

01;07

ВИХРЕВАЯ ПРИРОДА МОД ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА: II. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

© А.В.Воляр, Т.А.Фадеева

В первой части статьи было показано, что собственная мода идеального оптического волокна не является "элементарной ячейкой" поля многомодового диэлектрического волновода. Однако оптические вихри, входящие в состав собственной моды, находятся в связанном состоянии. Многие экспериментальные исследования показывают, что в интерференционной картине поля волокна присутствует множество единичных краевых дислокаций [1]. Наличие таких краевых дислокаций свидетельствует о том, что оптические вихри могут присутствовать в поле излучения волокна в свободном состоянии и стохастизировать интерференционную картину.

Целью настоящей работы явилась попытка модельно-теоретического и экспериментального изучения характера распространения свободных оптических вихрей в маломодовом оптическом волокне.

1. Составим единичный вихрь из направляемых мод волокна и проанализируем его свойства. Сначала запишем поперечные поля мод через оптические вихри, воспользовавшись табл. 14 из работы [2]:

$$\begin{aligned}
 1. \quad e_i(\text{HE}_{l+1,m}^{ev}) &= (1/\sqrt{2}) \{ \hat{e}^+(x+iy)^l + \hat{e}^-(x-iy)^l \} F_l', \quad (\beta_{\text{HE}}), \\
 e_i(\text{HE}_{l+1,m}^{od}) &= (i/\sqrt{2}) \{ -\hat{e}^+(x+iy)^l + \hat{e}^-(x-iy)^l \} F_l', \quad (\beta_{\text{HE}}),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad e_i(\text{EH}_{l-1,m}^{ev}) &= (1/\sqrt{2}) \{ \hat{e}^+(x-iy)^l + \hat{e}^-(x+iy)^l \} F_l', \quad (\beta_{\text{EH}}), \\
 e_i(\text{EH}_{l-1,m}^{od}) &= (i/\sqrt{2}) \{ \hat{e}^+(x-iy)^l - \hat{e}^-(x+iy)^l \} F_l', \quad (\beta_{\text{EH}}),
 \end{aligned}$$

где \hat{e}^+ и \hat{e}^- — базисы правой и левой циркулярной поляризации соответственно, радиальная функция $F_l' = (1/\rho^l) F_l$. Индексы *ev* и *od* обозначают четную и нечетную моды соответственно. Характерно, что как четная, так и нечетная мода данной группы имеют одинаковые постоянные распространения β .

Взяв суперпозицию мод в (1), получаем выражения для свободных вихрей многомодового волокна:

$$\begin{aligned}
 1. \quad CV_l^{--} &: ie_i(HE_{l+1,m}^{ev}) + e_i(HE_{l+1,m}^{od}) = (i/\sqrt{2})\hat{e}^-(x-y)^l F_l', \\
 & \hspace{15em} (k > 0, \beta_{HE}), \\
 CV_l^{++} &: ie_i(HE_{l+1,m}^{ev}) - e_i(HE_{l+1,m}^{od}) = (i/\sqrt{2})\hat{e}^+(x+y)^l F_l', \\
 & \hspace{15em} (l > 1), \quad (2) \\
 2. \quad CV_l^{+-} &: ie_i(EH_{l-1,m}^{ev}) + e_i(EH_{l-1,m}^{od}) = (i/\sqrt{2})\hat{e}^+(x-iy)^l F_l', \\
 & \hspace{15em} (k < 0, \beta_{EH}), \\
 CV_l^{-+} &: ie_i(EH_{l-1,m}^{ev}) - e_i(EH_{l-1,m}^{od}) = (i/\sqrt{2})\hat{e}^-(x+iy)^l F_l'.
 \end{aligned}$$

Из выражений (2) следует, что в оптическом цилиндрическом волокне могут существовать несвязанные оптические вихри, представляющие собой суперпозицию четных и нечетных несимметричных мод одной группы. Эти вихри с топологическим зарядом представляют собой оптические волны с геликоидальным волновым фронтом и сингулярностью на оси волокна ($x = y = 0$). Теперь нельзя говорить просто о скалярном оптическом вихре. В выражение для поперечных полей e_i входит произведение скалярного вихря на единичный вектор циркулярной поляризации (\hat{e}^+ или \hat{e}^-). В электродинамике обычно такие дефекты поля называют дисклинациями волнового фронта [3]. Поскольку поля (2) являются независимыми волновыми структурами, распространяющимися с определенным волновым числом β , то они ничем не отличаются от собственных мод волокна. Исключения представляют вихри, составленные из симметричных мод TE_{0m} и TM_{0m} , которые имеют различные постоянные распространения. Такие вихри неустойчивы и в процессе распространения распадаются на собственные симметричные моды. Вихревые образования (2) удобно обозначить как $CV_l^{\mp\pm}$ — circular vortex (циркулярный вихрь) с топологическим зарядом $\pm l$, первый знак в верхнем индексе соответствует направлению циркуляции поляризации, второй знак — знаку топологического заряда вихря.

Удобно циркулярной поляризации волны приписать топологический заряд, численно равный ее спиральности $\chi = \pm 1$ и взять произведение $k = \text{sign}(l \cdot \chi)$ — знак комбинарованного топологического заряда. Тогда свободный вихрь волокна можно обозначить CV_l^{k+} .

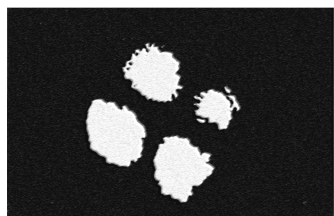
Подчеркнем важное обстоятельство, связанное со способностью волокон пропускать однородно поляризованный

свет при возбуждении гауссовым пучком. В работе [4] авторы, опираясь на определенные свойства фазы Берри, утверждали, что идеальное цилиндрическое недвулучепреломляющее волокно способно пропускать циркулярно поляризованный свет. Из выражений (2) следует, что если в волокне отсутствует модовая конверсия, то при возбуждении его CV_l^k модами (вихрь + циркулярная поляризация) можно передать однородно циркулярно поляризованный свет. Однако следует принять во внимание, что поля одной из групп (2) распространяются с одинаковыми постоянными распространения β и между ними может возникнуть сильная волноводная связь типа $CV_l^{--} \rightleftharpoons CV_l^{++}$; $CV_l^{-+} \rightleftharpoons CV_l^{+-}$. Такая модовая связь вызывает переходы между вихрями с противоположными собственными циркулярными поляризациями и приводит к замене первоначального состояния поляризации моды CV_l ортогональным. Переходы $CV_l^{\pm\pm} \rightleftharpoons CV_l^{\pm\mp}$ маловероятны, так как поля распространяются с различными β . Поэтому в среднем по длине волокна поляризация равным образом распределяется между поляризациями, а излучение оказывается пространственно деполаризованным [5].

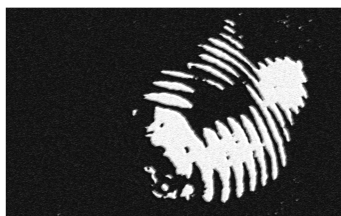
2. Эксперимент проводился на установке, описанной в первой части данной статьи. Использовалось оптическое волокно с волноводным параметром $V \approx 3.5$, в котором реализовались следующие моды: HE_{11} , HE_{21} , TE_{01} , TM_{01} , HE_{31} , EH_{11} , HE_{12} . Вариацией условия возбуждения и модового согласования выделялась комбинация $LP_{21}^{od} = HE_{31}^{od} + EH_{11}^{od}$ (см. рисунок, а). Такая нечетная мода состоит из двух вихрей с топологическими зарядами $l = +2$ и $l = -2$. Для выделения этих вихрей записывалась голограмма с полем LP_{21}^{od} моды и скалярным вихрем с зарядом $l = +2$ (см. рисунок, б). При сложении поля моды LP_{21}^{od} и поля гауссова пучка в интерферометре Маха-Цендера формировалась интерференционная квазикольцевая картина (см. рисунок, в). Каждая интерференционная полоса этой картины в области моды с нулевой интенсивностью испытывала фазовый сдвиг на π . После дифракции этой моды на голограмме в дальнем поле возникала типичная картина (см. первую часть статьи).

Выделение отдельного дифракционного порядка ($n = +1$ или $n = -1$) с последующей интерференцией с гауссовым пучком дает простое вихревое состояние — согласованный оптический вихрь (см. рисунок, е) с линейной поляризацией (соответствующей линейной поляризации LP_{21}^{od} моды).

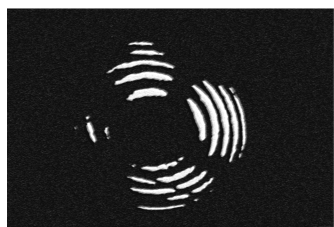
Перед оптическим волокном устанавливалась голограмма краевой дислокации с $l = +2$. Волокно возбуждалось посредством циркулярно поляризованного вихря типа CV_2^{++} .



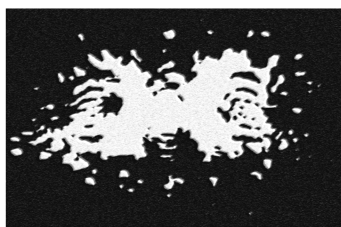
a



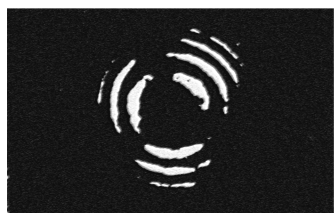
б



в



г



д



е

Фотографии: *a* — структуры LP_{21}^{od} нечетной модовой комбинации; *б* — увеличенная голограмма $LP_{21}^{(od)}$ моды с оптическим скалярным вихрем ($l = 2$); *в* — интерферограмма дальнего поля моды $LP_{21}^{(od)}$ с гауссовым пучком; *г* — интерференционное взаимодействие топологических зарядов в ближнем поле рассеяния голограммы; *д* — интерферограмма свободного несогласованного неоднородно поляризованного оптического вихря после голограммы; *е* — интерферограмма свободного согласованного однородно поляризованного вихря CV_2 , пропущенного маломодовым волокном.

После волокна свет проходил вторую голограмму с $l = +2$ для LP_{21}^{od} моды и на выходе интерферометра формировал сложную квазиколецевую структуру — несогласованный оптический вихрь (см. рисунок, *д*). Полный подсчет числа “вилок” и вихрей интерференционной картины показал, что на выходе волокна топологический заряд пучка $l = 2$. Однако вихревая микроструктура содержала 10 “вилок”, 8 из

которых имели попарно противоположные заряды (топологические векторные диполи) [6].

Экспериментальный анализ взаимодействий топологических зарядов в волокне показал, что эти взаимодействия можно разделить на два типа: 1) взаимодействие вихрей внутри данной модовой группы с фиксированными индексами l и m — топологическое взаимодействие — одноименные заряды отталкиваются, разноименные притягиваются [7]; 2) взаимодействие разных групп вихрей — интерференционное взаимодействие — одноименные заряды вычитаются, разноименные — складываются по модулю.

Интерференционное взаимодействие иллюстрируется фотографией поля дифрагированного гауссова пучка на голограмме с $l = +8$ (см. рисунок, z). Между соседними дифракционными порядками видны типичные интерференционные полосы. Число полос, заканчивающихся на $n = \pm 1$ порядке, равно заряду этого дифракционного порядка. Это вытекает из условия, что результат интерференционного взаимодействия равен разности фаз складываемых полей.

Эти два типа взаимодействия вихрей — внутри моды и между модами и создает сложную картину поля излучения. Найдено, что в области источника свободных вихрей волокна поле циркулярно поляризовано, а два противоположных вихря имеют ортогональные поляризации.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда фундаментальных исследований ГКНТ НАН Украины.

Список литературы

- [1] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
- [2] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [3] Nye J.E. // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A 387. P. 105–132.
- [4] Зельдович Б.Я., Есаен А.А. // Квантовая электроника, 1988. Т. 15. № 1. С. 235–236.
- [5] Воляр А.В., Быков А.М., Волков И.С. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. В. 1. С. 190–191.
- [6] Basistiy I.V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V. // Optics Comm. 1995. V. 119. P. 604–612.
- [7] Roux F.S. // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V. 12. N 7. P. 1215–1221.

Симферопольский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
13 февраля 1996 г.