

01;07

Динамика дислокаций и дисклинаций поля маломодового волокна.

III. Циркулярно поляризованные CP_{11} моды и L дисклинации

© А.В. Воляр, Т.А. Фадеева, Х.М. Решитова

Симферопольский государственный университет

Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г.

Экспериментально и модельно-теоретически найдено, что при возбуждении ступенчатого маломодового волокна циркулярно поляризованным гауссовым пучком в направляемых волновых полях рождаются линейно поляризованные чисто краевые L_x и L_y дисклинации. Азимуты линейной поляризации этих дисклинаций вращаются в направлении, противоположном направлению вращения осей дисклинаций. Когда оси L_x и L_y дисклинаций оказываются ортогональны друг другу, рождается чисто винтовая дислокация. При коллинеарных осях L_x и L_y дисклинации аннигилируют и рождается чисто краевая однородная циркулярно поляризованная дислокация, ось которой совпадает с осью дисклинаций. Изменение знака циркулярной поляризации возбуждения вызывает изменение знака углов ориентации чисто краевых дислокаций и дисклинаций, а также изменение знака направления азимута линейной поляризации и знака топологического заряда чисто винтовой дислокации.

Физический механизм вращения осей дисклинаций и дислокаций связан с проявлением оптического эффекта Магнуса в маломодовом волокне. Вращение плоскости поляризации L_x , L_y дисклинаций и винтовой дислокации отражает проявление топологической фазы Берри при циклическом изменении ориентации осей этих дисклинаций.

Процесс формирования оптических вихрей в маломодовом волокне непосредственно связан с возбуждением циркулярно поляризованных полей. Известные простые волновые комбинации (LP_{11} моды) линейно поляризованы [1]. Поэтому для описания возбуждения циркулярно поляризованных полей на входе волокна требуется комбинировать поля LP_{11} мод с ортогональными линейными поляризациями. В дальнейшем такую волновую комбинацию будем называть циркулярно поляризованной CP_{11} модой.

Как было показано в первой части работы, изменение поля LP₁₁ моды определяется взаимодействием полей возмущения ортогональных чисто краевых циркулярных C[±] дисклинаций. Формирование CP₁₁ волн из двух LP₁₁ мод теперь уже характеризуется четырьмя C[±] дисклинациями. Сложение этих дисклинаций порождает новые типа векторных дефектов волн. Эволюция этих новых векторных дефектов — дисклинаций и будет характеризовать волновые изменения CP₁₁ мод, распространяющихся в неоднородной среде.

Целью данной работы явилось экспериментальное и модельно-теоретическое изучение свойств векторных дефектов — дисклинаций в CP₁₁ волновых комбинациях маломодового волокна.

1. Рассмотрим световое поле маломодового волокна, имеющее на его входном торце однородную круговую поляризацию. Из возможных четырех типов LP₁₁ мод можно составить четыре типа CP₁₁ мод, отличающихся четностью и направлением циркуляции. Не теряя общности изложения, выберем для рассмотрения четкую правоциркулярно поляризованную CP₁₁^{+ev} моду. Поле этой моды, как результат сложения двух ортогонально поляризованных LP₁₁ мод, можно представить в виде:

$$e_t = \left[\hat{e}^+ \left(\cos(\varphi - \delta\beta_{21}z) + \cos[\varphi - (\Delta\beta + \delta\beta_{21})z] \exp\{i\Delta\beta z\} \right) + \hat{e}^- \left(\cos(\varphi + \delta\beta_{21}z) - \cos[\varphi + (\Delta\beta + \delta\beta_{21})z] \exp\{i\Delta\beta z\} \right) \right] F_1 \exp\{i\beta z\}, \quad (1)$$

где

$$\delta\beta_{21} = \frac{\delta\beta_2 - \delta\beta_1}{2}; \quad \tilde{\beta}_1 = \tilde{\beta} + \frac{\delta\beta_2 - \delta\beta_1}{2}; \quad \Delta\beta = \delta\beta_4 - \delta\beta_2, \quad (2)$$

\hat{e}^+ , \hat{e}^- — единичные вектора циркулярной поляризации, $\delta\beta_i$ — поляризационные поправки HE₂₁ ($i = 1$), TM₀₁ ($i = 2$) и TE₀₁ ($i = 4$) мод. Для градиентного волокна в первом приближении теории возмущений [1] имеем $\delta\beta_2 = \delta\beta_4 = 0$ и из (1): $e_t = \hat{e}^+ \cos(\varphi - \delta\beta_{21})F_1(R)$.

В волокне с параболическим профилем показателя преломления формируется однородно циркулярно поляризованная CP₁₁^{+ev} мода с чисто краевой дислокацией, распространяющаяся без изменения состояния поляризации и типа дислокации. Ось этой дислокации в сечении $z = z_0$ поворачивается на угол $\gamma = \delta\beta_{21}z$. Если градиентное волокно

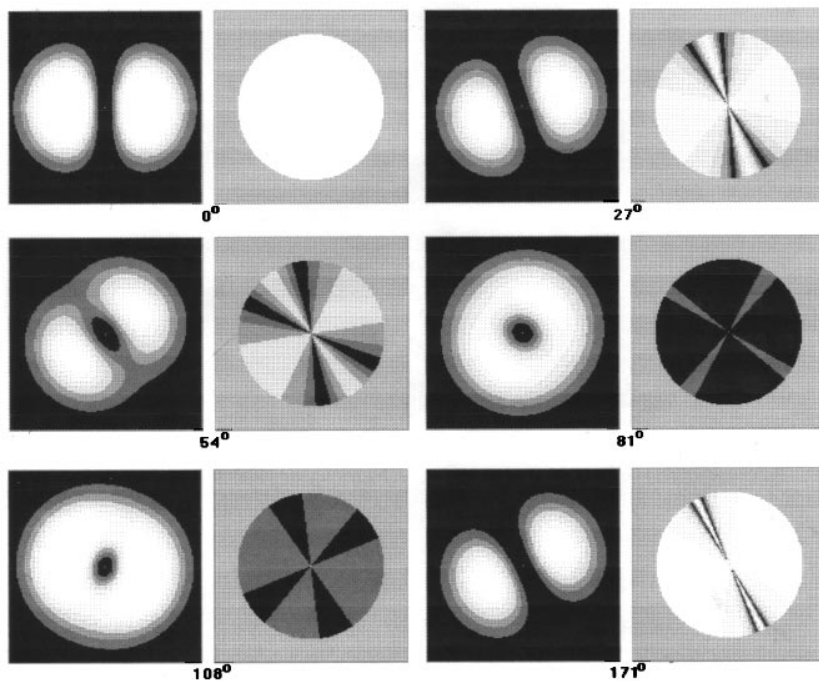


Рис. 1. Карты распределения интенсивности I (слева) и степени линейной поляризации η (справа) поля циркулярно поляризованной CP_{11} моды. Распределения $I(\rho, \varphi)$ и $\eta(\rho, \varphi)$ соответствуют сечениям волокна $\Delta\beta z_0$ в интервале фаз от 0 до π . Белым цветом на картах $\eta(\rho, \varphi)$ обозначена круговая поляризация, а черным — линейная.

возбудить левациркулярно поляризованным светом, то в нем будет распространяться однородно левациркулярно поляризованное волновое поле с чисто краевой дислокацией. В сечении $z = z_0$ ось дислокации поворачивается на угол $\gamma = -\delta\beta_{21}z$. Этот процесс связан с одновременным рождением в двух ортогональных LP_{11} модах четырех чисто краевых циркулярно поляризованных C^\pm дисклинаций. Рожденные дисклинации вращаются с одинаковыми угловыми скоростями, но пара C^- дисклинаций находится в противофазе, и гасят друг друга, образуя

чисто краевую вращающуюся дислокацию. Другая пара S^+ дисклинаций софазна и интерференционно усиливает друг друга.

В волокне со ступенчатым профилем показателя преломления поляризационные поправки $\delta\beta_2$ и $\delta\beta_4$ для TE_{01} и TM_{01} мод LP_{11} группы не равны друг другу и динамика дислокаций и дисклинаций описывается выражением (1). На рис. 1 представлены карты поля для интенсивности и состояний поляризации SP_{11} моды. В этой полевой комбинации нельзя пользоваться терминами S^\pm дисклинаций, поскольку поле волокна циркулярно поляризовано только в плоскостях, где $\Delta\beta z = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$). В остальных сечениях свет ни при каких азимутальных углах φ не становится циркулярно поляризованным. Поэтому при расчетах мы пользовались термином — степень линейной поляризации, которая определяется в соответствии с выражением $\eta = (1 - |Q|)/(1 + |Q|)$, где Q — степень эллиптичности. Из рис. 1 видно, что на карте состояний поляризации поперечного сечения поля возникают линии с линейной поляризацией. Эти линии в момент рождения линейно поляризованы — одна вдоль y , а другая вдоль x , но при распространении они вращаются с различными угловыми скоростями. Направления линейной поляризации этих линий также вращаются, но в противоположном направлении. Мы назвали эти линии чисто краевыми L_x и L_y дисклинациями по аналогии с дисклинациями полей в свободном пространстве [2,3], поскольку для L_x напряженность $\text{Im}[e_y(z=0)] = 0$, $\text{Re}[e_y(z=0)] = 0$, а для L_y напряженность $\text{Im}[e_x(z=0)] = 0$, $\text{Re}[e_x(z=0)] = 0$.

На рис. 2, б сплошные линии зависимости степени линейной поляризации η от азимутальной координаты φ характеризуют теоретически рассчитанную эволюцию состояния поляризации SP_{11}^{+ev} моды. Движение максимумов этих кривых отражает динамику L_x и L_y дисклинаций. Из рис. 1 и рис. 2, б видно, что при $\Delta\beta z = \pi/2 + m\pi$, когда оси L_x и L_y дисклинаций ортогональны друг другу, рождается чисто винтовая дислокация с топологическим зарядом $l = +1$, поле которой однородно линейно поляризовано с азимутом наклона вектора e $\psi = -\delta\beta_{21}z$. Если волокно возбуждать левовращающимся светом, то рождается чисто винтовая дислокация с $l = -1$, а ее линейная поляризация ориентирована под углом $\psi = +\delta\beta_{21}z$. При $\Delta\beta z = m\pi$ оси L_x и L_y дисклинаций параллельны и рождается чисто краевая дислокация, ось которой ориентирована под углом $\gamma = \delta\beta_{21}z$ (совпадает с осью дислокации эквивалентного градиентного волокна). Изменение знака

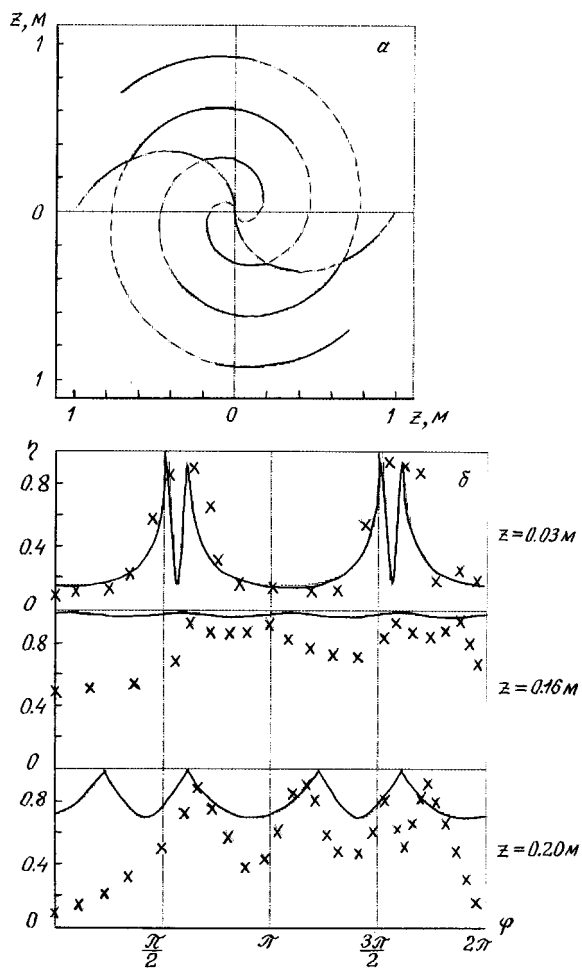


Рис. 2. *a* — фазовый портрет эволюции L_x и L_y дисклинаций, построенный в полярных координатах. В качестве полярного радиуса выбрана длина волокна z , угол φ характеризует азимут оси краевой дисклинации. Сплошная кривая соответствует L_y дисклинации, а пунктирная кривая — L_x дисклинации; *b* — зависимость степени линейной поляризации η от азимутальной координаты φ для различных длин волокна и фазы $\Phi = \Delta\beta z$. Сплошные линии — теория, крестики — эксперимент.

циркулярной поляризации возбуждающего пучка вызывает изменение знака угла γ . На рис. 2, *a* представлен фазовый портрет эволюции L_x и L_y дисклинаций (по аналогии с фазовыми портретами C^\pm дисклинаций в первой части данной работы). Фазовые кривые получены из выражения (1) и условия, что третий параметр Стокса $S_3 = i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) = 0$ для линейно поляризованных L_x и L_y дисклинаций. Пересечения спиральных кривых соответствуют рождению чисто винтовых линейно поляризованных дислокаций с топологическим зарядом $l = +1$. Места соединения сплошных и пунктирных линий соответствуют рождению чисто краевых циркулярно поляризованных дислокаций.

2. Экспериментально исследовалась зависимость степени линейной поляризации η от азимутального угла φ в маломодовом волокне на различных отрезках длины z . Для измерений использовалась экспериментальная установка и маломодовое волокно, параметры которых описаны в первой части данной работы. CP_{11}^{+ev} мода формировалась на входном торце волокна при прохождении гауссова пучка через голограмму краевой дислокации и $\lambda/4$ пластинку. Результаты измерений, представленные экспериментальными точками на рис. 2, показывают, что возбуждение маломодового волокна циркулярно поляризованным светом связано с рождением двух линейно поляризованных дисклинаций, вращающихся в одном направлении с различными угловыми скоростями. Углы ориентации линейных поляризаций вращаются в направлениях, противоположных направлению вращения дисклинаций. Экспериментально найдено, что однородная линейная поляризация возникает на длине $s_0 = 18$ см, приблизительно равной четверти длины биений $\Lambda_0 = 2\pi/\Delta\beta$. Однако восстановить азимуты линейных поляризаций L_x и L_y дисклинаций не удалось для длин волокна порядка 4 м. Это связано с тем, что в формировании L_x и L_y дисклинаций участвует четыре собственных моды, величины постоянных распространения β_i которых являются иррациональными числами [4].

Было найдено, что в излучении CP_{11}^{+ev} моды никогда не появляется однородная по сечению круговая поляризация, ортогональная начальному состоянию поляризации. Кроме того, заряд винтовых дислокаций сечений $(2m + 1)\Lambda_0/4$ в процессе эволюции поля не изменяет знак.

Интерференционный эксперимент показал, что в сечениях волокна $z = (2m + 1)\pi/4\Delta\beta$ возникают чисто краевые дислокации, знак топологического заряда которых изменяется при изменении знака циркуляции поляризации возбуждающего пучка.

Физический механизм вращения оси краевой дисклинации объясняет проявление оптического эффекта Магнуса [5] для маломодовых волокон. Вращение плоскости линейной поляризации L_x и L_y дисклинаций связано с топологической фазой Берри при циклическом изменении направления оси дисклинации.

Работа выполнена при частичной поддержке Международной Соросовской программы поддержки образования в области точных наук (ISSEP), грант N PSU062108.

Список литературы

- [1] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [2] *Нье J.F.* // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A387. P. 105–132.
- [3] *Најнал J.V.* // Proc. R. Soc. Lond. 1987. V. A414. P. 447–468.
- [4] *Воляр А.В., Лапаева С.Н., Модникова Э.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 7. С. 6–9.
- [5] *Воляр А.В., Лапаева С.Н., Мягков В.И.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8. С. 53–57.