

ПИСЬМА

О возможном применении метаматериалов в конструкции кольцевого лазерного гироскопа

В.Г.Веселаго, Е.М.Дианов, В.Н.Курятов, Г.Б.Малькин, О.Д.Вольпян

Предложен метод, позволяющий теоретически неограниченно увеличивать чувствительность кольцевых лазерных гироскопов (КЛГ) к вращению. Метод основан на заполнении оптического пути внутри КЛГ (вне активного элемента) двумя различными оптическими средами: обычной оптической средой с показателем преломления $n > 1$ и так называемым метаматериалом с $n < 0$. Рассмотрены явления, ограничивающие реальную чувствительность предложенного метода.

Ключевые слова: кольцевой лазерный гироскоп, метаматериал, чувствительность.

Появление в научном лексиконе понятия «отрицательное преломление» заставило по-новому взглянуть на те явления и устройства, которые описываются формулами, содержащими коэффициент преломления n . В случае, если величина n оказывается отрицательной, могут кардинально измениться смысл или свойства соответствующих формул или явлений [1, 2].

Это утверждение оказывается полностью справедливым при описании свойств такого устройства, как кольцевой лазерный гироскоп (КЛГ) [3]. Обычно такого рода прибор состоит из кольцевого лазера, который генерирует две волны электромагнитного излучения, распространяющиеся по круговому пути в противоположных направлениях и интерферирующие на фотоприемнике. На нагрузке фотоприемника выделяется переменное напряжение с частотой, равной разности частот этих двух волн $\Delta\nu$. Значение $\Delta\nu$ равно нулю, если весь прибор размещен в инерциальной системе координат и неподвижен, но если КЛГ начинает вращаться с угловой частотой Ω , то $\Delta\nu$ оказывается отличной от нуля:

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega}{\lambda_0 L}, \quad (1)$$

где S – площадь, охватываемая периметром контура гироскопа; L – длина этого периметра; λ_0 – длина волны в вакууме. Формула (1) подразумевает, что оба луча в ги-

роскопе распространяются в вакууме. Однако возникает вопрос, как следует модернизировать эту формулу, если оба луча в гироскопе распространяются в прозрачном веществе, имеющем показатель преломления n . Как ни странно, по этому вопросу в литературе нет единого мнения: так, в обзорной части работы [3] приведены ссылки на несколько модификаций формулы (1), полученных различными авторами. В [3] показано, что в этом случае справедливо выражение

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega}{n\lambda_0 L}, \quad (2)$$

которое подтверждается прямым экспериментом [4]. Однако возникает законный вопрос о возможной трансформации выражения (2) в ситуации, когда оптический путь в гироскопе заполнен диэлектриком с отличным от $n = 1$ показателем преломления только частично; например, из общей длины L оптического пути часть длиной l заполнена диэлектриком, а оставшаяся часть $L - l$ по-прежнему заполнена вакуумом. В соответствии с той же работой [3] выражение для $\Delta\nu$ в этом случае приобретает вид

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega}{[ln + (L - l)]\lambda_0}. \quad (3)$$

Очень интересным следствием выражения (3) является резкое возрастание $\Delta\nu$, если величина n оказывается отрицательной, но меньшей по абсолютной величине, чем $(L - l)/l$. При этом чувствительность гироскопа, пропорциональная $\Delta\nu$, возрастает с ростом абсолютной величины отрицательного показателя преломления n . Это означает, что использование метаматериалов с отрицательным n может существенно увеличить чувствительность гироскопа. Очевидно, что последнее утверждение связано с эффективным уменьшением длины оптического тракта при включении в него элементов с отрицательным n .

Это же явление может существенно повлиять на параметры обычного резонатора Фабри–Перо. Действительно, если такой резонатор длиной d целиком заполнен средой с показателем преломления n , то его резонансные частоты

В.Г.Веселаго. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141707 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38;

В.Н.Курятов. АО «НИИ "Полос" им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

Г.Б.Малькин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

О.Д.Вольпян. ООО «Научно-производственный комплекс Фотрон-Авто», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 8; e-mail: o.d.volpian@mail.ru

$$\Delta\nu = \frac{cm}{2nd}, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме; $m = N + 1, N + 2, N + 3, \dots$; $N = d/\lambda_0$, а интервал между соседними частотами

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd}. \quad (5)$$

Если же часть резонатора длиной l заполнена средой с показателем преломления n_1 , а оставшаяся часть длиной $d - l$ – средой с показателем преломления n , то интервал между собственными частотами

$$\Delta\nu = \frac{c}{2[n(d-l) + n_1l]}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что включение в состав резонатора материалов с противоположными знаками n и n_1 открывает путь к прореживанию спектра собственных частот такого резонатора, что имеет несомненное практическое значение. Естественно, что данное утверждение справедливо только при условии, что граница между участками с различными коэффициентами преломления согласована, т.е. соседние участки оптического тракта имеют одинаковое волновое сопротивление.

Аналогично для кольцевого резонатора имеем

$$\Delta\nu = \frac{c}{n(d-l) + n_1l}. \quad (7)$$

В настоящее время уже существуют одномодовые волоконные световоды (ОВС) на метаматериалах, которые используют плазмонный механизм переноса электромагнитного излучения [5, 6]. Светонесущая сердцевина таких ОВС состоит из упорядоченной структуры диэлектрических элементов, размеры которых много меньше длины световой волны, и имеет отрицательный эффективный показатель преломления. Такие ОВС пока изготовлены только для дальнего и среднего ИК диапазонов, но, несомненно, в ближайшее время будут созданы для видимого и ближнего ИК диапазонов. Это позволит создать волоконные КЛГ с высокой чувствительностью к вращению.

Рассмотрим кратко явления, ограничивающие реальную чувствительность предложенного метода. Это, в первую очередь, естественные флуктуации частоты лазера [7, 8]. Технические флуктуации частоты лазера, как правило, больше естественных, однако они могут быть подавлены различными способами, что является чисто технической проблемой. Естественные флуктуации частоты ла-

зера подавлять довольно сложно; положительный результат дает, например, метод внутренней поглощающей ячейки [9], однако его применение в КЛГ приводит к нежелательной конкуренции встречных волн [10]. Возрастание разности частот встречных волн за счет уменьшения величины знаменателя в выражениях (3), (6) и (7) будет сопровождаться точно таким же увеличением флуктуаций частоты лазера – как естественных, так и технических. Кроме того, как следует из выражения (7), наличие метаматериала в резонаторе приводит, как указано выше, к «разрежению» продольных мод КЛГ и, следовательно, к уменьшению эффективной длины кольцевого резонатора. Но, как показано в [9], уменьшение длины резонатора вызывает уменьшение объема моды, что, в свою очередь, приводит к увеличению естественных флуктуаций частоты лазера. Наличие в структуре метаматериала большого числа диэлектрических элементов, размеры которых много меньше длины волны света, приводит к значительному рассеянию света [11], что может вызвать захват встречных волн в КЛГ. Однако применение метаматериалов в виде 3D градиентных эиэлектрических структур, изготавливаемых магнетронным методом [12], по-видимому, может устранить этот эффект.

Настоящая работа доложена 27.05.2015 г. на семинаре НЦВО РАН и 23.06.2015 г. на семинаре отделения НДиО ИПФ РАН. Авторы выражают благодарность А.С.Бирюкову и А.Д.Прямыкову за обсуждение полученных результатов.

Работа поддержана проектами по Государственному заданию № 0035-2014-0018, а также частично грантом Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ (№ НШ-2001.2014.2.2).

1. Веселаго В.Г. *УФН*, **92**, 517 (1967).
2. Veselago V., Braginsky L., Shklover V., C.Hafner C. *J. of Computational and Theoretical Nanoscience*, **3**, 1 (2006).
3. Малькин Г.Б. *УФН*, **184**, 775 (2014).
4. Привалов В.Е., Филатов Ю.В. *Квантовая электроника*, **4**, 1418 (1977).
5. Kuhlmei V.T., Tuniz A., Argyros A., Fleming S. *Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC)* (France, Cannes, 2014, We.3.7.1, pp 1–3).
6. Pratap D., Ramakrishna S.A., Pollock J., Iyer A.K. *Opt. Express*, **23**, 9074 (2015).
7. Берштейн И.Л., Андропова И.А., Зайцев Ю.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **10**, 59 (1967).
8. Зайцев Ю.И., Степанов Д.П. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 733 (1967).
9. Геликонов В.М., Малькин Г.Б. *Квантовая электроника*, **10**, 145 (1983).
10. Андропова И.А., Берштейн И.Л., Маркелов Н.А. *Квантовая электроника*, **2** (2), 294 (1975).
11. Малькин Г.Б. *Оптика и спектроскопия*, **120**, 113 (2016).
12. Shvartsburg A.B., Obod Yu.A., Volpian O.D., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 2015, vol. 6, pp 489 – 563).