

МНОГОЛУЧЕВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКНАХ

А.В.Воляр, С.Н.Лапаева

В работах [1,2] было обнаружено наличие не только продольной, но и поперечной компоненты смещения вектора Пойтинга электромагнитной волны при полных внутренних отражениях (ПВО) от плоской границы раздела сред. Теоретически найденное поперечное смещение оказалось порядка длины волны. С другой стороны, в работах [3,4] проведены исследования кручения меридиональной плоскости локальной волны (оптический эффект Магнуса) в цилиндрических многомодовых волокнах, при этом величина поперечного смещения оказалась на два-три порядка выше рассчитанного [2].

Целью данной работы явилась попытка выяснения причины несоответствия теоретических и экспериментальных результатов по поперечному смещению. Поскольку распределение поля на выходном торце является результатом многолучевой интерференции локальных волн, то оказывается естественным связать кручение меридиональной плоскости распространения волны и многолучевую поляризационную интерференцию.

Теоретически и экспериментально исследовалась многолучевая поляризационная интерференция в плоскости выходного торца многомодового цилиндрического и ленточного волокнах. При расчетах многолучевой интерференции мы основывались как на учете различий оптических путей локальных волн [5], так и на учете поляризационных поправок, возникающих при ПВО: изменение состояния поляризации волны [6], кручения меридиональной плоскости [3,4].

Рассмотрим цилиндрическое ступенчатое волокно, изменение состояния поляризации локальной волны для которого описывается матрицей Джонса [6]:

$$\hat{j} = \begin{pmatrix} A & (-B)^* \\ B & A^* \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$A = \cos \sigma + ic \frac{\sin \sigma}{\sigma}, \quad B = is \frac{\sin \sigma}{\sigma};$$

$$\sigma = \frac{\delta_i}{2}q, \quad c = \frac{\delta_i}{2}q \cos 2\alpha, \quad s = \frac{\delta_i}{2}q \sin 2\alpha;$$

α , u — азимутальный и радиальный углы соответственно; δ_i — скачок фаз при ПВО; $q = 0, 1, 2, 3, \dots$ — число ПВО локальной волны. Пусть состояние поляризации возбуждаемого поля описывается вектор-столбцом $\begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{B} \end{pmatrix}$, тогда вектор напряженности \mathbf{E} локальной волны на выходном торце волокна находится произведением этого вектор-столбца на матрицу (1). Для дальнейшего расчета интенсивности определялся вид вектор-столбцов локальных волн для линейного и кругового состояний поляризации возбуждающего поля. На основании элементов вектор-столбцов определялась амплитуда и фаза локальных волн как поляризационная поправка первого порядка к оптической длине пути. Интенсивность на выходном торце волокна можно представить как

$$I \sim \left(\sum_q E \right) \left(\sum_q E \right)^* \quad (2)$$

В выражении (2) суммирование по числу лучей заменено суммированием по числу отражений каждого из лучей. Адекватность такой замены индексов обоснована в работе [5]. Для расчета поляризационной поправки второго порядка учтено поперечное смещение волны при ПВО на основании формул работы [2]. Его величина для одного отражения при смене состояний поляризации с линейной до круговой составила $\delta_{\perp} = 0.2 \cdot 10^{-6}$ м, а среднее угловое смещение в круглом волокне составило $\varkappa = \delta_{\perp}/R = 0.2 \cdot 10^{-3}$ рад, где R — радиус кривизны отражающей поверхности. В результате поперечного смещения меридиональная плоскость приобретает форму непрямого геликоида, на котором лежит траектория локальной волны. Оптический путь локальной волны на геликоиде определяется как

$$L = 2qb \left[\frac{T}{2} \sqrt{c^2 + T^2} + \frac{c^2}{2} \ln \left(\frac{T + \sqrt{T^2 + C^2}}{c} \right) \right],$$

где

$$b = \varkappa \sin u, \quad a = \sin u + 1,$$

$$T = \frac{D}{2} \operatorname{ctg} u, \quad c = \frac{a}{b}, \quad (3)$$

D — диаметр сердцевины оптического волокна.

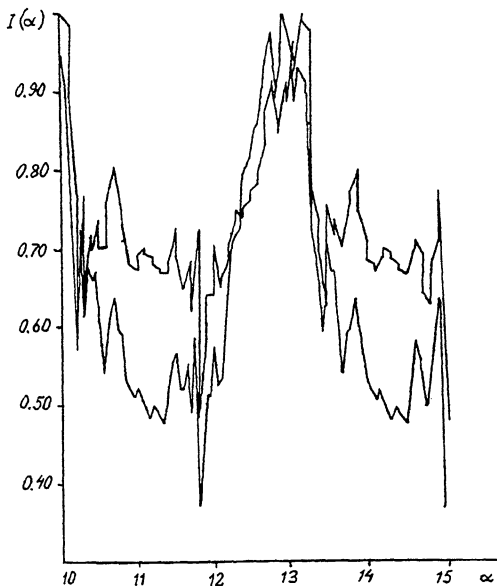


Рис. 1. Модельное распределение интенсивности ближнего поля I излучения многомодового волокна от азимутального угла α (кручение угла не учитывается).

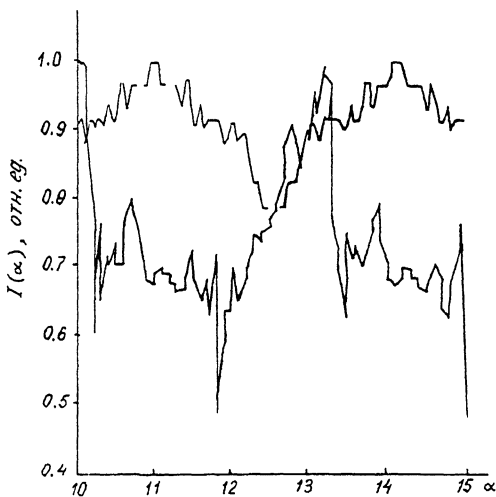


Рис. 2. Зависимость $I(\alpha)$ при учете оптического эффекта Магнуса.

На рис. 1, 2 представлено распределение кривых интенсивности поля на выходном торце волокна по азимутально-

му углу для линейного и кругового состояний поляризации возбуждаемого поля. Учет кручения меридиональной плоскости приводит к смещению интерференционного максимума на величину порядка 0.9 град. Теоретически полученный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работах [3,4].

Аналогично проведен расчет для ленточного волокна с радиусом кривизны $R \rightarrow \infty$, на основании которого величина смещения оказалась порядка длины волны. Для обнаружения такого смещения точность обычных оптических методов недостаточна. Экспериментально поперечное смещение в ленточных волокнах не было обнаружено.

Таким образом, ранее рассмотренный оптический эффект Магнуса в многомодовых волокнах проявляется не в чистом виде, а как результат многолучевой поляризационной интерференции локальных волн с учетом поляризационных поправок первого и второго порядка и непосредственно зависит от радиуса отражающей поверхности.

Авторы благодарны В.И.Мягкову и А.В.Захарову за помощь в аналитических и компьютерных расчетах.

Список литературы

- [1] Федоров Ф.И. // ДАН СССР. 1955. Т. 105. В. 3. С. 465-468.
- [2] Федоров Ф.И. // ЖПС. 1977. Т. 27. В. 4. С. 580-588.
- [3] Зельдович Б.Я., Дугин А.В. Кундикова Н.Д., Либерман В.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 5(11)7. С. 1474-1482.
- [4] Воляр А.В., Лапаева С.Н., Мягков В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8. С. 53-57.
- [5] Кучикян Л.М. Физическая оптика волоконных световодов. М.: Энергия, 1979. С. 78-89.
- [6] Воляр А.В., Быков А.М. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. В. 5. С. 894-899.

Симферопольский государственный
университет им.М.В.Фрунзе

Поступило в Редакцию
19 сентября 1993 г.