

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 535.2.+535.853

МАГНИТОИНДУЦИРОВАННАЯ НЕФАРАДЕЕВСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ

© 2006 г. В. Н. Логозинский

Поступила в редакцию 12.10.2005 г.

Обнаружена оптическая фазовая невязанность, вызванная магнитоиндуцированной деформацией моды оптического волокна. Эта невязанность определяет предельную устойчивость волоконно-оптического гироскопа к магнитному полю.

ВВЕДЕНИЕ

Волоконно-оптические гироскопы (ВОГ) используются в многочисленных системах автоматического контроля, управления и диагностики. Область их применения постоянно расширяется, а предъявляемые технические и конструктивные требования становятся более разнообразными. В настоящее время различные модели ВОГ производятся в промышленных количествах во многих индустриально развитых странах. Среди других волоконно-оптических датчиков ВОГ выделяется наибольшей сложностью и многообразием происходящих в нем физических явлений. Создание промышленных образцов потребовало почти 30-летнего периода интенсивных исследований и разработок в оптической, электронной и смежных технологиях. Тем не менее необходимость проведения исследований сохраняется в связи с возрастающими практическими требованиями к точности и эксплуатационным характеристикам.

В основе функционирования волоконно-оптического датчика вращения лежит эффект Саньяка. Этот эффект принадлежит к широкому классу так называемых невязанных явлений, т.е. явлений, нарушающих симметрию оптических волн по отношению к направлению распространения. Так как невязанные эффекты (кроме эффекта Саньяка) могут потенциально генерировать ложный сигнал, теоретические и экспериментальные исследования концентрировались в основном на специфике их проявления в ВОГ и методах подавления. К настоящему времени теория невязанных явлений в ВОГ глубоко проработана и ее результаты используются в разработках инженерного уровня. Особое место в ней занимает так называемая "фарадеевская" невязанность (разность фаз встречных волн в магнитном поле). Она проявляется в ВОГ как один из основных источников погрешности [1, 2] в первую очередь из-за того, что внешнее магнитное поле присутствует практически во всех применениях (например, поле Земли

–1 Э). Для приборов среднего и высокого уровня точности такое поле может приводить к недопустимым погрешностям измерений. Ожидалось, что ВОГ на основе двулучепреломляющего волокна будет не чувствителен к магнитному полю, так как в контуре распространяются линейно поляризованные моды. Однако, из-за наличия продольной скрутки волокна, они обладают небольшой эллиптичностью, и фарадеевская невязанность не исчезает полностью [2]. Следствием является необходимость использования тяжелых и дорогостоящих магнитных экранов для реализации потенциальной точности ВОГ, что ухудшает эксплуатационные и экономические параметры прибора. Вместе с тем теория фарадеевской невязанности в ВОГ, основанная на существующей модели эффекта, показывает возможность существенного уменьшения чувствительности датчика к магнитному полю при помощи небольшого конструктивного изменения. Для этого достаточно точно уравнивать интенсивности поляризационных мод в контуре ВОГ. В датчиках вращения [3] такая возможность существует из-за специфической конструкции поляризатора, позволяющей осуществлять ориентацию его оси пропускания в составе собранного датчика. С целью создания ВОГ, не требующего магнитного экранирования, технология сборки [3] была модифицирована и использована для изготовления опытных образцов.

1. ФАРАДЕЕВСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ

В скрученном анизотропном волокне существуют две эллиптические поляризованные моды с постоянными распространения [4]

$$\gamma_{1,2} = \beta \pm (b^2 + t^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\beta \pm b$ – постоянные распространения мод без скрутки, b/k – двулучепреломление, k – волновое число, t – скорость скрутки.

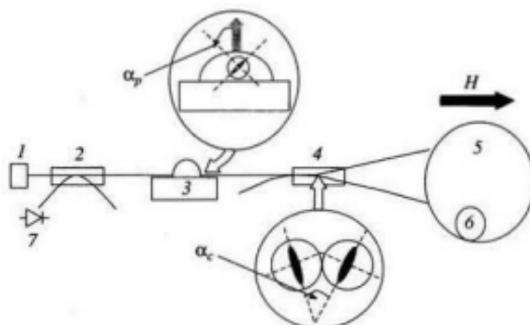


Рис. 1. Оптическая схема датчика: 1 – источник излучения (СЛД), 2 – второй ответвитель, 3 – поляризатор, 4 – первый ответвитель, 5 – оптический контур, 6 – фазовый модулятор, 7 – фотоприемник, α_p – угол между разрешенным направлением поляризатора и осью двулучепреломления волокна, α_c – угол между осями двулучепреломления волокон в первом ответвителе.

При наложении продольного магнитного поля H_z возникает дополнительное круговое двулучепреломление, а постоянные распространения зависят от направления распространения [2]

$$\gamma_{1,2}^{\pm} = \beta \pm (b^2 + (t \pm VH/2)^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где V – константа Верде. Фазовая невзаимность пропорциональна скрутке t/b

$$(\gamma_{1,2}^+ - \gamma_{1,2}^-)L = \pm(t/b)VHL \quad (3)$$

и в поляризационных модах равна по величине и противоположна по знаку, L – длина участка волокна.

Рассмотрим фарадеевский отклик в конфигурации ВОГ (рис. 1) [3]. Все волоконно-оптические компоненты изготовлены из цельного отрезка двулучепреломляющего волокна. Оси двулучепреломления волокна в ответвителе не ориентированы для упрощения технологии. Коэффициент передачи оптической схемы $T(\alpha_c, \alpha_p)$, нормированный на значение при $\alpha_c = \alpha_p = 0$, равен [5]

$$T(\alpha_c, \alpha_p) = 1/2 \{1 + \cos(2\alpha_c)\cos^2(2\alpha_p)\}. \quad (4)$$

При $\alpha_p = 45^\circ$ пропускание в два раза меньше максимального значения, но не зависит от α_c , что позволяет изготовить датчик с нормированным сигналом. Ориентация оси пропускания поляризатора (α_p) осуществляется подкручиванием в нем тонкой перетяжки волокна [5] по критерию минимального влияния α_c на сигнал датчика ($dT/d\alpha_c = 0$ при $\alpha_c = 45^\circ$). Получаемое при этом значение угла α_p близко к 45° , и чувствительность датчика к

магнитному полю уменьшается в соответствии с соотношением

$$\begin{aligned} \delta\varphi(\alpha_p, \alpha_c) &= \\ &= VHL\cos^2(\alpha_c)\cos(2\alpha_p)(t/b)/T(\alpha_c, \alpha_p), \end{aligned} \quad (5)$$

которое отражает тот факт, что вследствие низкой когерентности излучения поляризационные моды образуют независимые контуры. Как видно из (5), фарадеевский отклик максимален при $\alpha_p = 0$ или 90° и обращается в нуль при $\alpha_p = 45^\circ$. Однако точность ориентации поляризатора при указанном выше критерии недостаточна для получения необходимого уровня устойчивости к магнитному полю. Большая точность достигается при ориентации поляризатора по минимуму чувствительности к магнитному полю, так как в этом случае крутизна зависимости $\delta\varphi(\alpha_p, \alpha_c)$ от α_p максимальна.

2. МИНИМИЗАЦИЯ МАГНИТНОГО ОТКЛИКА

Работа по улучшению устойчивости к магнитному полю проводилась при модернизации датчи-

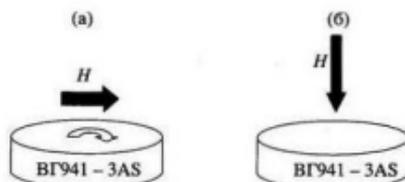


Рис. 2. Ориентация датчика в магнитном поле: а – поле в плоскости контура, б – поле вдоль оси чувствительности (ортогонально оси волокна).

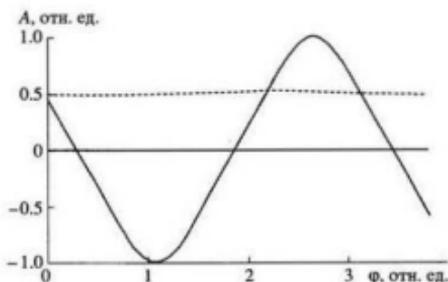


Рис. 3. Отклик датчика А на магнитное поле в зависимости от ориентации подризатора φ : фарадеевская компонента (сплошная кривая) и "нефарадеевская" (пунктир).

ка ВГ941-3АС [3] для его применения в условиях сильных магнитных полей. Образец помещали в соленоид (~ 100 Э) так, что ось соленоида лежала в плоскости контура (рис. 2а), и поворачивали вокруг оси чувствительности для получения максимального отклика. После этого измеряли зависимость отклика от ориентации оси поляризатора (α_p). Типичная зависимость приведена на рис. 3 (кривая 1). Амплитуда отклика менялась от образца к образцу в пределах 10...30 град/час Э из-за случайного характера продольной скрутки волокна [2]. Характер зависимости примерно гармонический, что согласуется с теоретической зависимостью (5). Ориентация поляризатора фиксировалась в положении нулевого отклика. Практически достижимая степень подавления чувствительности к магнитному полю (30...50 раз) определялась температурной и временной стабильностью α_p .

После изготовления датчиков проводили контроль чувствительности к магнитному полю по всем трем ортогональным направлениям (рис. 2а, б). В то время как реакция на магнитное поле в плоскости контура практически отсутствовала, у всех образцов регистрировался хорошо воспроизводимый отклик ~ 3 град/ч Э на магнитное поле, ортогональное плоскости контура (вдоль оси чувствительности к угловой скорости (рис. 2б)).

Влияние ориентации поляризатора на этот "аномальный" отклик исследовалось в специально изготовленных для этой цели датчиках. Типичный результат измерения приведен на рис. 3 (кривая 2). Видно, что зависимость от ориентации поляризатора отсутствует. Аналогичные измерения были проведены в датчиках с другой геометрией чувствительного контура (ВГ941-3В/-1400 витков диаметром 22 мм, ВГ910/-500 витков диаметром 65 мм). При анализе совокупности экспериментальных данных мы нашли, что отклик датчика примерно пропорционален количеству витков N

волокна на катушке контура с коэффициентом $\delta\varphi/N \sim 0.001$ мкрад/виток Э.

3. НЕФАРАДЕЕВСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ

В поперечном магнитном поле свойства среды (волновода) не зависят от направления распространения [6]. Поэтому разность фазовых набегов встречных волн может возникать вследствие расщепления их траекторий в плоскости контура из-за несимметричного смещения (сдвига) мод δx , пропорционального магнитному полю. Причем само по себе смещение не приводит к фазовой невязанности, а лишь в комбинации с изгибом волокна, как в контуре ВОГ.

Эффект поперечного сдвига моды обсуждался для изогнутого волокна [7, 8] и для вращающегося волоконного контура [9]. В отличие от этих случаев, магнитное поле приводит к смещению моды, зависящему от направления распространения. Чтобы оценить его величину, решим здесь задачу о распределении поля моды прямого волокна в поперечном магнитном поле. В отсутствие магнитного поля вектор индукции равен $\vec{D} = n^2 \vec{E}$ и волновое уравнение имеет вид [10].

$$\Delta \vec{E}_0 + n^2 k^2 \vec{E}_0 = 0, \quad (6)$$

где $\Delta = \nabla^2$ (∇ — оператор Лапласа). Оно получается из уравнений Максвелла при условии $\nabla E_0 = 0$ (малое изменение показателя преломления на длине волны). Используем следующую систему координат: ось z направлена вдоль оси волокна, ось x — в плоскости контура, ось y — ортогональна плоскости контура. Для волны, распространяющейся вдоль оси z (зависимость — $\exp(i\beta z)$), продольная компонента поля \vec{E}_{0z} связана с поперечной компонентой \vec{E}_{0x} соотношением

$$\vec{E}_{0z} = -(i/\beta) \partial \vec{E}_{0x} / \partial x. \quad (7)$$

В гауссовском приближении решение уравнения (6) для поперечной компоненты поля имеет вид [7]

$$\vec{E}_{0x}(x, y) = \exp\{-(x^2 + y^2)/2w_0^2\}. \quad (8)$$

Соответственно, для продольной компоненты поля получим

$$\vec{E}_{0z}(x, y) = i(x/\beta w_0^2) E_{0x}(x, y). \quad (9)$$

В магнитном поле вектор индукции равен

$$\vec{D} = n^2 \vec{E} + i(\hat{g} \times \vec{E}), \quad (10)$$

где $\hat{g} = V\vec{H}\lambda/\pi$ — вектор гирации [6], а волновое уравнение, получаемое из уравнений Максвелла с

учетом того, что теперь $\nabla \vec{E} = (i/n^2)(\vec{g} \times \vec{E})$, приобретает вид

$$\Delta \vec{E} + n^2 k^2 \vec{E} = \nabla(\nabla \vec{E}) - ik^2(\vec{g} \times \vec{E}). \quad (11)$$

Откуда для поперечной компоненты поля находим

$$\Delta E_x + n^2 k^2 E_x = -igk^2 E_z - ig/n^2 \partial^2 E_z / \partial x^2 + + ig/n^2 \partial^2 E_x / \partial x \partial z. \quad (12)$$

Подставив в правую часть (12) решение невозмущенного уравнения (6), в первом порядке (по g) получим

$$\Delta E_x + n^2 k^2 E_x = -ig/n^2 \partial^2 E_{0z} / \partial x^2. \quad (13)$$

Таким образом, z -компонента поля в комбинации с поперечным магнитным полем проявляется как возмущение исходного уравнения (6). Она вносит в поперечное поле асимметричную добавку, приводящую к эффективному смещению моды. Как правило, продольной компонентой поля пренебрегают, так как ее учет не приводит к качественно новым эффектам, за исключением появления оптической активности в скрученном волокне [4] и рассматриваемого нами случая.

Из уравнения (13) в гауссовском приближении для поля моды и в первом порядке по g получим

$$\Delta E_x + n^2 k^2 (1 + 3gx/k^2 n^5 w_0^4) E_x = 0 \quad (14)$$

(для встречной волны знак возмущения противоположен). Это уравнение по форме совпадает с уравнением для поля волны в изогнутом волокне [7]. Его решение имеет вид [7]: $E_x(x, y) = E_{0x}(x, y) \times \times (1 + ax)$, где для нашего случая $a = 3VH\lambda/2n^2 w_0^2 \pi k$. Сдвиг моды находим теперь усреднением нормированной амплитуды $E_x(x, y)$ по сечению волокна

$$\delta x = \frac{\iint dx dy E_x(x, y) \iint dx dy |E_{0x}(x, y)|^2}{2aw_0^2} = \quad (15)$$

Подставив приведенное выше значение a , получим

$$\delta x = 3/2\pi^2 VH(\lambda/n)^2, \quad (16)$$

что для кварцевого высоколегированного волокна ($V = (3...4) \times 10^{-10}$ 1/мкм Э при $\lambda = 0.82$ мкм [11], $n = 1.45$) дает $\delta x \sim 10^{-11}$ мкм/Э. С учетом того, что поперечный размер моды составляет несколько микрон, непосредственно измерить такую малую величину ее смещения практически невозможно. Соотношение (16) представляет сдвиг моды прямого волокна. При его изгибе мода смещается в плоскости изгиба [7], однако составляющая сдвига из-за магнитного поля при этом не изменится, так как учет изгибного возмущения сводится к аддитивной добавке в уравнении (14).

Из-за того, что $V \sim 1/\lambda^2$ [12] магнитоиндуцированный сдвиг моды не зависит в первом приближении от параметров моды и длины волны излучения. Это указывает на вероятную возможность построения более общей теории эффекта.

Разность фазовых набегов встречных волн равна $\delta\phi/N = 4\pi\beta\delta x$. Используя выражение для смещения моды (16) и считая $\beta = kn$, найдем для волн, поляризованных в плоскости контура (по оси x),

$$\delta\phi/N = 12HV\lambda/n, \quad (17)$$

что составляет ~ 0.002 мкрад/виток Э. Так как в миниатюрных ВОГ число витков, как правило, превосходит 10^3 , интегральный невязимый эффект от смещения моды является значимым. Для ортогонально поляризованных (по оси y) встречных волн смещение моды отсутствует. Из-за случайной продольной скрутки волокна каждая из поляризационных мод в среднем поляризована по оси x на половине длины контура. Поэтому отклик датчика в два раза меньше чем в (17) и практически не зависит от ориентации поляризатора. Это соответствует экспериментальным наблюдениям. Как видно из (17), нефарадеевская невязимность пропорциональна количеству витков волокна, она не зависит от размера и формы контура. Последнее следует из того, что приращение длины траектории из-за смещения моды определяется только углом поворота ее нормали. При обходе витка этот угол равен 2π при любой форме контура.

В отличие от фарадеевской невязимности, которая может быть существенно уменьшена настройкой оптических компонентов, нефарадеевская невязимность определяется исключительно конструктивным параметром.

Если в ВОГ использовать контур с двумя противоположно ориентированными катушками разного диаметра, но с равным числом витков, то в принципе можно, сохранив отклик на вращение, компенсировать и нефарадеевскую невязимность. Однако такое техническое решение неприменимо для миниатюрных ВОГ [3]. Таким образом, можно считать нефарадеевский отклик принципиально неустранимым и определяющим предельную устойчивость ВОГ к магнитному полю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально обнаружен и теоретически объяснен новый "нефарадеевский" механизм возникновения фазовой невязимности в изогнутом оптическом волноводе при наложении поперечного магнитного поля. Показано, что он может приводить к доминирующей погрешности волоконно-оптического гироскопа в магнитном поле.

В первом порядке теории возмущений решена задача о распределении поля моды оптического волокна в поперечном магнитном поле. Показано, что в присутствии магнитного поля мода волокна испытывает боковой сдвиг, пропорциональный магнитному полю и зависящий от направления распространения. Сдвиг не зависит от параметров волновода и излучения. В изогнутом волокне порожденное им расщепление траекторий встречных волн приводит к фазовой невязимости, не зависящей от формы и размеров контура. Таким образом, теоретически обоснован универсальный характер ограничения на точность ВОГ, обусловленный магнито-индуцированным смещением моды.

Автор признателен И.М. Сафутину за проведение измерений и активное участие в постановке задачи, А.Г. Новикову – за помощь в вычислениях. Благодарю С.А. Никитова за обсуждение работы и ценные советы, особую благодарность выражаю В.Н. Листвину за плодотворные дискуссии, эффективную помощь и участие в работе над статьей на всех ее стадиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bohm K., Peterman K., Weidel E.* // *Ppt. Lett.* 1982. V. 7. P. 180.
2. *Saida T., Hotate K.* // *J. Lightwave Technol.* 1999. V. 17. P. 222.
3. *Листвин В.Н., Логозинский В.Н.* // *РЭ.* 2005. Т. 50. № 6. С. 742.
4. *Ulrich R., Simon A.* // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. P. 224.
5. *Logozinski V., Listvin V., Solomatin V.* // *The 13th Intern. Conf. on Optical Fiber Sensors (OFS-13)*, Seul, 2000. P. 12.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // *Электродинамика сплошных сред*. М.: Физматлит, 2003.
7. *Petermann K.* // *Opt. Quant. Electron.* 1977. V. 9. P. 167.
8. *Gambling W.A., Matsumura H., Ragdale C.M.* // *Electron. Lett.* 1978. V. 14. P. 130.
9. *Lefevre H.* // *The Fiber Optic Gyroscope*. London etc.: Artech House, 1993.
10. *Маркузе Д.* *Оптические волноводы*. М.: Мир, 1974.
11. *Lee B.* // *Opt. Fiber Technol.* 2003. V. 9. P. 57.
12. *Tan C.Z., Arndt J.* // *J. Phys. Chem. Solids.* 1999. V. 60. P. 1689.