

Режим биений встречных волн в зеэмановском кольцевом лазере в поле сильного магнита

А.С.Кудрявцев, Е.Г.Ларионцев, И.И.Савельев

Теоретически и экспериментально исследован режим биений встречных волн в зеэмановском кольцевом лазере при воздействии на активную среду сильных полей кольцевых постоянных магнитов. Впервые рассчитаны и измерены зависимости величины частотной подставки и интенсивностей встречных волн такого лазера от расстройки частоты генерации относительно частоты центра линии усиления. Обнаружены особенности в зависимости частотной подставки от напряженности магнитного поля, связанные с нелинейностью поляризуемости активной среды в сильных неоднородных полях магнита.

Ключевые слова: кольцевой лазер, лазерный гироскоп, частотная подставка, эффект Зеэмана, неоднородность магнитного поля.

1. Введение

Зеэмановские лазерные гироскопы используются в бесплатформенных инерциальных навигационных системах для получения информации о вращении движущихся в пространстве объектов с угловыми скоростями, изменяющимися в широком диапазоне [1]. Зона нечувствительности вблизи малых угловых скоростей, несмотря на поляризационную развязку, является для них основным препятствием на пути повышения точности, так же как и для других типов лазерных гироскопов [2]. Для выхода из зоны нечувствительности в зеэмановском кольцевом лазере (ЗКЛ) применяется частотная подставка, которая возникает вследствие эффекта Зеэмана при наложении магнитного поля на активную среду [3, 4]. Обычно магнитное поле в ЗКЛ создается с помощью соленоида. Это приводит к увеличению тепловыделения в ЗКЛ и дает дополнительный вклад в смещение нуля его частотной характеристики [5–7]. Кроме того, снижение потерь в таких лазерах, необходимое для уменьшения невязанных эффектов, вызывает снижение амплитуды частотной подставки и усложняет решение проблем, связанных с синхронизацией встречных волн. При использовании вместо соленоида постоянных магнитов можно уменьшить энергопотребление и величину теплового дрейфа, а также за счет более сильных магнитных полей увеличить частотную подставку [8, 9].

Целью настоящей работы являются теоретическое и экспериментальное исследования области существования двухчастотного режима, интенсивностей встречных волн и частотной подставки, получаемой на основе эффекта

Зеэмана в активной среде с помощью кольцевого постоянного магнита.

2. Экспериментальный стенд

Схема экспериментального стенда, на котором проводилось исследование режима биений встречных волн, представлена на рис. 1. В состав стенда входят: персональный компьютер (ПК), фотоприемник Ophir (модель PD300R), камера Espes MC-812 для затемнения ЗКЛ, контрольно-испытательный прибор (ПКИ-6МТ) и ЗКЛ типа К-5 собственного производства.

Двухчастотный ЗКЛ установлен в камере Espes, чтобы исключить постороннее световое излучение при получении зависимостей интенсивностей волн от расстройки. В газоразрядных промежутках ЗКЛ размещаются кольцевые постоянные магниты для создания частотной невязанности в активной среде лазера. На плоском зеркале ЗКЛ располагаются смесительная призма и фотоприемники, которые позволяют регистрировать сигнал биений встречных волн. Для измерения интенсивностей встречных волн I_1 и I_2 около сферического зеркала устанавливается фотоприемник Ophir в положении 1 для измерения интенсивности волны, распространяющейся против часовой стрелки, или в положении 2 для измерения интенсивности волны, распространяющейся по часовой стрелке. Сигналы фотоприемника Ophir поступают непосредственно в ПК и визуализируются программой Ophir StarLab. Пьезодвигатели позволяют изменять периметр ЗКЛ и тем самым осуществлять отстройку частоты генерации. ПКИ-6МТ поджигает разряд и контролирует токи в газоразрядных промежутках (i_1 и i_2), управляет напряжением на пьезодвигателях (U_{piezo}), преобразует аналоговые сигналы фотоприемников в цифровые сигналы стандарта USB-порта ПК, а также передает цифровые данные в ПК. Обработка и регистрация частоты биений встречных волн и напряжения на пьезодвигателе проводились с помощью программного обеспечения, разработанного в НИИ «Полус».

А.С.Кудрявцев, Е.Г.Ларионцев, И.И.Савельев. АО «НИИ "Полус" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; e-mail: bereg@niipolyus.ru, akudr-delta@yandex.ru

Поступила в редакцию 1 июля 2021 г., после доработки – 4 сентября 2021 г.

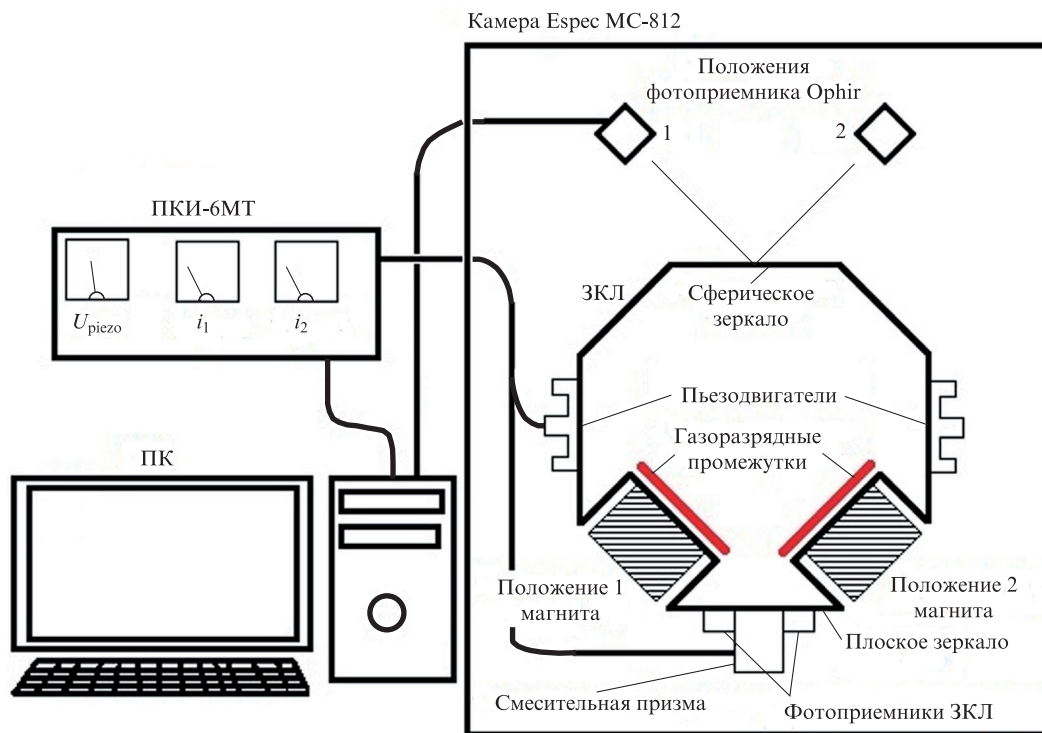


Рис.1. Схема экспериментального стенда.

3. Результаты исследований

Для анализа амплитудно-частотных характеристик ЗКЛ воспользуемся результатами теоретических исследований этого лазера, представленными в работах [10, 11]. Для комплексных амплитуд $E_{1,2}$ встречных волн запишем следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\dot{E}_{1,2} = \frac{\Delta\nu}{2} (\langle \kappa_{1,2} \rangle \frac{n}{n_0} - 1 - \langle \alpha_{1,2} \rangle |E_{1,2}|^2 - \langle \beta_{1,2} \rangle |E_{2,1}|^2) E_{1,2}, \quad (1)$$

где $\Delta\nu$ – ширина полосы резонатора; $\langle \kappa_{1,2} \rangle$, $\langle \alpha_{1,2} \rangle$, $\langle \beta_{1,2} \rangle$ – усредненные коэффициенты, описывающие поляризуемость усиливающей среды; n – относительное превышение усиления над потерями в максимуме линии усиления; n_0 – значение $\langle \kappa_{1,2} \rangle$ в максимуме линии усиления. Рассмотрим двухчастотный режим, когда поля встречных волн $E_{1,2}$ соответствуют одной продольной моде и имеют круговую поляризацию. Амплитуда частотной подставки, создаваемой при наложении магнитного поля на усиливающую среду, существенно превышает ширину области захвата, поэтому связь встречных волн через обратное рассеяние в уравнениях (1) не учитывается.

В работах [10, 11] приведены формулы для коэффициентов $\kappa_{1,2}$, $\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$, описывающих поляризуемость усиливающей среды с учетом эффекта Зеемана во внешнем однородном продольном магнитном поле с напряженностью H . Под действием этого поля возникает зеемановское расщепление уровней лазерного перехода

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

где β – магнетон Бора; g – фактор Ланде.

При использовании кольцевого постоянного магнита поле H на оси лазерного пучка существенно неоднородно, вплоть до смены знака его напряженности, т. е. H является функцией координаты x вдоль оси контура кольцевого резонатора, $H = H(x)$, и, следовательно, зеемановское расщепление описывается функцией $\mu(x)$. Коэффициенты $\kappa_{1,2}$, $\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$, зависящие от $\mu(x)$, также становятся функциями координаты x : $\kappa_{1,2}(x)$, $\alpha_{1,2}(x)$, $\beta_{1,2}(x)$. Коэффициенты $\langle \kappa_{1,2} \rangle$, $\langle \alpha_{1,2} \rangle$, $\langle \beta_{1,2} \rangle$, входящие в уравнение (1), вычисляются путем усреднения $\kappa_{1,2}(x)$, $\alpha_{1,2}(x)$, $\beta_{1,2}(x)$ по области кольцевого резонатора, в которой горит газовый разряд. Например,

$$\langle \kappa_{1,2} \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \kappa_{1,2}(x) dx,$$

где L – длина области, занятой разрядом.

Рассмотрим результаты расчетов при параметрах ЗКЛ, использованных в эксперименте. ЗКЛ на одном изотопе Ne работал при давлении газовой смеси 700 Па. Положим, что в центре линии относительное превышение усиления над потерями $n = 1.13$ при величине потерь 0.18%. Фактор Ланде g считаем равным 1.2.

В эксперименте для создания магнитного поля использовались постоянные магниты из сплава AlNiCo марки ЮНДК-15, находящиеся в положениях 1 и 2 (рис.1). На рис.2 показана зависимость напряженности продольного магнитного поля H , создаваемого одним кольцевым магнитом длиной 9 мм (положение 1), от координаты x вдоль оси оптического контура. Распределение поля на оси кольцевого магнита было измерено с помощью миллитесламетра ТПУ-01. Газовый разряд горел в одной половине контура кольцевого резонатора. Длина области, занятой разрядом, $L = 4.8$ см.

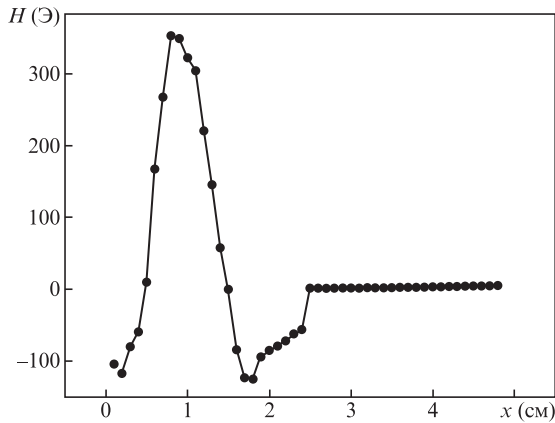
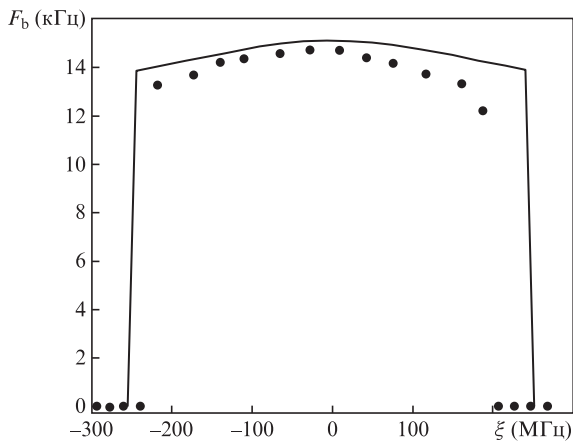


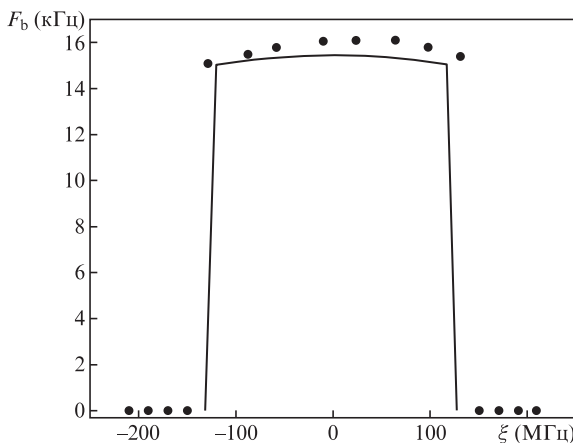
Рис.2. Распределение напряженности магнитного поля в области газового разряда.

На рис.3 для этого распределения напряженности магнитного поля показаны аппроксимирующие (сплошные кривые) и экспериментально измеренные (точки) зависимости частотной подставки F_b от отстройки частоты генерации ξ относительно частоты центра линии усиления для двух мод с противоположными круговыми поляризациями. Внутррезонаторные потери за один обход резонатора для одной из этих мод были равны 0.18% (рис.3,а), а для другой – 0.19% (рис.3,б).

На рис.4 для магнитного поля, распределение которого показано на рис.2, приведены теоретические (сплошные кривые) и экспериментально измеренные (точки) за-



а



б

Рис.3. Зависимости частотной подставки от отстройки частоты генерации ξ для мод с потерями 0.18% (а) и 0.19% (б).

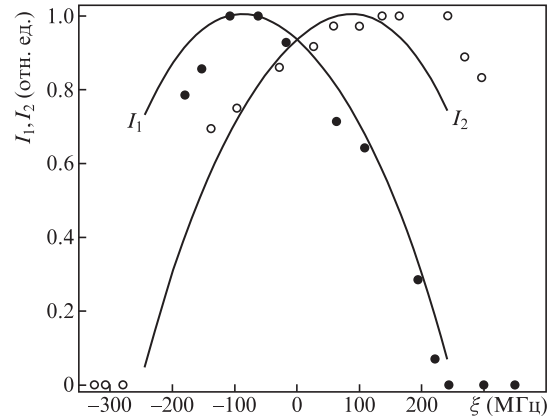


Рис.4. Зависимости интенсивностей встречных волн I_1 и I_2 от отстройки частоты генерации ξ для моды с потерями 0.18%.

висимости нормированных на единицу интенсивностей встречных волн I_1 (темные точки) и I_2 (светлые точки) от отстройки частоты генерации ξ относительно центра линии усиления для одной моды с круговой поляризацией, имеющей потери за обход резонатора 0.18%.

Аналогичные исследования были проведены с использованием двух постоянных магнитов из сплава AlNiCo марки ЮНДК-15, находящихся в положениях 1 и 2 (рис.1). На рис.5 показано экспериментальное распределение напряженности продольного магнитного поля $H(x)$, создаваемого такими магнитами длиной 9 мм. Газовый разряд горел в одной половине контура кольцевого резонатора.

На рис.6 для этого распределения напряженности магнитного поля показаны теоретические (сплошные кривые) и экспериментально измеренные (точки) зависимости частотной подставки F_b от отстройки частоты генерации ξ относительно центра линии усиления для двух мод с противоположными круговыми поляризациями. Внутррезонаторные потери за один обход резонатора для одной из этих мод были равны 0.18% (рис.6,а), а для другой – 0.19% (рис.6,б).

Частотные и амплитудные характеристики ЗКЛ в режиме биений встречных волн, приведенные на рис.3, 4 и 6, показывают, что экспериментальные и теоретические результаты находятся в удовлетворительном количественном согласии как по величине создаваемой частотной подставки, так и по ширине области отстроек частоты ге-

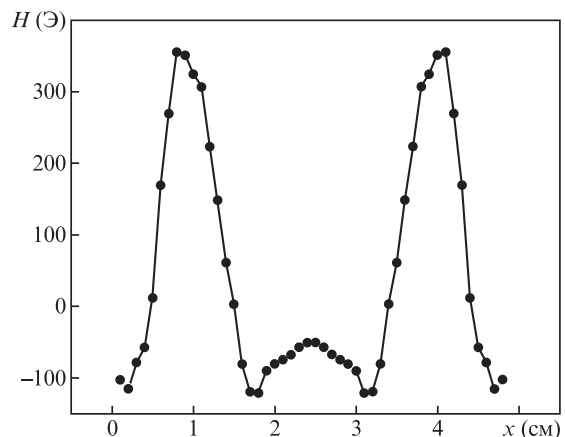


Рис.5. Распределение напряженности магнитного поля двух постоянных магнитов марки ЮНДК-15 в области газового разряда.

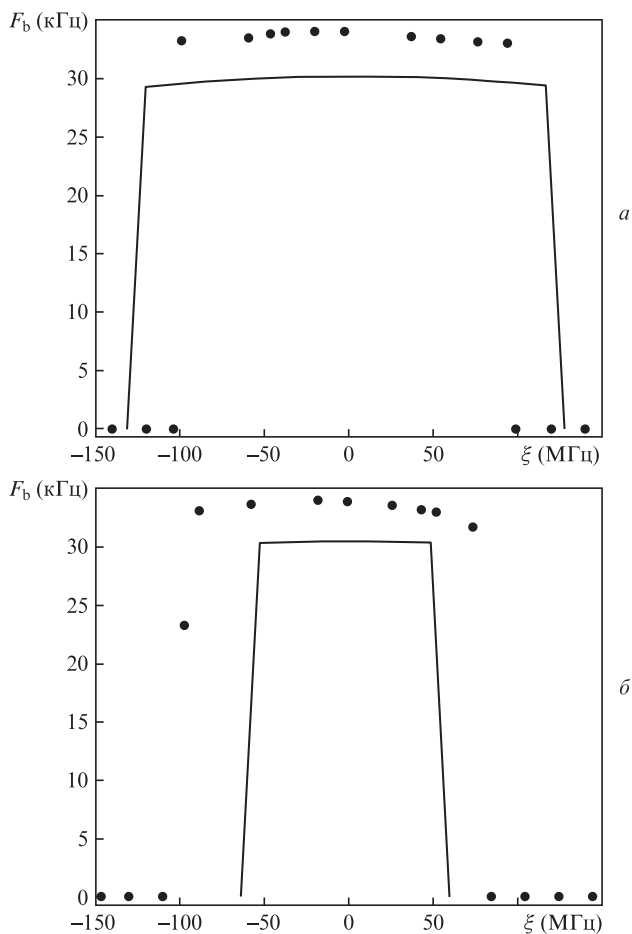


Рис.6. Зависимости частотной подставки, создаваемой двумя магнитами из сплава AlNiCo, от отстройки частоты генерации ξ для мод с потерями 0.18% (а) и 0.19% (б).

нерации от центра линии усиления, в которой реализуется режим биений встречных волн.

Экспериментальные исследования, выполненные в настоящей работе, проводились с использованием магнитов из сплава AlNiCo (марка ЮНДК-15). Существуют магниты из других материалов, например из сплава SmCo, создающие более сильные магнитные поля. На рис.7 показано экспериментальное распределение напряженности магнитного поля, создаваемого одним кольцевым магнитом длиной 9 мм из сплава SmCo марки КС25ДЦ-225, находящимся в положении 1 (рис.1). При

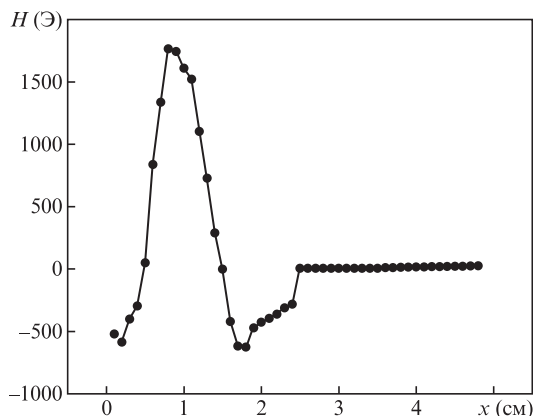


Рис.7. Распределение напряженности магнитного поля постоянно-го магнита из сплава SmCo в области газового разряда.

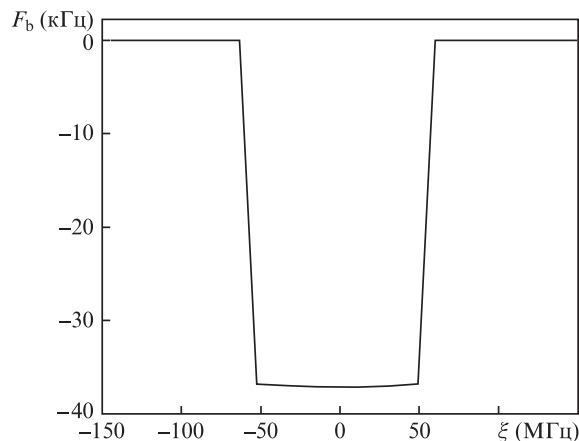


Рис.8. Зависимость частотной подставки, создаваемой магнитом из сплава SmCo, от отстройки частоты генерации ξ для мод с потерями 0.18%.

этом предполагалось, что магнит из SmCo создает поле с напряженностью, в пять раз большей, чем магнит из AlNiCo.

На рис.8 для этого распределения напряженности поля представлена расчетная зависимость частотной подставки F_b от отстройки частоты генерации ξ . При расчете полагалось, что в центре линии относительно превышение усиления над потерями $n = 1.4$, а потери в резонаторе равны 0.18%.

Из рис.8 видно, что знак частотной подставки в случае более сильного магнитного поля изменился. Это можно пояснить качественно следующим образом. Основной вклад в частотную подставку дают коэффициенты $\langle \kappa_{1,2} \rangle$, описывающие линейную поляризуемость усиливающей среды [10, 11]:

$$F_b = \frac{\Delta\nu}{2} \frac{n}{n_0} (\langle \text{Im} \kappa_1 \rangle - \langle \text{Im} \kappa_2 \rangle). \tag{3}$$

В случае однородной ширины линии, малой по сравнению с доплеровской шириной $k_B u$, для $\langle \text{Im} \kappa_{1,2} \rangle$ можно записать приближенное выражение

$$\langle \text{Im} \kappa_1 \rangle = -\langle \text{Im} \kappa_2 \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \left[\frac{2\mu(x)}{k_B u} \right] \times \exp \left\{ - \left[\frac{\mu(x)}{k_B u} \right]^2 \right\} dx, \tag{4}$$

где k_B – постоянная Больцмана; u – средняя скорость молекул газа. В распределении магнитного поля $H(x)$ есть области с положительными и отрицательными значениями продольной напряженности магнитного поля H . Для распределений напряженности магнитного поля, показанных на рис.2 и 5, основной вклад в частотную подставку F_b дает область положительных значений H . Напротив, для распределения напряженности поля на рис.7 из-за экспоненциального множителя $\exp \{ - [\mu(x)/(k_B u)]^2 \}$ в (4) вклад больших положительных значений H существенно уменьшается и доминирует вклад значительно меньших (по абсолютной величине) отрицательных значений. В результате частотная подставка меняет знак.

Таким образом, при создании в ЗКЛ частотной подставки за счет эффекта Зеемана в неоднородных магнитных полях возникает особенность, связанная с существен-

ным уменьшением вклада областей наиболее сильного магнитного поля, что несомненно требует экспериментальной проверки.

Следует отметить, что в настоящей работе при теоретическом рассмотрении, учитывалось воздействие на активную среду лишь продольной компоненты магнитного поля (вдоль лазерного пучка). Влиянием поперечной компоненты поля H пренебрегалось. Возможно, что в случае сильных полей магнитов из сплава SmCo вклад поперечной компоненты поля окажется существенным. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

4. Заключение

В настоящей работе проведены теоретические и экспериментальные исследования частотной подставки в ЗКЛ, которая возникает за счет эффекта Зеемана при наложении на усиливающую среду неоднородных магнитных полей, создаваемых постоянными магнитами. Исследована зависимость величины частотной подставки от отстройки частоты генерации от центра линии усиления. Найдена область отстроек, в которой существует режим биений встречных волн. Обнаружена особенность в зависимости частотной подставки от напряженности неоднородного поля магнита, связанная с уменьшением вклада областей наиболее сильного поля магнита, которое обусловлено нелинейностью поляризуемости активной среды. Результаты экспериментальных и теоретических исследований амплитудно-частотных характеристик

ЗКЛ находятся в удовлетворительном количественном согласии.

1. Лукьянов Д.П., Филатов Ю.В., Голяев Ю.Д., Курятов В.Н., Виноградов В.И., Шрайбер К.-У., Перлмуттер М. *Фотоника*, **1** (43), 42 (2014).
2. Рыбаков Б.В., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.И. *ЖЭТФ*, **64**, 1146 (1973).
3. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 96 (2000) [*Quantum Electron.*, **30**, 96 (2000)].
4. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Савельев И.И. *Квантовая электроника*, **45**, 171 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 171 (2015)].
5. Колбас Ю.Ю., Грушин М.Е., Горшков В.Н. *Квантовая электроника*, **48**, 283 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 283 (2018)].
6. Кудрявцев А.С., Савельев И.И., Савченко Н.А. *Сб. аннот. конкурсных работ 11-го Всероссийского межотраслевого молодежного конкурса научно-технических работ и проектов «Молодежь и будущее авиации и космонавтики»* (М.: Изд-во МАИ, 2019).
7. Кудрявцев А.С., Савельев И.И., Савченко Н.А. *Труды конференции-конкурса молодых физиков* (М.: Издательский Дом МФО, Т. 25, № 2С, 2019).
8. Кудрявцев А.С., Савельев И.И., Савченко Н.А. *Труды МАИ*, №111, 18 (2020).
9. Савельев И.И., Кудрявцев А.С. Патент РФ 2688952С1. Приоритет от 12.11.18.
10. Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **4**, 27 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 13 (1977)].
11. Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1155 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 682 (1979)].