

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАДИЕНТНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

© Н.И.Петров

Различные волоконно-оптические устройства основаны на использовании поляризационных свойств излучения, поэтому выяснение механизмов изменения поляризации света представляет значительный интерес. Известно, что в однородной и изотропной среде без дисперсии поляризация излучения не изменяется в процессе распространения. При распространении же излучения в неоднородной среде происходят существенные изменения состояния и степени поляризации.

В волоконных световодах изменение входной поляризации, как правило, обуславливается двулучепреломлением среды [1]. В многомодовых световодах деполаризация имеет место и в отсутствие двулучепреломления [2]. В [3] было показано, что степень линейной поляризации в многомодовом световоде с параболическим профилем показателя преломления падает с расстоянием по квадратичному закону, а степень циркулярной поляризации сохраняется. Однако в экспериментах [4] сохранение степени поляризации не наблюдалось.

В настоящей работе показано, что деполаризация излучения в многомодовом градиентном световоде происходит вследствие дифракционных эффектов, причем этот механизм проявляется для излучений как с линейной, так и с циркулярной поляризацией.

Для исследования эволюции параметров пучка излучения будем использовать квантово-механические методы когерентных состояний, позволяющие вычислять средние величины с помощью операторного подхода. Такие методы использовались в [5,6] для исследования распространения когерентного и частично-когерентного света в градиентных световодах без учета поляризационных эффектов.

Уравнение, описывающее распространение излучения в неоднородной среде, может быть получено из уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}\mathbf{E}) = k^2 \varepsilon \mathbf{E} \quad (1)$$

или

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

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\varepsilon = n^2$ — диэлектрическая проницаемость среды. Как видно из (2), член, отвечающий

за поляризацию, мал. Однако на относительно больших расстояниях малые поправки могут дать заметные накапливающиеся эффекты.

Рассмотрим двумерный волновод с параболическим профилем показателя преломления

$$n^2(x, y) = n_0^2 - \omega^2(x^2 + y^2), \quad (3)$$

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

В параксиальном приближении уравнение (2) может быть записано в виде уравнения Шредингера

$$\frac{i}{k} \frac{\partial \psi}{\partial z} = \hat{H} \Psi, \quad (4)$$

где

$$\Psi = n_0^{1/2} \exp(-ikn_0z) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad \hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1,$$

$\hat{H}_0 = \frac{\omega}{kn_0} (\hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 + 1) \hat{I}$ — гамильтониан, соответствующий первым двум членам; $\hat{H}_1 = \eta (\hat{A} \hat{\sigma}_z + \hat{B} \hat{\sigma}_x + k \hat{M}_z \hat{\sigma}_y + \hat{C} \hat{I} + \hat{I})$ — гамильтониан, соответствующий третьему члену в уравнении (2). Здесь

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\omega^2}{2k^2 n_0^3}; & \hat{A} &= \frac{1}{2} [\hat{a}_1^2 - \hat{a}_1^{+2} - \hat{a}_2^2 + \hat{a}_2^{+2}]; \\ \hat{B} &= \hat{a}_1 \hat{a}_2 - \hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+; & \hat{M}_z &= -\frac{i}{k} (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2 - \hat{a}_1 \hat{a}_2^+); \\ \hat{C} &= \frac{1}{2} [\hat{a}_1^2 - \hat{a}_1^{+2} + \hat{a}_2^2 - \hat{a}_2^{+2}]; & \hat{I} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \text{единичная матрица,} \end{aligned}$$

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \text{матрицы Паули.}$$

Отметим, что в слабонеоднородной среде величина $\eta \ll 1$. Решение уравнения (4) может быть выражено через оператор эволюции $\hat{U} = e^{-ik\hat{H}z}$:

$$\Psi(x, y, z) = \hat{U} \Psi(x, y, 0).$$

Волновая функция $\Psi(x, y, 0)$ описывает пространственное распределение и состояние поляризации поля излучения

в плоскости $z = 0$. В качестве функций, задающих пространственное распределение поля, рассмотрим когерентные состояния — гауссовы волновые пакеты, являющиеся собственными функциями операторов уничтожения \hat{a}_1 и \hat{a}_2 :

$$\hat{a}_{1,2}|\alpha_1\alpha_2\rangle = \alpha_{1,2}|\alpha_1\alpha_2\rangle. \quad (5)$$

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

Когерентные состояния $|\alpha_1\alpha_2\rangle$ имеют вид

$$|\alpha_1\alpha_2\rangle = \left(\frac{k\omega}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{k\omega}{2}(x^2 + y^2) + \sqrt{2k\omega}(\alpha_1x + \alpha_2y) - \frac{1}{2}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2)\right\}. \quad (6)$$

Когерентные состояния (6) 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. Кроме того, состояния (6) образуют полный набор функций и являются производящими функциями для мод. Волновая функция $\Psi(x, y, 0)$ в случае линейно поляризованного излучения имеет вид

$$|e_x\rangle = |\alpha_1\alpha_2\rangle \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |e_y\rangle = |\alpha_1\alpha_2\rangle \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Волновые функции право- и левовращающе поляризованного состояний имеют соответственно вид

$$|+1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\alpha_1\alpha_2\rangle \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad |-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\alpha_1\alpha_2\rangle \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Поляризованное излучение описывается матрицей когерентности [7]

$$J = \begin{pmatrix} \langle E_x^* E_x \rangle & \langle E_x^* E_y \rangle \\ \langle E_y^* E_x \rangle & \langle E_y^* E_y \rangle \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Степень поляризации излучения определяется выражением [7]

$$P = \left(1 - \frac{4\det J}{\text{Sp}^2 J}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

Поляризационные характеристики излучения определяются элементами матрицы когерентности $J_{i,j} = \langle e_i | \hat{J}(z) | e_j \rangle$. Поэтому представляет интерес исследование эволюции матрицы когерентности, определяемой уравнением

$$-\frac{i}{k} \frac{\partial \hat{J}}{\partial z} = \hat{H}^+ \hat{J} - \hat{J} \hat{H}. \quad (11)$$

Оператор матрицы когерентности в плоскости $z = 0$ задается источником излучения. Так, для линейно поляризованного вдоль оси x излучения имеем [7]:

$$\hat{J}(0) = I_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \frac{I_0}{2} (1 + \sigma_z). \quad (12)$$

Решая уравнение (11) с точностью до малых членов, пропорциональных η^2 , и подставляя решения в (10), получаем следующее выражение для величины, задающей деполаризацию:

$$\frac{4\det J}{\text{Sp}^2 J} = \frac{\omega^2}{2k^2 n_0^5} \left[\left(k\omega x_0^2 + \frac{k}{\omega} p_{y0}^2 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\omega^2 z^2 + \sin^2 \omega z - \omega z \sin 2\omega z \right) + 2 \sin^2 \omega z \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) учитывает как меридиональные, так и сагиттальные лучи с начальными координатами $x_0 \neq 0$, $y_0 = 0$, $p_{x0} = 0$, $p_{y0} \neq 0$. Как видно из (13), деполаризация зависит от волнового числа и исчезает при $\lambda \rightarrow 0$. В случае осевого луча ($x_0 = 0$, $p_{y0} = 0$) имеют место осцилляции степени поляризации чисто дифракционного происхождения. Поскольку осевой луч соответствует основной моде световода, то в одномодовом однородном световоде должен наблюдаться эффект периодического самовосстановления степени поляризации. На рис. 1, а представлены зависимости степени поляризации линейно поляризованного излучения от расстояния z для различных значений осевого смещения луча x_0 с учетом меридиональных лучей и сагиттальных лучей с сохраняющимся радиусом кручения ($p_{y0} = x_0 \omega$). Видно, что степень поляризации излучения падает с расстоянием по квадратичному закону. С увеличением осевого смещения или угла наклона луча к оси световода

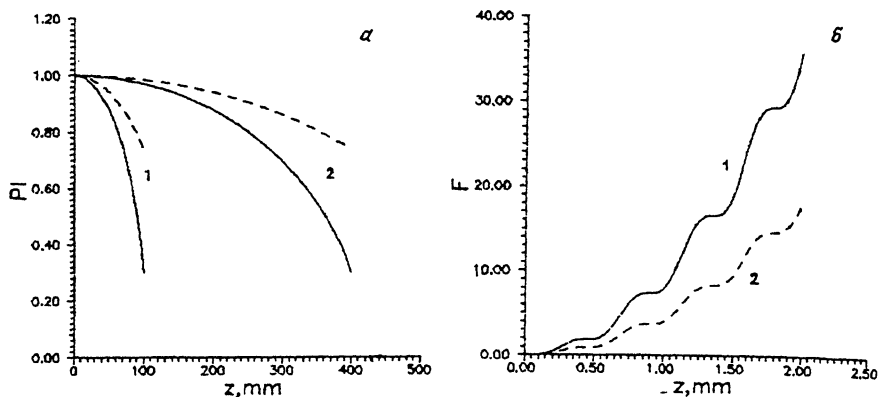


Рис. 1. а — зависимость степени линейной поляризации от расстояния в световоде с параметрами $\omega = 7 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, $n_0 = 1.49$ и $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$: 1 — $x_0 = 20 \text{ мкм}$, 2 — $x_0 = 5 \text{ мкм}$. б — зависимость функции $F = 10^5 \frac{4 \det J}{Sp^2 J}$ от расстояния при осевом смещении центра тяжести падающего луча $x_0 = 20 \text{ мкм}$. Сплошные линии: $p_{y0} = x_0 \omega$ — меридиональные и сагиттальные лучи, пунктирные: $p_{y0} = 0$ — меридиональные лучи.

спад степени поляризации усиливается. Длина деполяризации меридиональных лучей больше по сравнению с длиной деполяризации сагиттальных лучей в 1.4 раза. Спад степени поляризации сопровождается небольшими осцилляциями. На рис. 1, б представлены зависимости функции $F = 10^5 \frac{4 \det J}{Sp^2 J}$ от расстояния z .

В случае правоциркулярно поляризованного излучения с начальным оператором матрицы когерентности

$$\hat{J}(0) = \frac{1}{2} I_0 \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix} = \frac{I_0}{2} (1 + \hat{\sigma}_y) \quad (14)$$

деполяризация описывается выражением

$$\frac{4 \det J}{Sp^2 J} = \frac{\omega^2}{2k^2 n_0^5} \left[\left(k\omega x_0^2 + \frac{k}{\omega} p_{y0}^2 \right) (\omega^2 z^2 + \sin^2 \omega z) \pm \right. \\ \left. \pm 4kx_0 p_{y0} \omega z \sin^2 \omega z + 2 \sin^2 \omega z \right]. \quad (15)$$

Здесь знаки (+) и (−) соответствуют право- и левоциркулярно поляризованному излучению. Как видно, имеет место эффект асимметрии по отношению к знаку кручения траектории сагиттальных лучей (рис. 2). Деполяризация сильнее, если знаки спиральности траектории луча и “фотонов”

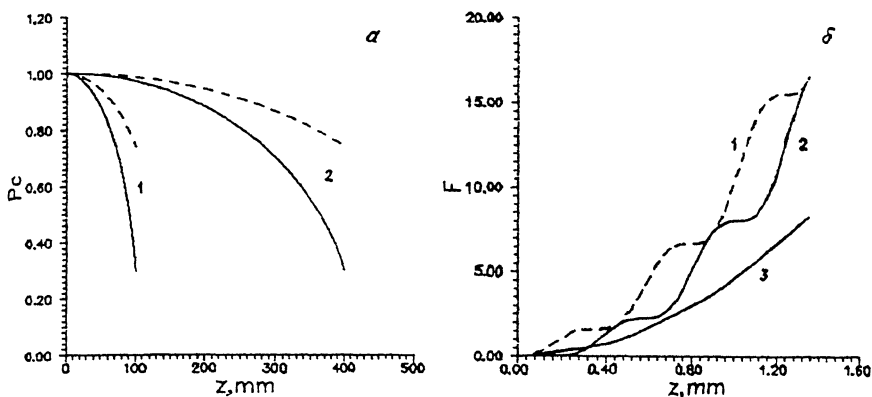


Рис. 2. *a* — зависимость степени циркулярной поляризации от расстояния в световоде с параметрами $\omega = 7 \cdot 10^{-3}$ мкм $^{-1}$, $n_0 = 1.49$ и $\lambda = 0.63$ мкм: 1 — $x_0 = 20$ мкм, 2 — $x_0 = 5$ мкм. Сплошные линии: $p_{y0} = x_0\omega$, пунктирные: $p_{y0} = 0$. *б* — зависимость функции $F = 10^5 \frac{4 \det J}{Sp^2 J}$ от расстояния при осевом смещении центра правоциркулярно поляризованного пучка излучения $x_0 = 20$ мкм: 1 — $p_{y0} = x_0\omega$ — меридиональные лучи и сагиттальные лучи с положительной спиральностью; 2 — $p_{y0} = -x_0\omega$ — меридиональные лучи и сагиттальные лучи с отрицательной спиральностью, 3 — $p_{y0} = 0$ — меридиональные лучи.

совпадают, и слабее, если эти знаки не совпадают. Спад степени поляризации практически аналогичен спаду степени поляризации линейно поляризованного излучения. Деполаризация меридиональных лучей слабее по сравнению с деполаризацией сагиттальных лучей.

Отметим, что выражения (13) и (15) справедливы лишь до расстояний $z < z_0$, где расстояние z_0 определяется точностью решения уравнения (11):

$$z_0 \simeq \frac{1}{2k\eta(1 + |\alpha|^2)^{1/2}}, \quad |\alpha|^2 = \frac{1}{2}k\omega x_0^2.$$

При $z < z_0$ величина $\frac{4 \det J}{Sp^2 J}$ не превосходит 1. Для получения выражения, справедливого при $z > z_0$, необходимо учитывать следующие члены в разложении по теории возмущений.

На расстояниях $z \gg \omega^{-1}$ выражение (10) для степени поляризации как для линейно, так и для циркулярно поляризованного излучения имеет вид

$$P \simeq 1 - \frac{1}{4} \frac{\omega^3}{kn_0^5} (\omega^2 x_0^2 + p_{y0}^2) z^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{k^2 n_0^5} \sin^2 \omega z. \quad (16)$$

Отсюда можно определить длину деполяризации l_d , соответствующую деполяризации излучения:

$$l_d = \sqrt{\frac{kn_0}{\omega}} \cdot \frac{n_0^2}{\omega^2 x_0}.$$

Подставляя сюда значения для градиентного параметра $\omega = 7 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, радиуса световода $r_0 = x_0 = 25 \text{ мкм}$, $n_0 = 1.49$ и $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$, получаем $l_d \approx 8.3 \text{ см}$.

Таким образом, быстрый спад степени поляризации излучения в многомодовых волоконных световодах имеет дифракционное происхождение и может быть объяснен лишь на волновом языке. Степень поляризации как линейно, так и циркулярно поляризованного излучений спадает с расстоянием по квадратичному закону. Деполяризация возрастает при увеличении осевого смещения луча, градиентного параметра волновода и длины волны излучения.

Предлагаемый подход может быть использован для исследования эволюции поляризации в волноводах с двулучепреломлением, поглощением или усилением, а также со случайными неоднородностями.

Список литературы

- [1] *Rashleigh S.G.* // *J. Lightwave Technology*. 1983. V. LT-1. N 2. P. 312–319.
- [2] *Шатров А.Д.* // *РиЭ*. 1981. Т. 26. В. 3. С. 505–512.
- [3] *Есаян А.А., Зельдович Б.Я.* // *Квантовая электроника*. 1988. Т. 15. В. 1. С. 235–236.
- [4] *Котов О.И., Марусов О.Л., Николаев В.М., Филиппов В.Н.* // *Опт. и спектр*. 1991. Т. 70. В. 4. С. 924–927.
- [5] *Кривошлыков С.Г., Сисакян И.Н.* // *Квантовая электроника*. 1980. Т. 7. В. 3. С. 553–565.
- [6] *Krivoshlykov S.G., Petrov N.I., Sisakyan I.N.* // *Opt. & Quant. Electr.* 1986. V. 18. P. 253–264.
- [7] *Аззам З., Башара Н.* *Эллипсометрия и поляризованный свет*. М.: Мир, 1981.

Поступило в Редакцию
11 октября 1995 г.
В окончательной редакции
3 июля 1996 г.