

**ВИХРЕВАЯ ПРИРОДА
МОД ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА:
IV. ОРТОГОНАЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ
ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЗАРЯДА
И ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ**

© *А.В.Воляр, Т.А.Фадеева*

Комбинация TE_{0m} и TM_{0m} собственных мод оптического волокна образует неустойчивый оптический вихрь $IV_{\pm l}^+$. В процессе распространения вихря за счет обмена энергией между его компонентами образуются вихри с попеременно изменяющимися знаками топологического заряда и циркуляцией поляризации. Экспериментально исследовалась динамика поляризационной интерференции поля излучения устойчивого вихря CV_{-1} и неустойчивого вихря IV_{+1}^- в присутствии основной моды HE_{11} . Показано, что такие комбинации в дальнем поле излучения при вращении оси пропускания линейного поляризатора на выходе интерферометра Маха-Цендера могут образовывать топологические квадруполь, диполь и отдельные дисклинации волнового фронта. Динамика преобразования топологических мультиполей вскрыла принципы преобразования оптического вихря с отрицательным топологическим зарядом и положительной циркулярной поляризацией в вихрь с положительным зарядом и отрицательной циркулярной поляризацией.

При соосном возбуждении маломодового волокна циркулярно поляризованным вихрем с заданным знаком топологического заряда в регулярном волокне реализуется и распространяется оптический вихрь с той же поляризацией и топологическим зарядом (см. третью часть статьи). Однако эксперименты с кварцевыми [1] и капиллярными [2] волокнами показали, что при произвольном возбуждении волокна возникают ортогональные циркулярные поляризации и ортогональные оптические вихри (дисклинации волнового фронта [3]). В работе [4] теоретически было показано, что в регулярном волокне в лучевом приближении основным механизмом преобразования состояния поляризации является набег топологической фазы. В результате этого при его возбуждении циркулярно поляризованным светом состояние поляризации должно оставаться неизменным. Но асимптотический анализ степени поляризации полного ансамбля мод существенно многомодового волокна указывал на почти полную деполаризацию излучаемого света [5]. Чтобы согласовать теоретические и экспериментальные результаты,

требовалось предположить, что за счет некоторого неизвестного физического механизма в изотропном волокне возникает изменение направления циркуляции поляризации и знака оптического вихря.

В данной работе теоретически и экспериментально вскрывается механизм ортогональных преобразований состояния поляризации и топологического заряда вихря за счет возбуждения неустойчивых вихревых комбинаций в изотропном регулярном маломодовом волокне.

1. Среди ортогонального ансамбля направляемых мод волокна существует два типа модовых многообразий: HE_{1m} и TE_{0m} , TM_{0m} моды, существенно отличающиеся от всех других мод. HE_{1m} моды, обладающие единой поляризацией в поперечном сечении и плоскостной симметрией распределения напряженности поля, не образует оптических вихрей и не участвуют в деполаризационных процессах. Поля TE_{0m} и TM_{0m} моды ($l = \pm 1$) обладают бесконечной точечной симметрией и ортогональны друг другу. В предыдущем разделе статьи уже указывалось то, что комбинации этих мод образуют вихри, которые распадаются по мере распространения вдоль волокна. Обозначим эти вихри, как $IV_{\pm 1}^{\pm}$ (instability vortex, $l = 1$):

$$e_l(IV_{+1}^-) = e_l(TM_{0m}) + ie_l(TE_{0m});$$

$$e_l(IV_{-1}^+) = e_l(TM_{0m}) - ie_l(TE_{0m}). \quad (1)$$

Воспользовавшись результатами работы [6], составим поле IV_{+1}^- направляемого вихря:

$$e_l(IV_{+1}^-) = \{[\hat{x} \exp(i\Delta\beta z) - i\hat{y} \exp(-i\Delta\beta z)] \cos \varphi + \\ + i[\hat{x} \exp(-i\Delta\beta z) - i\hat{y} \exp(i\Delta\beta z)] \sin \varphi\} RF'(U_l R) \exp\{i\beta z\}, \quad (2)$$

где $R = \rho/\rho_0$, ρ_0 — радиус волокна, $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)/2$, $\bar{\beta} = (\beta_1 + \beta_2)/2$, β_1 и β_2 — постоянные распространения TM_{0m} и TE_{0m} мод соответственно. На входном торце волокна ($z = 0$) IV_{+1}^- мода образует вихрь

$$e_1 = \hat{e}^- R \exp(i\varphi), \quad (3)$$

вид которого воспроизводится на длине биений. Здесь опущены множитель радиального распределения напряженности электрического поля F_1' и экспоненциальный множитель. Соответственно для IV_{-1}^+ вихря в сечении $z = 0$ можно записать в виде

$$e_2 = \hat{e}^+ R \exp(-i\varphi), \quad (4)$$

(где \hat{e}^+ и \hat{e}^- — единичные векторы правой и левой циркулярной поляризации).

Для вихрей IV_{-1}^+ , IV_{+1}^- можно записать уравнения связанных волн в виде

$$de_1/dz = i\Delta\beta e_2, \quad de_2/dz = i\Delta\beta e_1. \quad (5)$$

Решение этой системы уравнений с граничными условиями (3), (4) для произвольного сечения волокна z имеет вид

$$e_1(IV_{-1}^+) = \hat{e}^+ R \exp(-i\varphi) \cos(\Delta\beta z) + i\hat{e}^- R \exp(i\varphi) \sin(\Delta\beta z), \quad (6)$$

$$e_1(IV_{+1}^-) = \hat{e}^- R \exp(i\varphi) \cos(\Delta\beta z) + i\hat{e}^+ R \exp(-i\varphi) \sin(\Delta\beta z). \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) можно также получить из соответствующих выражений типа (2) посредством алгебраических преобразований.

На рис. 1 приведена схематическая эволюция IV_{-1}^+ вихря на длине биений $\Lambda = 2\pi/\Delta\beta$. На входном торце волокна

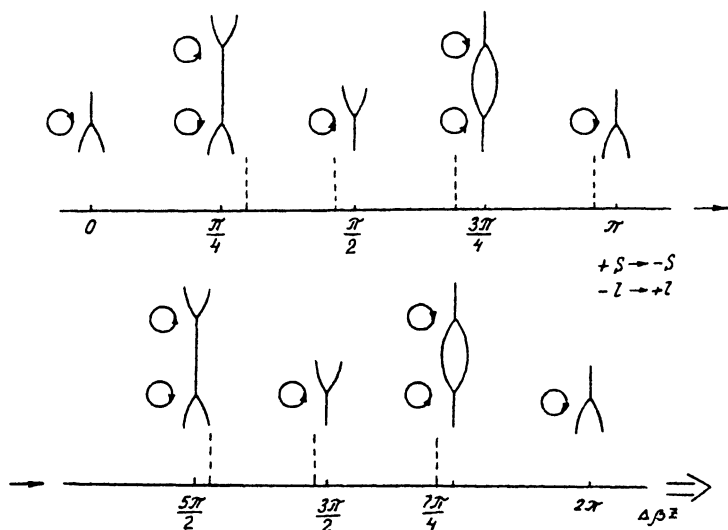


Рис. 1. Схематическое представление эволюции IV_{-1}^+ вихря при изменении длины z маломодового волокна (s — спин вихря, l — азимутальное квантовое число вихря). Пунктирная линия показывает фазовый сдвиг искривленной дисклинации — вихря — на $\pm\pi$ и $\pm\pi/2$; кружки указывают на направление циркуляции поляризации.

($z = 0$) возбуждается вихрь с отрицательным топологическим зарядом $l = -1$ и правоциркулярной поляризацией \hat{e}^+ . На длине $z = \pi/4\Delta\beta$ половина энергии переходит в вихрь с положительным топологическим зарядом ($l = +1$) и левоциркулярной поляризацией \hat{e}^- , образуя векторный диполь. На длине $z = \pi/\Delta\beta$ воспроизводится противофазный первоначальный вихрь IV_{-1}^+ . Далее этот процесс повторяется с попеременным возникновением векторных диполей и на длине биений Λ восстанавливается первоначальный вихрь IV_{-1}^+ . Аналогичным ортогональным преобразованиям также подвергается IV_{+1}^- вихрь. Отметим, что в процессе эволюции вихря сохраняется знак произведения $k = l \cdot s$, где s — циркуляция поляризации (спин), l — топологический заряд вихря. Аналогичные преобразования знака оптического вихря в волокне мы уже экспериментально наблюдали в работе [7] при изменении абсолютной фазы. Описанные ортогональные преобразования поляризации вихрей приводят к деполаризации излучения на выходе оптических волокон. Отметим, что разнофазное сложение вихрей с ортогональными циркулярными поляризациями приводит к неоднократной локальной линейной поляризации поля излучения, что неоднократно наблюдалось экспериментально [1].

2. Рассмотрим экспериментальное проявление неустойчивого вихря IV_{+1}^- и сравним его с поведением устойчивого CV вихря. В общем случае при возбуждении волокна гауссовым пучком с круговой поляризацией возникает IV вихрь, который содержит два ортогональных вихря и две круговые поляризации (7). С другой стороны, одновременно в волокне возбуждаются два устойчивых CV вихря с противоположными зарядами, но одной поляризации (см. III часть статьи). Поэтому целесообразно проследить поляризационную интерференцию поля излучения.

В одно из плеч интерферометра Маха-Цендера экспериментальной установки (см. часть I) помещалось маломодовое волокно. Длина волокна $L = 0.5$ м; диаметр сердцевин $D \approx 7$ мкм, $n_c = 1.47$, $n_o = 1.46$ — показатели преломления сердцевин и оболочки соответственно. В этом волокне для $\lambda = 0.63$ мкм могли возбуждаться HE_{11} , TE_{01} , TM_{01} и HE_{21} моды. Эффективность возбуждения мод высших порядков была достаточно мала. Волокно возбуждалось левоциркулярной поляризацией с эллиптичностью $Q = 0.92 \pm 0.03$, опорный пучок имел линейную поляризацию. На выходе интерферометра устанавливался линейный поляризатор, который поворачивался на заданный угол α . Регистрировалось дальнейшее поле излучения. Вид поля излучения волокна представлен на рис. 2, а. Интерференционное поле без по-

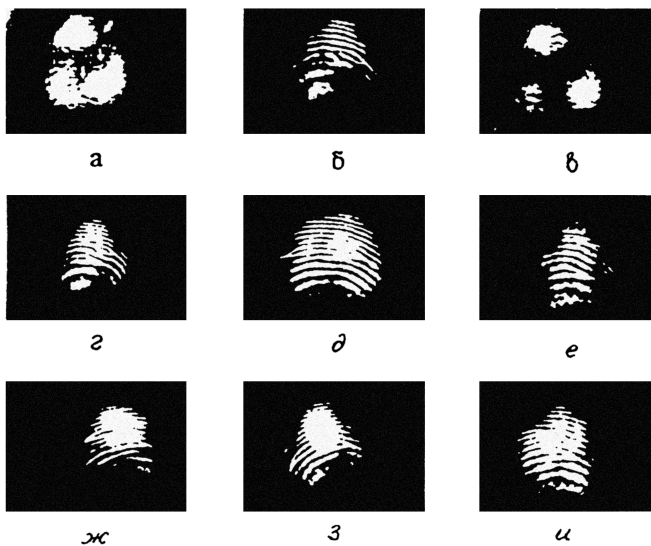


Рис. 2. Фотографии поляризационной интерференции поля маломодового волокна: распределение интенсивностей поля вихрей CV_{+1}^- и IV_{+1}^- в присутствии собственной моды HE_{11} без поляризатора (а); интерференционное поле без поляризатора (б); распределение интенсивности поля после волокна при вертикальной ориентации оси пропускания поляризатора, $\alpha = 0$ (в); локализация “вилки” — дисклинаций поля интерференции — при различных ориентациях оси поляризатора ($\alpha = 0; \pi/4; \pi/2; 3\pi/4; 5\pi/4$ соответственно).

ляризатора приведено на рис. 2, б. В поле излучения волокна вблизи нулевой интенсивности были выделены четыре области с круговой поляризацией. Две из них совпадали с поляризацией опорного пучка, а две другие имели ортогональную поляризацию (на рисунке показаны стрелками). Большая часть поля излучения была неоднородно линейно поляризована с эллиптичностью $Q \approx 0.1 \pm 0.03$. Вид поля поляризационной интерференции приведен на рис. 2 с соответствующим углом ориентации оси поляризатора α . Из рисунка видно, что “вилки” — вихри поля интерференции — могут перемещаться по интерференционной картине и изменять знак топологического заряда, образуя топологические диполи, квадруполь и промежуточные состояния типа “forklet”.

Опишем поведение устойчивых и неустойчивых вихрей в поле поляризационной интерференции. Интенсивность поляризационной интерференции устойчивого вихря CV_{-1}^-

можно записать в виде

$$I(CV_{-1}^-) \sim 4 \cos^2[\Phi_1(\Theta, L) - \alpha - \varphi_1], \quad (8)$$

где $\Phi = \beta_2 z - \Delta\delta(\Theta, l)$, β_2 — постоянная распространения CV_{-1}^- вихря, $\Delta\delta(\Theta, l)$ — разность фаз между интерферирующими пучками, Θ — угол схождения пучков, φ_1 — азимутальный угол CV вихря.

Поле поляризационной интерференции неустойчивого вихря можно представить в виде четырех интенсивностей полей:

$$I(IV_{+1}^-)_1 \sim 1 + \cos(\Delta\beta L)\{\cos(\Delta\beta L) + 2 \cos[\Phi_2(\Theta, L) + \varphi_2]\}, \quad (9)$$

$$I(IV_{+1}^-)_2 \sim 1 + \sin(\Delta\beta L)\{\sin(\Delta\beta L) + 2 \cos[\Phi_2(\Theta, L) - \varphi_3 + \alpha]\}, \quad (10)$$

$$I(IV_{+1}^-)_3 \sim 1 + \sin(\Delta\beta L)\{\cos[\Phi_3(\Theta, L) + \varphi_3 - \alpha]\}, \quad (11)$$

$$I(IV_{+1}^-)_4 \sim 1 + \sin(\Delta\beta L)\{\cos[\Phi_4(\Theta, L) + \varphi_4 - \alpha]\}, \quad (12)$$

где $\varphi_i (i = 2, 3, 4)$ — азимутальные углы вихрей, $\Phi_i(\Theta, L)$ — фаза вихрей. При расчете принималось во внимание, что внутри волокна вихри локализованы в точках с $\rho = 0$ и находятся в связанном состоянии. При дифракции на выходном торце волокна поля вихрей расходятся [8]. Это учитывают параметры гауссовых пучков, входящие в выражения для $\Phi_i(\Theta, L)$ (для краткости записи их явный вид опущен).

Очевидно, что вращение поляризатора на угол α приводит к “блужданию вилок” — вихрей — по интерференционному полю, их уничтожению и рождению. Ортогональные преобразования знака топологического заряда и циркулярной поляризации хорошо иллюстрируются эволюцией интерференционного поля (рис. 2).

Авторы благодарны М.С.Соскину за ряд существенных замечаний.

Список литературы

- [1] Воляр А.В., Быков А.М., Вълков И.С. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. В. 1. С. 190-191.
- [2] Воляр А.В., Быков А.М., Кучикян Л.М. // УФЖ. 1979. Т. 24. № 1. С. 132-134.
- [3] Nye J.F. // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A387. P. 105-132.
- [4] Зельдович Б.Я., Есаян А.А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 1. С. 235-236.
- [5] Tomito Y., Yahalom R., Kyuma K., Yariv A., Kwong N. // IEEE of Quantum Electronics. 1989. V. 25. N 3. P. 315-338.

- [6] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [7] *Воляр А.В., Лапаева С.П., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 5. С. 27-31.
- [8] *Roux F.S.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V. 12. N 7. P. 1215-1221.

Симферопольский
государственный университет

Поступило в Редакцию
17 июня 1996 г.

