

Наблюдение эффекта Саньяка в кольцевом резонансном интерферометре с низкокогерентным источником света

В.В.Иванов*, М.А.Новиков*, В.М.Геликонов**

Экспериментально исследован волоконно-оптический резонансный кольцевой интерферометр с низкокогерентным источником света. Продемонстрирована возможность измерения параметров кольцевых резонаторов с очень узкими линиями (порядка десятков килогерц) с использованием широкополосного источника света и доплеровского возвращающего зеркала. Впервые осуществлено наблюдение эффекта Саньяка в кольцевом резонансном интерферометре с низкокогерентным источником света. Экспериментально показана возможность модуляции и компенсации фазовой невязки в низкокогерентном резонансном интерферометре с помощью устройства сдвига частоты света, расположенного вне чувствительного контура.

Ключевые слова: интерферометрия, когерентность, кольцевой резонатор, эффект Саньяка.

Введение

Один из перспективных путей улучшения характеристик оптических датчиков угловой скорости состоит в переходе от схем на основе классического интерферометра Саньяка к резонансным схемам, в которых чувствительным контуром служит кольцевой резонатор [1]. Благодаря тому, что в резонансных интерферометрах встречные волны многократно обходят чувствительный контур, аккумулируя невязку фазовую задержку, резонансные интерферометры могут иметь во много раз большую чувствительность при тех же размерах контура, чем обычные интерферометры Саньяка. Это открывает широкие возможности миниатюризации оптических датчиков вращения и создания «однокристалльных» интегрально-оптических гироскопов.

Однако, несмотря на потенциальные преимущества, резонансные схемы пока не могут конкурировать с нерезонансными волоконно-оптическими интерферометрами Саньяка. Это связано с рядом недостатков, внутренне присущих традиционным методам измерения фазовой невязки в кольцевых резонаторах, которые основаны на использовании монохроматических источников света. Наиболее серьезными из этих недостатков являются нестационарная невязка «подставка», связанная с интерференцией обратнорассеянного света, высокая чувствительность интерферометра к температурной неустойчивости оптической длины резонатора и вытекающая отсюда необходимость жесткой привязки частоты источника к рабочему резонансу кольцевого резонатора, а также необходимость использования источников света с очень узкими линиями (10 кГц – 1 МГц), препятствующая миниатюризации и упрощению датчиков вращения.

Все эти недостатки принципиальным образом связаны с использованием монохроматического света, и преодолеть их в рамках традиционного «высококогерентного» подхода до сих пор не удалось.

1. Резонансный кольцевой интерферометр на низкокогерентном свете

В работе [4] нами предложен новый метод измерения фазовой невязки в кольцевых резонаторах, основанный на использовании немонохроматических источников света. Этот метод может быть применен для измерения угловой скорости, а также очень малых доплеровских сдвигов частоты света [5]. Благодаря малой длине когерентности источника интерферометры, описанные в [4], не имеют недостатков, присущих схемам на высококогерентном свете. В настоящей работе экспериментально наблюдается эффект Саньяка в волоконно-оптическом резонансном интерферометре с низкокогерентным источником света.

Принципиальная схема низкокогерентного резонансного интерферометра представлена на рис.1. Интерферо-

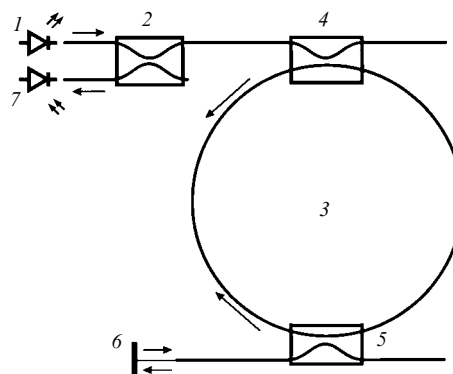


Рис.1. Принципиальная схема резонансного кольцевого интерферометра с низкокогерентным источником света:

1 – источник света; 2 – волоконный ответвитель; 3 – кольцевой резонатор; 4, 5 – волоконные ответвители со слабой связью; 6 – возвращающее зеркало; 7 – фотоприемник.

*Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ГСП-105

**Институт прикладной физики РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

метр состоит из низкокогерентного источника света 1, трехдцибельного волоконного ответвителя 2, кольцевого резонатора 3, замкнутого ответвителями 4 и 5, возвращающего зеркала 6 и фотоприемника 7. Предполагается, что ширина спектра источника излучения намного превышает межмодовый интервал резонатора (или, что то же самое, длина когерентности источника много меньше периметра чувствительного контура).

Интерферометр работает следующим образом. Свет от источника 1 через ответвитель 4 попадает в кольцевой резонатор 3, обходит его по часовой стрелке, через ответвитель 5 поступает на возвращающее зеркало 6, затем, после отражения от него, идет обратно в резонатор, обходит его против часовой стрелки и попадает на фотоприемник 7. Так как резонатор пропускает только на своих резонансных линиях, спектр света, попадающего на возвращающее зеркало, представляет собой набор узких линий, вырезанных резонатором из широкого спектра источника. Центральные частоты этих линий равны резонансным частотам кольцевого резонатора для света, распространяющегося по часовой стрелке.

Отраженный от возвращающего зеркала свет должен пройти через резонатор против часовой стрелки. В этом направлении резонатор пропускает только на резонансных линиях для встречного направления. Если в резонаторе существует фазовая невязанность, равенство резонансных частот для встречных направлений нарушается и линии пропускания резонатора для света, идущего против часовой стрелки, оказываются сдвинутыми по частоте относительно линий излучения, приходящего в резонатор с возвращающего зеркала. Это приводит к уменьшению полной световой мощности, попадающей на фотоприемник. То же самое происходит, если при отражении от возвращающего зеркала имеет место доплеровский сдвиг частоты света.

С учетом фазовой невязанности в резонаторе и эффекта Доплера при отражении от возвращающего зеркала световая мощность на фотоприемнике

$$P_{\text{out}} = \frac{1}{4} \int T^-(\omega) T^+(\omega) P_0(\omega) d\omega, \quad (1)$$

$$T^\pm(\omega) = T\left(\omega^\pm \pm \frac{\phi_s}{2} \frac{c}{nL}\right) = \left[1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\omega^\pm nL}{2c} \pm \frac{\phi_s}{4}\right)\right]^{-1}, \quad \omega^- = \omega^+ + \Delta\omega, \quad (2)$$

где $T^\pm(\omega)$ – коэффициенты пропускания кольцевого резонатора во встречных направлениях; $P_0(\omega)$ – спектр мощности света; F – резкость резонатора; ϕ_s – саньяковская невязанная разность фаз встречных волн за один оборот резонатора; $\Delta\omega$ – доплеровский сдвиг частоты света при отражении от возвращающего зеркала; L – периметр резонатора; n – показатель преломления.

В случае, когда на ширине спектра источника укладывается очень много резонансов кольцевого резонатора, но в то же время ϕ_s , $\Delta\omega$ и n можно считать не зависящими от частоты ω , выражение для выходной мощности интерферометра приобретает простой вид [4]:

$$P_{\text{out}}(\phi) = \frac{\pi}{16} \frac{P_0}{1 + (2F/\pi)^2 \sin^2(\phi/2)}, \quad (3)$$

где

$$F = \frac{\pi\sqrt{R} \exp(-\delta L/4)}{1 - R \exp(-\delta L/2)}; \quad (4)$$

R – доля неотвечаемой мощности в ответвителях 4 и 5 («коэффициент отражения»); δ – декремент потерь мощности в кольцевом резонаторе; P_0 – полная мощность источника света;

$$\phi = \phi_s + \Delta\omega \frac{Ln}{c} \quad (5)$$

– полная фазовая невязанность, состоящая из собственной фазовой невязанности ϕ_s и эффективной доплеровской невязанности за счет сдвига частоты света при отражении от зеркала 6. Зависимость $P_{\text{out}}(\phi)$ по форме повторяет спектр пропускания кольцевого резонатора $T(\omega)$ (2), только вместо полной фазы $\varphi = \omega Ln/c$ в (3) входит фазовая невязанность ϕ . Важно, что выходная мощность интерферометра не зависит от оптической длины резонатора nL , если не считать изменений масштабного коэффициента при ϕ_s и $\Delta\omega$. Это обеспечивает высокую температурную стабильность интерферометра и устраняет необходимость в подстройке длины резонатора под частоту источника.

Поскольку доплеровская и саньяковская невязанности действуют на интерферометр совершенно одинаково, при измерении саньяковской невязанности модуляционным методом можно осуществлять модуляцию и компенсацию сигнала сдвигом частоты света при отражении от возвращающего зеркала. Важно, что в этом случае модулятор и компенсатор могут быть размещены между ответвителем 5 и возвращающим зеркалом, т. е. вне чувствительного контура. При таком размещении паразитные невязанности в модуляторе и компенсаторе не оказывают влияния на работу интерферометра.

Модуляция в интерферометре может осуществляться также с помощью взаимного фазового модулятора, расположенного несимметрично входному ответвителю 4 и работающего на частоте, равной половине межмодового интервала кольцевого резонатора [5]. Этот метод модуляции широко применяется в волоконно-оптических интерферометрах Саньяка [6], поэтому соответствующие модуляторы хорошо разработаны и имеют высокие характеристики.

Максимальная чувствительность интерферометра при модуляционных измерениях достигается при амплитуде модуляции ϕ_m^* , соответствующей максимуму производной $(dP_{\text{out}}/d\phi)_{\phi_m^*}$. При $F \gg 1$ и низкочастотной «квазистационарной» модуляции с частотой, много меньшей ширины резонансной линии резонатора, оптимальная амплитуда модуляции

$$\phi_m^* \approx \frac{\pi}{F\sqrt{3}}. \quad (6)$$

При доплеровской модуляции это соответствует сдвигу частоты при отражении от возвращающего зеркала

$$\Delta\nu^* = \frac{\phi_m^*}{2\pi} \frac{c}{nL} = \frac{1}{2\sqrt{3}F} \frac{c}{nL} = \frac{1}{2\sqrt{3}F} \nu_{12}, \quad (7)$$

где $\nu_{12} = c/(nL)$ – межмодовый интервал кольцевого резонатора. При этом выходной сигнал интерферометра, т. е. сигнал на первой гармонике частоты модуляции,

$$P_1 \approx 0.04P_0 \frac{4\pi v_0 a L n}{c^2} \Omega, \quad (8)$$

где v_0 – центральная частота источника света; a – радиус чувствительного контура (предполагается, что чувствительный контур выполнен в виде катушки); Ω – угловая скорость вращения интерферометра (в рад/с).

При модуляции на частоте, равной половине межмодового интервала резонатора, полезный сигнал приблизительно вдвое меньше, чем сигнал (8). Это объясняется тем, что при такой модуляции невзаимную фазовую модуляцию приобретают только встречные волны, обтекающие резонатор нечетное число раз.

Шум на выходе интерферометра (при полосе пропускания прибора, равной 1 Гц)

$$\delta P_{\text{out}} = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{\pi h v_0 P_0}{F} \right)^{1/2} + P_0 (2\pi)^{-1/4} \frac{[G(2\pi f_m n L / c)]^{1/2}}{(\Delta v_0)^{1/2}} \right\}, \quad (9)$$

где

$$G(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \frac{\varphi'}{2} \right] \times \left[1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \frac{\varphi - \varphi'}{2} \right] \right\}^{-2} d\varphi'; \quad (10)$$

f_m – частота модуляции; Δv_0 – ширина спектра источника света. Первое слагаемое в (9) отвечает дробовому шуму, второе – шуму биений спектральных компонент излучения [7, 8]. Вследствие неоднородности спектра излучения на выходе интерферометра зависимость шума биений спектральных компонент от частоты модуляции f_m становится существенно неоднородной. Эта зависимость определяется функцией $G(\varphi)$, которая очень близка по виду к резонансной функции Эйри (2) (рис.2).

Функция $G(\varphi)$ является периодической с периодом 2π . Она имеет острые максимумы при $\varphi_l^{\text{max}} = 2\pi l$, где l – целое число (максимумы с $l \neq 0$ соответствуют биениям между резонансными линиями с частотами, кратными межмодовому интервалу резонатора $\nu_{12} = c/(nL)$), и пологие минимумы, отстоящие от максимумов на π . Наличие минимума функции $G(\varphi)$ при $\varphi = \pi$ способствует подавлению шума биений спектральных компонент при модуляции на частоте $f_m = c/(2Ln) = 0.5\nu_{12}$. Можно показать, что при модуляции на частоте $f_m = 0.5\nu_{12}$ шум биений спектральных компонент приблизительно в F^2 раз меньше, чем при низкочастотной «квазистационарной» модуляции на частоте, много меньшей ширины резонанса кольцевого резонатора.

Предел обнаружения вращения, определяемый из условия равенства сигнала (8) и шума (9), при $F \gg 1$ в случае низкочастотной модуляции $f_m \ll c/(2Ln)$ есть

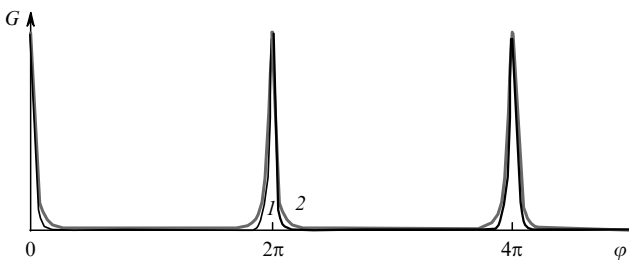


Рис.2. Функция $G(\varphi)$ (1) и функция Эйри (2) при $F = 30$.

$$\Omega_{\text{min}} \approx \frac{c^2}{2nL a v_0} \left[\left(\frac{\pi h v_0}{P_0 F} \right)^{1/2} + \frac{(2/\pi)^{1/4}}{(\Delta v_0)^{1/2}} \right]. \quad (11)$$

При модуляции на частоте $f_m = c/(2Ln)$

$$\Omega_{\text{min}} \approx \frac{c^2}{4nL a v_0} \left[\left(\frac{\pi h v_0}{P_0 F} \right)^{1/2} + F^{-2} \frac{(2/\pi)^{1/4}}{(\Delta v_0)^{1/2}} \right]. \quad (12)$$

Сравним предельные чувствительности кольцевых интерферометров трех типов: кольцевого резонансного интерферометра с низкокогерентным источником ($\Omega_{\text{min}}^{\text{LCRI}}$), интерферометра Саньяка ($\Omega_{\text{min}}^{\text{s}}$) и кольцевого резонансного интерферометра с монохроматическим источником ($\Omega_{\text{min}}^{\text{mono}}$). В случае кольцевого резонансного интерферометра с низкокогерентным источником и интерферометра Саньяка [9] при одном и том же источнике света и одинаковых геометрических параметрах чувствительного контура (при низкочастотной модуляции в резонансном интерферометре) получим

$$\frac{\Omega_{\text{min}}^{\text{LCRI}}}{\Omega_{\text{min}}^{\text{s}}} \approx 2.5 \left(\frac{\pi}{2F} \right)^{1/2} \frac{1 + \pi^{-1/2} (2/\pi)^{1/4} [P_0 / (h v_0 \Delta v_0)]^{1/2}}{1 + 0.5 (2/\pi)^{-1/4} [P_0 / (h v_0 \Delta v_0)]^{1/2}} \sim \left(\frac{1}{F} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Множитель $(1/F)^{1/2}$ отражает резонансный выигрыш в чувствительности, достигаемый в резонансном интерферометре с низкокогерентным источником. Если модуляция в резонансном интерферометре осуществляется с помощью несимметрично расположенного взаимного фазового модулятора на частоте $f_m = c/(2Ln)$, соотношение (13) еще более изменяется в пользу резонансного интерферометра благодаря подавлению в нем шума биений спектральных компонент.

В случае сравнения порогов обнаружения вращения кольцевого резонансного интерферометра с низкокогерентным источником и кольцевого резонансного интерферометра с монохроматическим источником при низкочастотной модуляции соответственно получим

$$\frac{\Omega_{\text{min}}^{\text{LCRI}}}{\Omega_{\text{min}}^{\text{mono}}} = 2 \left(\frac{2F}{\pi} \right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{2}{\pi^3} \right)^{1/4} \left(\frac{P_0}{h v_0 \Delta v_0} \right)^{1/2} \right]. \quad (14)$$

Из (14) следует, что интерферометр с низкокогерентным источником проигрывает в предельной чувствительности интерферометру с монохроматическим источником. Это объясняется тем, что вследствие частотно-селективных свойств резонатора в него попадает лишь $1/F$ мощности широкополосного света, в то время как монохроматический свет, частота которого близка к резонансной частоте кольцевого резонатора, практически полностью пропускается им. В то же время благодаря отсутствию нестабильностей, связанных с обратным рассеянием и температурными вариациями оптической длины резонатора, резонансный интерферометр с низкокогерентными источниками должен иметь значительно лучшую долговременную стабильность, чем резонансный интерферометр с монохроматическим источником.

Можно ожидать, что влияние обратного рассеяния в интерферометре с низкокогерентным источником по крайней мере в $l_{\text{coh}}/(nL)$ раз меньше, чем в интерферометре с высококогерентным источником (l_{coh} – длина

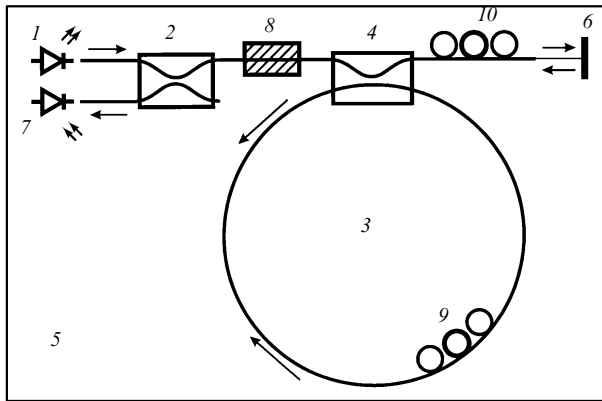


Рис.3. Схема резонансного кольцевого интерферометра с низкокогерентным источником света:

1 – источник света; 2 – волоконный ответвитель; 3 – кольцевой резонатор; 4 – волоконный ответвитель со слабой связью; 5 – вращающийся стенд; 6 – возвращающее зеркало; 7 – фотоприемник; 8 – поляризатор; 9, 10 – элементы для управления поляризацией.

когерентности низкокогерентного источника). Это связано с тем, что в интерферометре с низкокогерентным источником сигнальные волны интерферируют только с волнами, возникающими вследствие обратного рассеяния на небольшом участке резонатора длиной l_{coh}/n , а в интерферометре с высококогерентным источником сигнальные волны интерферируют с волнами, образованными обратным рассеянием на всей длине резонатора.

Помимо рассмотренной выше [4], могут быть предложены другие схемы кольцевых резонансных интерферометров с низкокогерентными источниками, в частности простейшая схема, в которой кольцевой резонатор замкнут одним ответвителем (рис.3). Именно она использовалась нами в эксперименте. В простейшем варианте этой схемы, когда кольцевой резонатор работает на отражение, весь отраженный от него свет попадает на фотоприемник. Поскольку резонатор имеет близкий к единице коэффициент отражения на всех частотах, кроме резонансных, от него отражается большая часть света широкополосного источника. Этот свет не несет информации о фазовой невзаимности, а лишь создает сильный мешающий фон, на котором приходится наблюдать слабый интерференционный сигнал.

Устранить этот фон можно с помощью поляризатора 8 и управляющих поляризацией элементов 9 и 10 (рис.3). Элементом 9 за полный обход резонатора поляризация волны поворачивается на $\pm 90^\circ$ (разные знаки соответствуют противоположным направлениям обхода). При этом матрица Джонса кольцевого резонатора, показанного на рис.3, имеет вид

$$\hat{T}^\pm = R^{1/2} \left\{ 1 - \left[1 - R^{1/2} \exp(i\varphi^\pm) \right] \frac{R^{1/2}(1-R) \exp(i\varphi^\pm)}{1 + R \exp(i2\varphi^\pm)} \right\} \times \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \frac{R^{1/2}(1-R) \exp(i\varphi^\pm)}{1 + R \exp(i2\varphi^\pm)} \begin{vmatrix} 1 & \mp 1 \\ \pm 1 & 1 \end{vmatrix}, \quad (15)$$

где φ – набег фазы световой волны за полный обход резонатора. Первое слагаемое в (15) представляет собой фон с примесью полезного сигнала, а второе – полезный сигнал. Если с помощью элемента 10 сделать отрезок от ответвителя 4 до возвращающего зеркала 6 эквивалентным четвертьволновой пластине, повернутой на 45°

относительно плоскости поляризации поляризатора 8, то волна, соответствующая первому слагаемому в (15), будет полностью поглощена поляризатором 8. При этом выходная мощность интерферометра

$$P_{\text{out}}(\phi) = \frac{\pi}{16F} \frac{P_0}{1 + (2F/\pi)^2 \sin^2 \phi}, \quad (16)$$

где

$$F = \frac{\pi \sqrt{R} \exp(-\delta L/2)}{1 - R \exp(-\delta L)}. \quad (17)$$

По сравнению со схемой рис.1 в рассматриваемой схеме эффективная длина резонатора удваивается за счет того, что восстановление поляризации происходит за два обхода резонатора. Если собственные потери в резонаторе малы, то резкость резонатора остается такой же, как и в схеме рис.1: удвоение потерь за счет исключения волн, обходящих резонатор четное число раз, компенсируется отсутствием утечки мощности, создаваемой вторым ответвителем 5. Вследствие удвоения эффективной длины резонатора порог обнаружения вращения понижается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с (12).

2. Эксперимент

Резонансный кольцевой интерферометр с низкокогерентным источником света (рис.3) был исследован экспериментально. Детальная схема экспериментальной установки приведена на рис.4. В эксперименте использовался полностью волоконный интерферометр, источником света служил суперлюминесцентный диод 1 с центральной длиной волны 0.83 мкм и выходной мощностью около 100 мкВт.

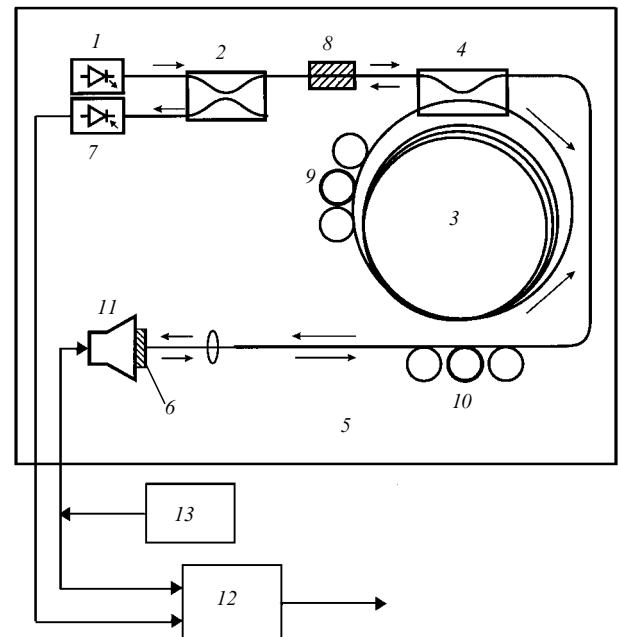


Рис.4. Схема экспериментальной установки:

1 – суперлюминесцентный диод; 2 – волоконный ответвитель; 3 – кольцевой резонатор; 4 – волоконный ответвитель со слабой связью; 5 – вращающийся стенд; 6 – возвращающее зеркало; 7 – фотодиод; 8 – поляризатор; 9 и 10 – элементы, управляющие поляризацией; 11 – динамик; 12 – синхронный детектор; 13 – генератор модулирующего напряжения.

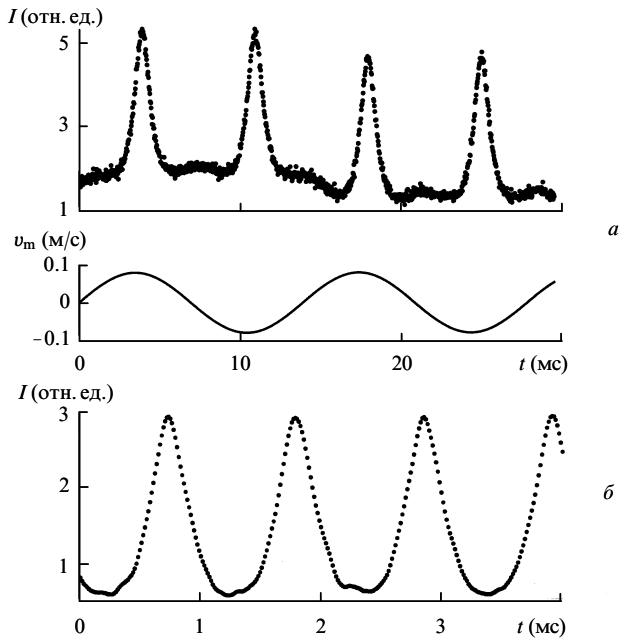


Рис.5. Осциллограммы сигнала на фотоприемнике при доплеровской модуляции фазовой невзаимности в кольцевом резонаторе в режимах без фильтрации (верхняя кривая – фототок, нижняя кривая – скорость возвращающегося зеркала) (а) и с фильтрацией (б) отраженного от кольцевого резонатора света при частоте модуляции 72 (а) и 475 Гц (б), резкости резонатора 3.5 (а) и 1.8 (б); амплитуда модуляции – π рад.

Контур резонатора 3 длиной 500 м был изготовлен из изотропного одномодового волокна, намотанного на барабан радиусом 10 см, и замкнут полированным волоконным ответвителем 4 с коэффициентом деления 1:10. При таком коэффициенте деления резкость резонатора определялась собственными потерями в кольце, которые составляли около 2.2 дБ/км. В режиме без устранения отраженного от резонатора света (при «открытом» поляризаторе 8) максимальная резкость контура была равна 4, а в режиме с устранением отраженного от резонатора света (при «закрытом» поляризаторе) – 1.8, так что в последнем случае интерферометр работал в режиме, близком к однопроходному.

Возвращающее зеркало 6 было закреплено на динамике 11, используемом в качестве доплеровского модулятора фазовой невзаимности. Интерферометр был установлен на поворотном столе 14, который мог вращаться в обоих направлениях с угловой скоростью 600°/ч.

Следует отметить, что мы не стремились создать установку с оптимальными параметрами, поскольку цель эксперимента состояла лишь в демонстрации нового метода измерений.

Резкость резонатора определялась по осциллограмме выходной мощности интерферометра, полученной при доплеровской модуляции фазовой невзаимности. Модулятором служило возвращающее зеркало 6, установленное на динамике 11. Амплитуда доплеровской модуляции частоты отраженного света была равна половине межмодового интервала резонатора. В соответствии с соотношением (16) на экране осциллографа наблюдалась резонансная кривая кольцевого резонатора (рис.5). Такая схема позволяла измерять резкость резонаторов с очень узкими резонансами и не требовала импульсных или узкополосных источников света и сложных методов стабилизации и подстройки резонатора. В нашем экспе-

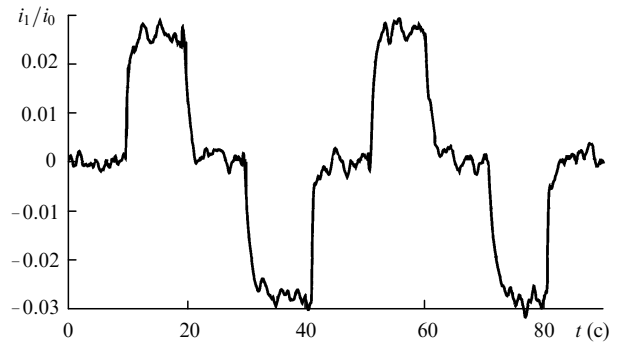


Рис.6. Сигнал вращающегося со скоростью $\pm 600^\circ/\text{ч}$ кольцевого резонансного интерферометра при постоянной времени синхронного детектора 0.3 с (i_1 – амплитуда первой гармоники фототока, i_0 – постоянная составляющая фототока).

рименте была измерена резкость кольцевого резонатора с шириной резонанса около 50 кГц, спектр источника света имел ширину порядка 10 ТГц.

Эффект Саньяка измерялся модуляционным методом с помощью доплеровского модулятора, в качестве которого служило возвращающее зеркало 6. Первая гармоника частоты модуляции, амплитуда которой пропорциональна саньяковской фазовой невзаимности в чувствительном контуре, выделялась синхронным детектором. Частота модуляции составляла 475 Гц. Измерения проводились в режимах без фильтрации отраженного от резонатора света (с «открытым» поляризатором) и в режиме фильтрации отраженного от резонатора света (с «закрытым» поляризатором). В режиме с «закрытым» поляризатором отношение сигнал/шум было приблизительно в 15 раз лучше, что видно из сравнения осциллограмм на рис.5, полученных соответственно с «открытым» и «закрытым» поляризатором. Кроме того, при «открытом» поляризаторе присутствовала сравнимая с сигналом «подставка», связанная с паразитными поперечными колебаниями мембраны, приводившими к сканированию отраженного луча. При «закрытом» поляризаторе эту подставку удалось уменьшить на порядок.

На рис.6 приведена запись сигнала вращения, наблюдавшегося при угловой скорости 600°/ч в схеме с «закрытым» поляризатором. Чувствительность интерферометра составляла около $30^\circ/(\text{ч}\cdot\text{Гц}^{1/2})$ и определялась шумами фотоприемника.

Заключение

Итак, в работе теоретически и экспериментально показана возможность измерения угловой скорости с помощью кольцевого резонансного интерферометра с низкокогерентным источником света. Экспериментально измерены параметры кольцевого резонатора с малым (200 кГц) межмодовым интервалом и шириной резонанса 50 кГц в оптической схеме с низкокогерентным источником света (суперлюминесцентным диодом) и доплеровским возвращающим зеркалом. С помощью доплеровского модулятора, расположенного вне чувствительного контура, измерена фазовая невзаимность в низкокогерентном резонансном кольцевом интерферометре.

Ожидаемая более высокая (по сравнению с резонансными схемами с высококогерентными источниками света) долговременная стабильность, чувствительность, лучшая, чем у интерферометра Саньяка, возможность

размещения модуляторов и компенсаторов вне чувствительного контура и относительная простота и дешевизна оптической схемы в сочетании с доступностью и разработанностью элементной базы могут сделать низкокогерентный резонансный интерферометр привлекательным для использования в качестве оптического датчика угловой скорости следующего поколения.

Авторы признательны И.А.Андроновой за внимание к работе и Р.В.Куранову за помощь в проведении эксперимента.

1. Sanders G.A. *SPIE Critical Reviews*, **44**, 133 (1996).
2. Ezekiel S., Balsamo S.R. *Appl.Phys.Letts*, **30**, 478 (1977).
3. Hotate K. *Proc.SPIE*, **2895**, 68 (1996).
4. Новиков М.А., Иванов В.В. *Письма в ЖТФ*, **24**, 24 (1998).
5. Иванов В.В., Новиков М.А., Геликонов В.М. *Письма в ЖТФ*, **25**, № 23, 34 (1999).
6. Bergh R.A., Lefevre H.C., Shaw H.J. *J.Lightwave Techn.*, **2**, 91 (1984).
7. Рытов С.М. *Введение в статистическую радиофизику* (М., Наука, 1976, ч. I, с. 393–395).
8. Давенпорт В.Б., Рут В.Л. *Введение в теорию случайных сигналов и шумов* (М., изд-во ИЛ, 1960, с.296–302).
9. Андропова И.А., Берштейн И.Л. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **32**, 426 (1989).

V.V.Ivanov, M.A.Novikov, V.M.Gelikonov. Observation of the Sagnac effect in a ring resonant interferometer with a low-coherence light source.

A fibre-optic resonant ring interferometer with a low-coherent light source was investigated experimentally. The feasibility of measuring the parameters of ring cavities characterised by very narrow lines (of the order of tens of kilohertz) was demonstrated using a broad-band light source and a retroreflecting Doppler mirror. The Sagnac effect was first observed in a ring resonant interferometer with a low-coherence light source. Modulation and compensation of the phase nonreciprocity in a low-coherence resonant interferometer with the aid of an optical frequency shifter located outside a sensitive fibre loop were observed experimentally.