

## ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Воляр А. В., доктор физико-математических наук, профессор,

Фадеева Т. А., кандидат физико-математических наук, Шведов В. Г., аспирант

### 1. Введение

Способность локально изотропной слоистой среды вызывать двулучепреломление в поле оптической волны известна довольно давно как двулучепреломление формы [1]. Рытов и Владимирский при анализе процессов распространения поляризованных световых лучей через локально изотропную неоднородную среду заметили, что световая волна подвергается циркулярному двулучепреломлению. Для волн с плоской лучевой траекторией циркулярного двулучепреломления не возникает, в то время, как волны, распространяющиеся по винтовым траекториям, приобретают различные фазовые скорости для правой и левой циркулярных поляризаций. Дальнейшие исследования показали, что физическая природа различного отклика локально-изотропной неоднородной среды на правую и левую циркулярные поляризации волны связана с топологической фазой поля [2]. Авторы работы [3] пришли к заключению, что величина циркулярного двулучепреломления неоднородной среды составляет  $\delta n_c \sim \lambda / a$ , а линейного двулучепреломления  $\delta n_l \sim (\lambda / a)^2$  ( $\lambda$  – длина волны,  $a$  – характерный размер неоднородности).

Целью данной статьи явилось теоретическое и экспериментальное исследование, как отдельного, так и совместного проявления циркулярного и линейного двулучепреломления оптических вихрей в маломодовых волокнах.

### 2.1. Циркулярное двулучепреломление. Эффект Рытова и оптический эффект Магнуса

Рассмотрим распространение в маломодовом оптическом волокне суперпозиции однородных и неоднородных  $CV$  вихрей:

$$LV_{\sigma l}^x = CV_{\sigma l}^{+\sigma} + CV_{\sigma l}^{-\sigma}, \quad CP_{\sigma l}^{\sigma} = CV_{+\sigma l}^{\sigma} + CV_{-\sigma l}^{\sigma}, \quad (1)$$

где для первого в сумме  $CV$  вихря  $\kappa = +1$ , а для второго –  $\kappa = -1$ , кроме того, для неоднородных  $CV$  вихрей должно выполняться требование  $l \neq 1$ . Используя выражения для  $CV$  вихрей, запишем электрическое поле линейно поляризованного  $LV_{\sigma l}^x$  вихря в виде

$$\mathbf{e}_t(LV_{\sigma l}^x) = (\hat{x} \cos \delta \beta_{21} z + \sigma \hat{y} \sin \delta \beta_{21} z) F_l(R) \exp\{i\sigma/\varphi\} \exp\{\beta' z\} \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что электрический вектор линейной поляризации в процессе распространения  $LV$  вихря по волокну испытывает поворот на угол:

$$\psi = \sigma \delta \beta_{21} z = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_l z, \quad (3)$$

которое характеризуется величиной эффективного двулучепреломления

$$\delta n_T = \frac{c^2 \Delta}{n_{co} \rho^2 \omega^2} \sigma l. \quad (4)$$

Выражение (4) описывает волноводный аналог эффекта Рытова-Владимирского. В случае маломодового волокна поворот электрического вектора характеризуется параллельным переносом вектора состояния вдоль линий потока энергии.

В волокне можно возбудить циркулярно поляризованную  $CP_{lm}^\sigma$  волну (1) с вырожденной краевой дислокацией. Вид поперечного электрического поля запишем в виде:

$$\mathbf{e}_t(CP_{lm}^{\sigma, \text{even}}) = \{\hat{\mathbf{x}} + i\sigma \hat{\mathbf{y}}\} \cos(\sigma l\varphi - \delta\beta_{21}z) F_l(R) \exp(i\tilde{\beta}'z). \quad (5)$$

Из (5) следует, что при распространении вдоль параболического волокна наблюдается вращение оси вырожденной краевой дислокации вихревой суперпозиции на угол:

$$\chi = -\sigma \delta\beta_{21}z = -\frac{2\pi}{\lambda} \delta n_T z. \quad (6)$$

Направление вращения дислокации противоположно направлению вращения линейной поляризации в первом явлении. Такое вращение краевой дислокации является волноводным проявлением оптического эффекта Магнуса.

Это явление эквивалентно циркулярному двулучепреломлению среды. Однако оно, во-первых, наблюдается в локально изотропной среде, во-вторых, показатель преломления  $\delta n_T$  зависит от топологического заряда. Поэтому величину  $\delta n_T$  можно характеризовать как топологическое двулучепреломление.

## 2.2. Линейное двулучепреломление. Объединенный эффект Рытова-Магнуса

Пользуясь методом, рассмотренным в разделе 2.1, можно показать, что силовые линии азимутальной и радиальной компонент вектора Пойнтинга  $\mathbf{P}$  для  $CP_{11}^+$  поля в таком волокне при распространении деформируются. Изменение формы силовых линий  $CP_{11}^+$  моды связано с осцилляционными изменениями поля  $IV$  вихря, в котором возникают биения между полями парциальных  $|+1; -1\rangle$  и  $|-1; +1\rangle$  вихрей. В результате этих биений в  $CP_{11}^+$  поле попеременно складываются либо противоположные топологические заряды и формируется однородно циркулярно поляризованное поле с вырожденной краевой дислокацией  $|0; +1\rangle$ , либо линейно поляризованное поле с чисто винтовой дислокацией  $|+1; 0\rangle$ . В сечениях  $z = 2n\Lambda_{IV}/4$  ( $n=0,1,2,\dots$ ) угол поворота оси вырожденной краевой дислокации  $\chi$  описывается выражением (6) и характеризует волноводный

оптический эффект Магнуса. В сечениях  $z = (2n+1)\Lambda_{IV}/4$  угол поворота  $\psi$  вектора линейной поляризации  $LV$  вихря описывается выражением (3) и описывает эффект Рытова-Владимирского.

На промежуточных длинах волокна эффект Рытова и оптический эффект Магнуса наблюдаются одновременно. В дальнейшем будем характеризовать это явление как объединенный оптический эффект Магнуса.

Можно показать, что поляризационная поправка  $\delta\beta_i^\sigma$  для  $CV$  вихрей,  $TE$  и  $TM$  мод задается выражением:

$$\delta\beta = \delta\tilde{\beta} + \frac{\sqrt{2\Delta}}{8\tilde{\beta}} \int_{S_x} \left( \mathbf{e}^{(1)} \nabla f \nabla \tilde{\mathbf{e}}^* + \mathbf{e}^{(1)*} \nabla f \nabla \tilde{\mathbf{e}} \right) dS / \int_{S_x} \tilde{\mathbf{e}}^2 dS, \quad (7)$$

где  $\tilde{\mathbf{e}}$  – электрическое поле в скалярном приближении,  $(*)$  – комплексное сопряжение,  $\delta\beta^{(1)} = \langle \tilde{\mathbf{e}} | \hat{V} | \tilde{\mathbf{e}} \rangle$ .

Величину поправочного поля  $\mathbf{e}^{(1)}$  определяют из системы уравнений:

$$\left[ \partial_R^2 + \frac{1}{R} \partial_R - \frac{1}{R^2} + \tilde{U}^2 - V^2 f + \frac{1}{R^2} \partial_\phi^2 \right] e_r^{(1)} - \frac{2}{R^2} \partial_\phi e_\phi^{(1)} = 2\partial_R f \partial_R \tilde{e}_r + 2\partial_R^2 f \tilde{e}_r + \frac{4\rho V}{(\sqrt{2\Delta})^3} \delta\beta \tilde{e}_r$$

$$\left[ \partial_R^2 + \frac{1}{R} \partial_R - \frac{1}{R^2} + \tilde{U}^2 - V^2 f + \frac{1}{R^2} \partial_\phi^2 \right] e_\phi^{(1)} + \frac{2}{R^2} \partial_\phi e_r^{(1)} = \frac{2}{R} \partial_R f \partial_\phi \tilde{e}_r + \frac{4\rho V}{(\sqrt{2\Delta})^3} \delta\beta \tilde{e}_\phi \quad (8)$$

Для  $TE$  мод всегда выполняется условие  $\delta\beta = 0$ , но для  $TM$  мод  $\delta\beta \neq 0$ .

В волокне с параболическим профилем показателя преломления  $f=R^2$  расчет на основании выражений (7) показал, что величина поляризационной поправки  $\delta\beta_{TM} \sim (\lambda/\rho)^{5/2}$ . Поэтому скорости распространения  $TM$  и  $TE$  мод оказываются различными. Такое различие постоянных распространения и является основным механизмом линейного двулучепреломления оптических волокон, величина которого  $\delta n_l \sim (\lambda/\rho)^3$ . Так для параболического волокна с  $\rho=3.5$  мкм,  $V=3.6$ ,  $\Delta \sim 10^{-3}$   $\delta\beta \sim 10^{-1} \text{ м}^{-1}$  и  $IV$  вихрь разрушается на длине  $\Lambda=67$  м.

Основной вклад дает  $\delta\tilde{\beta}$ , которая не изменяет спиральности  $\sigma$ , но различна для однородных и неоднородных  $CV$  вихрей. Поэтому в вихри в состояниях  $\{|+l,+1\rangle; |-l,-1\rangle\}$  и  $\{|+l,-1\rangle; |-l,+1\rangle\}$  имеет различные фазовые набег на одинаковой длине волокна  $z$ . Это явление идентично циркулярному двулучепреломлению, которое в данном случае носит более общий характер (характеризуется не только поляризацией, но и топологическим зарядом), чем классический аналог в оптике кристаллов.

### 3. Эксперимент

Экспериментально изучалось вращение направления линейной поляризации  $\psi$  и оси вырожденной краевой дислокации  $\chi$  в различных сечениях волокна при возбуждении его циркулярно

поляризованной  $CP_{11}^+$  модой (или  $LV_{-1}$  вихрем). Выбиралось маломодовое оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления.

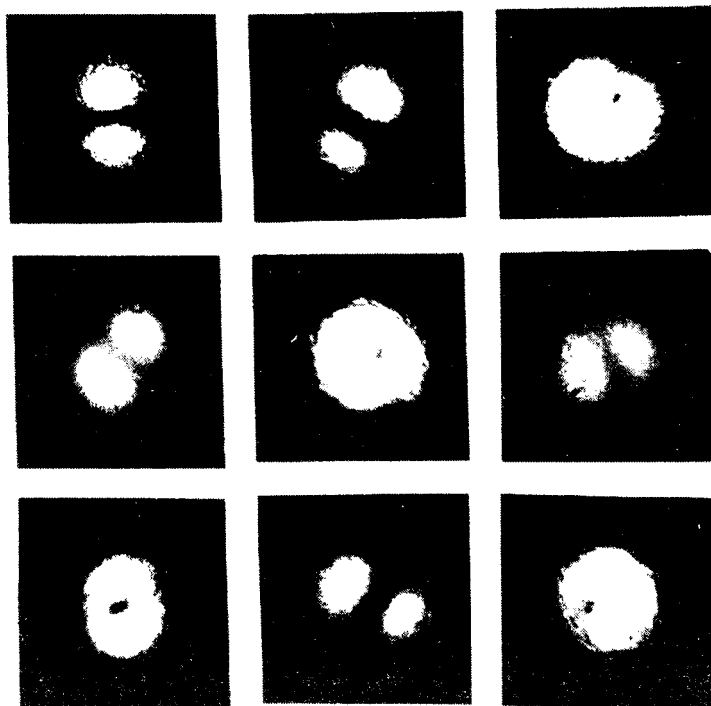


Рис.1 Поле излучения на различных длинах маломодового волокна.

Допустимая величина индуцированного линейного двулучепреломления  $\delta n \sim 10^{-6}$ . Длина волокна изменялась посредством обламывания отрезков длиной приблизительно 1 см. Излучение с выходного торца волокна выводилось посредством  $20\times$  микрообъектива и проецировалось на экран. Измерялась величина и знак углов поворота линейной поляризации  $\psi$  и оси вырожденной краевой дислокации  $\chi$ . На рис.1 приведена последовательность фотографий ближнего поля излучения с торца волокна.

При возбуждении волокна  $LV$  вихрем с  $\sigma l = +1$ , в поле излучения также регистрировались чисто винтовые дислокации исключительно с  $\sigma l = +1$ . Аналогично, при возбуждении волокна правоциркулярно поляризованной  $CP_{11}$  модой с  $\sigma = -1$  в поле излучения могли регистрироваться винтовые дислокации только с  $\sigma l = +1$ . И наоборот, при возбуждении волокна  $LV$  вихрем с  $\sigma l = -1$  (или  $CP$  модой с  $\sigma = -1$ ) могли регистрироваться винтовые дислокации только с  $\sigma l = -1$ .

Как и предполагалось теоретически, в пределах ошибки эксперимента величина угла  $\psi$  линейной поляризации и угла  $\chi$  поворота оси краевой дислокации линейно зависят от длины  $z$ , но имеют противоположные знаки (см выражения (3) и (6)). Эксперимент дает величину топологического

двулучепреломления, равную  $\delta n_T = (2.3 \pm 0.08) \cdot 10^{-6}$  (теоретическая величина двулучепреломления  $\delta n = 3 \cdot 10^{-6}$ , полученная из выражений (4), (5) и (7)).

#### 4. Заключение

Спин-орбитальное взаимодействие избирательно действует на поля  $CV$  вихрей, вызывая циркулярное двулучепреломление  $\delta n_C$ . В полях  $TE$  и  $TM$  мод возникает линейное двулучепреломление  $\delta n_L$ . В градиентных волокнах порядки циркулярного двулучепреломления  $\delta n_C \sim (\lambda/\rho)$ , а линейного  $\delta n_L \sim (\lambda/\rho)^3$ , где  $\rho$  – радиус волокна. Если в кристаллах для характеристики двулучепреломления достаточно задать базис поляризации волны, то в локально изотропной среде оптических волокон, помимо базиса поляризации, необходимо задавать топологический заряд. В волокнах циркулярное и линейное двулучепреломления могут действовать одновременно и объединяются общим названием – топологическое двулучепреломление. На эксперименте топологическое двулучепреломление проявляется как объединенный эффект Рытова-Магнуса. Результатом действия линейного двулучепреломления в волокнах также является структурная неустойчивость  $IV$  вихря.

#### Литература.

1. Вольф М., Борн Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Воляр А.В., Жилайтис В.З., Фадеева Т.А., Шведов В.Г. Топологическая фаза оптических вихрей в маломодовых волокнах // Письма в ЖТФ. 1998. (принято к печати).
3. Liberman V.S., Zel'dovich B.Ya. Birefringence by a smoothly inhomogeneous locally isotropic medium // Phys. Rev. E. 1994. V.49. No.3. P.2389–2396.