown that an excitement of the third frequency leads to the appearance of kinks in the dependence of the output intensity on the frequency detuning from the gain-line center. A bias appearing in the presence of a magnetic field in the active medium changes due to a three-frequency interaction. Interaction of the excited modes is very sensitive to the value of the isotope shift between Ne²⁰ and Ne²². There is a large spread of the measured earlier values of the shift. The results obtained in this study allow one to choose the most appropriate value of the isotope shift.

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

Keywords: Zeeman ring laser, three-frequency generation, two-isotope mixture, isotopic shift.

Received 14 November 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2025. **80**, No. . 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. физ.-мат. наук, доцент, нач. отдела; e-mail: igorsaveliev@yandex.ru.
4. Сухов Евгений Викторович — канд. тех. наук, нач. отдела; e-mail: tov.suhov81@mail.ru.