

ВРАЩЕНИЕ ВЕКТОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ В ГРАДИЕНТНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

© *Н.И.Петров*

Известно, что в неоднородной среде вектор поляризации поворачивается в процессе распространения луча света по траектории с кручением [1]. Такой поворот был обнаружен экспериментально в одномодовом волокне, скрученном на цилиндр [2], и интерпретирован в терминах геометрической фазы Берри [3]. В [4] поворот плоскости поляризации был обнаружен также в прямолинейном многомодовом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления.

В настоящей работе исследуется эволюция вектора поляризации в многомодовом изотропном градиентном световоде. Показано, что вращение вектора поляризации имеет неравномерный характер и зависит от осевого смещения и угла наклона падающего пучка к оси волновода.

Уравнение, описывающее распространение поляризованного излучения в неоднородной среде, имеет вид

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 n^2 \mathbf{E} + \vec{\nabla}(\mathbf{E} \vec{\nabla} \ln n^2) = 0, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\epsilon = n^2$ — диэлектрическая проницаемость среды.

Рассмотрим волновод с параболическим профилем показателя преломления

$$n^2(x, y) = n_0^2 - \omega^2(x^2 + y^2), \quad (2)$$

где ω — градиентный параметр, n_0 — показатель преломления на оси волновода, x и y — поперечные координаты волновода.

Как было показано в [5], уравнение (1) в параксиальном приближении может быть сведено к уравнению Шредингера для двухкомпонентной волновой функции.

В качестве функций, задающих пространственное распределение поля, рассмотрим когерентные состояния — гауссовы волновые пакеты:

$$|\alpha_1 \alpha_2\rangle = \left(\frac{k\omega}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{k\omega}{2}(x^2 + y^2) + \sqrt{2k\omega}(\alpha_1 x + \alpha_2 y) - \frac{1}{2}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2)\right\}, \quad (3)$$

где $\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{k\omega}x_0 + i\sqrt{\frac{k}{\omega}}p_{x0} \right)$, $\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{k\omega}y_0 + i\sqrt{\frac{k}{\omega}}p_{y0} \right)$ задают начальные координаты (x_0, y_0) центра тяжести пучка и углы наклона (p_{x0}, p_{y0}) к оси волновода.

Когерентные состояния (3) имеют минимально возможную ширину и дифракционную угловую расходимость при распространении в среде с квадратичным профилем показателя преломления. Центр тяжести таких волновых пакетов движется вдоль траектории геометрического луча, т. е. в соответствии с лучевой оптикой.

Поляризационные характеристики излучения в среде описываются матрицей когерентности [6]

$$J = \begin{pmatrix} \langle E_x^* E_x \rangle & \langle E_x^* E_y \rangle \\ \langle E_y^* E_x \rangle & \langle E_y^* E_y \rangle \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Эволюция матрицы когерентности определяется уравнением

$$-\frac{i}{k} \frac{dJ}{dz} = \hat{H}^+ J - J \hat{H}, \quad (5)$$

где \hat{H} — гамильтониан системы.

Элементы матрицы когерентности содержат информацию о поведении вектора поляризации. Так, поворот вектора поляризации линейно-поляризованного вдоль оси x луча, распространяющегося по спиралевидной траектории, определяется выражением

$$\langle \beta \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{J_{xy} + J_{yx}}{J_{xx} - J_{yy}} \approx \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{\omega x_0 p_{y0}}{2n_0^3} (2\omega z - \sin 2\omega z) \right]. \quad (6)$$

Выражение (6) получено с учетом членов второго порядка малости и справедливо для сагиттальных лучей с начальными координатами $x_0 \neq 0, y_0 = 0, p_{x0} = 0, p_{y0} \neq 0$.

На рис. 1 представлена зависимость угла поворота плоскости поляризации от расстояния в световоде с параметрами $\omega = 7 \cdot 10^{-3}$ мкм и $n_0 = 1.49$ для различных значений осевого смещения пучка. Видно, что угол поворота растет с расстоянием, причем на его линейный рост накладываются синусоидальные осцилляции.

Отметим, что полученное выражение справедливо лишь до расстояний $z \leq z_0$, где $z_0 = \frac{kn_0^3}{\omega^2 \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(k\omega x_0^2 + \frac{k}{\omega} p_{y0}^2 \right)}}$ определяется решением уравнения (5). Заметим, что угол поворота

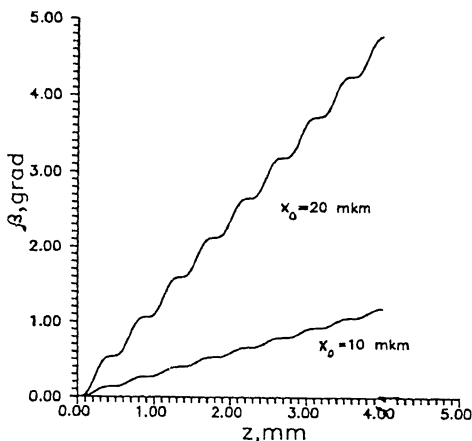


Рис. 1. Зависимость угла поворота вектора поляризации от длины световода при различных значениях осевого смещения луча x_0 .

растет линейно с расстоянием лишь при небольших значениях осевого смещения луча. Тогда выражение (6) принимает вид

$$\langle \beta \rangle \approx \frac{\omega x_0 p_{y0}}{4n_0^3} (2\omega z - \sin 2\omega z). \quad (7)$$

При $x_0 \geq \sqrt{\frac{2}{k\omega}}$ (величина $\sqrt{\frac{2}{k\omega}}$ задает ширину основной моды волновода) рост угла поворота с расстоянием замедляется. Однако при больших значениях осевого смещения необходимо учитывать также эффекты, обусловленные непараксиальностью распространения лучей.

Скорость вращения вектора поляризации определяется выражением

$$\nu = \frac{d\langle \beta \rangle}{dz} \approx \frac{\omega^2 x_0 p_{y0}}{2n_0^3} (1 - \cos 2\omega z). \quad (8)$$

Таким образом, вращение вектора поляризации имеет нерегулярный характер. В точках, где вектор поляризации параллелен к главной нормали, скорость вращения равна нулю.

Отметим, что рытовское вращение, или фаза Берри [3], имеет чисто геометрическое происхождение и не зависит от длины волны излучения. Однако дисперсия фазы Берри имеет волновую природу и исчезает при $\lambda \rightarrow 0$. Так, дисперсия фазы Берри при $\beta \ll 1$ равна

$$(\delta\beta)^2 = \langle \beta^2 \rangle - \langle \beta \rangle^2 = \frac{\omega^3}{8kn_0^5} (\omega^2 x_0^2 + p_{y0}^2) z^2 + \frac{\omega^2}{4k^2 n_0^5} \sin^2 \omega z, \quad (9)$$

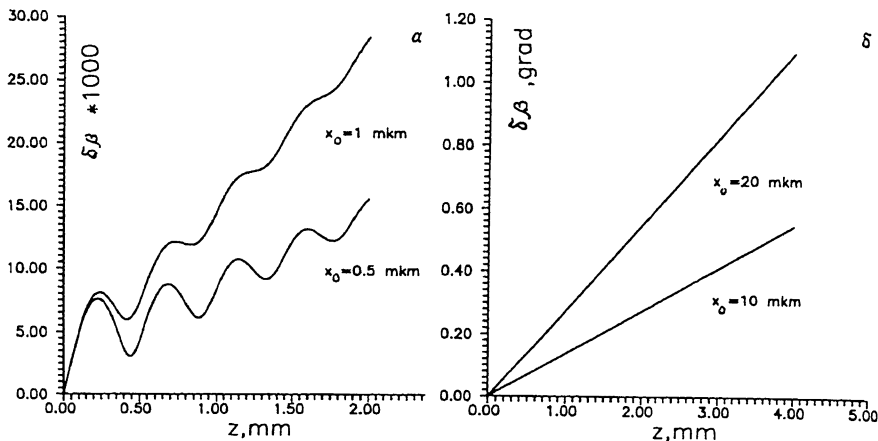


Рис. 2. Зависимость дисперсии угла поворота вектора поляризации от длины световода при различных значениях осевого смещения луча x_0 .

Отсюда видно, что существуют осцилляции дисперсии фазы Берри для осевого пучка, хотя сама фаза при этом равна нулю. На рис. 2, а, б представлены зависимости дисперсии фазы Берри от расстояния при различных значениях осевого смещения пучка. Видно, что при небольших значениях осевого смещения пучка дисперсия фазы Берри растет нелинейно. Заметное значение дисперсии фазы Берри при $x_0 = 20 \text{ мкм}$ порядка $\langle \delta\beta \rangle \approx 1^\circ$ имеет место на расстоянии $z \approx 3.7 \text{ мм}$. Это соответствует повороту плоскости поляризации $\langle \beta \rangle \approx 4.4^\circ$. Отметим, что дисперсия фазы Берри определяется степенью поляризации излучения P : $\langle \delta\beta \rangle \approx \frac{1}{2} \sqrt{1 - P^2}$. Как отмечалось в [4], деполаризация в волоконном световоде длиной $z \approx 7.5 \text{ см}$ составила 10–30%, что согласуется с полученными результатами.

Для сагиттальных лучей с сохраняющимся радиусом кручения ($p_{y0} = x_0 \omega$) из (7) следует, что угол поворота вектора поляризации растет по квадратичному закону с увеличением угла наклона падающего луча к оси световода или осевого смещения. Отметим, что в [7] была получена кубическая зависимость угла поворота плоскости поляризации от угла между направлением распространения и осью волокна со ступенчатым профилем показателя преломления.

Таким образом, вращение вектора поляризации в волноводе с градиентным профилем показателя преломления имеет нерегулярный характер. Линейный рост угла поворота плоскости поляризации с расстоянием сопровождается синусоидальными осцилляциями. Найденны осцилляции дисперсии фазы Берри для осевого пучка, имеющие волновую

природу. Поворот вектора поляризации растет с увеличением осевого смещения и угла наклона падающего пучка к оси волновода по квадратичному закону.

Список литературы

- [1] Рытов С.М. // ДАН СССР. 1938. Т. 18. С. 2.
- [2] Tomita A., Chiao R.Y. // Phys. Rev. Letts. 1986. V. 57. P. 936.
- [3] Berry M.V. // Proc. Roy. Soc. A. 1984. V. 392. P. 45.
- [4] Зельдович Б.Я., Кундинова Н.Д. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. С. 184.
- [5] Петров Н.И. // Письма в ЖТФ. 1996 (в печати).
- [6] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
- [7] Liberman V.S., Zel'dovich B.Ya. // Pure Appl. Optics. 1993. V. 2. P. 367.

Всесоюзный
электротехнический
институт
Высоковольтный
научно-исследовательский центр
Истра

Поступило в Редакцию
13 августа 1996 г.