

УДК 535.417

О СЕЛЕКЦИИ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ВОЛОКОННОМ КОЛЬЦЕВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Козел С. М., Колесов Ю. И., Листвин В. Н., Шаталин С. В.

Рассмотрено влияние параметров поляризатора и волокна на сдвиг нуля интерференционной картины в оптическом кольцевом интерферометре для частично поляризованного излучения. Показано, что сдвиг нуля пропорционален произведению двух малых величин — степени поляризации источника излучения и минимального коэффициента пропускания поляризатора.

Зависимость сдвига нуля интерференционной картины в волоконном кольцевом интерферометре (ВКИ) от наведенного в волокне двулучепреломления в значительной степени определяет его долговременную стабильность [1, 2]. Этот сдвиг нуля можно в принципе устранить, если в ВКИ с помощью пространственного фильтра и поляризатора выделить одну моду излучения, или если в сочетании с пространственным фильтром использовать полностью деполяризованный источник излучения [3, 4].

Несовершенства поляризатора и депполяризатора приводят к появлению сдвига нуля в ВКИ порядка величины амплитудного коэффициента пропускания поляризатора вдоль его оси гашения [5] или соответственно степени поляризации источника излучения [4]. В настоящее время долговременная стабильность ВКИ достигается за счет применения высококачественных поляризационных элементов — волоконного поляризатора с пропусканием вдоль оси гашения порядка 90 дБ [1] или волокна, сохраняющего состояние поляризации света и обладающего малыми потерями [2].

В нашей работе показано, что в ВКИ с поляризатором на входе депполяризованная часть излучения не дает вклада в сдвиг нуля, а вклад, обусловленный поляризованной компонентой, может быть значительно уменьшен за счет селекции состояния поляризации, поэтому требования к качеству поляризатора могут быть снижены, если в ВКИ с поляризатором на входе применить частично поляризованный источник излучения. Кроме того, показано, что необходимую для практических приложений степень селекции состояния поляризации можно получить при последовательной установке нескольких поляризаторов, разделенных пространственными фильтрами.

Рассмотрим представленную на рисунке схему ВКИ, вход и выход которого совмещены, так что пространственный фильтр и поляризатор выделяют одну и ту же моду для прямой и обратной волны (взаимная схема ВКИ) [3]. Коэффициент пропускания ВКИ определяется через матрицу Джонса ВКИ \hat{C} и матрицу когерентности источника излучения \hat{J} с помощью выражения

$$\tau = \frac{\langle \text{Sp} \hat{C} \hat{J} \hat{C}^+ \rangle}{\langle \text{Sp} \hat{J} \rangle}, \quad (1)$$

где скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по спектру излучения, а знак «+» — эрмитово сопряжение.

В линейном базисе в отсутствие магнитного поля матрицы Джонса каждого отдельного элемента интерферометра \hat{B} , для прямой и обратной волны связаны операцией транспонирования [3]. Матрицы, описывающие действие всех эле-

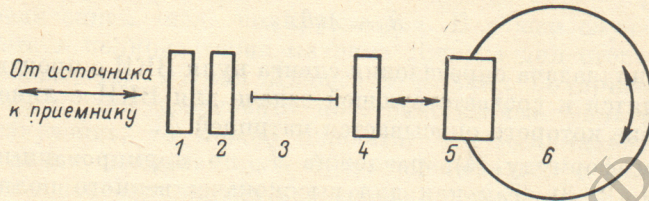
ментов ВКИ на прямую волну \hat{U} и соответственно на обратную волну \hat{U}_- , выраженные через матрицы отдельных элементов ВКИ и матрицу \hat{F} поляризатора на входе ВКИ, имеют вид

$$U = \hat{F}^T \left(\prod_{i=1}^N \hat{B}_i \right) \hat{F} \equiv \hat{F}^T \hat{B} \hat{F}, \quad U_- = \hat{F}^T \left(\prod_{i=N}^1 \hat{B}_i^T \right) \hat{F} \equiv \hat{F}^T \hat{B}^T \hat{F}. \quad (2)$$

Таким образом, матрицы \hat{U} и \hat{U}_- также связаны между собой операцией транспонирования, поэтому для определения матрицы \hat{C} достаточно найти матрицу для прямой волны \hat{U} . При этом

$$\hat{C} = \hat{U} \exp(i\varphi/2) + \hat{U}^T \exp(-i\varphi/2), \quad (3)$$

где φ — фазовый сдвиг, обусловленный эффектом Саньяка.



Взаимная схема ВКИ.

1 — деполяризатор, 2, 4 — поляризаторы, 3 — пространственный фильтр, 5 — смеситель, 6 — волоконный контур.

Если матрица \hat{U} симметрическая или антисимметрическая, то соответственно $\hat{C} = 2\hat{U} \cos(\varphi/2)$ или $\hat{C} = 2i\hat{U} \sin(\varphi/2)$, следовательно, поляризационные характеристики элементов ВКИ не влияют на положение нуля интерференционной картины. В общем случае сдвиг нуля зависит не только от вида матрицы \hat{U} , но и от состояния поляризации источника излучения.

Сдвиг нуля ВКИ φ_0 найдем из условия $(d\tau/d\varphi)_{\varphi=0} = 0$. Считая φ_0 малой величиной, из (1)–(3) получаем

$$\varphi_0 \approx \frac{\langle \text{Sp} [i(\hat{U}_c^+ \hat{U}_A - \hat{U}_V^+ \hat{U}_c')] \rangle}{\langle \text{Sp} [(\hat{U}_c^+ \hat{U}_c - \hat{U}_A^+ \hat{U}_A) J] \rangle}, \quad (4)$$

где \hat{U}_c — симметрическая, \hat{U}_A — антисимметрическая части матрицы U .

Так как след произведения симметрической и антисимметрической матриц второго порядка равен нулю, то из (4) следует, что для полностью деполяризованного излучения $\varphi_0 = 0$, т. е. фазовые набеги встречных волн на выходе ВКИ одинаковы независимо от параметров анизотропии его элементов. Невзаимный фазовый сдвиг появляется только при наличии поляризованной компоненты в излучении, но ее вклад может быть уменьшен с помощью поляризатора.

Рассмотрим влияние поляризатора на величину сдвига нуля ВКИ. Как следует из соотношения (2), матрица поляризатора \hat{F} совершает преобразование конгруэнтности матрицы интерферометра \hat{B} . Это преобразование, как известно, сохраняет свойства симметрии матриц. Кроме того, как легко показать, для антисимметрических матриц второго порядка

$$\hat{U}_A^* = \hat{F}^T \hat{B}_A \hat{F} = (\det \hat{F}) \hat{B}_A. \quad (5)$$

Таким образом, идеальный поляризатор, характеризуемый вырожденной матрицей \hat{F} ($\det \hat{F} = 0$), симметризует матрицу \hat{U} и тем самым устраняет сдвиг нуля.

Проведем оценку величины φ_0 в случае поляризатора с $\det \hat{F} \neq 0$. Тогда \hat{F} — невырожденная матрица и ее можно представить в виде

$$\hat{F} = \hat{A}_2 \hat{\Lambda} \hat{A}_1, \quad (6)$$

где A_1 и A_2 — унитарные матрицы, Λ — диагональная матрица с матричными элементами

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} [(\text{Sp } \hat{F} \hat{F}^+ + 2 \det \hat{F})^{1/2} \pm (\text{Sp } \hat{F} \hat{F}^+ - 2 \det \hat{F})^{1/2}]. \quad (7)$$

В соответствии с (6) произвольный поляризатор эквивалентен линейному поляризатору с максимальным λ_1 и минимальным λ_2 пропусканием, помещенному между двумя различными эллиптическими фазовыми пластинками. Действие первой пластинки, описываемой матрицей A_1 , приводит к изменению входного состояния излучения и его можно учесть, введя новую матрицу когерентности

$$J_0 = A_1 \hat{J} A_1^+. \quad (8)$$

Действие второй фазовой пластинки можно учесть, введя с помощью преобразования конгруэнтности новую матрицу ВКИ для прямой волны

$$\hat{B}_0 = A_2 \hat{B} A_2. \quad (9)$$

Следовательно, задача определения сдвига нуля ВКИ с произвольным поляризатором сводится к соответствующей задаче для ВКИ с линейным поляризатором, действие которого описывается матрицей Λ .

Преобразуем формулу (4), разложив \hat{J}_0 по нормированным параметрам Стокса S_i ($i=1, 2, 3$). Так как для высококачественного поляризатора $\lambda_1 \approx (\text{Sp } \hat{F} \hat{F}^+)^{1/2} \approx 1$, а $\lambda_2 \approx \det \hat{F} \ll 1$, то знаменатель выражения (4) с точностью до членов второго порядка малости по $\det \hat{F}$ равен $\langle \tau_0 \rangle$ — пропусканию ВКИ при $\varphi=0$. В результате соответствующих преобразований получаем

$$\varphi_0 = \langle S_1 (\lambda_1 \lambda_2)^2 \text{Im} [(b_{12} + b_{21})^* (b_{12} - b_{21})] + S_2 (\lambda_1 \lambda_2) \text{Im} [(\lambda_1^2 b_{11} + \lambda_2^2 b_{22})^* (b_{12} - b_{21})] + S_3 (\lambda_1 \lambda_2) \text{Re} [(\lambda_1^2 b_{11} + \lambda_2^2 b_{22})^* (b_{12} - b_{21})] \rangle / \langle \tau_0 \rangle, \quad (10)$$

где b_{ij} — элементы матрицы \hat{B}_0 , * — знак комплексного сопряжения, Re и Im обозначают действительную и мнимую части. Из рассмотрения этой формулы следует, что в зависимости от состояния поляризации источника сдвиг нуля ВКИ может изменяться по величине от значения порядка $(\det \hat{F})^2$ до значения порядка $\det \hat{F}$.

Так как деполаризованная компонента излучения не дает вклада в сдвиг нуля ВКИ, будем в дальнейшем считать, что степень поляризации источника излучения мала, полагая, что на входе ВКИ перед поляризатором установлен деполаризатор. Так как состояние поляризации поляризованной компоненты обусловлено несовершенствами деполаризатора и может изменяться в процессе измерений неконтролируемым образом, то можно считать $S_1 = S_2 = S_3 = S$. В этом случае формула (10), если пренебречь в числителе членами, пропорциональными $(\det \hat{F})^2$, сведется к виду

$$|\varphi_0| \leq \frac{| \langle S b_{11}^* (b_{12} - b_{21}) \det \hat{F} \rangle |}{\langle \tau_0 \rangle}. \quad (11)$$

Усреднение по частоте может привести к заметному уменьшению сдвига нуля, если матричные элементы b_{ij} сильно зависят от частоты в полосе источника излучения. Известно [6], что отрезок волокна с большой дисперсией поляризованных мод (такие волокна хорошо сохраняют состояние поляризации) длиной ~ 40 см деполаризуют излучение суперлюминесцентного диода до уровня 10^{-3} . Это доказывает сильную зависимость элементов матрицы такого волокна от частоты и объясняет тот факт, что применение в ВКИ волокна, сохраняющего состояние поляризации, позволяет обеспечить необходимый уровень селекции состояния поляризации света с помощью обычного кристаллического поляризатора с $\lambda_2 = -50$ дБ [2].

В настоящее время минимальные потери излучения достигнуты в волокнах с малой межмодовой дисперсией. Такие волокна не сохраняют состояние поляризации излучения и практически не деполаризуют излучение источников, применяемых в ВКИ [2, 7]. В этом случае зависимостью b_{ij} от частоты можно

пренебречь. Вынося в формуле (11) b_{ij} из-под знака усреднения по частоте, получаем

$$|\varphi_0| \leq \frac{p |\langle \det \hat{F} \rangle| |b_{11}^* (b_{12} - b_{21})|}{\langle \tau_0 \rangle}, \quad (12)$$

где $p = \sqrt{3} \langle S \rangle$ — степень деполяризации источника излучения.

Отсюда следует, что сдвиг нуля ВКИ пропорционален произведению двух малых величин — степени поляризации источника излучения и минимального пропускания поляризатора, и поэтому применение деполяризатора на входе ВКИ снижает требования к качеству поляризатора. Кроме того, существенно, что сдвиг нуля пропорционален $\det \hat{F}$. Для нескольких поляризаторов, установленных последовательно, $\hat{F} = \prod_i \hat{F}_i$, а так как $\det (\prod_i \hat{F}_i) = \prod_i \det \hat{F}_i$, то, если поляризаторы установлены так, что максимальное пропускание всей стопки близко к единице, минимальное пропускание $\lambda_2 \approx \det \hat{F} = \prod_i \det \hat{F}_i$, быстро убывает с увеличением числа поляризаторов. В общем случае из-за эффекта рассеяния света в поляризаторах матрица Джонса для стопки поляризаторов не равна произведению матриц Джонса отдельных поляризаторов. Но если между поляризаторами установить пространственные фильтры и устранить рассеянное излучение, то можно ожидать, что минимальный коэффициент пропускания стопки поляризаторов будет уменьшаться с увеличением числа поляризаторов и позволит обеспечить уровень селекции поляризации, сравнимый с уровнем пространственной фильтрации, т. е. достаточный для наших целей.

Применение нескольких поляризаторов, разделенных пространственными фильтрами, в сочетании с деполяризованным источником излучения позволяет обеспечить необходимую для практических приложений величину сдвига нуля без использования высококачественных поляризационных элементов. Так, в частности, если в ВКИ применить систему стабилизации поляризации, обеспечивающую величину $b_{11}^* (b_{12} - b_{21}) / \tau_0 \approx 0.1$ [1], и деполяризатор [6] с $p \approx 10^{-3}$, то двух пленочных поляризаторов с $\lambda_2 \approx 10^{-2}$, установленных на входе и выходе пространственного фильтра, достаточно для получения сдвига нуля ВКИ на уровне 10^{-8} .

Литература

- [1] Berg R. A., Lefevre H. C., Shaw H. J. — Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 502—504.
- [2] Burns W. K., Moeller R. P., Villaruel C. A., Abebe M. — Opt. Lett., 1983, v. 8, p. 540—542.
- [3] Schiffner G., Leeb W. R., Krammer H., Wittman J. — Appl. Opt., 1979, v. 18, p. 2096—2097.
- [4] Pavlath G. A., Shaw H. J. — Appl. Opt., 1982, v. 21, p. 1752—1757.
- [5] Kintner E. C. — Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 154—156.
- [6] Moeller R. P., Burns W. K. — Electron. Lett., 1983, v. 19, p. 187—188.
- [7] Böhm K., Marten P., Petermann K., Weidel E., Ulrich R. — Electron. Lett., 1981, v. 17, p. 352—353.

Поступило в Редакцию 21 марта 1984 г.