

07

© 1992

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В МНОГОМОДОВОМ ВОЛОКНЕ

А.В. В о л я р, С.Н. Л а п а е в а

В оптике многомодовых волокон обычно используют либо теоретический подход в терминах лучевых траекторий локальных плоских волн, либо волноводное описание в терминах собственных мод, которые считаются равноправными [1, 2]. При этом полагается, что плоскость распространения меридиональной лучевой траектории остается устойчивой по всей длине волокна, не подверженного внешним воздействиям. Однако, как недавно показали авторы работы [3], меридиональная плоскость локальной плоской волны, поляризованной по кругу, совершает вращательное движение вокруг оптической оси волокна с квадратичным профилем показателя преломления.

В волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления имеется некоторая специфика эволюции поляризации света меридиональных и косых лучей, и поэтому вопрос устойчивости меридиональной плоскости не столь очевиден, как для градиентных волокон.

1. В настоящей работе сделана попытка описания устойчивости меридиональной траектории локальной плоской волны и сопряженных с этим явлением изменений состояний поляризации.

Рассмотрим многомодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления. В работе [3] вводится удельная скорость вращения \mathcal{X} ; поскольку в ступенчатом волокне имеет место изменение состояния поляризации при полных внутренних отражениях [4], есть основания ввести аналогичную характеристику через напряженности ортогонально поляризованных полей: $\mathcal{X}' = \mathcal{X} E_x^* E_y$ (x — означает комплексное сопряжение). Тогда ориентация меридиональной плоскости определится углом φ' ; $Re(\varphi') = Re(\varphi_0 + \mathcal{X}' E_x E_y)$. Любой матрице Джонса преобразования поляризации света [4] в волокне можно поставить в соответствие дифференциальные уравнения. Для удобства дальнейшего описания перейдем во вращающуюся систему отсчета (η ; ξ), в которой эволюционные уравнения связанных волн представляется в виде:

$$\frac{d}{dz} \vec{E} = \begin{pmatrix} i\alpha & -ibE_{\xi}^* E_{\eta} \\ ibE_{\eta}^* E_{\xi} & -i\alpha \end{pmatrix} \vec{E}, \quad (1)$$

где $E \begin{pmatrix} E_{\eta} \\ E_{\xi} \end{pmatrix}$, $\alpha = \delta_0/2$ — удельная разность фаз при отражениях;

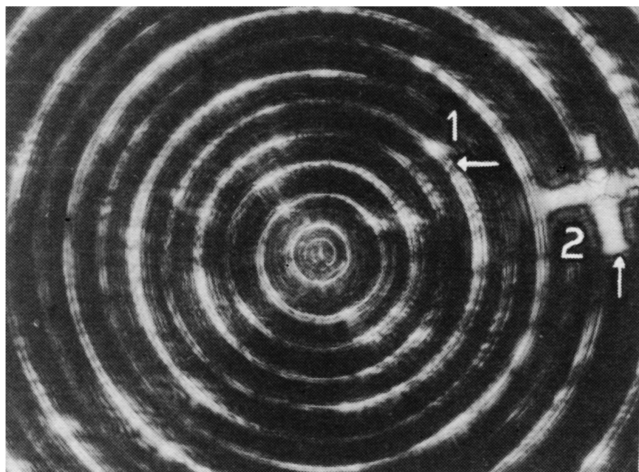


Рис. 1. Фотография угловых зон и смещение интерференционных максимумов при линейной поляризации (1 – интерференционный максимум, 2 – репер).

$\delta = \alpha x$. Для решения уравнений (1) перейдем к новым переменным, воспользовавшись стереографической проекцией:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_\eta E_\eta^* + E_\xi E_\xi^*, & S_1 &= E_\eta E_\eta^* - E_\xi E_\xi^*, \\ S_2 &= E_\eta^* E_\xi + E_\eta E_\xi^*, & S_3 &= i(E_\eta^* E_\xi - E_\eta E_\xi^*). \end{aligned} \quad (2)$$

В новых переменных уравнения (1) переписутся в виде:

$$\frac{d^2}{d\tau^2} S_2 + S_2 = 0, \quad \frac{d^2}{d\tau^2} S_3 + S_3 = 0, \quad (3)$$

где $\tau = (2\alpha - bS_1)z$ – безразмерная величина.

Уравнения (3) – уравнения для гармонического осциллятора. Таким образом, меридиональная плоскость линейно-поляризованной локальной волны расщепляется на две плоскости с начальными циркулярными поляризациями и различными направлениями колебаний

$$\varphi_0^{(+)} = x'(-\sin\tau + i\cos\tau) + \text{к.с.}, \quad \varphi_0^{(-)} = x'(\sin\tau - i\cos\tau) + \text{к.с.}$$

Кроме того, при колебаниях меридиональной плоскости вектор Стокса эволюционирует на сфере Паункаре [5] по главному меридиану и при встречных направлениях колебаний проходит через ряд ортогональных состояний поляризации, соответствующих заданному углу φ_α .

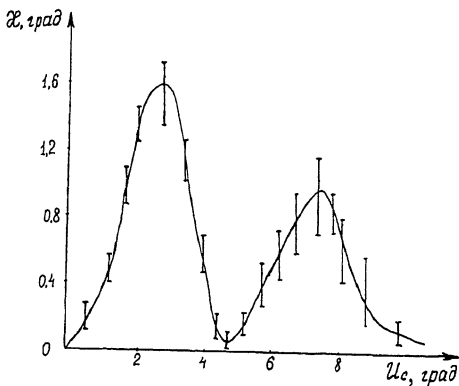


Рис. 2. Зависимость угла отклонения \mathcal{X} интерференционного максимума в угловой зоне от угла \mathcal{U}_c меридионального возбуждения световода.

Колебания меридиональной плоскости осуществляются между двумя ортогонально линейно-поляризованными состояниями. Это объясняет появление однородно поляризованных HE_{1m} мод при осесимметричном возбуждении на основе представления локальных волн, что ранее не было возможным [4].

2. Описанные явления наблюдались экспериментально. Гауссов пучок от He-Ne лазера ($\lambda = 0.63$ мкм) проходил электрооптический модулятор, изменяющий поляризацию света от линейной до циркулярной (степень эллиптичности $b/\alpha = (0; +1) \pm 0.02$) с частотой в диапазоне $f = 1-40$ Гц. Затем световой пучок соосно вводится в световод (длиной $d' = 8.2$ см и диаметром $D = 1.2$ мм, числовой апертурой $NA = 0.45$) посредством $20\times$ микрообъектива. В Фурье-плоскости длиннофокусной линзы на выходе волокна наблюдались ярко выраженные максимумы (рис. 1), соответствующие мнимым источникам для каждой угловой зоны [1]. При изменении состояния поляризации света максимумы смещались по дуге соответствующей зоны (для малых индексов) или расплывались (при больших индексах). На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость угла поворота \mathcal{X} мнимых источников от угла распространения \mathcal{U}_c локальной волны в световоде. Волнообразный характер кривой $\mathcal{X}(\mathcal{U}_c)$ соответствует колебаниям меридиональной плоскости с ростом оптического пути (или угла \mathcal{U}_c). Значение $\mathcal{X} = 1.6$ град в первом максимуме дает наибольшее отклонение меридиональной плоскости. Свет при максимальных отклонениях меридиональной плоскости был линейно поляризован. Уменьшение величины \mathcal{X} с ростом \mathcal{U}_c , по-видимому, связано с уширением интерференционного максимума и, как следствие, увеличением погрешности измерения этого угла. Установка поляризатора после модулятора прекращала смещение максимумов интенсивности. Это указывало на то, что

электрорефракционные процессы в кристалле не влияют на условия возбуждения световода. При слабом нарушении соосности наблюдалось резкое уменьшение величины \mathcal{X} . Так, при смещении $\frac{\Delta r}{r} \approx 0.05$; $\mathcal{X} = 7$ град. Это указывает на то, что и косые лучевые траектории слабо „прецессируют“. Однако амплитуда этой „прецессии“ мала.

На основе недавно опубликованной нашей работы [6] наблюдаемый эффект можно интерпретировать как обратный к проявлению геометрической фазы Берри в многомодовых волокнах. Когда статья находилась в печати, появились работы [7, 8], результаты которых в определенной мере соответствуют наблюдаемому нами эффекту. Мы хотели бы отметить некоторые расхождения между результатами названных работ: а) описание „оптического эффекта Магнуса“ осуществляется в терминах волноводной теории; б) величина поворота меридиональной плоскости в нашей работе выше почти на порядок величины. Описание процесса на основе скалярного волнового уравнения с векторными направлениями в первом приближении теории возмущений вполне соответствует лучевой теории локальных волн с учетом поляризации [2]. Расхождение экспериментальных данных этих работ по величине поворота \mathcal{X} связано с его осцилляцией в зависимости от индекса мод m , $\mathcal{Z} = 0; 1$ [2], или номером угловой зоны для данного интерференционного максимума (рис. 2).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В а й н б е р г В.Б., С а т т а р о в Д.К. Оптика световодов. Л.: Машиностроение, 1977. 319 с.
- [2] С н а й д е р А., Л а в Д. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 655 с.
- [3] З е л ь д о в и ч Б.Я., Л и б е р м а н В.С. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. В. 4. С. 493–494.
- [4] Б ы к о в А.М., В о л ь я р А.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. В. 5. С. 894–899.
- [5] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- [6] В о л ь я р А.В., К у х т а р е в Н.В., Л а п а е в а С.Н., Л е й ф е р П.Н. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 13. С. 1–5.
- [7] Д у г и н А.В., З е л ь д о в и ч Б.Я., К у н д и к о в а Н.Д., Л и б е р м а н В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. В. 4. С. 186–188.

8] Д у г и н А.В., З е л ь д о в и ч Б.Я., К у н д и к о в а Н.Д.,
Л и б е р м а н В.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 5(11).
С. 1474-1482.

Поступило в Редакцию
15 мая 1991 г. В окончательной редакции
15 апреля 1992 г.