

УДК 535.374+621.375.8+681.787.322.3

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ КВАЗИСТОЯЧИХ ВОЛН ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ*Г. Б. Малыкин**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрены квазистоячие волны во вращающемся кольцевом лазере, узлы и пучности которых при отсутствии в резонаторе оптической среды неподвижны относительно инерциальной системы отсчёта. В этом случае относительно системы отсчёта, вращающейся вместе с кольцевым лазером, узлы и пучности квазистоячих волн вращаются с угловой скоростью вращения лазера. Показано, что при наличии в кольцевом лазере оптической среды с показателем преломления n движение квазистоячих волн во вращающейся системе отсчёта замедляется в n^2 раз. При этом относительно инерциальной системы отсчёта они движутся со скоростью, пропорциональной коэффициенту увлечения Френе-ля $1 - 1/n^2$.

Эффект Саньяка [1–4] нашёл практическое применение для создания оптических датчиков вращения — кольцевых интерферометров и, в частности, получивших широкое практическое применение волоконных кольцевых интерферометров, а также кольцевых лазеров и кольцевых резонаторов [5].

Кольцевая лазерная гироскопия является одним из основных направлений современной оптической гироскопии на эффекте Саньяка [5]. Кроме задач гироскопии и навигации кольцевые лазеры больших размеров применяются для регистрации ряда фундаментальных эффектов общей теории относительности и некоторых геодезических явлений [6, 7]. Кольцевые лазеры имеют и ряд других практических приложений. Далее для простоты мы будем рассматривать так называемый одночастотный режим в кольцевых лазерах, когда во встречных волнах генерируется только одна продольная мода.

Для определения угловой скорости вращения на выходе кольцевого лазера измеряется разность частот генерации встречных волн $\Delta\nu$, которая в отсутствие нелинейного затягивания и захвата встречных волн согласно [5, 8–11] составляет

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega}{\bar{\lambda}_0 L n}. \quad (1)$$

Здесь Ω — угловая скорость вращения, $\bar{\lambda}_0 = (\lambda_0^+ + \lambda_0^-)/2 \approx \lambda_0$ — средняя длина волны света встречных волн, λ_0^+ и λ_0^- — длины встречных волн, соответствующие резонансным частотам кольцевого лазера в вакууме, S — площадь, охватываемая кольцевым лазером (точнее говоря, проекция площади на плоскость, ортогональную вектору угловой скорости Ω), L — периметр кольцевого лазера, n — показатель преломления оптической среды, заполняющей резонатор кольцевого лазера. Отметим, что в кольцевых газовых лазерах лишь весьма незначительная часть периметра оптического резонатора заполнена оптической средой — газоразрядные трубки таких лазеров имеют оптические (так называемые «брюстеровские») окна, толщина которых не превышает $1 \div 2$ мм. В самих газоразрядных трубках имеется только усиливающая газовая смесь гелия и неона низкого давления (порядка 1 мм рт. ст.), для которой показатель преломления $n \approx 1$.

Цель данной работы — рассмотреть некоторые интересные с точки зрения физической оптики свойства движения узлов и пучностей квазистоячих волн в кольцевых лазерах при совместном вращении резонатора и оптической среды, находящейся внутри резонатора.

* grig-malykin@yandex.ru

Стоячие волны возникают при интерференции встречных волн с одинаковой частотой, длиной волны и амплитудой. Во вращающемся кольцевом лазере частоты и, следовательно, длины волн света для встречных направлений различаются, и стоячих волн, в классическом их понимании, не существует. Однако, поскольку это различие весьма незначительно, можно говорить о квазистоячих волнах, узлы и пучности которых медленно смещаются.

Как показано в работах [12–14], при наличии вращения в кольцевом газовом лазере (в котором, как отмечено выше, показатель преломления $n \approx 1$ и, следовательно, влиянием оптической среды можно пренебречь), относительно неподвижного наблюдателя, находящегося в лабораторной инерциальной системе координат, узлы и пучности квазистоячих волн остаются неподвижными и их скорость v_{stand} равна нулю. В работах [12–14] такое поведение квазистоячих волн в кольцевом газовом лазере связывается с «инерционными свойствами» электромагнитного поля, которое стремится сохранить квазистоячие волны неподвижными в лабораторной системе отсчёта.

Относительно наблюдателя, связанного с вращающимся лазером, узлы и пучности вращаются с линейной скоростью [12–14]

$$v'_{\text{stand}} = \frac{2\pi \Delta\nu}{2\bar{k}}, \quad (2)$$

где $\bar{k} = 2\pi/\bar{\lambda}_0$ — среднее волновое число для встречных волн в кольцевом лазере при отсутствии оптической среды.

Если для простоты принять, что кольцевой газовый лазер имеет форму окружности с радиусом R (в принципе, если изготовить лазер с большим числом зеркал или призм полного внутреннего отражения, то он может иметь периметр, близкий к окружности), то площадь $S = \pi R^2$, периметр $L = 2\pi R$ и из формул (1) и (2) следует

$$v'_{\text{stand}} = R\Omega. \quad (3)$$

Как следует из (3), скорость движения узлов и пучностей квазистоячих волн во вращающемся кольцевом газовом лазере совпадает с линейной скоростью движения его периметра.

Если наблюдатель, связанный с вращающимся лазером, будет измерять угловую скорость вращения узлов и пучностей квазистоячих волн, то он фактически зарегистрирует угловую скорость и направление вращения самого лазера.

Рассмотрение конкретных методов регистрации угловой скорости вращения кольцевых лазеров и, в частности, кольцевых газовых лазеров с помощью измерения угловой скорости вращения узлов и пучностей квазистоячих волн выходит за рамки данной работы и является предметом отдельного серьёзного рассмотрения. Это рассмотрение требует, прежде всего, оценки предельной чувствительности к вращению для каждого из предлагаемых методов. Отметим только, что главный недостаток кольцевых лазеров — взаимный захват частот встречных волн из-за рассеяния света на различных оптических элементах — приведёт к тому, что квазистоячие волны будут неподвижны относительно вращающегося кольцевого лазера.

Рассмотрим теперь вопрос о том, как отразится на чувствительности предложенного метода измерения угловой скорости вращения кольцевого лазера наличие оптической среды в его резонаторе. Иными словами, выгодно или не выгодно заполнять периметр кольцевого лазера оптической средой? Этот вопрос ранее не обсуждался. Между тем, в настоящее время в ряде типов кольцевых лазеров внутри резонатора находится оптическая среда [11, 15, 16].

Например, в твёрдотельных кольцевых лазерных моноблоках весь периметр заполнен оптической средой с показателем преломления $n \approx 1,8$ [15]. Такая же ситуация имеет место и в полупроводниковых кольцевых лазерах, резонатор которых выполнен из одномодового волоконного световода с $n \approx 1,45$ [16]. В последнее время активно исследуются и кольцевые микролазеры [15],

резонаторы которых также заполнены оптической средой. В этом случае $\bar{k} = 2\pi n/\bar{\lambda}_0$ и тогда из формул (1) и (2) следует

$$v'_{\text{stand}} = \frac{R\Omega}{n^2}. \quad (4)$$

Таким образом, при наличии оптической среды в резонаторе, угловая скорость вращения квазистоячих волн в системе отсчёта, сопровождающей вращение кольцевого лазера, в n^2 раз меньше, чем при отсутствии среды.

Но в этом случае в неподвижной (лабораторной) системе отсчёта узлы и пучности квазистоячих волн уже не останутся неподвижными, а будут вращаться со скоростью

$$v_{\text{stand}} = R\Omega - \frac{R\Omega}{n^2} = R\Omega \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \quad (5)$$

Выражение (5) включает в себя коэффициент увлечения Френеля [17]

$$1 - 1/n^2. \quad (6)$$

При движении оптической среды скорость света имеет вид

$$c' = v_{\text{ф}} + v(1 - 1/n^2), \quad (7)$$

где $v_{\text{ф}}$ — фазовая скорость света в неподвижной среде (при отсутствии дисперсии $v_{\text{ф}} = c/n$), v — скорость движения среды. Если чисто формально применить коэффициент увлечения Френеля для квазистоячих волн в неподвижной системе отсчёта, то для них $v_{\text{ф}} = 0$, $v = R\Omega$ и, следовательно, выражение (5), также чисто формально, полностью соответствует выражению (7).

Перечислим основные результаты данной работы.

1) Предложенный Френелем 195 лет назад в [17] коэффициент увлечения (6), описывающий распространение света в движущейся оптической среде, может иметь более широкую область применения, чем полагалось ранее. Причина этого заключается в том, что выражение (7) может быть получено из релятивистского закона сложения скорости света в неподвижной среде и скорости движения среды. Но релятивистский закон сложения скоростей описывает распространение произвольных процессов в движущихся системах отсчёта и, в частности, в движущихся средах. Как было показано выше, он может найти применение и для описания движения квазистоячих оптических волн во вращающемся кольцевом лазере.

2) Известно, что в волоконных кольцевых интерферометрах разность фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, не зависит от коэффициента преломления оптической среды, заполняющей интерферометр [1–4], а в кольцевых лазерах разность частот генерации встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, обратно пропорциональна коэффициенту преломления оптической среды, заполняющей резонатор [5, 11]. Показано, что обусловленная эффектом Саньяка угловая (и линейная) скорость движения узлов и пучностей стоячих волн в кольцевых лазерах во вращающейся системе отсчёта обратно пропорциональна квадрату коэффициента преломления оптической среды, заполняющей резонатор. Таким образом, несмотря на то, что во всех трёх случаях угловая скорость вращения регистрируется с помощью эффекта Саньяка, зависимости от коэффициента преломления оптической среды существенно различаются.

Автор выражает благодарность В. М. Геликонову за полезные замечания, В. И. Поздняковой за помощь в работе. Работа частично поддержана Советом по грантам Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (гранты НШ-5430.2012.2 и НШ-2001.2014.2.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малыкин Г.Б. // УФН. 1997. Т. 167, №3. С. 337.
2. Вугальтер Г.А., Малыкин Г.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, №4. С. 373.
3. Малыкин Г.Б. // УФН. 2000. Т. 170, №12. С. 1325.
4. Малыкин Г.Б. // УФН. 2002. Т. 172, №8. С. 969.
5. Андропова И.А., Малыкин Г.Б. // УФН. 2002. Т. 172, №8. С. 849.
6. Schreiber K. U., Klügel T., Wells J.-P. R., et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107, No. 17. Art. no. 173904.
7. Bosi F., Cella G., Di Virgilio A., et al. // Phys. Rev. D. 2011. V. 84, No. 12. Art. no. 122002
8. Хромых А.М. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50, №1. С. 281.
9. Post E. J. // Rev. Mod. Phys. 1967. V. 39, No. 2. P. 475.
10. Привалов В.Е., Филатов Ю.В. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, №7. С. 1418.
11. Малыкин Г.Б. // УФН. 2014. Т. 184, №7.
12. Schulz-DuBois E. O. // IEEE J. Quantum Electron. 1966. V. 2, No. 8. P. 299.
13. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. М.: Сов. радио, 1975. 424 с.
14. Филатов Ю.В. Оптические гироскопы. СПб: ГНЦ РФ ЦНИИ «Электроприбор», 2005. 139 с.
15. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, №3. С. 192.
16. Акпаров В.В., Дмитриев В.Г., Дураев В.П., Казаков А.А. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, №10. С. 851.
17. Френель О. Избранные труды по оптике. М.: Гостехиздат, 1955. С. 516.

Поступила в редакцию 11 сентября 2013 г.; принята в печать 19 ноября 2013 г.

QUASI-STANDING WAVE DRAGGING EFFECT IN A ROTATING RING LASER IN THE PRESENCE OF AN OPTICAL MEDIUM

G. B. Malykin

We consider quasistanding waves in a rotating ring laser, whose nodes and antinodes are immobile with respect to the inertial reference system in the absence of an optical medium in the resonator. In this case, the nodes and antinodes of the quasistanding waves rotate with the laser rotation velocity with respect to the reference system which rotates along with the ring laser. It is shown that the quasistanding-wave motion in the rotating reference system slows down a factor of n^2 if an optical medium with the refractive factor n is present in the ring laser. In this case, the waves move with respect to the inertial reference system with a velocity that is proportional to the Fresnel dragging coefficient $1 - 1/n^2$.