

УДК 621.373.535.8

СДВИГ НУЛЯ В ВОЛОКОННОМ КОЛЬЦЕВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ДЕПОЛЯРИЗАТОРОМ ЛИО И КОНТУРОМ ИЗ ИЗОТРОПНОГО ВОЛОКНА

Г. Б. Малыкин

Рассмотрено влияние деполяризатора Лио для случая его расположения и контуrom в схеме волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ) на сдвиг нуля и величину полезного сигнала. Показано, что в ВКИ с контуром из изотропного ОВС без деполяризатора сдвиг нуля может быть очень большим, а полезный сигнал на выходе может пропадать. Показано, что сдвиг нуля в ВКИ с деполяризатором не содержит постоянной части и носит характер дрейфа, обусловленного температурными изменениями. Величина сдвига нуля зависит от величины h -параметра и двулучепреломления ОВС деполяризатора, ширины спектра и поляризационных характеристик, источника излучения, а также коэффициента экстинкции поляризатора. Показано, что величина полезного сигнала на выходе такого ВКИ будет меняться не более чем в 5 раз. Сделаны численные оценки.

В настоящее время значительная часть волоконных кольцевых интерферометров (ВКИ) создается на основе изотропных одномодовых волоконных световодов (ОВС). Это связано с тем, что изготовить высококачественные светоделители и поляризатор из анизотропного ОВС технически существенно сложнее, чем из изотропного, а без создания таких элементов изготовить цельноволоконный ВКИ из анизотропного ОВС невозможно. Изготовление же ВКИ с делителями и поляризатором из изотропного ОВС, а контуром из анизотропного ОВС нецелесообразно, поскольку не дает существенного выигрыша в сдвиге нуля по сравнению со случаем контура из изотропного ОВС из-за того, что практически очень сложно осуществить ориентацию собственных осей взаимно ортогональных поляризационных мод на концах контура относительно оси пропускания поляризатора.

ВКИ из изотропного ОВС гораздо проще в изготовлении, но ему присущи два существенных недостатка: 1) довольно большой сдвиг нуля, который может составлять несколько сот град/ч и 2) существенные фединги интерференционного сигнала на выходе ВКИ, вплоть до полного отсутствия этого сигнала в отдельные моменты, что не позволяет использовать его как прибор. Целью настоящей работы является расчет влияния деполяризатора Лио [1, 2], состоящего из двух отрезков анизотропного ОВС длиной 1 и 21, сваренных между собой под углом 45° [3], на уменьшение сдвига нуля и стабилизацию уровня сигнала на выходе ВКИ, а также сравнение эффективности применения деполяризатора Лио и более простого деполяризатора, состоящего из одного отрезка анизотропного ОВС, в схеме ВКИ. Как показано в [4], сдвиг фазы ϕ в ВКИ без деполяризатора, обусловленный поляризационной невзаимностью (сдвиг нуля ВКИ Ω связан с ϕ следующим соотношением:

$$\Omega = 2 \cdot 10^5 \phi \lambda c / 2\pi L D, \quad \text{где } c - \text{скорость света, } \lambda - \text{длина волны}$$

источника излучения, L - длина контура, D - диаметр намотки), в первом порядке величины определяется соотношением

$$\varphi_0 = \frac{\epsilon}{1 + S_1} \frac{\sin 2(\alpha_1 + \alpha_2) S_3}{\cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2)}, \quad (1)$$

где ϵ - коэффициент экстинкции поляризатора ($\epsilon \ll 1$), S_1 и S_3 - первая и третья компоненты нормированного вектора Стокса излучения перед входным делителем ВКИ, α_1 и α_2 - углы между осями взаимно

ортогональных мод X и X' ($Y = X + 90^\circ$, $Y' = X' + 90^\circ$) - собственными осями ОВС - на входе контура и осью пропускания поляризатора. (Здесь и далее все углы отсчитываются от оси пропускания поляризатора.) В дальнейшем, для краткости, будем именовать собственные оси ОВС на входе контура ВКИ "ось α_1 " и "ось α_2 ", имея в виду их угловое положение относительно оси пропускания поляризатора. В [5] показано, что поскольку контур ВКИ изогнут, то направления отсчета α_1 и α_2 различны (рис. 1а). В [5] также показано, что во втором порядке величины переменная часть сдвига фазы определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{\epsilon}{1 + S_1} \frac{4\sqrt{h l_{\text{деп}}} \sqrt{\cos^2 2(\alpha_1 + \alpha_2) S_3^2 + \cos^2 2(\alpha_1 - \alpha_2) S_2^2}}{\cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2)}, \quad (2)$$

где h - параметр связи ортогональных линейно поляризованных мод ОВС, $l_{\text{деп}}$ - длина деполяризации излучения в ОВС, $l_{\text{деп}} = \lambda^2 / \Delta\lambda \Delta n$, где $\Delta\lambda$ - ширина спектра источника излучения, Δn - разность показателей преломления взаимно ортогональных мод, S_2 - вторая компонента вектора Стокса излучения. Из соотношений (1) и (2) видно, что если на входе ВКИ установить деполяризатор, то φ_0 и $\Delta\varphi$ обратятся в нуль, поскольку у деполяризованного излучения $S_1 = S_2 = S_3 = 0$. Однако, как показано в [6], в случае использования волоконного деполяризатора в принципе невозможно полностью деполяризовать излучение. Минимальная степень поляризации излучения p при сколь угодно большой длине деполяризатора определяется соотношением

$$p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} = \sqrt{2/\pi} \sqrt{h_1 l_{\text{деп}1}} \approx \sqrt{h_1 l_{\text{деп}1}}. \quad (3)$$

(Здесь и далее индекс 1 будет относиться к параметрам волокна деполяризатора, индекс 2 - к параметрам волокна контура.)

В [7, 8] обследовался деполяризатор, состоявший из одного отрезка ОВС с $\Delta n = 3 \cdot 10^{-4}$ и $h = 3 \cdot 10^{-6}$. Излучение суперлюминесцентного диода с $\lambda = 0,84$ мкм и $\Delta\lambda = 14,7$ нм предварительно проходило через поляризационную призму в поворотном устройстве - дискретный элемент - позволявшую возбуждать с равным весом обе взаимно ортогональные моды. Экспериментально измеренная

степень поляризации составила $4 \pm 2 \cdot 10^{-4}$. Оценка по формуле (3) дает $5,5 \cdot 10^{-4}$. Однако неточности при сборке цельноволоконного ВКИ с деполяризатором, которые нельзя устраниТЬ ввиду невозможности юстировки элементов после их сборки, приведут к тому, что степень поляризации излучения будет несколько больше. Действительно, соотношение (3) справедливо, если на входе деполяризатора с равным весом возбуждены обе взаимно ортогональные моды. Рассмотрим влияние небольшого отклонения от 45-градусного угла между двумя отрезками ОВС, составляющих деполяризатор Лио, на разбаланс интенсивностей во взаимно ортогональных модах: $\Delta I = \sin^2(45^\circ \pm a) - \cos^2(45^\circ \pm a) = \pm 2a$. Таким образом, при неточности $a = \pm 0,5^\circ$ минимальная степень поляризации будет $1,7 \cdot 10^{-2}$. В [3] при исследовании деполяризатора Лио было получено $p = 2 \cdot 10^{-2}$.

В связи с этим вызывает интерес предложенный В. Н. Листвиным деполяризатор, состоящий из трех отрезков анизотропного ОВС с соотношением длин $1:2:4$, каждый из которых развернут на 45° по отношению к предыдущему. Можно показать, что минимальная степень поляризации на его выходе будет пропорциональна квадрату угловой ошибки $4a^2$, т. е. очень малой величине. В случае применения четырехэлементного деполяризатора с соотношением длин отрезков $1:2:4:8$ предельная степень поляризации будет определяться кубом ошибки $8a^3$. Естественно, она не может быть меньше, чем определяемая соотношением (3). Расчет сдвига нуля в ВКИ с такими многоэлементными деполяризаторами очень сложен, поэтому здесь мы ограничимся рассмотрением деполяризатора Лио.

В литературе предлагались различные варианты расположения деполяризатора: перед поляризатором [8], между поляризатором и контуром ВКИ [9], или в самом контуре ВКИ [10, 11]. Наилучшее расположение деполяризатора, с нашей точки зрения, — между поляризатором и контуром ВКИ (рис. 1б; 1 — источник излучения, 2 — первый светоделитель, 3 — поляризатор, 4 — деполяризатор, 5 — второй светоделитель, 6 — контур, 7 — выходной фотоприемник). В этом случае поляризатор решает две задачи 1) При прямом проходе света из поляризатора в контур он создает запаздывание между компонентами электрического поля, E_x и E_y — соответственно параллельной и перпендикулярной оси поляризатора, что приводит к деполяризации излучения и уменьшению сдвига нуля в ВКИ. 2) При обратном прохождении света из контура в поляризатор деполяризатор может существенно уменьшить фейнги сигнала интерференции на выходе ВКИ.

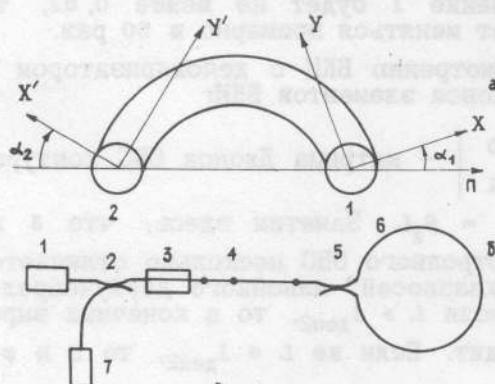


Рис. 1.

Величину I в литературе часто называют масштабным коэффициентом ВКИ, поскольку при использовании простой схемы обработки интерференционного сигнала с выхода ВКИ, длина контура которого модулируется с некоторой частотой, при изменении I будет меняться и величина полезного сигнала. В настоящее время реализованы более совершенные системы обработки сигнала с выхода ВКИ, принцип работы которых основан на модуляции длины контура ВКИ одновременно на двух существенно различных частотах [12]. Величина полезного сигнала при такой обработке мало меняется при изменении I в 10 - 20 раз, от I зависит только соотношение сигнал/шум на входе системы.

Из соотношений (1) и (2) следует, что для ВКИ из изотропного ОВС уже нет смысла разделять сдвиг фазы φ на большую постоянную φ_0 и малую переменную $\Delta\varphi$, зависящую от температуры, поскольку когда α_1 , α_2 меняются в интервале $> 2\pi$, то и сама величина φ_0 меняется в очень широких пределах. Особенно сильно может возрастать φ_0 при $\alpha_1 \rightarrow 0$, $\alpha_2 \rightarrow \pi/2$; $\alpha_1 \rightarrow \pi/2$, $\alpha_2 \rightarrow 0$, что соответствует очень сильному уменьшению величины I .

Рассмотрим здесь вопрос о хроматической дисперсии "квазиосей" ОВС. Поскольку, как было показано выше, положение α_1 , α_2 зависит от разности набега фаз в собственных эллиптических модах ОВС δ , а δ в свою очередь, зависит от длины волны излучения λ , то, следовательно, α_1 и α_2 зависят от λ . Если при некоторой спектральной ширине источника $\Delta\lambda$ на длине контура L изменения α_1 , α_2 составят $\sim\pi$ или более, то это означает, что предложенная нами модель "квазиосей" линейного двулучепреломления неадекватна. С другой стороны, это было означало, что в контуре ВКИ имеет место существенное осреднение I и φ по λ . Действительно, если для какого-либо значения λ в интервале $\Delta\lambda$ I обращается в нуль, то для других λ $I \neq 0$ и практически фединги I будут невелики. Однако известно, что в ВКИ с контуром из изотропного ОВС имеют место значительные фединги I . Для количественной оценки зависимости $\alpha_{1,2}$ от λ нами был проведен следующий эксперимент: измерялось положение "квазиоси" линейного двулучепреломления на выходе отрезка изотропного ОВС с $\Delta h = 10^{-6}$ длиной 200 м при изменении длины волны источника излучения от 6300 Å до 7060 Å. Волокно помещалось в термостат для стабилизации значения δ . Изменение α_1 составило $24^\circ \pm 5^\circ$. Таким образом при длине контура $L = 500$ м и $\Delta\lambda = 10$ нм $\Delta\alpha_{1,2}$ составляет $\approx 8^\circ$. Из формулы (4) следует, что минимальное значение I будет не менее 0,02, т.е. в ВКИ без деполяризатора I будет меняться примерно в 50 раз.

Вернемся к рассмотрению ВКИ с деполяризатором Лио (рис. 1б). Запишем вид матриц Джонса элементов ВКИ:

$$1) |K| = \begin{vmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \text{- матрица Джонса ОВС контура для линейного}$$

двулучепреломления $\delta = \beta_2 L$. Заметим здесь, что δ для собственных эллиптических мод изотропного ОВС несколько отличается от вводимого здесь δ для модели "квазиосей" линейного двулучепреломления. Однако в [4] показано, что если $L \gg l_{\text{деп2}}$, то в конечных выражениях для I и φ величина δ не входит. Если же $L \leq l_{\text{деп2}}$, то I и φ сильно зависят

Остановимся подробнее на последнем явлении. В [4, 5] показано, что величина интенсивности интерференционного сигнала в схеме ВКИ без деполяризатора определяется следующим выражением (здесь и далее опускается множитель $1/4$, связанный с наличием двух 50-процентных делителей в схеме ВКИ):

$$I = \frac{1 + S_1}{4} [\cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2)]. \quad (4)$$

В случае контура из анизотропного ВКИ оси α_1 и α_2 четко выражены и определяют величину I , при правильной их ориентации $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 0$ величина I максимальна. В случае контура из изотропного волокна вопрос несколько сложнее. В [5] показано, что наличие h -параметра в ОВС приводит к тому, что собственные моды становятся эллиптическими, причем степень эллиптичности определяется произведением hl (где l - длина волокна) и разностью фаз γ между компонентами E_x и E_y собственных векторов Джонса таких мод, которая, вообще говоря, случайна и определяется в данный момент времени суммарной фазой рассеянного на различных неоднородностях по длине волокна излучения, перекачавшегося из одной (возбужденной) моды в другой (невозбужденной). Если за некоторое время температура ОВС меняется так, что $\beta l \gg 1$, где $\beta = 2\pi \Delta n/\lambda$ - двулучепреломление ОВС, то изменение $\gamma - \Delta\gamma \gg 2\pi$. При этом собственные моды ОВС становятся последовательно: правоэллиптическими, линейно поляризованными, левоэллиптическими и т. д., а азимут их наибольшей оси меняется вокруг среднего значения. В случае анизотропного ОВС $hl \ll 1$ и эллиптичность этих мод не более $10^{-2} - 10^{-4}$, а изменения азимута так не превышают $10^{-2} - 10^{-4}$, и при расчетах эти моды можно считать практически линейно поляризованными. В случае же изотропного волокна условие $hl \ll 1$ не выполняется и эллиптичность собственных мод ОВС может быть велика, в принципе, они могут быть и круговыми. Проводить расчеты для ОВС с собственными сильноэллиптическими модами, эллиптичность и азимут которых сильно меняются во времени из-за изменения температуры, очень сложно. Можно, однако, прибегнуть к следующему приему: известно, что если на фазовую пластинку с эллиптическим двулучепреломлением подавать линейно поляризованное излучение, то всегда найдется два взаимно ортогональных входных азимута α_1 и $\alpha_1 + \pi/2$, когда на выходе этой пластиинки будет так же линейно поляризованное излучение, правда, с другим азимутом α_2 и $\alpha_2 + \pi/2$. Значения α_1 и α_2 будут сложным образом меняться при изменении температуры ОВС, поскольку они зависят как от суммарной фазы γ "перекачавшегося" из одной собственной эллиптической моды в другую излучения и от толщины фазовой пластиинки (в нашем случае волокна) $\delta = \beta l$, а γ и δ зависят от температуры. Назовем α_1 и α_2 "мгновенными квазиосиями" взаимно ортогональных линейно поляризованных мод в изотропном ОВС. В строгом смысле α_1 и α_2 не являются собственными осями ОВС, поскольку они, во-первых, нестабильны во времени, во-вторых, вообще говоря, $\alpha_1 \neq \alpha_2$, а для собственных осей "неперекрученного" волокна $\alpha_1 = \alpha_2$. Для нас, однако, это приближение допустимо; важно, что при достаточном изменении температуры α_1 и α_2 пробегают случайным образом интервал $\Delta\alpha_{1,2} \gg 2\pi$. Таким образом, величина I в выражении (4) может принимать значения от единицы до нуля, что означает 100-процентные фединги полезного сигнала.

от температурных изменений, которые приводят к изменениям δ , и такой ВКИ не имеет практической ценности.

2) $|\Pi| = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon \end{vmatrix}$ - матрица Джонса поляризатора (ϵ - коэффициент экстинкции по амплитуде).

3) $|D| = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} e^{3i\Delta} + e^{-i\Delta} & e^{2i\Delta} - 1 \\ e^{3i\Delta} - e^{-i\Delta} & e^{2i\Delta} + 1 \end{vmatrix}$ - матрица Джонса деполяризатора

Лио, состоящего из двух отрезков анизотропного ОВС длиной l и $2l$, сваренных между собой под углом 45° , $\Delta = \beta_1 l$, причем $l > l_{\text{деп}}$, на отрезке l излучение должно сильно деполяризоваться. Для того чтобы внутри контура ВКИ не восстановилась поляризация, необходимо выполнить условие $\Delta > \delta$. Практически вполне достаточно $\Delta = 2\delta$.

4) $|T(\alpha)| = \begin{vmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix}$ - матрица поворота одного из концов

волокна на угол α . Поворот деполяризатора Лио на угол θ без потери общности будем считать одинаковым для обоих его концов. Действительно, если выходной конец деполяризатора развернут относительно входного на угол $\Delta\theta$, то это эквивалентно тому, что вместо углов α_1 и α_2 на входе контура будут некоторые другие $\alpha_1 + \Delta\theta$ и $\alpha_2 + \Delta\theta$. Поскольку начальное значение α_1 и α_2 нам неизвестно, а сами эти углы сильно меняются во времени, то прибавление к ним $\Delta\theta$ ничего не меняет.

5) $|\lambda/2| = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$ - матрица полуволновой пластиинки. В [5]

показано, что введение этой матрицы отражает тот факт, что волокно контура изогнуто (рис. 1а) и если на одном его конце собственные "квазисоси" образуют правую систему координат, то на другом (изогнутом) конце - левую. Поэтому угол α_1 отсчитывается против часовой стрелки, а угол α_2 - по часовой стрелке.

Запишем выражения для векторов Джонса электрических полей встречных волн на выходе ВКИ, бегущих против часовой стрелки "+" и по часовой стрелке "-" в декартовой системе координат, связанной с осью пропускания поляризатора:

$$\begin{vmatrix} E_x^+ \\ E_y^+ \end{vmatrix} = |\Pi| \cdot |T(-\theta)| \cdot |D|^- \cdot |T(\theta)| \cdot |\lambda/2| \cdot |T(-\alpha_2)| \cdot |K|^+ \cdot |T(\alpha_1)| \times \\ \times |T(-\theta)| \cdot |D|^+ \cdot |T(\theta)| \cdot |\Pi| \cdot \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix}; \quad (5)$$

$$\begin{vmatrix} E_x^- \\ E_y^- \end{vmatrix} = |\Pi| \cdot |T(-\theta)| \cdot |D|^- \cdot |T(\theta)| \cdot |T(-\alpha_1)| \cdot |K|^- \cdot |T(\alpha_2)| \times \\ \times |\lambda/2| \cdot |T(-\theta)| \cdot |D|^+ \cdot |T(\theta)| \cdot |\Pi| \cdot \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix}, \quad (6)$$

где $\begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_x \\ A_y e^{i\psi} \end{vmatrix}$ - вектор Джонса излучения источника света,

$|K|^+ = |K|$, $|D|^+ = |D|$; $|K|^-$, $|D|^-$ связаны с $|K|^+$ и $|D|^+$ соответственно соотношениями $K_{1j}^+ = K_{j1}^-$, $D_{1j}^+ = D_{j1}^-$ вследствие теоремы взаимности [13]. Матрицы остальных элементов диагональны и при транспонировании не меняются.

Отметим, что в рассматриваемой модели ВКИ мы опускаем два отрезка изотропного ОВС длиной 0,5 - 1 м между поляризатором и деполяризатором и деполяризатором-делителем на входе контура. Расчет показывает, что в общем случае они могут повлиять на работу деполяризатора, несколько ухудшая его свойства. Однако если в системе координат, связанной с поляризатором, матрицы Джонса этих отрезков имеют диагональный вид, т. е. оси их двулучепреломления совпадают с осями поляризатора, они практически не влияют на схему ВКИ с деполяризатором. Поскольку изотропное ОВС всегда имеет некоторое двулучепреломление ($\Delta n \approx 10^{-6}$), а оси его ориентированы случайно, то можно рекомендовать после сварки с деполяризатором каждый из этих отрезков изотропного ОВС при сборке ВКИ свернуть в кольцо диаметром 2 - 3 см, а плоскости колец сориентировать параллельно или перпендикулярно плоскости поляризатора. При этом оси наведенного из-за скрутки двулучепреломления ($\Delta n = 3 \cdot 10^{-5}$) совпадут с осями поляризатора и влияния на работу ВКИ не будет. Запишем выражения для интенсивности $I = \operatorname{Re} E_x^+ E_x^-$ и для фазы $\varphi =$

$= \arctg \left(\frac{\operatorname{Im} E_x^+ E_x^-}{\operatorname{Re} E_x^+ E_x^-} \right)$. (В выражении $\operatorname{Re} E_x^+ E_x^-$ пренебрегаем членами порядка ϵ , ϵ^2 , в выражении $\operatorname{Im} E_x^+ E_x^-$ оставляем члены порядка ϵ , пренебрегая членами $\sim \epsilon^2$.) Кроме того, в этих выражениях учитываются только те взаимные произведения слагаемых E_x^+ и E_x^- , которые между собой когерентны, т. е. прошли равные оптические пути во встречных волнах, поскольку лишь они создают интерференционную картину. У этих слагаемых должны быть равные набеги фаз $N\Delta + k\delta$, где $N = 0, 1, \dots, 6$, $k = 0, 1$. Произведением $E_y^+ E_y^-$ пренебрегаем, поскольку все его члены пропорциональны $\epsilon^2, \epsilon^3, \epsilon^4$.

Перейдем также от вектора Джонса к нормированному вектору Стокса: $S_1 = (A_x^2 - A_y^2)/(A_x^2 + A_y^2)$; $S_2 = 2A_x A_y \cos\psi/(A_x^2 + A_y^2)$; $S_3 = 2A_x A_y \sin\psi/(A_x^2 + A_y^2)$. (Для нормированного вектора Джонса $A_x^2 + A_y^2 = 1$.) Выражение для I имеет довольно сложный вид:

$$I = \frac{1+S_1}{8} \left\{ (1 + 3/2 \sin^2 2\theta - 3/2 \sin^4 2\theta + 1/2 \sin^3 2\theta \cos 2\theta) + \right. \\ \left. + (1 + 1/2 \sin^2 2\theta) \cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) + \right. \\ \left. + (1 - 7/2 \sin^2 2\theta + 3 \sin^4 2\theta - 3/2 \sin^3 2\theta \cos 2\theta) \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2) + \right. \\ \left. + \dots \right\} \quad (7)$$

$$+ [1/2 \sin 2\theta (3 \cos^6 \theta - 3 \sin^6 \theta - \cos 2\theta) + 1/2 \sin^2 2\theta - \\ - \sin^4 2\theta - 9/8 \sin^3 2\theta \cos 2\theta] \sin 2(\alpha_1 - \alpha_2) \}.$$

На рис. 2 приводятся зависимости максимального и минимального уровня I для случая $S_1 = 1$ от угла ориентации деполяризатора Лио θ относительно оси поляризатора при условии, что α_1 и α_2 могут принимать произвольные значения. Как было указано выше, угол θ практически не фиксируется при сваривании деполяризатора Лио с выходящим из волоконного поляризатора отрезком изотропного ОВС длиной 0,5 - 1 м (более коротким его нельзя делать из-за технологических соображений). Следовательно, фэдинги величины I составят в лучшем случае 2,5 раза (если θ лежит в интервале $18 - 24^\circ, 66 - 72^\circ$), в худшем - 5 раз (если θ лежит в интервале $42 - 48^\circ$). Это удовлетворяет требованиям работы системы обработки [12], которая, как было сказано выше, допускает изменения I в 10 - 20 раз.

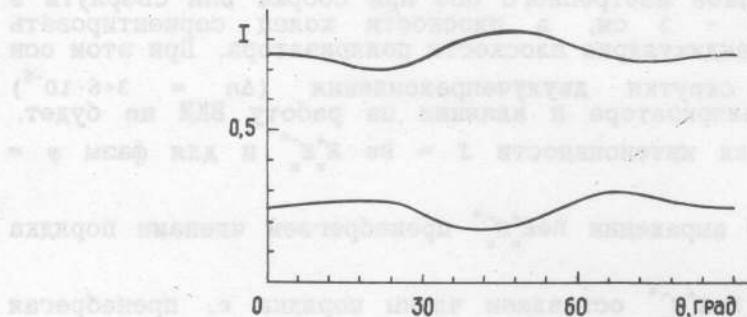


Рис. 2.

Рассмотрим величину $\text{Im} E_x^+ E_x^-$. Можно показать, что она пропорциональна произведению $\epsilon A_x A_y \sin \psi$. В то же время, в выражениях для $E_x^+ E_x^-$ фазовые набеги для членов, пропорциональных A_x , составляют 0; δ ; Δ ; $\Delta + \delta$; 2Δ ; $2\Delta + \delta$; 4Δ ; $4\Delta + \delta$; 5Δ ; $5\Delta + \delta$; 6Δ ; $6\Delta + \delta$, а для членов, пропорциональных A_y , соответственно, 3Δ ; $3\Delta + \delta$. Следовательно, интерференция между ними невозможна и формально $\text{Im} E_x^+ E_x^- = 0$. Напомним здесь, что минимальная степень поляризации на выходе деполяризатора не может быть равной нулю, а определяется соотношением (3). Этой же малой величиной $\sqrt{2/\pi} \sqrt{h_1 I_{\text{деп}}}$ определяется и взаимная когерентность слагаемых с различными фазовыми задержками. Следовательно, максимальные отклонения φ от нулевого значения за достаточно большой промежуток времени, когда "квазисоси" примут различные значения, будут определяться величиной ϵS_3 . Учтем также, что, как показано в [5], при наличии h -параметра не только S_3 , но и S_2 может давать вклад в фазовый сдвиг (модель "квазисосей" линейного

двулучепреломления этого не учитывает, для вычисления вклада S_2 необходимо считать собственные моды ОВС эллиптическими), и $\varphi \sim \sqrt{S_3^2 + S_2^2}$. В знаменателе выражения для φ стоит величина I , минимальное значение которой и определит максимальные значения φ . Из (7) следует, что $I_{\min} = (1 + S_1)/12$ (при $\theta = 42^\circ$). Отсюда следует

$$|\Delta\varphi_{\max}| \leq \frac{6 \varepsilon \sqrt{S_3^2 + S_2^2} \sqrt{h_1 l_{\text{деп}}}}{(1 + S_1)} . \quad (8)$$

Оценим теперь сдвиг нуля в ВКИ со следующими параметрами: ОВС деполяризатора $\Delta n_1 = 3 \cdot 10^{-4}$ и $h_1 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, ОВС контура $\Delta n_2 = 10^{-6}$,

$h_2 = 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, длина контура $L = 500 \text{ м}$, диаметр намотки - 20 см,

поляризатор - $\varepsilon = 10^{-2}$, источник излучения: а) полупроводниковый лазер с $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$ и $\Delta\lambda = 3 \text{ нм}$, $S_1 = 0,97$, $S_2 = 0,1$, $S_3 = 0,2$ (величина S_2 определяется точностью ориентации лазера относительно поляризатора); б) суперлюминесцентный диод с $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda = 10 \text{ нм}$, $S_1 = S_2 = S_3 = 0,1$. Длина деполяризации в контуре $l_{\text{деп}_2}$ составит с лазером 200 м, с суперлюминесцентным диодом - 60 м, что соответствует условию $L > l_{\text{деп}_2}$. Длина деполяризации в деполяризаторе

$l_{\text{деп}_1}$ составит 70 и 20 см соответственно. Следовательно, для ВКИ с лазером длину отрезков деполяризатора Лио l_d и $2l_d$ вполне достаточно выбрать 1 и 2 м, для суперлюминесцентного диода соответственно ($l_d > l_{\text{деп}_1}$) 40 и 80 см. При выборе длины деполяризатора для схемы ВКИ, как было отмечено выше, необходимо выполнить условие $\Delta \geq 28$ или $l_d \Delta n_1 \geq 2L \Delta n_2$. Отсюда вытекает $l_d \geq 3 \text{ м}$ для любого из двух предлагаемых источников излучения. Таким образом, общая длина деполяризатора Лио должна составлять не менее 9 м. В случае использования полупроводникового лазера в схеме ВКИ необходимо учитывать то обстоятельство, что из-за дискретности его спектра излучения, кроме нулевого максимума интерференции (при нулевой разности оптического пути во встречных волнах в ВКИ), ширина которого обратно пропорциональна огибающей всего спектра $\Delta\lambda$, существует еще до 10 - 20 максимумов, повторяющихся через $2 \pm 0,3 \text{ мм}$ (в зависимости от размеров резонатора лазера) при изменении разности хода во встречных волнах. Поскольку при двойном обходе деполяризатора Лио могут возникать разности фаз до 6Δ , то необходимо выполнить условие $6l_d \Delta n_1 < 2 \text{ мм}$. В нашем случае это составляет $l_d < 1,1 \text{ м}$.

Однако, как было показано выше, l_d должно быть более 3 м, для того чтобы в контуре ВКИ случайно не восстановилась поляризация. Это затрудняет использование полупроводниковых лазеров в ВКИ с деполяризатором Лио и длиной контура более 100 - 200 м. Однако в настоящее время существуют методы эффективного подавления максимумов интерференции ненулевого порядка при помощи модуляции тока накачки полупроводникового лазера, что позволяет использовать эти лазеры в ВКИ с деполяризатором Лио и длинным контуром. При использовании суперлюминесцентного диода подобного рода проблем не существует.

Оценивая по формуле (8) $\Delta\phi_{\max}$, получим $\Delta\Omega = \pm 2,5 \pm 3$ град/ч для случая полупроводникового лазера и $1,4$ град/ч для суперлюминесцентного диода. В случае отсутствия деполяризатора в схеме ВКИ (см. формулу (1), при произвольных α_1, α_2) $\Delta\Omega$ составит при тех же параметрах поляризатора и контура не менее 100 град/ч независимо от типа источника излучения. В частности, в моменты, когда интенсивность сигнала на выходе такого ВКИ очень мала, $\Delta\Omega$ может составить $10^3 - 10^4$ град/ч. Таким образом, деполяризатор Лио в схеме ВКИ не только уменьшает фединги интенсивности интерференционного сигнала, но и уменьшает дрейф нуля как минимум в 50 - 100 раз.

Проведем теперь сравнение деполяризатора Лио и более простого в изготовлении деполяризатора, состоящего из одного отрезка анизитропного ОВС, причем расположение его в схеме ВКИ остается тем же - между поляризатором и контуром. Можно показать, что в этом случае условие $\text{Im } E_x^+ E_x^- \approx \varepsilon \sqrt{S_3^2 + S_2^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{h_1 I_{\text{деп1}}}$ выполняется при $\theta = 0$, но при этом простой поляризатор не оказывает влияния на фединги величины I , которая может уменьшаться до 0. В случае же $\theta = 45^\circ$, напротив, деполяризатор нисколько не уменьшает величину $\text{Im } E_x^+ E_x^-$, которая будет составлять $\varepsilon \sqrt{S_3^2 + S_2^2}$, но зато хорошо стабилизирует фединги величины I : $I = \frac{1 + S_1}{8} [1 + \cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) + \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2)]$, т. е. при заданном S_1 , I будет меняться в три раза. Таким образом, для простого деполяризатора требование к углу его ориентации θ относительно деполяризатора оказывается противоречивым. В этой ситуации, поскольку полное пропадание интерференционного сигнала на выходе ВКИ недопустимо, нужно выбрать $\theta = 45^\circ$, жертвуя возможным уменьшением сдвига нуля в ВКИ. Таким образом, преимущество деполяризатора Лио перед простым деполяризатором заключается в том, что он может одновременно уменьшать и сдвиг нуля в ВКИ и не допустить полного пропадания сигнала на выходе ВКИ. К преимуществам простого деполяризатора следует отнести то, что создаваемый при двойном его обходе максимальный сдвиг фазы 2Δ позволяет легко выполнить условие непопадания на максимумы интерференции ненулевого порядка при использовании полупроводникового лазера в схеме ВКИ. Для ВКИ с обсуждавшимися выше параметрами $I_d \leq 3,3$ м, что согласуется с условием $I_d \geq 3$ ($\Delta \geq 28$). Таким образом, в ВКИ с простым деполяризатором не требуется модуляция тока накачки полупроводникового лазера с целью подавления высших максимумов интерференции. Следует отметить, что ориентация простого деполяризатора под углом 45° к поляризатору при сварке его с выходящим из последнего отрезком изотропного ОВС является, как это отмечалось выше, сложной задачей.

В заключение автор выражает благодарность И. А. Андроновой за постановку задачи и обсуждение результатов работы, В. Н. Листвину за полезные обсуждения и сообщение о возможности создания многоэлементных деполяризаторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lyot B. Annales de l'observatoire d'astronomie de Paris (Mendon) V. VIII. P.102, 1929.
2. Billings B.H.//J.Opt.Soc.Amer. 1951. V. 41. P.966.
3. Böhm K., Peterman K., Weidel E.//J.Lightwave Techn. 1983. V. VLT-1. N 7. P. 71.
4. Козел С.М., Листвин В.Н. и др.// Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 6. С. 1295.
5. Малыкин Г.Б.//Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 7. С. 817.
6. Задогин А.М., Козел С.Н., Листвин В.Н.//Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 2. С. 243.
7. Burns W.K., Moeller R.P.//Opt.Lett. 1983. V. 8. N 3. P. 195.
8. Moeller R.P., Burns W.K.//Electr. Lett. 1983. V. 19. N 5. P. 187.
9. Jones J., Parker J.W.//Electr. Lett. 1986. V. 22. N 1. P. 54.
10. Fredricks R.J., Ulrich R.//Electr. Lett. 1984. V. 20. N 8. P. 330.
11. Böhm K., Marten P. et al.//Electr. Lett. 1981. V. 17. N 10. P. 352.
12. Kim B.Y., Shaw H.J.//Opt. Lett. 1984. V. 9. N 9. P. 263.
13. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. -М.: Гостехиздат, 1957.

Институт прикладной физики
АН России

Поступила в редакцию
25 декабря 1990 г.

ZERO DRIFT IN A FIBER RING INTERFEROMETER WITH LIO DEPOLARIZER AND ISOTROPIC FIBER CIRCUIT

G.B. Malykin

The effect of Lio depolarizer on zero drift and the value of a useful signal is considered for the case when it is put between a polarizer and a circuit of a fiber ring interferometer (FRI). It is shown that in FRI with the circuit made of isotropic single-mode fiber (SMF) without depolarizer, the zero drift can be essential and a useful signal can disappear at the output. It is also shown that the zero drift in FRI with depolarizer is not constant and is of a drift-like character depending on temperature variation. The value of the zero drift depends on h -parameter and birefringence of a SMF depolarizer, the spectrum width and polarization characteristics, radiation source and the extinction coefficient of the polarizer. It is shown that the value of a useful signal at the output of such a FRI will change not more than five-fold. Numerical simulation is performed.