

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Физические проблемы волоконной гироскопии на эффекте Саньяка

И.А. Андропова, Г.Б. Малыкин

Обзор посвящен рассмотрению физических проблем кольцевой волоконной интерферометрии, которая лежит в основе оптической волоконной гироскопии на эффекте Саньяка. Рассмотрены локально взаимные и локально не взаимные физические эффекты, в том числе поляризационные, нестационарные, магнитные, нелинейные и релятивистские, приводящие к появлению на выходе волоконного оптического гироскопа дополнительных сигналов, идентичных сигналу вращения. Проведен анализ причин нестабильности эффектов, приводящих к дрейфу выходного сигнала. Рассмотрены источники флуктуаций, ограничивающие предельную чувствительность волоконных гироскопов. Обсуждаются различные области применения волоконных кольцевых интерферометров и волоконных гироскопов на их основе для практических целей и для фундаментальных исследований. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития волоконной гироскопии.

PACS numbers: 03.30.+p, 07.60.Vg, 42.81.Pa

Содержание

1. Введение (849).
2. Эффект Саньяка (850).
3. Оптическая гироскопия на эффекте Саньяка (851).
4. Волоконная гироскопия на основе кольцевых интерферометров (852).
 - 4.1. Направления развития волоконной гироскопии.
 - 4.2. Методы получения максимальной чувствительности волоконных гироскопов.
5. Источники дополнительной не взаимности волоконных гироскопов (855).
 - 5.1. Дополнительные сигналы как следствие когерентности источников излучения.
 - 5.2. Методы расчета дополнительных сигналов.
 - 5.3. Поляризационная не взаимность, причины появления и методы устранения.
 - 5.4. Дополнительные сигналы при локальных изменениях параметров волоконного контура гироскопа за счет акустических, механических и температурных переменных воздействий.
 - 5.5. Не взаимные эффекты, связанные с эффектом Фарадея во внешнем магнитном поле.
 - 5.6. Не взаимные эффекты, связанные с нелинейным взаимодействием встречных волн (оптический эффект Керра).
 - 5.7. Не взаимность, связанная с релятивистскими эффектами в волоконных гироскопах.
6. Флуктуации и предельная чувствительность волоконных гироскопов (867).

7. Применение волоконных гироскопов и волоконных кольцевых интерферометров (868).
 8. Заключение (869).
- Список литературы (870).

1. Введение

Предлагаемый обзор по волоконной гироскопии преследует ряд целей. Одна из них состоит в том, чтобы отметить 50-летний юбилей выхода в свет работы профессора Горьковского (ныне Нижегородского) государственного университета И.Л. Берштейна (22.11.1908 – 16.08.2000), в которой он впервые предложил и реализовал многовитковый кольцевой интерферометр для измерения эффекта Саньяка [1]. Интерферометр был изготовлен не из стекловолокна, а из радиочастотного кабеля и предназначался для измерения в радиодиапазоне на длине волны 10 м. Несмотря на это, работу профессора И.Л. Берштейна можно считать основополагающей для современной волоконной гироскопии, поскольку в ней впервые прозвучала идея использования в качестве кольцевого интерферометра многовитковой катушки, которая позволяет увеличить чувствительность к вращению из-за эффекта Саньяка пропорционально длине контура практически без изменения размеров интерферометра. Заявка на изобретение многовиткового оптического интерферометра из стекловолокна была подана А. Уоллесом в 1958 г., через 8 лет после выхода в свет работы И.Л. Берштейна. Это изобретение было зарегистрировано через 5 лет, в 1963 г. [2]. Впервые реализация данной идеи состоялась в 1976 г. [3, 4], через 18 лет после подачи заявки А. Уоллеса.

Основная цель настоящего обзора состоит в том, чтобы подвести некоторый итог физическим исследованиям в области кольцевой волоконной интерферомет-

И.А. Андропова, Г.Б. Малыкин. Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46, Российская Федерация
Тел. (8312) 38-43-70, 38-45-67
E-mail: andr@ufp.appl.sci-nnov.ru; malykin@mail.ru

Статья поступила 13 июля 2001 г.,
после доработки 6 ноября 2001 г.

рии, которые были предприняты за прошедшие 25 лет в ряде научных центров для создания современной волоконной гироскопии и к настоящему времени в основных чертах завершены. На данном этапе основная работа перешла в стадию производства гироскопических приборов. Однако до настоящего времени актуальной остается задача дальнейшего повышения предельной чувствительности и стабильности волоконных гироскопов, а также целый ряд технических задач по миниатюризации и снижению стоимости приборов.

Большинство известных нам обзоров по волоконной гироскопии [5–25] были написаны в тот период, когда исследования еще не были завершены. В настоящее время мы можем посмотреть на возникавшие физические проблемы в ретроспективе и с более общих позиций провести систематизацию тех физических эффектов, которые приводят к появлению на выходе волоконных оптических гироскопов (ВОГ) дополнительных оптических сигналов, идентичных сигналу вращения, выявить причины их возможной нестабильности и определить природу явлений, ограничивающих предельную чувствительность.

Еще одна цель данного обзора — адекватно отразить вклад отечественных исследователей в становление и развитие волоконной гироскопии, поскольку в большинстве зарубежных обзоров и оригинальных работ ссылки на публикации в русскоязычных журналах, как правило, отсутствуют.

В обзоре также будет рассмотрено применение волоконных кольцевых интерферометров (ВКИ) и ВОГ на их основе как для практических задач, так и для фундаментальных исследований, будут намечены направления и перспективы дальнейшего развития волоконной гироскопии. Кроме того, будут затронуты вопросы исследования эффекта Саньяка для волн разной природы в разных частотных диапазонах. Технические и технологические аспекты разработки ВОГ в данном обзоре рассматриваться не будут.

2. Эффект Саньяка

Начнем обзор с краткого экскурса в историю эффекта Саньяка (см. [26–31]). Сущность эффекта Саньяка, положенного в основу работы оптических гироскопов, состоит в том, что разность фазовых набегов двух световых волн $\varphi^+ - \varphi^- = \Phi_S$, распространяющихся по замкнутому контуру в противоположных направлениях (рис. 1а) при вращении контура вокруг оси, нормальной к его плоскости, пропорциональна угловой скорости вращения Ω и площади контура S , который обходят встречные волны. Идея возможности существования эффекта впервые была высказана О. Лоджем в 1893 г. [32]; им также впервые было получено выражение для разности фаз встречных волн

$$\Phi_S = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega, \quad (1)$$

где λ — длина волны света, c — скорость света.

В том случае, когда контур представляет собой окружность радиуса R и периметра $L = 2\pi R$, связь между разностью фаз и скоростью вращения можно также представить в следующем виде:

$$\Phi_S = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega = \frac{8\pi^2 R^2}{\lambda c} \Omega = \frac{2L^2}{\lambda c} \Omega. \quad (2)$$

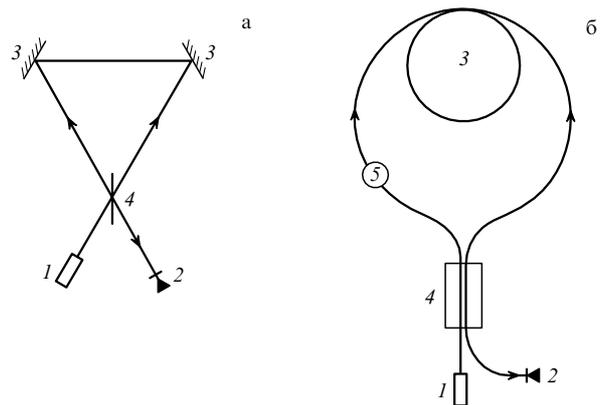


Рис. 1. Кольцевой интерферометр Саньяка: (а) дискретный вариант (1 — источник излучения, 2 — фотоприемник, 3 — отражатели, 4 — светоделитель); (б) цельноволокнный вариант (1 — источник излучения, 2 — фотоприемник, 3 — многовитковый волоконный контур, 4 — волоконный светоделитель, 5 — фазовый модулятор).

В 1904 г. А. Майкельсон в работе [33] независимо от О. Лоджа также получил выражение (1). Первые эксперименты были предприняты в 1909–1911 гг. Ф. Гаррессом на призмном кольцевом интерферометре диаметра 40 см, расположенном на вращающемся столе, угловая скорость вращения которого достигала 600 об мин^{-1} [34]. Источником света служила ртутная дуговая лампа, которая потребляла ток 20 А. На выходе лампы поочередно располагались красный и зеленый светофильтры. Сдвиг интерференционных полос при вращении в противоположных направлениях, который фиксировался на фотопластинке, Ф. Гарресс связывал не с вращением, а с эффектом увлечения света вращающимся стеклом призм, полагая, что без оптической среды вращение интерферометра не привело бы к сдвигу интерференционных полос.

Целенаправленные эксперименты по измерению влияния вращения на разность фаз встречных волн впервые были проведены в 1913 г. Ж. Саньяком [35, 36], и обнаруженный эффект справедливо назван его именем. В эксперименте Ж. Саньяка был использован зеркальный кольцевой интерферометр размера 0,5 м при скорости вращения основания $50–140 \text{ об мин}^{-1}$. Источником излучения служила лампа накаливания, на выходе которой свет поляризовался с помощью призмы Николя. Сопоставление фотографий интерференционной картины на выходе вращающегося в противоположных направлениях интерферометра позволяло определять разность фаз, возникающую при вращении, и отсюда — угловую скорость объекта Ω , на котором был закреплен интерферометр. Интеграл от разности фаз за время вращения позволял определять угол поворота объекта. Следует отметить, что Ж. Саньяк первым предложил использовать этот эффект для целей гироскопии и навигации [37]. Опыт по обнаружению вращения Земли с помощью эффекта Саньяка впервые осуществили А. Майкельсон, Г. Галь и Ф. Пирсон в 1925 г. [38, 39]. Они проводили сравнение разности фаз встречных волн в прямоугольном интерферометре размера $630 \text{ м} \times 340 \text{ м}$ и в интерферометре, одна сторона которого совпадала со стороной первого интерферометра, но площадь которого была близка к нулю. Свет распространялся в стальных трубах

диаметром 30 см, из которых был откачан воздух до давления 12 мм рт. ст. В опытах использовался дуговой источник света, который возбуждался током 25 А. Разность фаз, связанная с вращением Земли, измерялась визуально, по разнице в положении интерференционных полос двух интерферометров. Измерение проводилось 269 раз разными людьми и при замене зеркальных отражателей. Полученный результат после усреднения составил $0,236$ полосы $\pm 0,002$ полосы, что с хорошей точностью совпадало с расчетным значением от вращения Земли. Проект финансировался главным образом из средств Чикагского университета и стоил 17,5 тыс долларов. Этот эксперимент фактически положил начало оптической навигационной гироскопии, т.е. гироскопии, которая по измерению скорости вращения Земли определяет широту места. Дальнейшие оптические эксперименты были направлены на выяснение влияния среды на разность фаз при вращении, что достаточно подробно освещено в обзорах [26–28, 30, 31] и обзорной части работы [40]. Значительно позднее появились предложения об измерении скорости вращения по смещению резонансных частот для волн встречных направлений в пассивных кольцевых резонаторах [41] (рис. 2а).

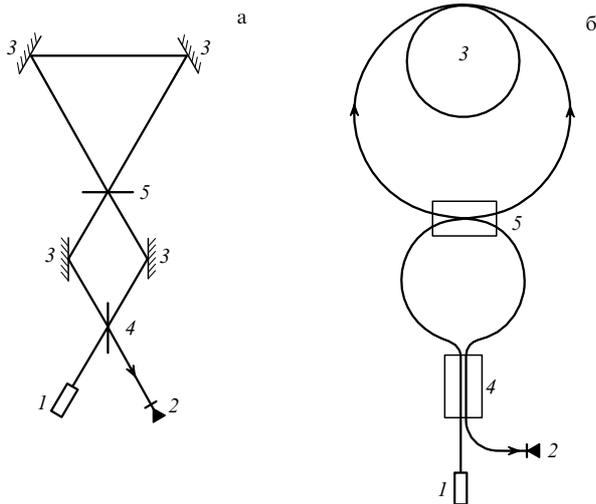


Рис. 2. Резонансный кольцевой интерферометр Саньяка: (а) дискретный вариант (1 — источник излучения, 2 — фотоприемник, 3 — отражатели, 4 — светоделитель, 5 — отражатель с пропусканием); (б) цельноволокноный вариант (1 — источник излучения, 2 — фотоприемник, 3 — многовитковый волоконный контур, 4 — волоконный светоделитель, 5 — волоконный отражатель).

К настоящему времени эффект Саньяка, кроме оптического диапазона, зарегистрирован в диапазоне радиоволн [1], в рентгеновском диапазоне [42], для волн де Бройля материальных частиц: нейтронов [43], электронов [40], атомов кальция [44], натрия [45] и цезия [46]. Кроме того, эффект Саньяка рассмотрен для интерференции встречных поверхностных акустических и магнитостатических волн [47, 48] и волн де Бройля π -мезонов [49]. Отметим, что поскольку длины волн де Бройля атомов и элементарных частиц на много порядков короче длины волны света, то чувствительность измерения угловой скорости вращения в таких интерферометрах должна быть существенно выше, чем в ВОГ. Так, уже в первых экспериментах с интерферометрами на атомах

натрия [45] чувствительность составила $0,6$ град $ч^{-1}$, а на атомах цезия [46] — $0,004$ град $ч^{-1}$.

В общем случае эффект Саньяка следует рассматривать в рамках общей теории относительности (ОТО). Однако если вращение равномерно и можно пренебречь кривизной пространства, вызванной гравитацией, результаты расчетов эффекта Саньяка, выполненные в рамках ОТО и в рамках специальной теории относительности (СТО), совпадают [50, 51]. В рамках СТО эффект Саньяка является следствием релятивистского закона сложения скоростей — линейной скорости вращения интерферометра и фазовых скоростей встречных волн [48, 52]. Выражение для Φ_S , полученное в рамках СТО, имеет вид [28, 48, 50–52]

$$\Phi_S = \frac{8\pi S\Omega}{\lambda c(1 - R^2\Omega^2/c^2)^{1/2}} K. \quad (3)$$

В общем случае коэффициент K определяется в зависимости от взаимного движения среды, отражателей, источника и приемника и может содержать эффективный показатель преломления среды и его дисперсию [28, 31, 48, 52]. Когда источник, приемник, среда и отражатели расположены на вращающейся платформе, $K = 1$ и, следовательно, Φ_S не зависит от показателя преломления и дисперсии среды [48, 52].

Следует отметить, что в литературе известен целый ряд работ, в которых вывод соотношения между Φ_S и Ω проводится на основе ошибочных представлений, включая нерелятивистский закон сложения скоростей, эффект Доплера для встречных волн, падающих на движущиеся в процессе вращения зеркала, и др. Анализ допущенных разными авторами ошибок подробно рассмотрен в работе [52].

Основные выводы данного раздела:

— эффект Саньяка является следствием релятивистского закона сложения скоростей;

— если все элементы кольцевого интерферометра расположены на вращающейся платформе, разность фаз встречных волн не зависит от коэффициента преломления и дисперсии среды.

3. Оптическая гироскопия на эффекте Саньяка

Оптическая гироскопия возникла в дополнение к механической, использующей свойство вращающихся тел сохранять направление оси вращения в пространстве, что позволяет определять угол поворота объекта относительно оси гироскопа, закрепленного в кардановом подвесе. К числу факторов, способствующих развитию оптической гироскопии, можно отнести борьбу за уменьшение объема и массы приборов, стремление снизить общую стоимость навигационных систем, а также сократить время их готовности к работе.

На рисунке 1а приведена схема классического кольцевого интерферометра на дискретных элементах. Следует отметить, что существует еще один вариант оптической гироскопии с использованием пассивного кольцевого резонатора, предложенного в работе А. Розенталя [41] в 1962 г. и впервые реализованного на дискретных оптических элементах в 1978 г. [53] (рис. 2а).

Одним из направлений оптической гироскопии, основывающемся на эффекте Саньяка, стала лазерная гиро-

скопия, использующая то обстоятельство, что в лазере с кольцевым резонатором при генерации двух встречных волн разность их фаз, связанная с вращением, преобразуется в разность частот генерации встречных волн

$$\Delta\nu_S = \Phi_S \frac{c}{L},$$

которая и несет информацию о вращении. Идея лазерной гироскопии была предложена так же, как и идея пассивного кольцевого резонатора, А. Розенталем [41] в 1962 г. Развитие лазерной гироскопии, начало которой было положено в 1963 г. [54], имеет свою историю и свои успехи. Ее физическим и техническим вопросам посвящены обзоры [55–59]. К настоящему времени известен ряд фирм, которые наладили серийное производство лазерных гироскопов. Из наиболее известных зарубежных фирм отметим Honeywell, Litton, Sperry и др., из отечественных — НПО "Полус". Чувствительность современных навигационных лазерных гироскопов находится на уровне 0,01–0,001 град ч⁻¹. Лазерными гироскопами как навигационными приборами оснащаются подводные лодки, ракеты и самолеты, в том числе американские самолеты фирмы Боинг. Кроме того, известны уникальные лабораторные образцы лазерных гироскопов повышенной чувствительности (0,00005 град ч⁻¹) [60–63], которые используются для решения фундаментальных задач, в том числе для измерения степени неравномерности вращения Земли, связанной с влиянием Луны и других небесных тел, а также с влиянием смещений тектонических масс земной коры. Моноблочные резонаторы этих лазерных гироскопов, периметр которых достигает 3 м и более, сделаны из материала с очень низким коэффициентом теплового расширения. Работа с такими лазерами проводится в шахтах, чтобы избежать акустических вибраций и перепадов температуры. В данном обзоре речь пойдет о пассивной оптической гироскопии, не использующей процессы генерации.

Использование многовитковой катушки позволяет увеличить эффект Саньяка пропорционально длине волокна, т.е. числу витков в контуре, практически не изменяя габаритов прибора. В многовитковом контуре выражение для разности фаз встречных волн Φ_S можно представить в нескольких эквивалентных видах:

$$\Phi_S = \frac{8\pi Ns}{\lambda c} \Omega = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega = \frac{8\pi^2 R^2 N}{\lambda c} \Omega = \frac{2L^2}{\lambda cN} \Omega, \quad (4)$$

где $s = \pi R^2$ — площадь одного витка, N — число витков, R — радиус витка, $L = 2\pi RN$ — общая длина многовитковой катушки. Габариты прибора определяются главным образом диаметром катушки ($2R$) и ее высотой. Последняя в свою очередь зависит от длины волокна и диаметра его наружной оболочки (~ 200 мкм), от числа витков и слоев при намотке и, как правило, существенно меньше диаметра. Сравнение выражений (1), (2) и (4) показывает, что в одновитковом контуре ($N = 1$) чувствительность возрастает как квадрат общей длины волокна, а в многовитковом — пропорционально общей длине. Таким образом, максимальную чувствительность при данной длине волокна можно получить только при использовании одновиткового контура.

Следует отметить, что к моменту регистрации патента А. Уоллеса на оптический волоконный гироскоп [2]

не были созданы не только одномодовые, но даже и многомодовые волоконные световоды с малыми потерями, и данная идея была на время забыта, тем более что в 1963 г. уже была реализована идея лазерного гироскопа. Вторично идея волоконного гироскопа была высказана спустя 10 лет, в 1968 г. [64]. К этому времени разработчики лазерных гироскопов выявили ряд трудностей, связанных с необходимостью использования устройств вывода рабочей точки из полосы захвата встречных волн при малых скоростях вращения и с влиянием целого ряда нежелательных эффектов, в том числе нелинейных (дифракционных, поляризационных), магнитных и др., на разность частот встречных волн. Вскоре были достигнуты значительные успехи в получении одномодовых волоконных световодов (ОВС) с малыми потерями, в освоении технологии сварки волокон и в создании элементной базы оптических датчиков (светоделителей, поляризаторов, модуляторов фазы и т.п.). Отсутствие активных элементов, малая подверженность радиации, малое энергопотребление и малые габариты волоконных гироскопов породили уверенность в возможности быстрого создания на основе волоконных кольцевых интерферометров (ВКИ) простых, дешевых и компактных гироскопов средней точности с перспективой разработки навигационных гироскопов с точностями более 0,01 град ч⁻¹. Однако от первой демонстрации идеи [3], которая состоялась в 1976 г., до создания опытных образцов прошло около 10 лет, а до серийного выпуска волоконных гироскопов — не менее 15 лет. Это связано с тем, что на пути создания этих приборов возникали как физические, так и технические проблемы, на решение которых и потребовался указанный отрезок времени. Следует отметить, что на воплощение идеи лазерного гироскопа в серийное производство приборов также было потрачено не менее 15 лет. Но и к настоящему времени нельзя сказать, что все проблемы как лазерной, так и волоконной гироскопии на эффекте Саньяка полностью решены.

Основные в о д ы данного раздела такова. Оптическая гироскопия на эффекте Саньяка реализуется в трех вариантах:

активный вариант — кольцевой лазер, где вращение приводит к появлению разности частот генерации встречных волн;

пассивные варианты: волоконный кольцевой интерферометр, где вращение приводит к разности фаз встречных волн (в англоязычной литературе I-FOG); пассивный кольцевой волоконный (или интегральный) резонатор, где вращение приводит к разности собственных частот и к разности фаз встречных волн в области резонанса (в англоязычной литературе R-FOG).

4. Волоконная гироскопия на основе кольцевых интерферометров

4.1. Направления развития волоконной гироскопии

Волоконная гироскопия на эффекте Саньяка развивалась в двух направлениях, отличающихся использованием резонансных и нерезонансных интерференционных схем. В основе интерференционных нерезонансных схем ВОГ лежит традиционная схема волоконного кольцевого интерферометра Саньяка (ВКИ), в которой проводится измерение разности фаз встречных волн, однократно

обоедших контур (рис. 1б). В резонансных схемах используется пассивный многопроходный волоконный кольцевой резонатор (рис. 2б), в котором измеряется обусловленное вращением смещение резонансных частот встречных волн или их разность фаз в области резонанса [23]. Следует отметить, что смещение резонансных частот, связанное с эффектом Саньяка, $\Delta\nu_S$ не зависит от длины многовиткового резонансного контура, а зависит только от радиуса контура, поскольку $\Delta\nu_S = \Phi_S \cdot c/L$, а Φ_S в соответствии с (4) пропорционально длине и радиусу контура. Увеличение длины контура в том случае, когда это не сопровождается потерями, приводит к росту добротности и соответственно к уменьшению ширины полосы резонатора ($\Delta\nu_S \sim 1/L$), что может повысить точность при определении разности резонансных частот или разности фаз встречных волн в области резонанса. Резонансный ВОГ в силу ряда причин к настоящему времени существенно менее исследован и не достиг стадии серийного производства. Рассмотрение различных физических причин ухудшения его точности является предметом самостоятельного исследования и выходит за рамки данной работы. Данный обзор посвящен исследованиям наиболее распространенного, доведенного до серийного производства нерезонансного ВОГ на основе схемы ВКИ на одномодовом волокне.

Отметим, что в свое время предпринимались усилия по созданию ВКИ на дешевых многомодовых световодах [65–67], а также на нерегулярных световодах, у которых одномодовые участки случайным образом чередуются с маломодовыми [68, 69]. Как показано в [70], даже незначительное отклонение от одномодовости приводит к появлению дополнительной нестабильной разности фаз встречных волн на выходе ВКИ. В дальнейшем эти работы были приостановлены. В настоящее время для намотки контура используется только одномодовое волокно — изотропное либо анизотропное. В последнем имеет место значительное различие показателей преломления в двух ортогональных осях.

Простейшая схема ВКИ изображена на рис. 1б. Волоконный контур представляет собой многовитковую катушку с длиной волокна от сотен метров до нескольких километров в зависимости от назначения гироскопа. Светоделитель 4 — аналог светоделительной пластины в дискретной оптике — может быть сварным или полированным. В сварном светоделителе два волокна на длине ~ 1 см сближаются за счет нагрева и растяжения так, чтобы происходило проникновение оптического поля из одного волокна в другое до нужного уровня. Затем производится сварка волокон в разряде электрической дуги. Полированный светоделитель состоит из двух кварцевых пластин, вдоль поверхности которых фрезеруются П-образные прорезы, глубина которых возрастает к краям. В прорезях производится вклейка волокна. Затем пластины полируются, чтобы приблизиться к световедущей жиле (кору) волокна настолько, чтобы при склеивании пластин происходило взаимное проникновение оптических полей из одного волокна в другое, т.е. светоделение. Сигнал с выхода ВКИ поступает на фотоприемник, электрический ток которого пропорционален числу квантов падающего на него излучения, т.е. интенсивности излучения, и поэтому является квадратичным детектором оптического поля. При выполнении условия интерференции фототок i на

выходе интерферометра в простейшем случае записывается в виде

$$i \cong \left[\mathbf{E}^+ \exp \left\{ i \left(\omega t + \frac{\Phi_S}{2} \right) \right\} + \mathbf{E}^- \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{\Phi_S}{2} \right) \right\} \right]^2 = \\ = |\mathbf{E}^+|^2 + |\mathbf{E}^-|^2 + |\mathbf{E}^+||\mathbf{E}^-| \cos \Phi_S = 2I(1 + \cos \Phi_S), \quad (5)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, ν — оптическая частота; \mathbf{E}^+ , \mathbf{E}^- — векторы электрических полей встречных волн на выходе интерферометра; $I = |\mathbf{E}^+|^2 + |\mathbf{E}^-|^2$; Φ_S — разность фаз встречных волн, связанная со скоростью вращения, длиной волокна и числом витков волоконного контура соотношениями (4).

Основные в в о д ы данного раздела таковы. ВОГ может быть создан как на базе ВКИ, так и на базе волоконного кольцевого резонатора. В то же время на базе ВКИ могут быть созданы не только ВОГ, но и приборы для измерения других физических эффектов (см. раздел 8). Таким образом, понятия ВОГ и ВКИ не всегда совпадают.

4.2. Методы получения максимальной чувствительности волоконных гироскопов

Сигнал, регистрируемый на выходе интерферометра, согласно (5) пропорционален косинусу разности фаз, поэтому схема на рис. 1а, б при скоростях вращения, для которых Φ_S находится вблизи 0 или $n\pi$ (рис. 3а), будет

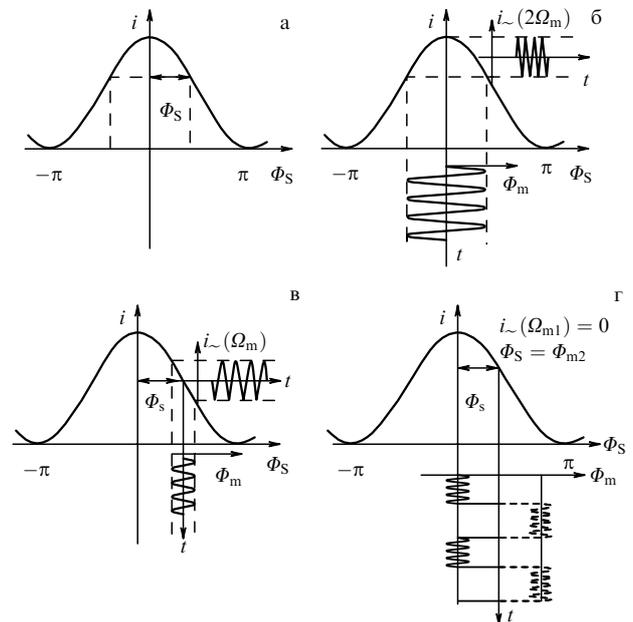


Рис. 3. (а) Зависимость фототока i (выходной интенсивности) волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ) от разности фаз встречных волн Φ_S . (б) Схема получения сигнала вращения при модуляционном методе измерения (Φ_m , Ω_m — соответственно амплитуда и частота модуляции, t — время); при $\Phi_S = 0$ в выходном сигнале остаются четные гармоники частоты модуляции. (в) То же, что и (б), но при $\Phi_S \neq 0$; в выходном сигнале появляются нечетные гармоники частоты модуляции Ω_m . (г) Модуляционный (компенсационный) метод измерения фазы Саньяка с использованием двойной фазовой модуляции на высокой частоте Ω_{m1} с амплитудой Φ_{m1} и на низкой частоте Ω_{m2} с амплитудой Φ_{m2} ; измерение проводится по Φ_{m2} при $\Phi_{m2} = \Phi_S$, что имеет место, когда на выходе сигнал на частоте Ω_{m1} обращается в нуль ($i_{\sim}(\Omega_{m1}) = 0$).

малочувствительной к вращению и нечувствительной к направлению (знаку) вращения. Поэтому одной из первых проблем волоконной гироскопии была проблема получения постоянного коэффициента пропорциональности между угловой скоростью вращения и выходным сигналом в широком диапазоне угловых скоростей.

Одним из самых очевидных методов получения максимальной чувствительности, в том числе при малых скоростях вращения является смещение рабочей точки на крутой участок зависимости интерференционного сигнала от разности фаз встречных волн (рис. 3а). В литературе обсуждались разные предложения по смещению рабочей точки на крутой участок: за счет дополнительной невязанной фазы, устанавливая прибор на вращающейся или колеблющейся подставке, с помощью невязанного фазового элемента на эффекте Фарадея [71] (см. раздел 5.5). В дальнейшем для измерения разности фаз встречных волн при малых угловых скоростях было использовано расщепление частот встречных волн [72, 73] с помощью дискретных [74] или волоконных [75] акустооптических модуляторов и измерение фазы интерференционного сигнала на разностной частоте с применением синхронного детектирования. Были также высказаны предложения по смещению рабочей точки ВКИ за счет использования нелинейного оптического эффекта Керра (см. раздел 5.6) при различных интенсивностях встречных волн [76, 77]; применения специального 3×3 делителя на входе ВКИ, который создает начальную разность фаз встречных волн [78–80]; рассогласования волновых фронтов встречных волн [81]; поляризационной невязанности (см. раздел 5.3) за счет разворота осей линейной анизотропии ОВС контура на входе ВКИ при наличии циркулярной компоненты поляризации излучения [82], а также с помощью потерь во входном светоделителе [83]. Однако все перечисленные выше методы получения максимальной чувствительности не нашли практического применения.

Наиболее плодотворным из большого числа предложенных методов оказался метод несимметричной фазовой модуляции, осуществляемой на одном из концов волоконной катушки [84, 85]. Отметим, что эта идея впервые была предложена в патенте Д. МакЛолина для кольцевого интерферометра на дискретных элементах [86] еще в 1965 г. В волоконном интерферометре модуляция фазы осуществляется с помощью либо пьезокерамического, либо интегрально-оптического модулятора. В пьезокерамическом модуляторе на пьезокерамику, как правило, цилиндрической формы, наматывается небольшая часть волокна контура, длина которого и, тем самым, фаза проходящего излучения меняется под влиянием электрического напряжения, приложенного к керамике. В интегрально-оптическом модуляторе используется зависимость показателя преломления кристаллического материала планарного оптического волновода (LiNbO_3) от приложенного переменного напряжения. При несимметричном положении модулятора в волоконном контуре одна волна проходит модулятор на входе контура, другая — на выходе, т.е. через время $\tau = nL/c$ (где n — показатель преломления световедущей жилы волокна), необходимое для прохода всей длины волоконного контура L . Это приводит к тому, что фаза модуляции одной волны отличается от фазы модуляции встречной на величину $\Omega_m \tau$, где Ω_m — круговая частота модуляции. В этом случае интерферен-

ционный сигнал записывается в виде

$$i = I \left[1 + \cos(\Phi_S + \Phi_m \cos \Omega_m t - \Phi_m \cos(\Omega_m t + \Omega_m \tau)) \right] = \\ = I \left[1 + \cos \left\{ \Phi_S + 2\Phi_m \sin \left(\frac{\Omega_m \tau}{2} \right) \sin \left(\Omega_m t + \frac{\Omega_m \tau}{2} \right) \right\} \right]. \quad (6)$$

Разлагая выражение для фототока (6) с помощью функций Бесселя по гармоникам частоты модуляции, для фототока получаем

$$i = 2I \left[1 + J_0 \left(2\Phi_m \sin \frac{\Omega_m \tau}{2} \right) \right] \cos \Phi_S + \\ + 4IJ_1 \left(2\Phi_m \sin \frac{\Omega_m \tau}{2} \right) \sin \Phi_S \cos \left[\Omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] + \\ + 4IJ_2 \left(2\Phi_m \sin \frac{\Omega_m \tau}{2} \right) \cos \Phi_S \cos \left[2\Omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] + \dots, \quad (7)$$

где J_0, J_1, J_2 — функции Бесселя первого рода соответствующего порядка. Фототок i представляет собой сумму гармоник, амплитуды которых зависят от интенсивности встречных волн I и от значений функций Бесселя, аргумент которых определяется величиной $2\Phi_m \sin(\Omega_m \tau/2)$.

Таким образом, фототок зависит от амплитуды Φ_m и частоты Ω_m фазовой модуляции и от времени τ , определяющего момент запаздывания модуляции одной волны по отношению к встречной. При отсутствии вращения $\Phi_S = 0$, и в выходном фототоке присутствуют только четные гармоники частоты модуляции (рис. 3б). При наличии вращения или любой другой невязанной разности фаз появляются также нечетные гармоники частоты модуляции (рис. 3в). При измерении скорости вращения, как правило, используют первую гармонику частоты модуляции, амплитуда которой согласно (7) зависит от значения функции Бесселя первого порядка и от значения $\sin \Phi_S$ и, следовательно, меняет знак при смене знака вращения. Эта зависимость при разных скоростях вращения представлена на рис. 4, из которого видно, что амплитуда первой гармоники частоты модуляции имеет максимум, соответствующий максимуму функции Бесселя первого порядка. Это значение амплитуды модуляции, как правило, выбирается в качестве рабочего. В настоящее время метод несимметричной фазовой модуляции [85, 87, 88] используется в большинстве волоконных гироскопов. Для измерения в широком диапазоне скоростей наиболее привлекательными являются компенсационные методы, при использовании которых автоматически формируется сигнал, компенсирующий сигнал вращения. При этом измерение скорости вращения ведется по величине компенсирующего сигнала. В ряде случаев для формирования компенсирующего сигнала используется дополнительная низкочастотная фазовая модуляция [88]. Принцип метода двойной фазовой модуляции представлен на рис. 3г. Низкочастотная модуляция, как правило, по закону меандра проводится наряду с синусоидальной, высокочастотной. В приемном устройстве один полупериод низкой частоты отсекается [87, 88]. Скорость вращения определяется по значению амплитуды низкой частоты, при которой первая гармоника высокой частоты обращается в нуль.

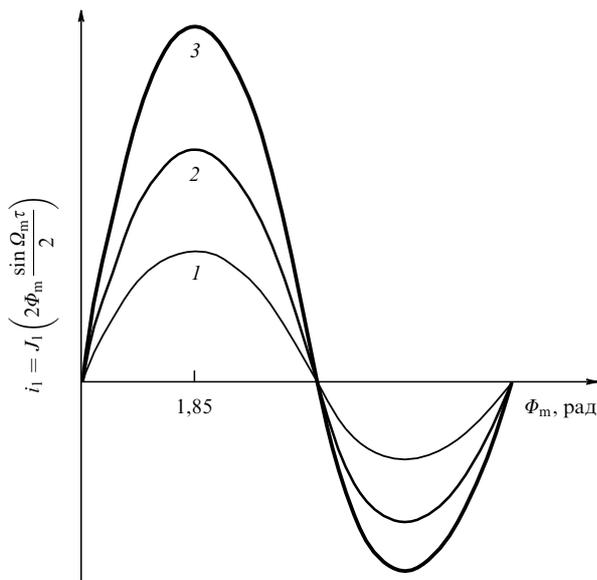


Рис. 4. Зависимость амплитуды первой гармоники интерференционного сигнала i_1 от амплитуды фазовой модуляции Φ_m при трех значениях фазы Саньяка: линия 1 — Φ_{S1} ; линия 2 — Φ_{S2} ; линия 3 — Φ_{S3} ($\Phi_{S1} < \Phi_{S2} < \Phi_{S3} < \pi/2$).

К числу методов, позволяющих расширять диапазон измеряемых скоростей, относится метод измерения в фототоке совокупности всех гармоник частоты модуляции. Это позволяет определять сдвиг фазы даже в том случае, когда амплитуда первой гармоники обращается в нуль. Кроме того, известны методы измерения сигнала вращения, при которых с использованием электро- или акустооптических устройств создается разность частот встречных волн с последующим измерением фазы сигнала на разностной частоте. Дополнительно эти вопросы будут рассмотрены в разделе 6.

5. Источники дополнительной невзаимности волоконных гироскопов

Экспериментальные исследования ВКИ выявили наличие на выходе интерферометра дополнительных сигналов, идентичных сигналу вращения, но не связанных с вращением. Подобные сигналы не наблюдались в классических опытах Саньяка. В процессе развития волоконной гироскопии значительное время было потрачено на исследование физических причин появления этих сигналов и способов их устранения. В результате проведенных исследований было установлено, что источники дополнительных сигналов можно разделить на ряд групп. К первой группе относятся эффекты, связанные с процессами рассеяния и отражения света в волоконном тракте. Ко второй группе относится эффект поляризационной невзаимности (ПН), связанный с несимметричным расположением (некоммутативностью) относительно середины волоконного контура анизотропных элементов или их ориентации или анизотропных свойств волокна. К третьей группе относятся эффекты, связанные с локально взаимными, нестационарными изменениями параметров волокна, при их возбуждении несимметрично относительно середины волоконного контура. К четвертой группе относятся собственно невзаимные эффекты, такие, как эффект Фарадея, Френеля–Физо и др. К

пятой группе относятся эффекты, вызванные нелинейным оптическим эффектом Керра. К шестой группе относятся эффекты специальной (СТО) и общей (ОТО) теории относительности.

Рассмотрим более подробно причины появления дополнительных сигналов, нестабильность которых существенно влияет на характеристики волоконных гироскопов.

5.1. Дополнительные сигналы как следствие когерентности источников излучения

В первых ВОГ [3, 4, 85] в качестве источника излучения использовался He-Ne лазер на длине волны света 0,63 мкм, который является источником монохроматического излучения. Поэтому одним из первых был обнаружен эффект, связанный с когерентностью применяемых лазерных источников излучения, который отсутствовал в классических опытах Саньяка. Обратные отражения [89, 90] и рассеяния, в том числе и рэлеевское рассеяние [91–94], в оптическом тракте волоконного гироскопа создают не связанный с вращением дополнительный сигнал с произвольной фазой, который при когерентном сложении с полезным сигналом приводит к появлению дополнительной разности фаз встречных волн на выходе ВКИ Φ_1 . Кроме того, отражения и рассеяния вызывают обратную реакцию лазера, и излучение лазера оказывается промодулированным частотой фазового модулятора. Это приводит к искажению величины выходного сигнала, измеряемого на частоте модуляции. В литературе рассматривались разные способы снижения обратной реакции на лазер, в том числе постановка на выходе лазера оптического вентиля, использование дополнительной фазовой модуляции на выходе лазера, которая разрушает фазовую связь между излучением, выходящим из лазера и идущим из интерферометра обратно в лазер [72, 73, 95].

Однако кардинальной мерой, которая снимает влияние обратных отражений и рассеяний как на источник излучения, так и на измеряемый сигнал, явился переход от монохроматических источников — лазеров — к полупроводниковым широкополосным суперлюминесцентным диодам (СЛД) — источникам излучения нового поколения с высокой спектральной интенсивностью и малой длиной когерентности (10–20 мкм) [96]. В этом случае сигналы, рассеянные от разных элементов и от разных участков волоконного контура, из-за малой длины когерентности не интерферируют с сигналами, несущими информацию о вращении, и не изменяют их фазу. Поэтому с начала 80-х годов в схемах волоконных гироскопов вместо лазеров стали использовать СЛД [96]. Отметим, что в последнее время в схемах ВОГ находят применение также суперфлюоресцентные волоконные источники на активных волокнах (СВИ), которые характеризуются большой шириной спектра и значительной интенсивностью излучения [97–99]. Потребности в широкополосных источниках для волоконной гироскопии привели к развитию их производства. Это в свою очередь ознаменовало новый этап в развитии низкокогерентной интерферометрии, которая отошла на второй план после появления лазеров. Низкокогерентная интерферометрия с новыми источниками получила распространение в тех областях оптики, где необходимо разделение сигналов, идущих от разных слоев объекта. Такая возможность появляется при последовательном наблюдении картины

интерференции от разных слоев за счет изменения длины опорного плеча интерферометра. Разрешающая способность такой интерферограммы определяется длиной когерентности источника и для современных СЛД составляет около 10 мкм. Одной из наиболее перспективных областей низкокогерентной волоконной интерферометрии наряду с волоконной гироскопией стала оптическая когерентная томография [100]. Использование томографии в медицинских целях позволяет получать картину послойной интерференции излучения, рассеянного от биологической ткани. Это дает возможность определять внутреннюю структуру ткани до глубины 2 мм с разрешением ~ 10 мкм, не нарушая исследуемую ткань, что имеет важное значение для неинвазивной диагностики тканевых патологий и для постановки диагноза.

Основной в ы в о д данного раздела: использование монохроматического излучения практически снимает проблему влияния отраженного и рассеянного излучения на фазу выходного сигнала ВКИ.

5.2. Методы расчета дополнительных сигналов

Применение СЛД сняло только часть проблем, вызванных появлением на выходе ВКИ не связанных с вращением дополнительных сигналов. Появилась потребность анализа и расчета схем ВКИ для получения полной картины возможных невязанных эффектов в сигнале интерференции. Наиболее распространенным и удобным методом расчета схем ВКИ, содержащих одномодовое анизотропное волокно и анизотропные элементы, оказался метод матриц Джонса [101–110], который обычно применяется для определения изменения состояния поляризации и фазы света при прохождении оптических схем, содержащих последовательность анизотропных оптических элементов. При использовании метода Джонса состояние поляризации света в данной точке пространства описывается комплексным вектором, а его преобразование анизотропным элементом (или совокупностью таких элементов) — линейным оператором. В декартовой системе координат такой оператор представляется матрицей Джонса размерности 2×2 . Каждому анизотропному элементу приводится в соответствие своя матрица. Для получения результирующей матрицы последовательности анизотропных элементов ВКИ матрица каждого элемента стандартной процедурой [111] переводится в единую систему координат, после чего проводится их перемножение в последовательности, соответствующей порядку их прохождения каждой из двух встречных волн. После перемножения матриц получают результирующие матрицы ВКИ для волн встречных направлений \hat{M}^+ и \hat{M}^- . Использование метода Джонса позволяет в общем виде получить сведения о наличии дополнительных сигналов на выходе ВКИ. Матрицы Джонса ВКИ записываются в виде

$$\hat{M}^+ = \begin{vmatrix} M_{11}^+ & M_{12}^+ \\ M_{21}^+ & M_{22}^+ \end{vmatrix}, \quad \hat{M}^- = \begin{vmatrix} M_{11}^- & M_{12}^- \\ M_{21}^- & M_{22}^- \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Выражения для элементов матрицы ВКИ зависят от параметров волокна и элементов конкретной схемы. Эти выражения для конкретных случаев можно найти в работах [82, 112–120].

В отсутствие невязанных эффектов (вращения, магнитного поля и др.) волоконный кольцевой интерферо-

метр должен удовлетворять условиям традиционной теоремы взаимности [121, 122], которые для элементов матриц Джонса записываются в виде [123]

$$M_{11}^+ = M_{11}^-, \quad M_{22}^+ = M_{22}^-, \quad M_{12}^+ = M_{21}^-, \quad M_{21}^+ = M_{12}^-. \quad (9)$$

Задавая в комплексной форме вектор-столбец электрического поля световой волны на входе ВКИ в виде

$$\mathbf{A} = \begin{vmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\psi) \end{vmatrix}$$

(где ψ — разность фаз ортогональных компонент электрического поля), для векторов поля встречных волн на выходе \mathbf{E}^+ и \mathbf{E}^- получаем матричное уравнение

$$\mathbf{E}^+ = \hat{M}^+ \mathbf{A}, \quad \mathbf{E}^- = \hat{M}^- \mathbf{A}. \quad (10)$$

Из решения этого уравнения для каждого из направлений распространения с помощью элементов матрицы Джонса находим компоненты векторных полей встречных волн на выходе ВКИ:

$$\begin{aligned} E_x^+ &= M_{11}^+ A_x + M_{12}^+ A_y \exp(i\psi), \\ E_y^+ &= M_{21}^+ A_x + M_{22}^+ A_y \exp(i\psi), \\ E_x^- &= M_{11}^- A_x + M_{12}^- A_y \exp(i\psi), \\ E_y^- &= M_{12}^- A_x + M_{22}^- A_y \exp(i\psi). \end{aligned} \quad (11)$$

Интерференционный сигнал на выходе ВКИ имеет вид $U = E_x^+ E_x^{-*} + E_y^+ E_y^{-*}$. Отметим, что величина U является шпуром (следом) матрицы когерентности встречных волн в ВКИ [107, 110]. Сигнал, регистрируемый фотоприемником на выходе, определяется значением $\text{Re } U$, а невязанная разность фаз встречных волн Φ — соотношением

$$\Phi = \arctan \left[\frac{\text{Im } U}{\text{Re } U} \right]. \quad (12)$$

Выражения для U , $\text{Re } U$, $\text{Im } U$ и Φ в общем виде через элементы матрицы ВКИ приводятся в работах [119, 120, 124]. Анализ выражения (12) для разности фаз Φ на выходе ВКИ показывает, что в общем случае, кроме членов, определяемых собственно невязанными эффектами (Саньяка, Фарадея, Френеля–Физо), для которых матрицы ВКИ не удовлетворяют условиям взаимности (9), могут присутствовать дополнительные члены, не связанные с вращением, нестабильность которых при работе гироскопа также может влиять на точность измерений скорости вращения. Строго говоря, вычисления методом матриц Джонса можно проводить только для монохроматического излучения. Тем не менее при использовании матрицы когерентности данный метод может быть применен и для монохроматического излучения [82, 114–118]. В случае применения метода численного моделирования расчет выходного сигнала для широкополосных источников проводится методом Джонса для конечного числа спектральных компонент, интервал между которыми определяется длиной тракта и двулучепреломлением ОВС контура ВКИ, а их число — шириной полосы источника излучения. Для получения

результатирующего сигнала производится суммирование по всем длинам волн [125 – 128].

Основной в ы в о д данного раздела: метод матриц Джонса является адекватным методом расчета сигнала на выходе ВКИ при монохроматическом и широкополосном источнике излучения и находит применение как при аналитических расчетах, так и при математическом моделировании выходного сигнала.

Перейдем к более подробному рассмотрению источников дополнительных сигналов на выходе ВКИ.

5.3. Поляризационная невязанность, причины появления и методы устранения

Наиболее неочевидным эффектом в ВКИ, не связанным с вращением, оказался эффект поляризационной невязанности (ПН), который наблюдался еще в первых экспериментах по исследованию ВКИ в 1976 г. [3]. Этот эффект не был зарегистрирован ранее в кольцевых интерферометрах на дискретных оптических элементах и был неожиданным для исследователей, поскольку возникал в ВКИ даже в том случае, когда его характеристики удовлетворяли традиционной классической теореме взаимности [121 – 123]. Объяснение этого эффекта вскоре было получено независимо Г. Шиффнером с соавторами [129], Р. Ульрихом и М. Джонсоном [130] и В.Н. Логозинским [131] (см. также [132]). Как выяснилось в процессе исследований, появление данного эффекта связано с различием поляризаций встречных волн на выходе ВКИ, которое возникает несмотря на то, что на входе ВКИ их поляризации одинаковы, поскольку возбуждение волн встречных направлений происходит из одного канала. Различие поляризаций на выходе связано с тем, что последовательность прохождения анизотропных элементов контура не одинакова для волн встречных направлений. Это означает, что не выполняются условия коммутативности (перестановочности) для элементов [119, 120] относительно середины волоконного контура. Это означает неравенство недиагональных элементов матрицы Джонса ВКИ ($M_{12} \neq M_{21}$) и появление дополнительной фазовой невязанности (Φ_2). Это явление получило название *поляризационной невязанности*, а точнее — *поляризационной фазовой невязанности встречных волн*. К настоящему времени понятие "поляризационная невязанность ВКИ" прочно вошло в терминологию работ по волоконной гироскопии. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что эффекты поляризационной невязанности в некотором смысле являются "виртуальными" или "скрытыми", поскольку для их обнаружения необходимо присутствие дополнительной разности фаз. Эту разность фаз можно получить либо за счет несовпадения фронтов при интерференции встречных волн на выходе, либо за счет традиционных невязанных эффектов, таких, как эффект Саньяка, Фарадея, Френеля–Физо, либо при дополнительной несимметричной относительно середины контура фазовой модуляции встречных волн, которая используется в большинстве схем волоконных гироскопов для получения информации о вращении. Анализ показал [119, 120], что в отсутствие этих условий интерференционный сигнал ВКИ ($Re U$) не несет информацию о невязанной фазе, связанной с различием поляризаций встречных волн на выходе, поскольку изменение фазы компенсируется изменением амплитуды интерференционного сигнала. Исследователям, впервые обнаружившим эффект

ПН [3, 4, 133], повезло в том смысле, что на начальном этапе развития ВКИ эксперименты проводились на полудискретных схемах, и дополнительная фаза возникла из-за различия волновых фронтов интерферирующих волн.

Первые исследователи ПН предложили два различных варианта ее устранения. Первый — с помощью двух идентичных линейных поляризаторов с одинаковой ориентацией осей пропускания, которые размещались на концах волоконного контура [129, 131, 132]; второй — с помощью двух идентичных линейных поляризаторов с одинаковой ориентацией, которые устанавливались после источника излучения и перед фотоприемником [130]. В 1980 г. Р. Ульрих в работе [85] предложил третий вариант — так называемую "минимальную схему" ВКИ, которая выгодно отличается от предыдущих вариантов тем, что включает только один поляризатор, расположенный в схеме между двумя светоделителями (рис. 5). При прохождении излучения через поляризатор в прямом и обратном направлениях его ось пропускания автоматически ориентирована одинаково, поэтому "минимальная схема" ВКИ не нуждается в настройке поляризатора. Еще одним преимуществом этой схемы является измерение сигнала с дополнительного светоделителя, расположенного на входе ВКИ, что позволяет исключить влияние фазовых характеристик светоделителей на разность фаз встречных волн. Отметим, что сигнал интерференции на выходе контура несет информацию о разности фаз между отражением и прохождением в светоделителе, расположенном на входе контура, поскольку одна волна два раза отражается, встречная два раза проходит через светоделитель. "Минимальная схема" ВКИ получила наиболее широкое распространение при использовании в волоконной гироскопии.

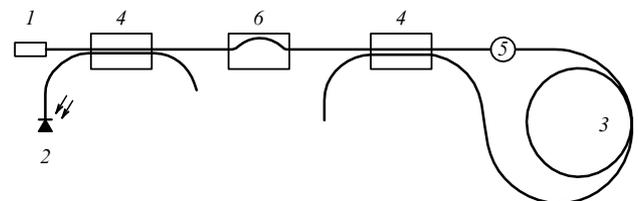


Рис. 5. "Минимальная схема" ВКИ: 1 — источник, 2 — фотоприемник, 3 — волоконный контур, 4 — светоделители, 5 — модулятор, 6 — поляризатор.

В ранних работах (см., например, [85]) предполагалось, что поляризатор в "минимальной схеме" уменьшает сдвиг фазы на выходе ВКИ, вызванный поляризационной невязанностью, пропорционально квадрату коэффициента экстинкции поляризатора по амплитуде электрического поля ϵ , поскольку встречные волны два раза проходят поляризатор. Однако, как было показано позднее в работе Э. Кинтнера [134], дополнительная разность фаз на выходе содержит члены, зависящие как от ϵ^2 , так и от ϵ . Интерференционные члены порядка ϵ возникают из произведений составляющих вектора электрического поля входной волны, поляризация которых совпадает с осью пропускания поляризатора на входе и перпендикулярна ей на выходе.

Одна из причин поляризационной невязанности, в частности, связана с разворотом осей анизотропии ОВС

на концах волоконной катушки друг относительно друга (некоммутативность анизотропии на концах контура) или с несовпадением осей анизотропии неидеального светоделиителя и осей ОВС на входе контура. Несовпадение осей ОВС на концах контура может происходить за счет неодинакового их закрепления или сварки с концами анизотропного светоделиителя.

Отметим, что в качестве одной из причин появления дополнительной разности фаз в некоторых работах [135–137] также рассматривается поворот плоскости поляризации, обусловленный эффектом Рытова [138–141]. Этот эффект, связанный с топологическими особенностями распространения волны в механически ненапряженном изотропном волокне при его неплоской (спиральной) намотке на катушку, зависит от шага намотки и является проявлением геометрической фазы в оптике, зачастую именуемой *фазой Берри* [142–149]. Сам по себе эффект Рытова взаимен, что было подтверждено экспериментом [137]. Поэтому приведенные в литературе объяснения влияния шага намотки на разность фаз встречных волн в ВКИ [135–137] эффектом Рытова, по-видимому, ошибочны, тем более, что это явление не наблюдалось в экспериментах [150].

В качестве простого примера рассмотрим ВКИ (см. рис. 5) с суперлюминесцентным источником излучения, собранный по "минимальной схеме" с одним поляризатором [85]. Волоконный контур длины L изготовлен из волокна с регулярным линейным двулучепреломлением. Оси анизотропии на двух концах контура развернуты на углы α_1 и α_2 относительно осей лабораторной системы координат. В соответствии со [113–115, 119, 120] выражения для элементов матрицы этой схемы запишутся в виде

$$\begin{aligned} M_{11} &= -\left[\cos \Delta\beta_L \frac{L}{2} \cos(\alpha_1 + \alpha_2) + i \sin \Delta\beta_L \frac{L}{2} \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \right], \\ M_{22} &= -(M_{11})^*, \\ M_{12} &= -\varepsilon \left[\cos \Delta\beta_L \frac{L}{2} \sin(\alpha_1 + \alpha_2) + i \sin \Delta\beta_L \frac{L}{2} \sin(\alpha_1 - \alpha_2) \right], \\ M_{21} &= (M_{12})^*, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\Delta\beta_L = 2\pi/(\lambda\Delta n_L)$ — линейное двулучепреломление; $\Delta n_L = n_x - n_y$ — разность показателей преломления в медленной и быстрой осях ОВС; λ — длина волны; ε — коэффициент экстинкции поляризатора по полю.

Подставляя (13) в (11), получаем выражения для полей встречных волн на выходе. Результат интерференции и разность фаз существенно зависят от степени когерентности встречных волн, прошедших по быстрой и медленной осям анизотропного волокна контура (двухканальность). Для ВКИ с суперлюминесцентным источником волны, прошедшие по быстрой и медленной осям, становятся некогерентными и не интерферируют, т.е. двухканальность отсутствует. В этом случае выражение для невязимной фазы Φ_2^0 согласно [114, 115] записывается в виде

$$\begin{aligned} \Phi_2^0 &= \arctan \left[\frac{\text{Im } U}{\text{Re } U} \right] = \\ &= \arctan \frac{\varepsilon A_y \sin \psi \sin 2(\alpha_1 - \alpha_2)}{A_x [\cos^2(\alpha_1 - \alpha_2) + \cos^2(\alpha_1 + \alpha_2)]}, \end{aligned} \quad (14)$$

где A_x, A_y, ψ — амплитуды и разность фаз ортогональных компонент излучения на входе ВКИ; углы α_1 и α_2 — углы, определяющие ориентацию осей анизотропии ОВС на

входе и выходе контура относительно одной из осей выделенной системы отсчета. Из (14) следует, что невязимная фаза обращается в нуль в трех случаях. В первом случае оси анизотропии концов волокна не развернуты ($\alpha_1 = \alpha_2$), следовательно, $M_{12} = M_{21}$, и ВКИ поляризационно взаимен. Во втором — интерферометр поляризационно невязимен, но на входе интерферометра нет фазового сдвига между компонентами x и y электрического поля ($\psi = 0$). В третьем случае на входе ВКИ отсутствует компонента электрического поля, ортогональная оси пропускания поляризатора ($A_y = 0$). Отметим, что в последних двух случаях поляризация излучения на входе ВКИ не содержит круговой компоненты. Таким образом, отсутствие дополнительного сигнала на выходе не всегда свидетельствует о поляризационной взаимности. В работе [151] предложен экспериментальный метод с использованием вращающегося поляризатора перед фотоприемником, который позволяет констатировать наличие или отсутствие поляризационной невязимности при любом значении дополнительного сигнала на выходе ВКИ. Подавление эффектов поляризационной невязимности с помощью поляризатора, использующего дихроизм, возникающий при крутой намотке анизотропного волокна на катушку [152–154], рассмотрено в работе [155]. Кроме того, существуют полированные поляризаторы со специальным напылением [156] на основе ОВС со смещенной от осевой линии волокна внутренней жилой — кором (так называемое *D-волокно*) [157], поляризаторы на основе механически нагруженного ОВС [158], волоконные поляризаторы с использованием кристалла пентабората натрия [159], жидких кристаллов [160] и кристаллов, вращенных в оболочку световода [161–163]. Отметим, что эффективное значение коэффициента экстинкции поляризатора в ВКИ ограничено несоответствием поперечной структуры собственных поляризационных мод ОВС с соответствующими поляризационными модами поляризатора [164–166]. Идея уменьшения сдвига нуля ВКИ за счет установки в схеме двух или более поляризаторов, рассмотренная в работах [167, 168], не нашла практического применения.

Следует отметить, что поляризационная невязимность может наблюдаться даже в ВКИ из однополяризационного ОВС (ОВС с большим дихроизмом, в котором вторая поляризационная мода имеет очень большие потери по сравнению с основной и практически не распространяется) при несовпадении азимутов осей линейной анизотропии на концах контура и наличии круговой компоненты излучения на входе ВКИ ($\psi \neq 0$, $A_y \neq 0$), т.е. когда двухканальность отсутствует [119]. Наглядное физическое объяснение причины поляризационной невязимности в данном случае состоит в том, что при несовпадении азимутов осей анизотропии ОВС непосредственно на входных концах контура ВКИ встречные волны могут приобретать начальную разность фаз вследствие неодновременного возбуждения встречных собственных линейно поляризованных мод круговой компонентой электрического поля входной волны, вращающегося со световой частотой. В работе [169] высказывается ошибочное мнение о том, что ПН не может возникать в ВКИ с контуром из однополяризационного ОВС.

В результате торсионного кручения (twist) за счет механического напряжения в процессе намотки волокна

на катушку [170–174] может возникать наведенное циркулярное двулучепреломление и, как следствие, эллиптичность собственных поляризационных мод ОВС. В этом случае ПН ВКИ также возникает при развороте осей эллипсов собственных поляризаций друг относительно друга на различных входах контура. Однако неодновременное возбуждение эллиптически поляризованных мод на различных концах контура может происходить как при круговой, так и при линейной поляризации излучения на входе ВКИ [118, 175]. В случае, когда собственные поляризационные моды ОВС контура ВКИ циркулярно поляризованы, ни при каком состоянии поляризации излучения на входе ВКИ ПН не возникает [118, 175], поскольку моды не имеют выделенного азимута и возбуждение циркулярно поляризованных мод на обоих входах контура ВКИ происходит одновременно при произвольном состоянии поляризации на входе ВКИ.

Таким образом, явление ПН в ряде случаев можно трактовать как высокочастотную нестационарность (неодномоментность) в возбуждении встречных волн на различных концах контура ВКИ. Необходимым условием возникновения ПН в ВКИ является несовпадение азимутов собственных поляризационных мод на обоих концах контура и несовпадение состояния поляризации возбуждающего электрического поля на входе контура ни с одним из них [118, 175, 176].

Следует отметить, что при использовании лазерных источников может существовать другой механизм поляризационной невязимости. Встречные волны, прошедшие по быстрой и медленной осям анизотропного волокна контура, остаются когерентными или частично когерентными, а несовпадение азимутов осей анизотропии ОВС на концах контура приводит к появлению условий интерференции излучения в ортогональных каналах. В сигнале на выходе ВКИ могут появиться дополнительные члены, связанные с интерференцией когерентных составляющих ортогональных мод, т.е. с двухканальностью. Фаза этого сигнала зависит от длины контура L и величины двулучепреломления, и поэтому может изменяться под влиянием механических воздействий на волокно и при изменении температуры на всем протяжении волокна контура. Этот эффект не отражен в выражении (14), полученном для низкокогерентного источника излучения. Однако наличие двухканальности само по себе не приводит к возникновению ПН.

В ряде работ для подавления эффектов ПН вместо поляризатора или наряду с поляризатором рассматривается постановка деполяризатора [96, 116, 117, 126, 127, 177–188]. Деполяризатор — это оптический элемент, на выходе которого излучение становится практически деполяризованным. Остаточная степень поляризации определяет качество деполяризатора. Для широкополосного излучения используется деполяризатор — "разбегатель", в котором деполяризация достигается за счет того, что в двух ортогональных осях линейной анизотропии создается некоррелированное излучение одинаковой интенсивности. В простейшем случае в качестве деполяризатора можно использовать линейную фазовую пластинку или отрезок анизотропного волокна [181] длиной больше длины деполяризации L_D , на которой излучение, прошедшее по ортогональным осям анизотропии, становится некогерентным. Длина деполяризации опреде-

ляется соотношением

$$L_D = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda \Delta n},$$

где λ — длина волны, $\Delta\lambda$ — ширина спектра излучения источника, Δn — разность показателей преломления в медленной и быстрой осях фазовой пластинки или отрезка волокна. Более сложную конструкцию имеет деполяризатор Лио [189], который состоит из двух фазовых пластинок разной длины с линейным двулучепреломлением, оси которых развернуты под углом 45° [190]. Волоконный вариант деполяризатора Лио [23, 24, 177, 191–194] состоит из двух отрезков анизотропного волокна L_1 и L_2 с соотношением длин 1 и 2, соединенных таким образом, что оси линейной анизотропии отрезков развернуты на 45° , а $L_1 > L_D$. При использовании деполяризатора в ВКИ нужно выполнить еще одно условие

$$L_1 \Delta n_d > L \Delta n,$$

где L — длина волокна в контуре, Δn_d , Δn — разности показателей преломления волокна деполяризатора и контура.

На рисунке 6 работа деполяризатора иллюстрируется как "разбегание" импульсов, протяженность которых соответствует длине когерентного цуга l_c широкополосного источника излучения по ортогональным осям анизотропии (Δl_1 и Δl_2). "Разбегание" приводит к тому, что на выходе второго отрезка импульсы (цуги) в ортогональных осях становятся равными по интенсивности и некогерентными, поскольку не перекрываются в пределах их длительности, т.е. в пределах длины когерентности. Степень подавления эффектов поляризационной невязимости при использовании в схеме ВКИ деполяризаторов зависит от их количества, местоположения [96, 116, 117, 126, 127, 177, 178] и качества. Последнее определяется степенью остаточной поляризации излучения на выходе деполяризатора, которая в свою очередь определяется связью ортогональных поля-

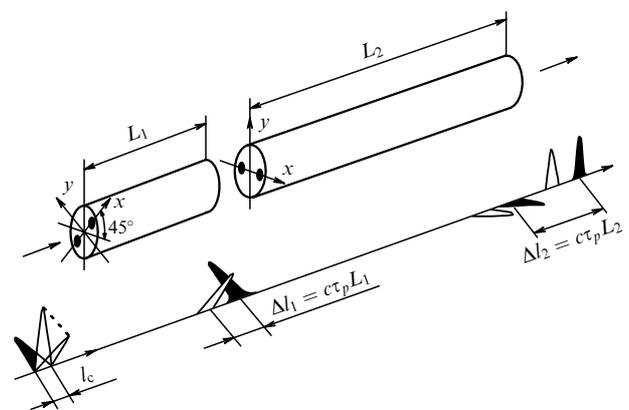


Рис. 6. Иллюстрация работы волоконного деполяризатора Лио [24]: L_1 , L_2 — длины отрезков деполяризатора; l_c — длина когерентности излучения; τ_p — разность групповых скоростей света в ортогональных поляризациях линейного двулучепреломления ОВС; Δl_1 , Δl_2 — разности оптических путей для ортогональных поляризаций излучения в первом и втором отрезке.

ризационных мод на неоднородностях волокна деполяризатора [174, 177, 194–198]. В работе [199] предложен вариант безразрывного волоконного деполяризатора, в котором разворот осей отрезков на 45° осуществляется с помощью волоконного поляризационного контроллера Лефевра [200]. В том случае, когда деполяризатор расположен на входе контура и излучение проходит через него два раза, как показано в работах [117, 126, 127], при втором проходе возможно восстановление поляризации. Для того чтобы этого избежать, следует использовать деполяризатор, в котором отношение длин двух отрезков удовлетворяет соотношению $2L_1 - L_2 > L_1$, что, в частности, имеет место при соотношении длин $L_1 : L_2 = 1 : 3$.

Отметим, что наряду с рассмотренными выше в литературе приводится описание других типов деполяризаторов — как для некогерентного излучения [201–204], так и для когерентного. В последних деполяризация излучения создается за счет воздействия на параметры волокна с помощью пьезоуправителей [205–208], а также с помощью стохастического переключателя состояния поляризации излучения [209].

Выше мы пренебрегали связью собственных поляризационных мод в ОВС контура ВКИ. Представляется разумным выделить в отдельную группу эффекты ПН, обусловленные случайной связью мод. Величину связи поляризационных мод принято характеризовать h -параметром [174, 195, 196, 210–213], определяющим относительную долю мощности, перешедшую из одной собственной моды ОВС в ортогональную на длине волокна 1 м. Причины случайной связи собственных волн световода делятся на естественные, обусловленные рэлеевским рассеянием в световедущей жиле [91–94], и технические, связанные с технологией изготовления волокна. В реальных световодах доминируют технические причины, к которым, в частности, относятся случайные кручения осей анизотропии волокна, возникающие в процессе вытяжки волокна из заготовки, флуктуации поперечных деформаций, не совпадающих с осями анизотропии, и в процессе нанесения защитного покрытия, флуктуации диаметра кора и др. В результате этого возникает связь невозмущенных, ортогональных, линейно поляризованных собственных мод волокна, зависимость которой по длине волокна может быть представлена случайной функцией

$$C(z) = \sqrt{\varepsilon_{xy}(z)},$$

где $\varepsilon_{xy}(z)$ — недиагональный элемент тензора диэлектрической восприимчивости материала волокна. Введем параметр h , представляющий собой спектральную плотность мощности $\Gamma(\Delta\beta_L)$ функции пространственного распределения случайной связи ортогональных мод по длине волокна контура $C(z)$ на пространственной частоте поляризационных биений $\Delta\beta_L = 2\pi/L_b$ ($L_b = \lambda/\Delta n_L$ — длина поляризационных биений в ОВС). Величина $\Gamma(\Delta\beta_L) = h$ определяется через функцию корреляции $K(u)$ случайной связи ортогональных мод $C(z)$. Если принять в соответствии со [174, 214–217], что коэффициент корреляции случайной связи имеет вид

$$K(u) = \frac{\langle C(z)C(z+u) \rangle}{\langle C^2(z) \rangle} = \exp\left(-\frac{u}{\langle l \rangle}\right), \quad (15)$$

то для спектральной плотности получаем

$$\begin{aligned} \langle \Gamma(\Delta\beta_L) \rangle &= h = 2\langle C^2(z) \rangle \int_0^\infty K(u) \cos(\Delta\beta_L u) u du = \\ &= \frac{2\langle C^2(z) \rangle \langle l \rangle}{1 + \Delta\beta_L^2 \langle l \rangle^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

В ряде работ [126, 127, 174] в качестве основного механизма связи мод рассматриваются случайные кручения волокна, возникающие на тех этапах его вытяжки из заготовки, пока волокно еще окончательно не затвердело, что достаточно хорошо согласуется с результатами экспериментальных работ [218, 219]. Согласно этой модели случайные кручения (twist) приводят к появлению случайно распределенного по величине, знаку и пространственному периоду наведенного циркулярного двулучепреломления и соответственно слабой эллиптичности собственных мод волокна, величина и знак которой хаотически изменяются на протяжении всей длины волокна. В этом случае коэффициент связи ортогональных мод

$$C(z) = (1 - g)\theta(z),$$

где $\theta(z)$ — зависимость случайного кручения осей линейного двулучепреломления от длины волокна, g — коэффициент фотоупругости материала ОВС. В соответствии с моделью [174] величина θ (рад m^{-1}) равномерно распределена в интервале $[-\theta_{\max}, \theta_{\max}]$ и

$$\langle C^2(z) \rangle = \frac{[(1 - g)\theta_{\max}]^2}{3}.$$

Длина случайных отрезков с постоянным кручением имеет экспоненциальное распределение (15). Величина математического ожидания $\langle l \rangle$, равная длине корреляции неоднородностей, зависит от технологии и составляет, как правило, $\sim 2,5$ см [174], что существенно меньше длины деполяризации в волокне L_D для обычно используемых источников некогерентного излучения. В этом случае

$$\langle \Gamma(\Delta\beta_L) \rangle = h = \frac{2[(1 - g)\theta_{\max}]^2 \langle l \rangle}{3(1 + \Delta\beta_L^2 \langle l \rangle^2)}. \quad (17)$$

Следует отметить, что регулярное кручение ОВС с линейным двулучепреломлением и случайным кручением осей двулучепреломления приводит к уменьшению h -параметра [220, 221].

Есть основания полагать, что вклад в связь поляризационных мод флуктуаций диаметра кора, рассмотренных в [222], случайных напряжений в волокне и других причин, приводящих к возникновению случайной связи мод, существенно меньше, чем вклад случайных кручений.

Перейдем к рассмотрению влияния случайной связи собственных поляризационных мод в волокне, из которого намотан контур ВКИ, на поляризационную невязанность ВКИ.

Связь мод можно интерпретировать как наличие в волокне последовательности хаотически расположенных элементов с несколько различными параметрами анизотропии (кручения). При переходе от одного элемента к другому это может приводить к переходу излучения из одной оси анизотропии в ортогональную на соседнем элементе, т.е. к связи ортогональных мод. Хаотичное расположение элементов приводит к их некоммутатив-

ности относительно середины контура, к неравенству недиагональных элементов матрицы Джонса ВКИ и к появлению ПН.

Рассмотрим случай

$$hL \ll 1, \quad \sqrt{hL_D} \ll 1, \quad L_D \gg \langle l \rangle,$$

что характерно для ВКИ с контуром из сильноанизотропного ОВС и суперлюминесцентным источником излучения с контуром длины $L \leq 1$ км из ОВС с большой линейной анизотропией ($\Delta n \sim 10^{-3} - 10^{-4}$). В этом случае наличие связи приводит к тому, что на входных концах ВКИ в пределах длины деполяризации L_D в каждой из поляризационных мод появляются дополнительные когерентные компоненты, перешедшие из ортогональной моды, величина и фаза которых зависит от величины h -параметра и длины L_D . Излучение, перешедшее в ортогональную моду на входе, на выходе приводит к появлению дополнительного интерференционного сигнала Φ_2' , который при наличии поляризатора с коэффициентом экстинкции ε имеет порядок величины $\Phi_2' \cong 0,5\varepsilon\sqrt{hL_D}$ [114, 115]. Кроме рассмотренного выше эффекта, многочисленные переходы излучения за счет связи из одной ортогональной моды в другую по всей длине контура L во взаимно симметричных относительно середины контура отрезках длины L_D оказываются когерентными и дают на выходе схемы ВКИ дополнительный интерференционный сигнал [114]

$$\Phi_2'' \cong 0,5\varepsilon^2 hL_D \sqrt{\frac{L}{L_D}}$$

(величина L/L_D численно равна числу длин деполяризации, укладываемых на длине контура). Отметим, что $\Phi_2' \gg \Phi_2''$.

В случае, когда выполняются условия

$$hL \ll 1, \quad \sqrt{hL_D} \ll 1, \quad L_D \ll \langle l \rangle,$$

что возможно при достаточно широкополосном источнике излучения, может возникнуть обратная ситуация $\Phi_2' \ll \Phi_2''$ [223]. Наиболее широкополосным к настоящему времени является импульсный источник с использованием воздушно-кварцевого световода ($\Delta\lambda = 1200$ нм) [224].

Непостоянство во времени случайной связи поляризационных мод во встречных волнах из-за нагрева или механических возмущений волокна может приводить к изменениям величины и знака Φ_2' и Φ_2'' и соответственно к дрейфу фазы интерференционного сигнала на выходе ВКИ.

Уменьшение h -параметра, в том числе за счет регулярного кручения ОВС [220, 221], приводит по мере распространения излучения в ОВС к уменьшению степени поляризации немонохроматического излучения [225] и, как следствие, к снижению температурного дрейфа нуля ВКИ. В работах [226–229] было показано, что асимптотическая степень поляризации низкокогерентного излучения при распространении в волокне со случайной связью поляризационных мод стремится к нулю при стремлении длины волокна к бесконечности. Это позволяет предположить уменьшение температурного дрейфа нуля ВКИ при существенном увеличении длины контура.

В общем случае, когда условия $hL \ll 1$, $\sqrt{hL_D} \ll 1$ не выполняются, аналитическое выражение для Φ_2' и Φ_2'' получить невозможно, и интерференционный сигнал на

выходе ВКИ, обусловленный связью поляризационных мод, и его дрейф вычисляются методом численного моделирования случайных неоднородностей в ОВС [125]. Рассмотренные выше эффекты, обусловленные связью поляризационных мод, могут вызывать весьма значительный дрейф нуля при использовании в контуре ВКИ дешевого слабоанизотропного волокна, которое характеризуется большим значением h -параметра [125, 197, 230–232].

Способы подавления ПН при наличии случайной связи мод (величины Φ_2' и Φ_2'') так же, как и в случае разворота осей анизотропии ОВС на входах контура (Φ_2^0), состоят в использовании поляризатора или деполяризатора в схеме ВКИ.

В работах [233, 234] рассматривалась возможность усреднения обусловленного ПН дрейфа нуля ВКИ с помощью модуляции состояния поляризации излучения на входе [234] или в середине контура ВКИ [233]. К настоящему времени в литературе известен целый ряд работ, посвященных расчету эффектов ПН для конкретных схем ВКИ при наличии связи поляризационных мод с использованием метода матриц Джонса и численного моделирования [82, 112–120, 125–127, 150, 181–184, 235–239]. В работах [175, 176] рассмотрен геометрический метод расчета ПН с использованием сферы Пуанкаре [105–107], т.е. в пространстве параметров Стокса, и проведена аналогия между ПН и такими топологическими эффектами, как фаза Берри [142–149] в квантовой механике или фаза Рытова [138–141] в оптике. На сфере Пуанкаре единичного радиуса величина Φ_2^0 для встречных волн каждой поляризационной моды численно равна площади сферического треугольника, образованного тремя точками, соответствующими состоянию поляризации данной моды на обоих выходах контура и состоянию поляризации излучения на входе ВКИ. Метод сферы Пуанкаре применим для расчетов ПН в простых случаях, когда можно не учитывать характеристики светоделителя и связь поляризационных мод ($\Phi_2' = \Phi_2'' = 0$).

В заключение сформулируем основные результаты данного раздела.

1. Рассмотрены эффекты ПН, которые являются одной из причин появления дополнительной разности фаз на выходе ВКИ. Показано, что эти эффекты связаны с различием поляризаций встречных волн на выходе, которое в свою очередь связано с некоммутативностью анизотропных элементов и их ориентации относительно середины контура ВКИ. Рассмотрены три случая появления ПН. В первых двух случаях рассматривается контур из однородного анизотропного волокна без связи поляризационных мод, в третьем случае проводится учет случайной связи собственных поляризационных мод контура ВКИ.

В первом случае ПН возникает из-за несовпадения осей анизотропии ОВС на входах волоконного контура (некоммутативность анизотропии на входах) как следствие высокочастотной нестационарности — одновременного возбуждения входного излучения поля собственной поляризационной моды на двух концах контура. Этот эффект не зависит от когерентных свойств излучения, поскольку возникает на входе, не связан с возбуждением второй ортогональной моды, и поэтому имеет место даже в однополяризационном волокне. Этот эффект отсутствует при использовании ОВС с собственными циркулярно поляризованными модами.

Во втором случае ПН возникает при выполнении трех условий: двухканальности — распространения излучения встречных волн в контуре ВКИ по двум ортогональным модам (каналам), когерентности или частичной когерентности излучения в ортогональных модах после прохождения контура, и выполнения условия для их интерференции из-за несовпадения осей анизотропии на входе (выходе) волоконного контура. В этом случае независимо от поляризации излучения на входе сигнал интерференции на выходе может нести дополнительную информацию о разности фаз (поляризации), связанной с двулучепреломлением волокна.

В третьем случае ПН обусловлена случайной связью собственных ортогональных мод в волокне контура ВКИ. Из-за связи в каждой ортогональной моде появляется когерентная составляющая другой моды со случайной фазой. Дополнительный сигнал возникает при интерференции когерентных составляющих ортогональных мод из-за некоммутативности связи относительно середины контура. Величина сигнала во втором и третьем случаях может изменяться под влиянием механических воздействий на ОВС контура и при изменении его температуры.

2. Во всех случаях для подавления эффектов ПН в схемах ВКИ используется постановка поляризатора или деполаризатора.

3. Для расчета эффектов ПН в простых случаях можно использовать метод сферы Пуанкаре или метод матриц Джонса с учетом когерентности интерферирующих на выходе полей. В более сложных случаях, в том числе для широкополосного источника при наличии связи ортогональных мод, можно использовать численное моделирование на ЭВМ с использованием метода Джонса для конечного числа спектральных компонент излучения и последующего интегрирования по спектру.

5.4. Дополнительные сигналы при локальных изменениях параметров волоконного контура гироскопа за счет акустических, механических и температурных переменных воздействий

В третью группу не связанных с вращением дополнительных сигналов (Φ_3) на выходе ВКИ входят локально взаимные, но возбуждаемые несимметрично относительно середины волоконного контура тепловые, механические или акустические воздействия на параметры волокна, которые приводят к изменениям амплитуды, поляризации и фазы одной волны, запаздывающим во времени по отношению к встречной волне [240, 241]. При таких нестационарных воздействиях нарушаются условия взаимности контура ВКИ. Влияние фазовой модуляции в контуре на выходной сигнал дается соотношением (7), из которого следует, что возмущение с частотой Ω_{inf} дает на выходе сигнал на частоте $2\Omega_{\text{inf}}$, амплитуда которого определяется функцией Бесселя J_2 второго порядка первого рода от аргумента $2\Delta\Phi_{\text{inf}} \sin \Omega_{\text{inf}} \tau/2$, где $\Delta\Phi_{\text{inf}}$ — амплитуда фазового воздействия, τ — разность времен воздействия на встречные волны. При $\Delta\Phi_{\text{inf}} \sin \Omega_{\text{inf}} \tau/2 \ll 1$ интерференционный сигнал пропорционален квадрату аргумента функции Бесселя J_2 , т.е. $\sim (\Delta\Phi_{\text{inf}})^2$. Высоочастотные возмущения приводят к большей амплитуде возмущений сигнала по сравнению с низкочастотными возмущениями той же интенсивности. Используя выражение (7), можно показать, что нестационарные эффекты для встречных волн оказы-

ваются в противофазе и компенсируют друг друга при выполнении условия $\Omega_{\text{inf}} \tau = \pi$ [242]. В том случае, когда регистрация сигнала вращения ведется на частоте модуляции Ω_m , внешние несимметричные воздействия на частоте Ω_{inf} приводят к модуляции выходного сигнала на частотах $\Omega_m \pm \Omega_{\text{inf}}$ и, таким образом, дополнительный, паразитный сигнал создает воздействия на частотах, которые попадают в полосу приема $\Delta\Omega$ [243], т.е. $\Omega_{\text{inf}} \leq \Delta\Omega$.

Отдельную группу невзаимных нестационарных эффектов составляют эффекты, связанные с работой самого фазового модулятора, который всегда расположен несимметрично относительно середины волоконного контура и в отсутствие эффекта Саньяка и (или) других невзаимных эффектов приводит к появлению дополнительного невзаимного сигнала на второй гармонике частоты модуляции $2\Omega_m$. Этот сигнал обычно отфильтровывается за счет селективного приема сигнала вращения на первой гармонике частоты модуляции.

При работе модулятора наряду с модуляцией фазы может возникать модуляция амплитуды и поляризации излучения [242, 244–248]. Последняя возникает тогда, когда глубины модуляции фазы по двум ортогональным осям различны. Как модуляция амплитуды, так и модуляция поляризации дают эффекты на первой гармонике частоты модуляции, фаза которых, как правило, сдвинута на $\pi/2$ по отношению к фазе сигнала вращения. При фазовом детектировании за счет правильного подбора фазы опорного сигнала они могут быть исключены. В том случае, когда не только амплитуды, но и фазы модуляции в ортогональных модах различны, возможно появление синфазной к полезному сигналу компоненты. Исследование эффектов, связанных с неидеальной работой фазового модулятора, проводилось также в работе [249]. Метод компенсации поляризационной модуляции с использованием фарадеевского элемента, обращающего поляризацию излучения [250–252], предложен в работах [253, 254]. Использование интегрально оптических модуляторов, по-видимому, позволит избавиться от модуляции поляризации [255–257].

В работах [258–260] показано, что наличие четных гармоник, в первую очередь второй гармоники в напряжении, питающем фазовый модулятор, приводит к появлению дополнительного сигнала на первой гармонике, которое может быть как синфазным, так и противофазным к полезному сигналу.

Основной в вы в о д данного раздела состоит в том, что только несимметричные относительно середины волоконного контура возмущения фазы, поляризации и амплитуды встречных волн на частотах, значения которых не превышают ширину полосы приема, могут влиять на разность фаз встречных волн на выходе ВКИ.

5.5. Невзаимные эффекты, связанные с эффектом Фарадея во внешнем магнитном поле

В качестве одной из причин появления дополнительного сигнала четвертой группы (Φ_4) на выходе ВКИ рассмотрим влияние внешнего постоянного магнитного поля. Эффекты, связанные с наложением магнитного поля, рассматривались в работах [23, 261–267]. Наличие таких эффектов и их нестабильность в процессе эксплуатации ухудшает точностные характеристики волоконных гироскопов и приводит к необходимости магнитной экранировки. Дополнительный набег фазы в элементар-

ном отрезке волокна, связанный с эффектом Фарадея в магнитном поле, записывается в виде

$$d\varphi_H = \alpha V \mathbf{H} dz,$$

где α — коэффициент, зависящий от состояния поляризации распространяющегося излучения и равный 0 при линейной поляризации и ± 1 для круговой поляризации, $d\mathbf{z}$ — вектор, коллинеарный направлению распространения волны, \mathbf{H} — вектор магнитного поля, типичное значение которого для поля Земли 5×10^{-5} Тл, V — постоянная Верде, обратно пропорциональная квадрату длины волны λ и равная в кварце $2 \text{ рад. м}^{-1} \text{ Тл}^{-1}$ для $\lambda = 0,85$ мкм. В случае, когда ОВС изотропно или имеет циркулярное двулучепреломление, $\alpha = \pm 1$. Наличие линейного двулучепреломления в ОВС приводит к уменьшению величины α . Результирующее двулучепреломление ОВС в магнитном поле определяется его анизотропией и дается соотношением

$$\Delta\beta_{\pm} = \frac{2\pi(n_{+} - n_{-})}{\lambda} = \sqrt{\Delta\beta_L^2 + (\Delta\beta_H \pm \Delta\beta_C)^2},$$

где знаки \pm относятся к волнам встречных направлений; $\Delta\beta_L = 2\pi\Delta n_L/\lambda$ — взаимное линейное двулучепреломление; $\Delta\beta_C = 2\pi\Delta n_C/\lambda$ — взаимное циркулярное двулучепреломление, связанное согласно [170–172, 174] с погонным кручением волокна $\theta(z)$ соотношением $\Delta\beta_C(z) = (1-g)\theta(z)$; $\Delta\beta_H = 2\pi\Delta n_H/L = 2VH$ — взаимное циркулярное двулучепреломление, обусловленное магнитным полем. Для кварцевых волокон $g = 0,06–0,08$.

Для расчета магнитных эффектов при конкретных параметрах волокна ВКИ и конфигурации магнитного поля удобно использовать метод матриц Джонса. Вид матрицы ВКИ зависит от конкретных параметров волокна и конфигурации магнитного поля. Пусть магнитное поле постоянно вдоль ОВС ($\mathbf{H} dz = \text{const}$), что имеет место, когда катушка с намотанным волокном находится в тороидальном соленоиде или охватывает токоведущую жилу и силовые линии магнитного поля представляют собой концентрические окружности. В этом случае элементы матрицы Джонса контура ВКИ из ОВС с линейным и циркулярным двулучепреломлением имеют вид

$$\begin{aligned} M_{11}^{+} &= \cos \Delta\beta_{+} L + i \frac{\Delta\beta_L}{\Delta\beta_{+}} \sin \Delta\beta_{+} L, \\ M_{11}^{-} &= \cos \Delta\beta_{-} L + i \frac{\Delta\beta_L}{\Delta\beta_{-}} \sin \Delta\beta_{-} L, \\ M_{22}^{+} &= \cos \Delta\beta_{+} L - i \frac{\Delta\beta_L}{\Delta\beta_{+}} \sin \Delta\beta_{+} L, \\ M_{22}^{-} &= \cos \Delta\beta_{-} L - i \left(\frac{\Delta\beta_L}{\Delta\beta_{-}} \right) \sin \Delta\beta_{-} L, \\ M_{12}^{+} &= \frac{(\Delta\beta_H + \Delta\beta_C) \sin \Delta\beta_{+} L}{\Delta\beta_{+}}, \\ M_{12}^{-} &= \frac{(\Delta\beta_H - \Delta\beta_C) \sin \Delta\beta_{-} L}{\Delta\beta_{-}}, \\ M_{21}^{+} &= -\frac{(\Delta\beta_H + \Delta\beta_C) \sin \Delta\beta_{+} L}{\Delta\beta_{+}}, \\ M_{21}^{-} &= -\frac{(\Delta\beta_H - \Delta\beta_C) \sin \Delta\beta_{-} L}{\Delta\beta_{-}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Эти выражения при $H \neq 0$ не удовлетворяют условиям взаимности (9). Подставляя (18) в уравнения (11), можно получить выражения для ортогональных компонент поля встречных волн на выходе и разность фаз между ними. Анализ выражения для разности фаз встречных волн в магнитном поле в этом случае показывает, что в зависимости от типа двулучепреломления собственных мод ОВС контура могут иметь место три качественно различных случая.

1. Контур ВКИ изготовлен из изотропного ОВС или из ОВС с собственным циркулярным двулучепреломлением. В этом случае невязанная разность фаз пропорциональна коэффициенту экстинкции поляризатора ε в схеме ВКИ (см. рис. 5) и возникает только тогда, когда на входе ВКИ присутствует круговая компонента поля.

2. Контур ВКИ изготовлен из ОВС с собственным линейным двулучепреломлением. В этом случае невязанная разность фаз также пропорциональна коэффициенту экстинкции поляризатора ε и возникает в случае, когда на входе ВКИ присутствует либо круговая компонента, либо линейная, направление которой ориентировано под углом 45° к осям анизотропии ОВС, или обе одновременно.

3. Контур ВКИ изготовлен из ОВС с собственным эллиптическим двулучепреломлением. В этом случае возникает невязанная разность фаз, не связанная ни с круговой компонентой поля, ни с линейной под углом 45° , которая не зависит от наличия поляризатора в схеме ВКИ. При $\Delta\beta_L \gg \Delta\beta_C$, $\Delta\beta_H$ величина $\Delta\beta_{+} - \Delta\beta_{-} \approx \Delta\beta_H \Delta\beta_C / \Delta\beta_L$, и выражение для результирующей, не зависящей от поляризатора разности фаз $\Delta\varphi_H$ на выходе кольцевого интерферометра, запишется в виде

$$\Phi_4 = \frac{\oint \Delta\beta_H(z) \Delta\beta_C(z) dz}{\Delta\beta_L} = \frac{2V}{\Delta\beta_L} \oint \Delta\beta_C(z) \mathbf{H}(z) dz. \quad (19)$$

В ряде работ и обзоров (см., например, [23]) только составляющую, не зависящую от коэффициента экстинкции поляризатора, рассматривают в качестве магнитной чувствительности ВКИ. Подчеркнем, что рассмотренная выше ситуация имеет место только тогда, когда составляющая магнитного поля вдоль витков волоконного контура отлична от нуля. Это может иметь место, в частности, при использовании ВКИ в качестве датчика магнитного поля или электрического тока (см. раздел 8).

Рассмотрим теперь другой, более распространенный случай, когда на ВКИ наложено постоянное по направлению магнитное поле от внешнего источника, что имеет место, например, при воздействии магнитного поля Земли. Проекция магнитного поля \mathbf{H} на элемент длины $d\mathbf{z}$ вдоль витка изменяется как $\cos(2\pi z/R)$, где R — радиус витка, и, следовательно, на каждом витке $\oint \mathbf{H} dz = 0$. В этом случае матрица ВКИ при постоянных параметрах волокна оказывается взаимной. Однако если параметры волокна по длине контура непостоянны, то в постоянном магнитном поле может появиться дополнительная разность фаз, которую при $\Delta\beta_L \gg \Delta\beta_C$, $\Delta\beta_H$ можно рассчитать, пользуясь соотношением

$$\Phi_4 = \frac{2VH}{\Delta\beta_L} \oint \Delta\beta_C(z) \cos\left(\frac{z}{R} - \varphi\right) dz, \quad (20)$$

где R — радиус витка; $\Delta\beta_L = 2\pi\Delta n_L/\lambda$ — линейное двулучепреломление; $\Delta\beta_C(z) = (1-g)\theta(z)$ — циркуляр-

ное двулучепреломление в зависимости от координаты z ; φ — угол между направлением магнитного поля и прямой, проходящей через начало и центр витка. Интегрирование ведется по длине замкнутого витка контура ВКИ LW . Из (20) видно, что магнитные эффекты отсутствуют в случае, когда кручение вдоль витка контура постоянно ($\Delta\beta_C(z) = \text{const}$). Максимальная разность фаз будет иметь место, когда двулучепреломление меняет знак по закону косинуса ($\Delta\beta_C \cong \cos z/R$), т.е. определяется теми компонентами пространственного спектра кручения (циркулярного двулучепреломления) $\Gamma_{xy}(2\pi/LW)$, период которых соответствует длине витка волоконного контура радиуса R и $LW = 2\pi R$. Возможные изменения разности фаз на выходе ВКИ из-за изменения направления магнитного поля Φ_4 в соответствии с результатами работы [263] можно записать в виде

$$\Phi_4 \cong \frac{2HV}{\Delta\beta_L} \sqrt{\hbar L}, \quad (21)$$

где L — длина контура; $\hbar = \Gamma(2\pi/LW)$ — спектральная плотность пространственной компоненты циркулярного двулучепреломления, пространственный период которой соответствует длине витка $LW = 2\pi R$. Для величины \hbar так же, как и для определения стандартного параметра $h = \Gamma(2\pi/L_b)$ (где L_b — длина поляризационных биений в ОВС), будем исходить из модели случайных кручений осей ОВС [174], рассмотренной в разделе 5.3, и воспользуемся выражением (15) для функции корреляции случайных кручений $K(u)$; в результате получим

$$\Gamma\left(\frac{2\pi}{LW}\right) = \hbar = 2 \int_0^\infty K(u) \cos\left(\frac{2\pi}{LW} u\right) du = \frac{2[(1-g)\theta_{\max}]^2 \langle l \rangle}{3[1 + \langle l \rangle^2/R^2]}. \quad (22)$$

Отметим, что в том случае, когда параметр связи ортогональных мод h определяется случайными кручениями осей волокна для отношения h/\hbar из (16) и (22), имеем

$$\frac{h}{\hbar} = \frac{[1 + \langle l \rangle^2/R^2]}{[1 + 4\pi^2 \langle l \rangle^2/L_b^2]}, \quad (23)$$

и при $2\pi R = L_b$ величина \hbar равна h . Полагая $\langle l \rangle = 2,5$ см, $R = 5$ см, $\theta_{\max} = 1,92$ рад, $g = 0,08$, получаем значение $\hbar = 4 \times 10^{-2}$ м⁻¹. Подставляя полученное значение в (21) для ВКИ с длиной контура $L = 500$ м и двулучепреломлением $\Delta\beta_L = 2,2 \times 10^3$, для магнитных эффектов в поле Земли ($H = 5 \times 10^{-5}$ Тл) на длине волны $\lambda = 0,85$ мкм (постоянная Верде $V = 2$ рад м⁻¹ Тл⁻¹) получаем значение $3,25 \times 10^{-2}$ град ч⁻¹. Согласно экспериментальной работе [261] для гироскопа на изотропном волокне влияние магнитного поля земли дает то же значение разности фаз, что и вращение Земли (15 град ч⁻¹). Из (21) и (22) видны пути уменьшения влияния магнитного поля — увеличение линейного двулучепреломления, уменьшение циркулярного двулучепреломления (кручения волокна) и его асимметрии относительно середины волоконного контура и увеличение длины волны, поскольку $V \sim 1/\lambda^2$. Для уменьшения влияния магнитных эффектов на дрейф нуля ВКИ в работах [186, 268] было предложено использовать в контуре ВКИ деполяризатор, однако это, по-видимому, неверное предложение.

Сравнение выражений (4) и (21) показывает, что при заданном магнитном поле, параметрах волокна и радиусе намотки отношение разности фаз встречных волн, связанной с эффектом Фарадея и эффектом Саньяка, для ВКИ уменьшается с ростом длины контура как $1/\sqrt{L}$. Это значит, что с ростом числа витков относительная магнитная чувствительность становится меньше. Казалось бы, исходя из соотношения (19) использование анизотропного волокна с чисто линейным двулучепреломлением может решить проблему магнитной чувствительности. Однако в реальном волокне исключить циркулярную составляющую в двулучепреломлении волокна практически невозможно из-за случайных кручений, возникающих в процессе вытяжки и при намотке волокна на катушку [174].

5.6. Независимые эффекты, связанные с нелинейным взаимодействием встречных волн (оптический эффект Керра)

Пятую группу (Φ_5) дополнительных сигналов на выходе ВКИ создают независимые нелинейные эффекты, возникающие при различии интенсивностей встречных волн. Эти эффекты связаны с зависимостью показателя преломления волокна от интенсивности оптического излучения [269], которая обусловлена нелинейным оптическим эффектом Керра. Величина эффекта зависит от значения квадратичной нелинейности показателя преломления материала световедущей жилы (кора) волокна χ_3 и связана с высокой плотностью оптической мощности в одномодовом волокне вследствие малого диаметра коры (4–8 мкм). Эти эффекты в ВКИ рассматривались в работах [76, 77, 270–273].

Рассмотрим случай, когда поляризации встречных волн коллинеарны, но интенсивности их различны. Анализ процессов распространения встречных волн в нелинейной среде для этого случая, проведенный в [23], показывает, что зависимость показателя преломления ОВС от интенсивности складывается из трех членов:

$$\delta n^\pm = \frac{\chi_3}{2n} (|E^\pm|^2 + |E^\mp|^2 + |E^\mp|^2). \quad (24)$$

Первый член в (24) связан с самонасыщением волны $|E^\pm|^2$, второй — с насыщением встречной волной $|E^\mp|^2$, и третий, равный второму, — с кросснасыщением.

Природа кросснасыщения связана с тем, что встречные волны образуют стоячую структуру, которая за счет нелинейного эффекта Керра "записывает" в среде многослойное виртуальное зеркало, на котором переотражаются встречные волны [274–277]. Первые два нелинейных члена в показателе преломления материала коры стекловолокна оказываются равными для волн встречных направлений даже при различии их интенсивностей и не создают независимости. Третий член, связанный с переотражением на нелинейном зеркале показателя преломления, оказывается ответственным за появление независимой нелинейной разности фаз на выходе ВКИ, которая определяется разностью мощностей встречных волн ΔP и нелинейной поляризуемостью χ_3 :

$$\Delta n \sim \chi_3 [|E^+|^2 - |E^-|^2] \sim \chi_3 \Delta P.$$

Эти эффекты могут быть существенно снижены при использовании низкокогерентных широкополосных ис-

точников излучения, для которых стоячая структура показателя преломления, существенная для появления невязности, совпадает для различных длин волн света лишь на длине когерентности $l_{\text{coh}} = \lambda^2/\Delta\lambda$ вблизи середины волоконного контура [278–280]. В этом случае $\Phi_5 = k\Delta P l_{\text{coh}}$ (для кварцевых ОВС $k = 2 \times 10^5$ рад мкВт⁻¹ [23]). Эквивалентная Φ_5 скорость вращения на выходе ВКИ, выраженная в град ч⁻¹, составляет $\Delta\Omega_5 \approx 10^5 \lambda c \Phi_5 / (\pi L D)$ и убывает пропорционально диаметру и длине контура. Численные оценки, проведенные в [281], в соответствии с выражением для нелинейных невязных эффектов ВКИ при $P = 100$ мВт, $\Delta P = 0,02$ мВт, $D = 1$ м, $L = 5$ км, $\lambda = 1,55$ мкм, $\Delta\lambda = 15$ нм) дают величину $\Delta\Omega_5 = 2 \times 10^{-5}$ град ч⁻¹.

Постановка поляризатора не влияет на величину сдвига нуля ВКИ, связанного с эффектом Керра. Нелинейные эффекты в ВКИ при различии интенсивностей встречных волн переменной или флуктуирующей амплитуды из-за несимметрии во встречных направлениях могут приводить к появлению нестационарных эффектов на частоте модуляции, аналогичных рассмотренным в разделе 5.4 [282]. В литературе рассмотрены возможности устранения переотражений от виртуального зеркала за счет модуляции длины волокна в середине контура с высокой частотой [23] или разрыва волокна в середине контура [281] с целью создания воздушного зазора в месте формирования стоячей структуры поля. Эти методы пока не нашли практического применения.

В резонаторных ВОГ нелинейный оптический эффект Керра может приводить к изменению резонансной частоты и к появлению бистабильности [283].

Если встречные волны имеют разные поляризации (не коллинеарны), могут появляться дополнительные нелинейные невязные поляризационные эффекты, связанные с изменением поляризации каждой волны за счет влияния неколлинеарной встречной волны. Изменение поляризации каждой из встречных волн может происходить за счет нелинейной анизотропии, наведенной под влиянием интенсивности встречной волны другой поляризации. Этот эффект не зависит от ширины спектра источника излучения и накапливается по всей длине контура. Кроме того, изменение поляризации одной из волн будет происходить за счет переотражения встречной волны другой поляризации на виртуальном нелинейном зеркале, возникающем из-за эффекта Керра на стоячей структуре встречных волн. Локализация этого эффекта вдоль контура зависит от когерентных свойств источника излучения. Эти два нелинейных поляризационных эффекта для неколлинеарных встречных волн имеют разную природу и в литературе известны как эффект Хэнша [284, 285] и эффект Якубовича [286]. Позднее они были достаточно подробно рассмотрены в работах [274–277]. Численные оценки нелинейных эффектов и фазовой невязности для неколлинеарных волн в ВКИ приводятся в работе [270]. Следует отметить, что при отличии состояния поляризации излучения на входе от поляризации собственных мод ОВС нелинейный оптический эффект Керра за счет наведенной анизотропии может приводить к деполаризации монохроматического излучения на выходе слабоанизотропных ОВС [287]. Отметим, что применительно к кольцевому лазеру возникновение разности частот встречных волн, связанное с эффектом Хэнша, ранее было рассмотрено в работах [288–290].

5.7. Невзаимность, связанная с релятивистскими эффектами в волоконных гироскопах

Прежде всего, следует напомнить, что сам эффект Саньяка является релятивистским [48–52] и, как показано в [48, 52], является следствием релятивистского закона сложения скоростей — линейной скорости вращения интерферометра и фазовой скорости каждой из встречных волн, что отражено в (3). Отметим, что выражение (3) справедливо при отсутствии углового ускорения и неоднородного в пространстве статического гравитационного поля. Их влияние на эффект Саньяка рассмотрено в работах [291, 292].

Перейдем к рассмотрению влияния релятивистских эффектов, связанных с гравитацией, на разность фаз встречных волн в ВКИ и, следовательно, на выходной сигнал ВОГ.

Когда гравитационное поле создает вращающаяся масса, должен возникать эффект Лензе–Тирринга, который является эффектом ОТО [293]. Этот, до сих пор экспериментально не зарегистрированный эффект представляет собой гравитационный аналог электромагнитной индукции и приводит к тому, что вращающаяся масса, расположенная в центре интерферометра, по-разному влияет на фазы волн, распространяющихся в направлении по или против вращения массы. Еще в 1921 г. для регистрации данного эффекта от вращения Земли было предложено использовать кольцевой интерферометр [294], в котором рассматриваемый эффект должен создавать дополнительную разность фаз встречных волн. При этом надежды возлагались на проектировавшийся в то время А. Майкельсоном и его сотрудниками кольцевой интерферометр размером 630 м × 340 м [39]. Однако его чувствительность оказалась явно недостаточной для обнаружения эффекта Лензе–Тирринга. Вскоре после создания первых ВКИ в работе [295] было предложено использовать ВКИ большого размера для регистрации эффекта Лензе–Тирринга, а также для прецизионной проверки постулата СТО — изотропии скорости света. Конкретные требования к параметрам ВКИ для таких экспериментов рассматривались в работах [125, 127], где, в частности, было показано, что для достижения необходимой чувствительности требуется построить ВКИ диаметром несколько километров. Основная трудность здесь заключается в том, что разность фаз встречных волн, обусловленная эффектом Лензе–Тирринга, очень мала и может быть не обнаружена как на фоне шумов приемной аппаратуры, так и на фоне других рассмотренных выше невязных эффектов. Вращение ВКИ размером несколько километров в диаметре, расположенного на Земле, невозможно исключить, а ожидаемая от эффекта Лензе–Тирринга разность фаз встречных волн на восемь порядков меньше, чем от эффекта Саньяка, связанного с вращением Земли, поэтому слабый эффект придется наблюдать на фоне очень сильного, что весьма затруднит измерения. Недавно в работе [296] для регистрации эффекта Лензе–Тирринга было предложено использовать кольцевой интерферометр размером больше периметра Земли, для чего зеркала интерферометра предлагается устанавливать на искусственных спутниках Земли.

Возникновение разности фаз встречных волн ВКИ могут вызывать также гравитационные волны. Для их

обнаружения с помощью оптических методов в США по проекту LIGO создается интерферометр Майкельсона с длиной плеч 4 км. В качестве альтернативного проекту LIGO в литературе обсуждается возможность использования ВКИ специальной конструкции для постановки фундаментальных экспериментов по измерению гравитационных волн [297]. Идея эксперимента состоит в следующем. При вращении двойных звезд на Землю приходит вращающееся во времени гравитационное излучение (рис. 7). В зависимости от фазы гравитационного излучения световые фотоны по периметру волоконного контура в ВКИ будут менять свою частоту: "краснеть" либо "синеть", но в среднем набег фазы обратится в нуль. Чтобы этого не произошло, скорость света по периметру одной из встречных волн должна равняться скорости вращения гравитационной волны, тогда в этом направлении распространения света фотоны будут периодически "синеть" и "краснеть". В другом направлении распространения света такой синхронизации скоростей не возникнет, поскольку фотоны этой волны двигаются навстречу вращению гравитационного излучения. Разность фаз встречных волн на выходе интерферометра будет меняться во времени с частотой вращения поля гравитационной волны. Оценки показывают, что при частоте вращения гравитационного поля 10 кГц для достижения синхронизации скорости световой и гравитационной волн необходимо иметь диаметр волоконного кольца порядка 13 км (длина волокна 41 км). При этом ожидаемая, по оценкам авторов проекта, разность фаз превысит пороговую чувствительность ВКИ. Для уменьшения диаметра такого ВКИ в работе [297] предложено использовать систему, замед-

ляющую скорость фотонов за счет намотки необходимой длины волокна на тороид, диаметр которого и будет определять размеры кольцевого гравитационного интерферометра. Однако при такой высокой частоте вращения двойной звезды (10 кГц) возникают большие потери энергии на излучение, что приведет к ее быстрому коллапсу, и время наблюдения гравитационных волн будет весьма ограничено.

Отметим также, что для регистрации гравитационных волн в литературе наряду с ВКИ рассматривается возможность использования поляризационных кольцевых интерферометров на дискретных оптических элементах [298–300], впервые предложенных в [301, 302]. В таких интерферометрах в качестве светоделиителя на входе кольца используется поляризационная призма, вследствие чего встречные волны имеют взаимно ортогональные поляризации. Поляризационные интерферометры в волоконном варианте (ПВКИ) за счет большой длины контура могут иметь высокую чувствительность.

То обстоятельство, что эффект Санька в соответствии с (3) обратно пропорционален длине волны, делает заманчивым переход в более коротковолновую область излучения, в том числе с использованием волн де Бройля материальных частиц с ненулевой массой покоя (электроны, нейтроны, атомы и т.п.). Для материальных частиц, обладающих спином, движущихся по криволинейной траектории, имеет место релятивистский кинематический эффект, именуемый *прецессией Томаса* [303–308]. Он заключается в том, что при движении частицы по плоской криволинейной траектории ее спин поворачивается (прецессирует). Если на входе кольцевого интерферометра материальные частицы (например, электроны) имели одинаковую ориентацию спинов (одинаковую поляризацию), то на его выходе ориентации спинов для встречных волн будут различны, что при интерференции встречных волн приведет к возникновению не связанной с вращением разности фаз [309, 310], порядок величины которой определяется отношением v^2/c^2 . Для исключения влияния прецессии Томаса на работу кольцевых интерферометров на волнах де Бройля было предложено использовать в них материальные частицы с нулевым значением спина — π -мезоны [49]. Для оптических кольцевых интерферометров прецессия Томаса не приведет к изменению состояния поляризации света, поскольку поляризация единичного фотона всегда является круговой — правой или левой. Иными словами, спин фотона как частицы с нулевой массой покоя может быть ориентирован только вперед или назад по направлению движения, которое является для него выделенным, поскольку для него не существует системы покоя [311]. Таким образом, ориентация спина фотона не может изменяться относительно направления движения. Этот же результат можно пояснить другим способом. Как показано в [306, 307], при скорости частицы $v = c$ ее спин совершает один оборот на один оборот частицы. Таким образом, после прохождения фотоном кольцевого интерферометра его спин повернется на 360° и, таким образом, придет в исходное состояние. Когда в интерферометре имеется оптическая среда с коэффициентом преломления n (как, например, в ВКИ), фотоны все равно движутся в ней со скоростью света, а замедление средней скорости в n раз объясняется задержкой на процессы переизлучения.

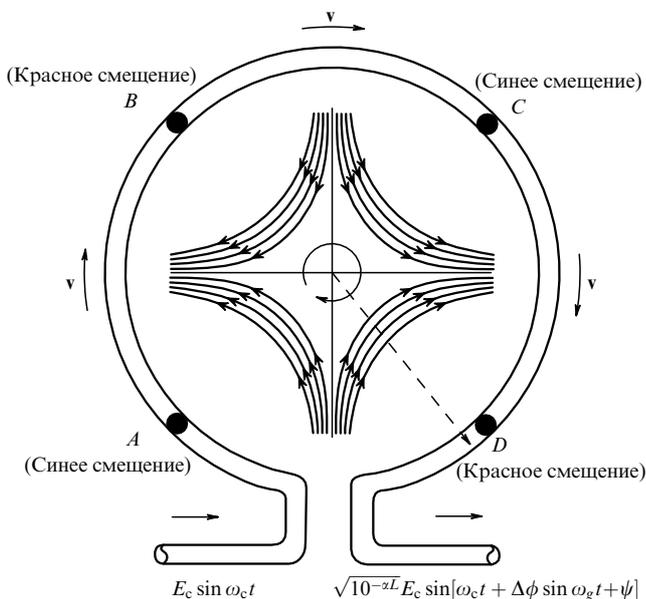


Рис. 7. Интерферометр Санька для измерения гравитационных волн [297]. Направление распространения и скорость распространения v одной волны света совпадает с направлением вращения гравитационной волны, круговая частота которой равна ω_g ; ω_c — круговая частота света; α — коэффициент поглощения света в ОВС; E_c — амплитуда электрического поля световой волны на входе волоконного контура; ψ — фаза волны. Для наглядности черными кружками изображены фотоны, которые в наибольшей степени изменяют свою энергию (частоту) под влиянием гравитационного поля.

Основной в вы о д данного раздела следующий. Для ориентационных и навигационных ВОГ релятивистские эффекты (ввиду их малости) практически не влияют на точность измерений. С другой стороны, ВКИ больших размеров могут быть использованы для обнаружения этих эффектов.

6. Флуктуации и предельная чувствительность волоконных гироскопов

Чувствительность ВОГ, определяемая шумами различного происхождения на выходе фотоприемника (Φ_7), рассматривалась в работах [95, 312–326]. Шумы складываются из нескольких источников. Квантовый (дробовой) шум, связанный с дискретным характером фотонов и фотоэлектронов, естественный шум источника излучения, связанный с биениями спектральных компонент [95, 316, 319], возникающих в процессе квадратичного детектирования (фотоприема) оптического спектра, равновесные тепловые флуктуации показателя преломления ОВС [313, 324], модулирующие излучение встречных волн, флуктуации, связанные с рассеянием света, и фликкерный шум, связанный с прохождением тока питания через полупроводниковый источник излучения. Уровни этих составляющих при модуляции фазы и при ее отсутствии различаются, поскольку при модуляции возникают дополнительные шумовые компоненты на частоте модуляции за счет биений шумовых компонент в процессе фотоприема на частотах, соответствующих первой и второй гармонике частоты модуляции [320, 321].

Спектральные плотности шумовой модуляции фототока на выходе ВКИ, обусловленные дробовым шумом и естественным шумом источника излучения, равны соответственно [95, 316, 318]

$$\overline{m_1^2} = \frac{2e}{i_0}, \quad \overline{m_2^2} = \frac{1}{\Pi},$$

где e — заряд электрона, Π — спектральная полоса источника излучения, $i_0 = \gamma P$ — постоянная составляющая тока, P — оптическая мощность, γ — квантовая эффективность фотоприемника.

Глубина хаотической модуляции естественных флуктуаций источника излучения, в отличие от дробовых шумов, не зависит от величины фототока на выходе ВКИ и определяется только шириной полосы источника излучения Π . В случае гауссовой или лоренцевой формы линии глубина модуляции флуктуаций источника излучения незначительно (до 1,5 раз) изменится по сравнению с П-образной формой линии. Тепловые флуктуации показателя преломления, которые могут приводить к дополнительной шумовой модуляции фототока на выходе ВКИ $\overline{m_3^2}$, рассматривались в работах [313, 326]. Экспериментальное исследование уровня тепловых равновесных флуктуаций показателя преломления ОВС и их зависимости от длины волокна с использованием интерферометра Маха–Цандера проводилось в [327]. В этой работе показано, что спектральная плотность флуктуаций фазы на выходе волокна, связанная с равновесными флуктуациями показателя преломления, пропорциональна длине волокна, квадрату температуры и обратно пропорциональна длине волны и диаметру моды. Эти зависимости показывают пути к снижению тепловых флуктуаций фазы, в частности, за счет понижения

температуры контура. Полученное на эксперименте [327] значение спектральной плотности тепловых флуктуаций фазы на выходе отрезка волокна длиной 1 км составило 2 мкрад Гц^{-1/2}.

Влияние равновесных флуктуаций показателя преломления на выходной сигнал ВОГ имеет свою специфику, связанную с тем, что их влияние возрастает для тех участков волокна, которые наиболее удалены от середины волоконного контура (см. раздел 5.4). Кроме того, в полосу приема на частоте модуляции попадают только низкочастотные возмущения, частота которых не превышает значение полосы приема. Эти вопросы рассмотрены в работах [324, 325]. Результаты экспериментальной работы [324] по обнаружению влияния равновесных флуктуаций показателя преломления на сигнал ВОГ недостаточно убедительны и требуют дальнейших уточнений. Рэлеевское рассеяние, которое в современных ОВС в основном определяет потери оптической мощности, изменяет постоянную составляющую фототока и тем самым величину дробового шума. Кроме того, из центра волоконного кольца и с его концов на отрезках волокна, равных длине когерентности, на выход поступает рассеянное излучение, когерентное со встречными волнами. Эта часть рассеянного излучения может внести в фазу сигнала вращения дополнительную поправку. Излучение, рассеянное с остальных участков волоконного контура, некогерентно со встречными волнами. Оно будет приводить к появлению дополнительного шумового интерференционного сигнала [328], интенсивность которого определяется произведением полей основных и рассеянных волн. Эта часть рассеянного излучения может приводить к появлению в выходном сигнале дополнительной шумовой модуляции $\overline{m_4^2} < \overline{m_2^2}$, оценки которой для суперлюминесцентного диода дают величину дрейфа нуля ВКИ порядка 10⁻⁶ град ч⁻¹. Фликкерные флуктуации тока предсказать весьма трудно, поскольку они в значительной мере зависят от технологии изготовления источника излучения и могут изменяться от образца к образцу.

Пороговая чувствительность к вращению определяется из условия равенства единице отношения сигнала к шуму на выходе фотоприемника в заданной полосе приема. Следуя результатам работы [95], пороговое значение скорости вращения $\Omega_{\text{пор}}$ при использовании модуляционного метода измерения по первой гармонике частоты модуляции и оптимальной амплитуде фазовой модуляции, соответствующей максимуму функции Бесселя первого порядка, запишется в виде соотношения

$$\Omega_{\text{пор}} = \frac{1,57\lambda c}{2RL} \sqrt{(\overline{m_1^2} + \overline{m_2^2} + \overline{m_3^2} + \overline{m_4^2}) \Delta F}, \quad (25)$$

где ΔF — полоса приема. Учитывая то, что $\overline{m_1^2}, \overline{m_2^2} > \overline{m_4^2}$, а значение $\overline{m_3^2}$ может быть уменьшено за счет понижения температуры ОВС, получаем, что основной вклад в пороговую чувствительность вносит дробовой шум $\overline{m_1^2}$ и шум суперлюминесцентного источника излучения $\overline{m_2^2}$. В этом случае за счет увеличения выходной мощности предельную чувствительность можно повышать, пока глубина модуляции дробового шума ($\overline{m_1^2} = 2e/i_0$) превышает глубину модуляции шума источника ($\overline{m_2^2} = 1/\Pi$). При дальнейшем увеличении тока пороговая чувствительность перестает зависеть от фототока, поскольку преобладающими на выходе ВКИ

становятся шумы, связанные с естественными флуктуациями источника излучения. Эти шумы могут быть существенно уменьшены за счет их компенсации, для которой может быть использована часть первоначальной мощности источника [81, 324, 325, 329]. В процессе распространения по всей длине волоконного контура полезный сигнал приобретает дополнительную фазу. Поэтому в сигнал компенсации также надо вводить дополнительную фазу, используя линию задержки или другое устройство. Дальнейшие исследования [321] показали, что оптимальной для увеличения отношения сигнала к шуму оказалась не амплитуда фазовой модуляции $\Phi_m = 1,8$ рад, соответствующая максимуму первой гармоники в фототоке, а $\Phi_m = 2,7$ рад, соответствующая минимуму постоянной составляющей фототока.

Методы, позволяющие получить линейную зависимость между угловой скоростью вращения и выходным сигналом в широком диапазоне измеряемых угловых скоростей, рассматривались в работах [258, 330–351], при измерении в фототоке всей совокупности гармоник частоты модуляции — в работах [331, 335, 339, 344–346], возможности использования гетеродинного метода — в [349–351]. Применение этих методов в некоторых случаях позволяет повысить чувствительность, что было продемонстрировано в работе [88]. Отметим, что изменение уровня флуктуаций в некоторых случаях может служить индикатором вращения [352].

В предыдущих разделах было рассмотрено влияние причин появления дополнительных сигналов на выходе ВКИ. С учетом этих сигналов результирующую разность фаз Φ_Σ на выходе ВКИ запишем в виде

$$\Phi_\Sigma = \Phi_S + \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 + \Phi_5 + \Phi_6 + \Phi_7. \quad (26)$$

Из (26) видно, что наряду с сигналом вращения (Φ_S) и шумовым сигналом (Φ_7) на выходе могут присутствовать сигналы, связанные с рассеянием света (Φ_1), с поляризационными эффектами (Φ_2), с нестационарными эффектами (Φ_3), с наложением магнитного поля (Φ_4), с нелинейными эффектами (Φ_5) и релятивистскими эффектами (Φ_6). Когда дополнительные сигналы стабильны, при обработке можно провести их вычитание. В случае их непостоянства во времени они определяют дрейф сигнала и погрешность измерения угловой скорости.

Таким образом, флуктуации сигнала на выходе ВОГ определяют предельную чувствительность, величина суммы дополнительных сигналов при отсутствии вращения — постоянную "подставку", а ее изменения (в том числе температурные) — дрейф сигнала ВОГ.

7. Применение волоконных гироскопов и волоконных кольцевых интерферометров

В данном разделе речь будет идти как о применении созданных на основе ВКИ ВОГ для измерения скорости вращения и угла поворота, так и о применении ВКИ для самых разных целей, не связанных с вращением объекта, в том числе в качестве акустического датчика [353] или гидрофона [354, 355]. К настоящему времени волоконно-оптические гироскопы (ВОГ) вошли в стадию серийного производства и заняли довольно обширную нишу среди приборов средней точности гироскопического профиля. Диапазон чувствительности оптических волоконных гироскопов достаточно широк: от 100 град ч^{-1} до

0,005 град ч^{-1} . В основе серийных приборов лежит "минимальная схема" [85] с одним поляризатором (см. рис. 5). Элементная база серийных приборов весьма разнообразна. Одни фирмы используют традиционные сварные или полированные волоконные оптические элементы (волоконные модуляторы и поляризаторы, сварные или полированные светоделители), другие фирмы используют интегрально оптические элементы или модули, на которых смонтированы модулятор, светоделитель и поляризатор. Источниками излучения ВОГ служат либо полупроводниковые суперлюминесцентные излучатели, либо суперфлюоресцентные излучатели на активном волокне. К числу далеко не полного перечня фирм, серийно выпускающих волоконные гироскопы, относятся в США Honeywell, Litton Corp., KVH Inc., Fibersense Technology Corp., Andrew Kintec Corp.; в Европе — Photonetics, SFIM, Lites, IMAR; в Африке — CSIR; в Японии — Communications Research Laboratory, Tamagawa; в России — НТК "Физоптика" (Москва), "Корпус" (Саратов), приборостроительное НПО (Пермь) и др. ВОГ имеют довольно широкую область практических применений для целей гироскопии ориентации и навигации [13, 356–361]. ВОГ используются на наземных средствах передвижения, к которым относятся автомобили, электрокары, роботы, различные сельскохозяйственные машины, которые должны передвигаться по заданной программе [361]. Это гироскопы с чувствительностью порядка 10 град ч^{-1} . В такси и в полицейских автомобилях они используются при движении по заранее обозначенным маршрутам, в том числе в мегаполисах. Определение протяженности пройденных прямолинейных участков при передвижении по трассе определяется за счет интегрирования скорости, а поворот на заданный угол контролируется с помощью интегрирования сигнала ВОГ. Для объектов, совершающих неплоские движения (в том числе вертолетов и ракет), для определения ориентации в пространстве используются трехосные приборы, содержащие три независимых датчика угла поворота, оси которых взаимно перпендикулярны. Кроме того, ВОГ используются при прокладке рельсовых трасс и при бурении скважин. При этом ось гироскопа устанавливается перпендикулярно рельсу или буру, и при его перемещении вдоль рельсового полотна или при его продвижении на конце бура гироскоп фиксирует повороты оси, т.е. отклонение от заданной прямолинейной трассы. По прогнозам, в ближайшее время ВОГ начнут занимать также нишу навигационных гироскопов, ранее принадлежавшую лазерным и механическим гироскопам.

ВКИ могут также использоваться как обычные фазовые датчики переменных воздействий. Это возможно в том случае, если чувствительный элемент располагается на одном из концов или в качестве чувствительного элемента используется часть волокна на одном из концов контура. Как указывалось выше, при несимметричном воздействии на ОВС контура на выходе ВКИ в сигнале интерференции появляется вторая гармоника сигнала. Такой датчик является квадратичным приемником, малочувствительным при слабых воздействиях. Однако при введении дополнительной модуляции Ω_m можно получить линейный отклик. В этом случае сигнал наблюдается не на частоте воздействия Ω_{inf} , а на частотах $\Omega_m \pm \Omega_{\text{inf}}$, и характеристика волоконного датчика определяется функцией Бесселя первого

порядка, аргумент которой равен

$$\Phi_{\text{inf}} \sin \Omega_{\text{inf}} \frac{(L - L_{\text{inf}})n}{2c},$$

т.е. зависит от уровня, частоты и места локализации сигнала на волоконной катушке L_{inf} . Максимальная чувствительность датчика [191] при заданной частоте сигнала определяется из условия

$$\sin \Omega_{\text{inf}} \frac{(L - L_{\text{inf}})n}{2c} = 1.$$

Из этого соотношения следует, что датчик нечувствителен к постоянным воздействиям и имеет неравномерную частотную характеристику. Преимущество кольцевых датчиков по сравнению со схемами Маха–Цандера и Майкельсона состоит в том, что интерферирующие волны распространяются по одинаковым путям.

ВКИ также используются для определения скорости течения жидкости [362]. Для этого в волоконном контуре необходимо на некотором участке обеспечить соприкосновение потока со световедущей жилой, что приведет к появлению невзаимных эффектов в ВКИ из-за эффекта увлечения Френеля–Физо в потоке жидкости.

Кроме того, в настоящее время обсуждаются вопросы применения как ВКИ, так и ПВКИ, в физических экспериментах, в том числе для обнаружения разного рода невзаимных эффектов в различных средах, возникающих под действием магнитного поля разной конфигурации [363, 364]. В работе [365] рассматривается возможность применения ВКИ для решения ряда геофизических задач. В работе [366] ВКИ использовался для измерения лоренцевской добавки к коэффициенту увлечения Френеля–Физо. Впервые подобного рода измерения пытался осуществить еще Ф. Гарресс в 1909 г. [34].

Зануление эффектов несимметричной модуляции в ВКИ на частотах, удовлетворяющих условию

$$\omega\tau = \frac{\omega L \Delta n}{c} = \pi,$$

может быть использовано для измерения в ОВС хроматической дисперсии [367, 368], поляризационной модовой дисперсии [369] и для измерения зависимости нелинейного показателя преломления ОВС от интенсивности света [370]. ВКИ также используется для неконтактного мониторинга профиля оптической поверхности [371, 372], как датчик тока [373–377], электрического поля [378], как магнитометр [379], как датчик натяжения [380], для измерения коэффициента экстинкции волоконных поляризаторов [381], как оптический частотный фильтр [238, 239], как датчик температуры [382, 383], как оптический переключатель [384–388], как оптический гидрофон [354, 355], а также для измерения скорости движения объекта по эффекту Доплера [389]. ВКИ находит и ряд других применений [390–402].

В литературе также обсуждаются возможности использования ВКИ специальной конструкции для постановки фундаментальных экспериментов по обнаружению эффектов СТО и ОТО, в том числе по измерению гравитационных волн [297], а также эффекта Лензе–Тирринга и предполагаемой анизотропии скорости света [295]. Идеи этих экспериментов рассмотрены в разделе 5.7.

В работах [403–406] рассмотрены военные, а в работе [407] — коммерческие аспекты применения ВКИ.

Отметим, что в репринтном сборнике журнальных статей [408] приводится большое число работ, посвященных ВКИ, опубликованных в период с 1976 г. по 1989 г.

8. Заключение

Следует отметить, что в настоящее время волоконная гироскопия из области научных исследований перешла в область производства гироскопических приборов, главным образом среднего класса точности ($15 - 0,05$ град ч^{-1}), и существует наряду с более чувствительной лазерной гироскопией ($1 - 0,001$ град ч^{-1}) для навигационных целей, т.е. для определения широты места по значению скорости вращения Земли.

Развитие волоконной гироскопии будет идти в нескольких направлениях.

1. В направлении повышения стабильности ВОГ за счет повышения качества элементов (модуляторов, светоделителей, поляризаторов и волоконного контура), их температурной стабильности и совершенствования техники контроля взаимной юстировки элементов при сборке, а также разработки конструкций, нечувствительных к механическим и акустическим вибрациям и температурным градиентам.

2. В направлении повышения предельной чувствительности за счет понижения глубины модуляции флуктуаций источников излучения. Это возможно на пути повышения интенсивности и ширины полосы источников излучения [223]. Повышение чувствительности и стабильности может привести к вытеснению лазерных гироскопов волоконными из области навигационной гироскопии.

3. В направлении удешевления и миниатюризации приборов за счет серийного производства интегральных модулей, что существенно расширит спрос на ориентационные гироскопы средней точности (до 1 град ч^{-1}).

4. В направлении дальнейшего исследования возможностей построения протяженных высокочувствительных ВКИ с целью их использования для фундаментальных экспериментов, в том числе в области регистрации гравитационных волн, и исследования эффектов специальной и общей теории относительности.

Как было отмечено выше, резонансная волоконная гироскопия не получила к настоящему времени достаточно широкого развития. Однако возможно, что толчком к ее будущему развитию послужит переход от лазерных источников к широкополосным суперлюминесцентным излучателям. Эксперименты, проведенные в этом направлении, опубликованы в литературе [409–411]. Обсуждаются преимущества подобных схем перед традиционными, приводятся вполне оптимистические оценки [412–414]. Кроме того, возможно, что развитие резонансной гироскопии пойдет в другом направлении: не на основе многовитковой катушки волокна, а на основе высокодобротных интегральных схем оптических резонаторов, поскольку смещение резонансных частот для встречных волн не зависит от длины периметра резонатора.

Наряду с оптическими гироскопами в литературе рассматриваются возможности создания гироскопических приборов на основе эффекта Саньяка для волн самой разной природы и разных частотных диапазонов. Поскольку эффект Саньяка обратно пропорционален длине волны, то увеличения чувствительности можно ожидать

с укорочением длины волны. Известны измерения эффекта Саньяка на рентгеновских волнах [42], на волнах де Бройля электронов [40], нейтронов [43] и различных атомов [44–46]. Однако к настоящему времени новые предложения (ввиду сложности реализации) серьезной конкуренции оптической гироскопии составить не могут.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н. Логозинскому за ряд полезных консультаций, Ю.А. Кравцову и Вл.В. Кочаровскому — за обсуждение вопросов, связанных с влиянием фазы Рытова на работу ВКИ, Ю.А. Мамаеву — за помощь в подборе литературы, М.Н. Кучевой — за помощь в оформлении работы.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (№ 00-15-96732, № 00-02-17344).

Список литературы

1. Берштейн И Л *ДАН СССР* **75** 635 (1950)
2. Wallace A "Electromagnetic wave gyroscopes or angular velocity measuring system", US Patent N 3102953 (Sept. 3, 1963, filed Jul. 9, 1958)
3. Vali V, Shorthill R W *Appl. Opt.* **15** 1099 (1976)
4. Vali V, Shorthill R W *Appl. Opt.* **16** 290 (1977)
5. Lin S-C, Gialorenzi T G *Appl. Opt.* **18** 915 (1979)
6. Ezekiel S, Arditty H J, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf. MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 2
7. Arditty H J, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf. MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 44
8. Савельев А Н, Соловьева Т И *Зарубеж. радиоэлектроника* (6) 55 (1982)
9. Böhm K et al. *Radio Electron. Eng.* **753** 121 (1983)
10. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J *J. Lightwave Technol.* **LT-2** 91 (1984)
11. Pavlath G A, Suman M C *Navigation: J. Inst. Navigation* **31** 70 (1984)
12. Culshaw B, Giles I P *J. Phys E: Sci. Instrum.* **16** 5 (1983)
13. Курицкий М М, Голдштейн М С *ТТИЭР* **71** (10) 47 (1983)
14. Burns W K *Laser Focus* **20** 83 (1984)
15. Lefevre H C et al. *Proc. SPIE* **719** 101 (1986)
16. Шереметьев А Г *Волоконный оптический гироскоп* (М.: Радио и связь, 1987)
17. Sahan F, Jones E *Int. Mech. Eng.* **58** 113 (1987)
18. Дианов Е М и др. *Тр. ИОФАН* **15** 140 (1988)
19. Байбородин Ю В, Мащенко А И *Зарубеж. радиоэлектроника* (3) 95 (1988)
20. Сидорова Р А *Зарубеж. радиоэлектроника* (11) 89 (1988)
21. Brown A D et al. *Electrotechnology* (Jan.) 17 (1989)
22. Lefevre H C, in *Optical Fiber Sensors Vol. 2 Systems and Applications* (Eds B Culshaw, J Dakin) (Boston: Artech House, 1989) p. 381
23. Lefevre H *The Fiber-Optic Gyroscope* (Boston: Artech House, 1993)
24. Окоси Т и др. *Волоконно-оптические датчики* (Под ред. Окоси Т) Пер. с япон. (Л.: Энергоатомиздат, 1990)
25. Lefevre H C *Proc. SPIE* **2837** 2 (1996)
26. Вавилов С И, в кн. *Собрание сочинений* Т. 4 (М.: Изд-во АН СССР, 1956) с. 9
27. Zernike F *Physica* **13** 279 (1947)
28. Post E J *Rev. Mod. Phys.* **39** 475 (1967)
29. Hariharan P *Appl. Opt.* **14** 2319 (1975)
30. Anderson R, Bilger H R, Stedman G E *Am. J. Phys.* **62** 975 (1994)
31. Малыкин Г Б *УФН* **167** 337 (1997)
32. Lodge O *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **184** 727 (1893)
33. Michelson A A *Philos. Mag. Ser. 6* **8** 716 (1904)
34. Harress F "Die Geschwindigkeit des Lichtes in bewegten Körpern", Dissertation (Jena, 1912)
35. Sagnac M G *C.R. Acad. Sci.* **157** 708 (1913)
36. Sagnac M G *C.R. Acad. Sci.* **157** 1410 (1913)
37. Sagnac M G *J. Phys.* (Paris) **4** 177 (1914)
38. Michelson A A *Astrophys. J.* **61** 137 (1925)
39. Michelson A A, Gale H G, Pearson F *Astrophys. J.* **61** 140 (1925)
40. Hasselbach F, Nicklaus M *Phys. Rev. A* **48** 143 (1993)
41. Rosenthal A *J. Opt. Soc. Am.* **52** 1143 (1962)
42. Высоцкий В И и др. *УФН* **164** 309 (1994)
43. Werner S A, Staudenmann J-L, Colella R *Phys. Rev. Lett.* **42** 1103 (1979)
44. Riehle F et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 177 (1991)
45. Lenef A et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 760 (1997)
46. Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046 (1997)
47. Ньюбург Р и др. *ТТИЭР* **62** (12) 6 (1974)
48. Вугальтер Г А, Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 373 (1999)
49. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 767 (1998)
50. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1967)
51. Логунов А А, Чугреев Ю В *УФН* **156** 137 (1988)
52. Малыкин Г Б *УФН* **170** 1325 (2000)
53. Ezekiel S, Balsamo S R *Appl. Phys. Lett.* **30** 478 (1978)
54. Macek W M, Davis D T *Appl. Phys. Lett.* **2** 67 (1963)
55. Привалов В Е, Фридрихов С А *УФН* **97** 377 (1969)
56. Померанцев Н М, Скромный Г В *УФН* **100** 361 (1970)
57. Аронович Ф, в кн. *Применения лазеров* (Под ред. В П Тычинского) (М.: Мир, 1974) с. 182
58. Wilkinson J R *Prog. Quant. Electron.* **11** 1 (1987)
59. Кравцов Н В, Кравцов Н Н *Квант. электрон.* **27** 98 (1999)
60. Stedman G E *Rep. Prog. Phys.* **60** 615 (1997)
61. Dunn R W *Appl. Opt.* **37** 6405 (1998)
62. Rowe C H et al. *Appl. Opt.* **38** 2516 (1999)
63. Денисов В И и др. *Квант. электрон.* **26** 171 (1999)
64. Brown R B, NRL Memorandum Report N1871 (Washington, DC: Naval Research Lab., 1968)
65. Алексеев Э И и др. *Письма в ЖТФ* **10** 443 (1984)
66. Базаров Е Н, Семенов А Т *Квант. электрон.* **11** 775 (1984)
67. Алексеев Э И и др. *Квант. электрон.* **11** 2151 (1984)
68. Гурьянов А Н и др. *Письма в ЖТФ* **11** 321 (1985)
69. Гурьянов А Н и др. *Радиотехника* (7) 83 (1987)
70. Андреев А Ц и др. *ЖТФ* **63** (1) 116 (1993)
71. Davis J L, Pondrom W L, Thompson D E, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf. MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 308
72. Davis J L, Ezekiel S *Opt. Lett.* **6** 505 (1981)
73. Prentiss M G, Davis J L, Ezekiel S, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf. MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 297
74. Котов В М *Квант. электрон.* **26** 265 (1999)
75. Oberson P, Huttner B, Gisin N *Opt. Lett.* **24** 451 (1999)
76. Kaplan A E, Meystre P *Opt. Lett.* **6** 590 (1981)
77. Kaplan A E, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf. MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 375
78. Sheem S K *Appl. Phys. Lett.* **37** 869 (1980)
79. Burns W K, Moeller R P, Villarruel C A *Electron. Lett.* **18** 648 (1982)
80. Poisel H et al. *Electron. Lett.* **26** 69 (1990)
81. Бухман А Б и др. *ДАН СССР* **161** 844 (1980)
82. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **76** 540 (1994)
83. Hotate K et al. *Appl. Opt.* **20** 4313 (1981)
84. Алексеев Э И и др. *Письма в ЖТФ* **5** 1050 (1979)
85. Ulrich R *Opt. Lett.* **5** 173 (1980)
86. McLaughlin D J "Optical gyroscope having means for resolving ambiguities of velocity and direction", US Patent N 3512890 (May 19, 1970, filed Jul. 27, 1965)
87. Kim B Y, Shaw H J *Opt. Lett.* **9** 263 (1984)
88. Берштейн И Л, Геликонов В М, Степанов Д П *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 1461 (1998)
89. Giles I P et al. *Electron. Lett.* **22** 494 (1986)
90. Iwatsuki K, Hotate K, Higashiguchi M *Appl. Opt.* **25** 4448 (1986)
91. Cutler C S, Newton S A, Shaw H J *Opt. Lett.* **5** 488 (1980)
92. Böhm K, Petermann K, Weidel E *Opt. Lett.* **6** 64 (1981)
93. Burns W K, Moeller R P *J. Lightwave Technol.* **LT-1** 381 (1983)
94. Okamoto K et al. *Electron. Lett.* **20** 429 (1984)
95. Андронов И А, Берштейн И Л *Изв. вузов. Радиофизика* **32** 426 (1989)

96. Böhm K et al. *Electron. Lett.* **17** 352 (1981)
97. Алексеев Э И и др. *Письма в ЖТФ* **20** (6) 62 (1994)
98. Алексеев Э И и др. *Радиотехн. и электрон.* **41** 759 (1996)
99. Алексеев Э И и др. *Радиотехн. и электрон.* **41** 762 (1996)
100. Геликонов В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 149 (1995)
101. Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
102. Hurwitz H, Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 493 (1941)
103. Jones R C J. *Opt. Soc. Am.* **31** 500 (1941)
104. Алексеев Э И, Базаров Е Н, Израэлян В Г *Квант. электрон.* **11** 397 (1984)
105. Шерклифф У *Поляризованный свет* (М.: Мир, 1965)
106. Горшков М М *Эллипсометрия* (М.: Сов. радио, 1974)
107. Азам Р М А, Башара Н М *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981)
108. Джеррард А, Бёрч Дж М *Введение в матричную оптику* (М.: Мир, 1978)
109. Ярив А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)
110. Brosseau C *Fundamentals of Polarized Light: A Statistical Optics Approach* (New York: Wiley, 1998)
111. Гантмахер Ф Р *Теория матриц* 2-е изд. (М.: Наука, 1966)
112. Ravlath G A, Shaw H J *Appl. Opt.* **21** 1752 (1982)
113. Burns W K, Moeller R P J. *Lightwave Technol.* **LT-2** 430 (1984)
114. Козел С М и др. *Оптика и спектроск.* **61** 1295 (1986)
115. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **34** 817 (1991)
116. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **35** 189 (1992)
117. Малькин Г Б *Оптика и спектроск.* **75** 1314 (1993)
118. Малькин Г Б *Оптика и спектроск.* **83** 1013 (1997)
119. Андропова И А, Геликонов Г В, Малькин Г Б *Квант. электрон.* **26** 271 (1999)
120. Andronova I A, Gelikonov G V, Malykin G B *Proc. SPIE* **3736** 423 (1999)
121. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: ГИФМЛ, 1960)
122. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
123. Новиков М А *Кристаллография* **24** 666 (1979)
124. Андропова И А, Геликонов В М, Геликонов Г В *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 1448 (1998)
125. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроск.* **84** 145 (1998)
126. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроск.* **86** 505 (1999)
127. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроск.* **86** 513 (1999)
128. Малькин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроск.* **89** 76 (2001)
129. Schiffner G et al. *Appl. Opt.* **18** 2096 (1979)
130. Ulrich R, Johnson M *Opt. Lett.* **4** 152 (1979)
131. Логозинский В Н "Исследование стекловолоконного интерферометра как датчика угловой скорости" Дипл. работа (М.: МФТИ, 1979)
132. Гордон С А, Логозинский В Н, Новиков А Г *Квант. электрон.* **7** 2252 (1980)
133. Гурьянов А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 240 (1980)
134. Kintner E C *Opt. Lett.* **6** 154 (1981)
135. Frins E M, Dultz W *Opt. Commun.* **136** 354 (1997)
136. Senthilkumaran P, Thursby G, Culshaw B *Opt. Lett.* **25** 533 (2000)
137. Senthilkumaran P, Culshaw B, Thursby G J. *Opt. Soc. Am. B* **17** 1914 (2000)
138. Рытов С М *ДАН СССР* **18** 263 (1938)
139. Рытов С М *Труды ФИАН* **2** (1) 41 (1940)
140. Владимирский В В *ДАН СССР* **31** 222 (1941)
141. Кравцов Ю А, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980)
142. Berry M V *Proc. R. Soc. London Ser. A* **392** 45 (1984)
143. Berry M V *Nature* **326** 277 (1987)
144. Виницкий С И и др. *УФН* **160** (6) 1 (1990)
145. Berry M *Phys. Today* **43** (12) 34 (1990)
146. Anandan J *Nature* **360** 307 (1992)
147. Клышко Д Н *УФН* **163** (11) 1 (1993)
148. Боднарчук В И, Давтян Л С, Корнеев Д А *УФН* **166** 185 (1996)
149. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **40** 265 (1997)
150. Itoh K, Saitoh T, Ohtsuka Y J. *Lightwave Technol.* **LT-5** 916 (1987)
151. Андропова И А, Геликонов В М, Геликонов Г В *Квант. электрон.* **30** 115 (2000)
152. Varnham M P et al. *Opt. Lett.* **9** 306 (1984)
153. Okamoto K, Hosaka T, Noda J J. *Lightwave Technol.* **LT-3** 758 (1985)
154. Donati S et al. *IEEE Photonics Tech. Lett.* **7** 1174 (1995)
155. Moeller R P, Burns W K, Frigo N J J. *Lightwave Technol.* **7** 262 (1989)
156. Eickhoff W *Electron. Lett.* **16** 762 (1980)
157. Tsao C Y H, Payne D N, Li L *Appl. Opt.* **28** 588 (1989)
158. Wang A et al. *Opt. Lett.* **20** 279 (1995)
159. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J *Opt. Lett.* **5** 479 (1980)
160. Liu K, Sorin W V, Shaw H J *Opt. Lett.* **11** 180 (1986)
161. Logozinski V, Glavatskih N, in *Symp. Gyro Technology 1992, Stuttgart, Germany, 22-23 September 1992* (Ed. H Sorg) (Stuttgart: Univ. Stuttgart, Inst. A. für Mechanik, Deutsche Gesellschaft für Ortung und Navigation, 1992) p. 40
162. Wakaki M et al. *Appl. Opt.* **35** 2591 (1996)
163. Birman A *Proc. SPIE* **2837** 368 (1996)
164. Varnham M P, Payne D N, Love J D *Electron. Lett.* **20** 55 (1984)
165. Vassallo C J. *Lightwave Technol.* **LT-5** 24 (1987)
166. Sader J E, Wong D *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28** 1533 (1992)
167. Козел С М и др. *Оптика и спектроск.* **59** 180 (1985)
168. Листвин А В *Письма в ЖТФ* **20** (24) 19 (1994)
169. Израэлян В Г "Теория волоконно-оптических кольцевых интерферометров", Дис. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИПЭ АН СССР, 1987)
170. Rashleigh S C, Ulrich R *Opt. Lett.* **3** 60 (1978)
171. Ulrich R, Simon A *Appl. Opt.* **18** 2241 (1979)
172. Barlow A J, Ramskov-Hansen J J, Payne D N *Appl. Opt.* **20** 2962 (1981)
173. Железняков В В, Кочаровский В В, Кочаровский Вл В *УФН* **141** 257 (1983)
174. Малькин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Оптика и спектроск.* **83** 843 (1997)
175. Малькин Г Б *Оптика и спектроск.* **81** 474 (1996)
176. Малькин Г Б *Оптика и спектроск.* **84** 515 (1998)
177. Böhm K, Petermann K, Weidel E J. *Lightwave Technol.* **LT-1** 71 (1983)
178. Fridricks R J, Ulrich R *Electron. Lett.* **20** 330 (1984)
179. Jones E, Parker J W *Electron. Lett.* **22** 54 (1986)
180. Tai S et al. *Electron. Lett.* **22** 546 (1986)
181. Листвин В Н, Логозинский В Н *Изв. вузов. Радиофизика* **34** 1001 (1991)
182. Алексеев Э И, Базаров Е Н *Квант. электрон.* **19** 897 (1992)
183. Малькин Г Б и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1567 (1994)
184. Малькин Г Б, Позднякова В И, Поздняков Е Л *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 1293 (1995)
185. Burns W K, Kersey A D J. *Lightwave Technol.* **10** 992 (1992)
186. Blake J, Szafraniec B, Feth J *Opt. Lett.* **21** 1192 (1996)
187. Szafraniec B, Sanders G A J. *Lightwave Technol.* **17** 579 (1999)
188. Ruffin P B, Baeder J, Sung C C *Opt. Eng.* **40** 605 (2001)
189. Lyot B *Ann. l'Observ. d'Astron. Paris* (Meudon) **8** 102 (1928)
190. Loeber A P J. *Opt. Soc. Am.* **72** 650 (1982)
191. Mochizuki K *Appl. Opt.* **23** 3284 (1984)
192. Cooper P R *Opt. Laser Technol.* **18** 99 (1986)
193. Wang J S, Costelloe J R, Stolen R H *IEEE Photonics Tech.* **11** 1449 (1999)
194. *Оптоволоконные сенсоры* Вып. 1 *Принципы и компоненты* (Под ред. Дж Дейкина, Б Калшо) (М.: Мир, 1992)
195. Moeller R P, Burns W K *Electron. Lett.* **19** 187 (1983)
196. Залогин А Н, Козел С М, Листвин В Н *Изв. вузов. Радиофизика* **29** 243 (1986)
197. Малькин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **35** 993 (1992)
198. Малькин Г Б, Нефедов И М, Шерешевский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1473 (1994)
199. Алексеев Э И, Базаров Е Н *Радиотехн. и электрон.* **42** 1148 (1997)
200. Lefevre H C *Electron. Lett.* **16** 778 (1980)
201. Takada K, Okamoto K, Noda J J. *Lightwave Technol.* **LT-4** 213 (1986)
202. Shen P, Palais J C, Lin C *Appl. Opt.* **37** 443 (1998)
203. Shen P, Palais J C *Appl. Opt.* **38** 1686 (1999)
204. Листвин А В, Листвин В Н *Письма в ЖТФ* **21** (21) 29 (1995)
205. Алексеев Э И и др. *Письма в ЖТФ* **9** 837 (1983)
206. Алексеев Э И, Базаров Е Н, Курбатов А М *Письма в ЖТФ* **9** 885 (1983)
207. Алексеев Э И и др. *ЖТФ* **55** 1648 (1985)
208. Billings B N J. *Opt. Soc. Am.* **41** 966 (1951)

209. Chien P-Y, Pan C-L *Opt. Lett.* **16** 189 (1991)
210. Marcuse D *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic Press, 1974)
211. Marcuse D *Bell System Tech. J.* **54** 985 (1975)
212. Kaminow I P *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17** 15 (1981)
213. Rashleigh S C *J. Lightwave Technol.* **LT-1** 312 (1983)
214. Cancellieri G, Fantini P, Tilio M *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 1885 (1985)
215. Takada K et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **3** 1594 (1986)
216. Payne F P, Payne D N, Varnham M P *Res. J. Depart. Electron. Comp. Sci. Univ. Sauthampton* (Ed. A Pickering) 144 (1987)
217. Листвин А В, Листвин В Н *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 804 (1995)
218. Александров А Ю и др. *Радиотехника* (8) 90 (1988)
219. Margone M J et al. *Opt. Lett.* **12** 60 (1987)
220. Кочаровский В В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **62** 362 (1998)
221. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Оптика и спектроскоп.* **88** 477 (2000)
222. Krawarik P H, Watkins L S *Appl. Opt.* **17** 3984 (1978)
223. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
224. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **91** 676 (2001)
225. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскоп.* **89** 299 (2000)
226. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **43** 976 (2000)
227. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **43** 1078 (2000)
228. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Шерешевский И А *Письма в ЖТФ* **27** (7) 40 (2001)
229. Malykin G B, Pozdnyakova V I, Shereshevskii I A *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3** S93 (2001)
230. Ulrich R, Rashleigh S C *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18** 2032 (1982)
231. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 265 (1994)
232. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 604 (1995)
233. Базаров Е Н и др. *Радиотехн. и электрон.* **27** 2245 (1982)
234. Малыкин Г Б *Письма в ЖТФ* **25** (16) 78 (1999)
235. Малыкин Г Б, Нефедов И М, Шерешевский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1473 (1994)
236. Андронина И А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **40** 780 (1997)
237. Фадеев А В *Изв. вузов. Приборостроение* **33** (8) 69 (1990)
238. Mortimore D V *J. Lightwave Technol.* **6** 1217 (1988)
239. Birks T A, Morkel P R *Appl. Opt.* **27** 3107 (1988)
240. Shupe D M *Appl. Opt.* **19** 654 (1980)
241. Базаров Е Н и др. *Оптика и спектроскоп.* **55** 190 (1983)
242. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J *Opt. Lett.* **6** 502 (1981)
243. Андронина И А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **34** 412 (1991)
244. Андреев А Ц и др. *ЖТФ* **63** (12) 62 (1993)
245. Алексеев Э И и др. *Радиотехн. и электрон.* **42** 1150 (1997)
246. Gangding P, Shanguyan H, Zongqi L *Electron. Lett.* **22** 1337 (1989)
247. Андронина И А, Геликонов В М, Степанов Д П *Квант. электрон.* **21** 863 (1994)
248. Szafraniec V, Blake J J *Lightwave Technol.* **12** 1679 (1994)
249. Jeong H J et al. *Opt. Lett.* **19** 1421 (1994)
250. Геликонов В М и др. *Письма в ЖТФ* **13** 775 (1987)
251. Геликонов В М, Леонов В И, Новиков М А *Квант. электрон.* **16** 1905 (1989)
252. Martinelli M *Opt. Commun.* **72** 341 (1989)
253. Алексеев Э И, Базаров Е Н *Письма в ЖТФ* **23** (17) 90 (1997)
254. Алексеев Э И и др. *Радиотехн. и электрон.* **44** 122 (1999)
255. Welker D J et al. *Opt. Lett.* **23** 1826 (1998)
256. Jackson S M et al. *J. Lightwave Technol.* **16** 2016 (1998)
257. Ner M S, Kemmler M W, Spahlinger G *Proc. SPIE* **2837** 335
258. Kim B Y et al. *Proc. SPIE* **425** 86 (1983)
259. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1345 (1994)
260. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 624 (1996)
261. Böhm K, Petermann K, Weidel E *Opt. Lett.* **7** 180 (1982)
262. Böhm K, Petermann K, Weidel E, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 337
263. Hotate K, Tabe K *Appl. Opt.* **33** 1086 (1986)
264. Tabe K, Hotate K *Opt. Acta* **33** 1553 (1986)
265. Галкин С Л, Кожевников Р М *Оптика и спектроскоп.* **62** 170 (1987)
266. Hotate K, Tabe K *J. Lightwave Technol.* **LT-5** 997 (1987)
267. Saida T, Hotate K *J. Lightwave Technol.* **17** 222 (1999)
268. Blake J *Proc. SPIE* **1367** 81 (1991)
269. Stolen R H, Ashkin A *Appl. Phys. Lett.* **22** 294 (1973)
270. Бирман А Я, Логозинский В Н *Квант. электрон.* **9** 410 (1982)
271. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J *Opt. Lett.* **7** 282 (1982)
272. Ezekiel S, Davis J L, Hellwarth R W *Opt. Lett.* **7** 457 (1982)
273. Ezekiel S, Davis J L, Hellwarth R W, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 332
274. Миловский Н Д, Шешин В Ю *ЖЭТФ* **107** 1826 (1995)
275. Миловский Н Д *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 318 (1995)
276. Миловский Н Д, Федяев О Э *Оптика и спектроскоп.* **82** 615 (1997)
277. Геликонов В М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 1054 (1999)
278. Bergh R A et al. *Opt. Lett.* **7** 563 (1982)
279. Frigo N J et al. *Opt. Lett.* **8** 119 (1983)
280. Crosignani B, Yariv A *J. Lightwave Technol.* **LT-3** 914 (1985)
281. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскоп.* **91** 846 (2001)
282. Захидов Э А и др. *Квант. электрон.* **15** 2525 (1988)
283. Lamouroux V F, Prade B S, Vinet J-Y *Appl. Opt.* **29** 750 (1990)
284. Wieman C, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **36** 1170 (1976)
285. Sargent III M *Phys. Rev. A* **14** 524 (1976)
286. Якубович Е И *ЖЭТФ* **56** 676 (1969)
287. Crosignani B, Daino B, Di Porto P *J. Opt. Soc. Am.* **B 3** 1120 (1986)
288. Зборовский В А, Фрадкин Э Е *ЖЭТФ* **66** 1217 (1974)
289. Зборовский В А, Тиунов Е А, Фрадкин Э Е *Изв. вузов. Радиофизика* **21** 816 (1978)
290. Бирман А Я, Савушкин А Ф *Оптика и спектроскоп.* **39** 135 (1975)
291. Фатеев В Ф *Оптика и спектроскоп.* **50** 30 (1981)
292. Фатеев В Ф *Радиотехн. и электрон.* **28** 164 (1983)
293. Lense J, Thirring H *Phys. Z.* **19** 156 (1918)
294. Silberstein L T *J. Opt. Soc. Am.* **5** 291 (1921)
295. Scully M O, Zubairy M S, Haugan M P *Phys. Rev. A* **24** 2009 (1981)
296. Tartaglia A *Phys. Rev. D* **58** 064009 (1998)
297. Kingsley S A, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 386
298. Beyersdorf P T, Fejer M M, Byer R L *Opt. Lett.* **24** 1112 (1999)
299. Beyersdorf P T, Fejer M M, Byer R L *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1354 (1999)
300. Sun K-X et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3053 (1996)
301. Новиков М А *Радиотехн. и электрон.* **21** 903 (1976)
302. Новиков М А *Оптика и спектроскоп.* **61** 424 (1986)
303. Thomas L H *Nature* **117** 514 (1926)
304. Thomas L H *Philos. Mag.* **3** 1 (1927)
305. Малыкин Г Б, Пермитин Г В, в кн. *Физическая энциклопедия* (Гл. ред. А М Прохоров) Т. 5 (М.: Большая Российская энциклопедия, 1998) с. 123
306. Малыкин Г Б *УФН* **169** 585 (1999)
307. Малыкин Г Б *ПММ* **63** 775 (1999)
308. Малыкин Г Б *Изв. РАН Сер. Механика тверд. тела* (4) 187 (2000)
309. Anandan J *Phys. Rev. D* **24** 338 (1981)
310. Mashhoon В *Phys. Rev. Lett.* **61** 2639 (1988)
311. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989) с. 41
312. Wagner J W, Spicer J V *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 1316 (1987)
313. Логозинский В Н *Квант. электрон.* **8** 895 (1981)
314. Логозинский В Н, Новиков А Г *Квант. электрон.* **9** 775 (1982)
315. Полухин А Т, Телегин Г И *Квант. электрон.* **11** 387 (1984)
316. Алексеев Э И *Квант. электрон.* **14** 192 (1987)
317. Peng G-D, Huang S-Y, Lin Z-Q *Opt. Lett.* **12** 434 (1987)
318. Андронина И А и др. *ЖТФ* **60** 216 (1990)
319. Burns W K, Moeller R P, Dandridge A *IEEE Photonics Tech. Lett.* **2** 606 (1990)
320. Moeller R P, Burns W K *Opt. Lett.* **16** 1902 (1991)
321. Blake J, Kim I S *Opt. Lett.* **19** 1648 (1994)
322. Беланов А С, Полухин А Т *Оптика и спектроскоп.* **78** 281 (1995)
323. Knudsen S, Blötekjaer K *Opt. Lett.* **20** 1432 (1995)
324. Moeller R P, Burns W K *Opt. Lett.* **21** 171 (1996)
325. Burns W K, Moeller R P *Proc. SPIE* **2837** 381 (1996)
326. Mohr F J *Lightwave Technol.* **14** 27 (1996)
327. Wanser K H *Electron. Lett.* **28** 53 (1992)
328. Шабанов Д В *Изв. вузов. Радиофизика* **43** 350 (2000)
329. Rabelo R C, de Carvalho R T, Blake J J *Lightwave Technol.* **18** 2146 (2000)

330. Böhm K, Petermann K *Proc. SPIE* **719** 36 (1986)
331. Böhm K, Marten P, Weidel E *Electron. Lett.* **19** 997 (1983)
332. Eberhard D, Voges E *Opt. Lett.* **9** 22 (1984)
333. Kim B Y, Shaw H J *Opt. Lett.* **9** 378 (1984)
334. Kim B Y, Shaw H J *Opt. Lett.* **9** 375 (1984)
335. Ebbberg A, Schiffner G *Opt. Lett.* **10** 300 (1985)
336. Kiesel E *Proc. SPIE* **838** 129 (1987)
337. Kim B Y et al. *IEE Conf. Publ.* **221** 136 (1983)
338. Udd E, Michal R J, Cahill R F *Proc. SPIE* **478** 136 (1984)
339. Frigo N J *Proc. SPIE* **719** 155 (1986)
340. Kersey A D, Dandridge A, Burns W K *Electron. Lett.* **22** 935 (1986)
341. Lefevre H C et al., in *Proc. 3rd Intern. on Conf. Optical Fiber Sensors (OFC'85), 1985, Technical Digest., Ser. PDS 7.1*
342. Kay C J *IEE Proc. J. Optoelectron.* **132** 259 (1985)
343. Hotate K et al. *Opt. Lett.* **7** 331 (1982)
344. Toyama K et al. *Opt. Lett.* **16** 1207 (1991)
345. Gronau Y, Tur M *Appl. Opt.* **34** 5849 (1995)
346. Chien P-Y, Chang Y-S, Chang M-W *Opt. Commun.* **135** 198 (1997)
347. Donati S, Annovazzi-Lodi V, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 292
348. Jackson D A, Kersey A D, Lewin A C *Electron. Lett.* **20** 399 (1984)
349. Culshaw B, Giles J P *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18** 690 (1982)
350. Kersey A D, Lewin A C, Jackson D A *Electron. Lett.* **20** 368 (1984)
351. Peng G-D, Huang S-Y, Lin Z-Q *J. Lightwave Technol.* **LT-5** 986 (1987)
352. Бухман А Б и др. *Письма в ЖТФ* **8** 897 (1982)
353. Udd E *Proc. SPIE* **425** 90 (1983)
354. Graingorge P, Arditty H "Hydrophone a fibre optique", French Patent N 2541767 (Aug. 31, 1984, filed Febr. 25, 1983)
355. Kråkenes K, Bløtekaer K *Opt. Lett.* **14** 1152 (1989)
356. Tanaka T et al. *Appl. Opt.* **33** 120 (1994)
357. Dyott R B *Electron. Lett.* **30** 1087 (1994)
358. Pavlath G A *Proc. SPIE* **2837** 46 (1996)
359. Sanders G A et al. *Proc. SPIE* **2837** 61 (1996)
360. Sakuma K *Proc. SPIE* **2837** 72 (1996)
361. Burns W K *Opt. Photonics News* **9** (5) 28 (1998)
362. Tselikov A, Blake J *Appl. Opt.* **37** 6690 (1998)
363. Малькин Г Б *Оптика и спектроск.* **80** 280 (1996)
364. Андропова И А, Мамаев Ю А *Оптика и спектроск.* **80** 108 (1996)
365. Chow W W et al. *Rev. Mod. Phys.* **57** 61 (1985)
366. de Carvalho R T, Blake J N *Proc. SPIE* **2837** 183 (1996)
367. Белов А В и др. *Квант. электрон.* **15** 2152 (1988)
368. Abedin K S, Hyodo M, Onodera N *Opt. Lett.* **25** 299 (2000)
369. Olsson B-E, Karlsson M, Andrekson P A *IEEE Photonics Tech. Lett.* **10** 997 (1998)
370. Artiglia M et al. *Opt. Fiber Technol.* **2** 75 (1996)
371. Shirai T, Barnes T H, Haskel T G *Opt. Lett.* **24** 297 (1999)
372. Carolan T A et al. *Appl. Opt.* **36** 380 (1997)
373. Blake J N *Proc. SPIE* **2837** 166 (1996)
374. Short S X et al. *J. Lightwave Technol.* **16** 1212 (1998)
375. Short S X et al. *J. Lightwave Technol.* **16** 1844 (1998)
376. Kang H S, Lee J H, Lee K S *IEEE Photonics Tech. Lett.* **10** 1464 (1998)
377. Lin H, Lin W-W, Chen M-H *Appl. Opt.* **38** 2760 (1999)
378. Rose A H, Etzel S M, Rochford K B J *Lightwave Technol.* **17** 1042 (1999)
379. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies: Proc. of the 1st Intern. Conf., MIT, Cambridge, Mass., USA, November 9–11, 1981* (Springer Ser. in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 405
380. Zheng G et al. *Proc. SPIE* **2837** 177 (1996)
381. Андреев А Ц и др. *Квант. электрон.* **20** 791 (1993)
382. Starodumov A N et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 19 (1997)
383. Tapia-Mercado J, Khomenko A V, Garcia-Weidner A J *Lightwave Technol.* **19** 70 (2001)
384. Jinnō M, Matsumoto T *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28** 875 (1992)
385. Wong W S et al. *Opt. Lett.* **22** 1150 (1997)
386. Щербакоев А С, Королева Ю В *Оптика и спектроск.* **83** 1045 (1997)
387. Kuzin E A et al. *Opt. Commun.* **144** 60 (1997)
388. Rhy H Y, Kim B Y, Lee H-W *Opt. Commun.* **147** 47 (1998)
389. McBride R et al., in *Proc. of the 5th Intern. Symp. on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 9–12 July, 1990*
390. Cooper D G, Dexter J L, Esman R D *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **1** 14 (1995)
391. Hong J B et al. *IEEE Photonics Tech. Lett.* **11** 1030 (1999)
392. Haus J W et al. *Opt. Lett.* **24** 376 (1999)
393. Serkland D K, Kumar P *Opt. Lett.* **24** 92 (1999)
394. Lim D S et al. *Opt. Lett.* **23** 1671 (1998)
395. Mendlovic D, Shabtay G, Lohmann A W *Opt. Lett.* **24** 361 (1999)
396. Butler D L et al. *Opt. Lett.* **20** 560 (1995)
397. Chtcherbakov A A, Swart P L J *Lightwave Technol.* **16** 1404 (1998)
398. Vakoc B J et al. *J. Lightwave Technol.* **17** 2316 (1999)
399. Kuzin E A, Núñez H C, Korneev N *Opt. Commun.* **160** 37 (1999)
400. Udd E *Proc. SPIE* **2837** 172 (1996)
401. Havstad S A et al. *Opt. Lett.* **24** 1466 (1999)
402. Madsen C K et al. *Opt. Lett.* **24** 1555 (1999)
403. Blake J et al. *Proc. SPIE* **1694** 188 (1992)
404. Liu R-Y et al. *Proc. SPIE* **2837** 82 (1996)
405. Ha J C et al. *Proc. SPIE* **2837** 152 (1996)
406. Ruffin P B et al. *Proc. SPIE* **2837** 345 (1996)
407. Kajioka H et al. *Proc. SPIE* **2837** 18 (1996)
408. *Selected Papers on Fiber Optic Gyroscopes* (SPIE Milestone Ser., Vol. MS 8, Ed. R B Smith) (Bellingham, Wash.: SPIE Optical Eng. Press, 1989)
409. Yu A, Siddiqui A S *Electron. Lett.* **28** 1778 (1992)
410. Kringlebotn J T, Bløtekaer K, Pannell C N *Fiber Integrated Opt.* **14** 265 (1995)
411. Hu Z et al. *Proc SPIE* **3860** 348 (1999)
412. Hotate K *Proc. SPIE* **2837** 33 (1996)
413. Иванов В В, Новиков М А, Геликонов В М *Письма в ЖТФ* **25** (23) 34 (1999)
414. Иванов В В, Новиков М А, Геликонов В М *Квант. электрон.* **30** 119 (2000)

Physical problems of Sagnac-effect fiber gyroscopy

I.A. Andronova, G.B. Malykin

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Ul'yanova 46, 603950 Nizhniy Novgorod, Russian Federation*

Tel. (7-8312) 38-45 67, 38-43 70

E-mail: andr@ufp.appl.sci-nov.ru; malykin@mail.ru

A review is presented of some physical problems associated with the ring fiber interferometry technique which forms the basis for Sagnac-effect fiber-optic gyroscopy. Locally reciprocal and locally non-reciprocal phenomena, such as non-stationary, magnetic, nonlinear, polarization, and relativistic effects, are discussed, which cause additional optical signals identical to the rotation signal to appear at the output of the fiber optical gyro (FOG). Factors that cause instability in these effects and thus lead to the output signal drift are analyzed. Sources of sensitivity-limiting fluctuations are considered. Practical and fundamental research applications of ring fiber interferometers and appl. of FOGs made on their basis are discussed. The potential for the further development of the subject is examined.

PACS numbers: **03.30.+p**, **07.60.Vg**, **42.81.Pa**

Bibliography — 414 references

Received 13 July 2001, revised 6 November 2001