

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 LP<sub>11</sub> моды определяется взаимодействием полей возмущения ортогональных чисто краевых циркулярных C<sup>±</sup> дисклинаций. Формирование CP<sub>11</sub> волн из двух LP<sub>11</sub> мод теперь уже характеризуется четырьмя C<sup>±</sup> дисклинациями. Сложение этих дисклинаций порождает новые типа векторных дефектов волн. Эволюция этих новых векторных дефектов — дисклинаций и будет характеризовать волновые изменения CP<sub>11</sub> мод, распространяющихся в неоднородной среде.

Целью данной работы явилось экспериментальное и модельно-теоретическое изучение свойств векторных дефектов — дисклинаций в CP<sub>11</sub> волновых комбинациях маломодового волокна.

1. Рассмотрим световое поле маломодового волокна, имеющее на его входном торце однородную круговую поляризацию. Из возможных четырех типов LP<sub>11</sub> мод можно составить четыре типа CP<sub>11</sub> мод, отличающихся четностью и направлением циркуляции. Не теряя общности изложения, выберем для рассмотрения четкую правоциркулярно поляризованную CP<sub>11</sub><sup>+ev</sup> моду. Поле этой моды, как результат сложения двух ортогонально поляризованных LP<sub>11</sub> мод, можно представить в виде:

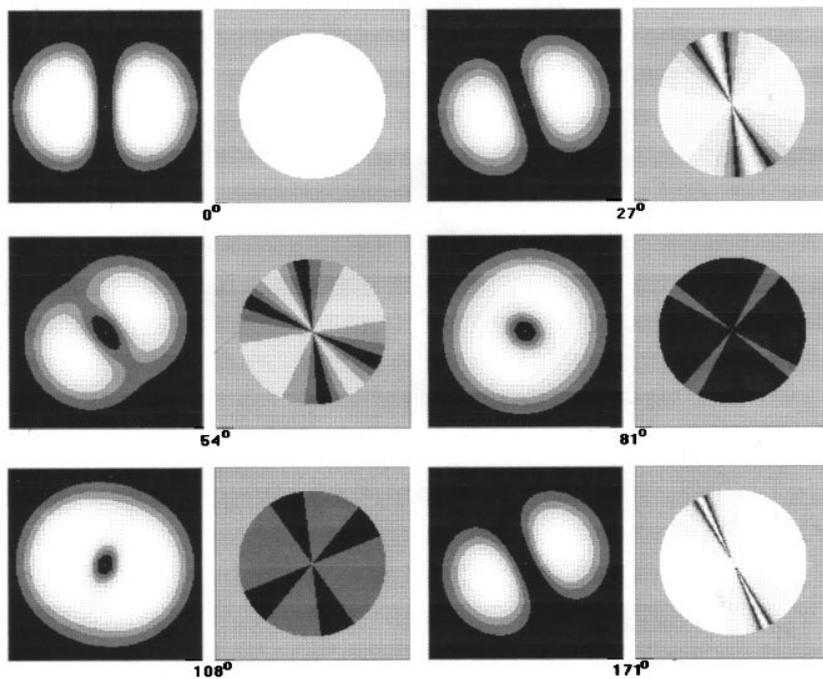
$$e_t = \left[ \hat{e}^+ \left( \cos(\varphi - \delta\beta_{21}z) + \cos[\varphi - (\Delta\beta + \delta\beta_{21})z] \exp\{i\Delta\beta z\} \right) + \hat{e}^- \left( \cos(\varphi + \delta\beta_{21}z) - \cos[\varphi + (\Delta\beta + \delta\beta_{21})z] \exp\{i\Delta\beta z\} \right) \right] F_1 \exp\{i\beta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

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 HE<sub>21</sub> ( $i = 1$ ), TM<sub>01</sub> ( $i = 2$ ) и TE<sub>01</sub> ( $i = 4$ ) 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 CP<sub>11</sub><sup>+ev</sup> 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



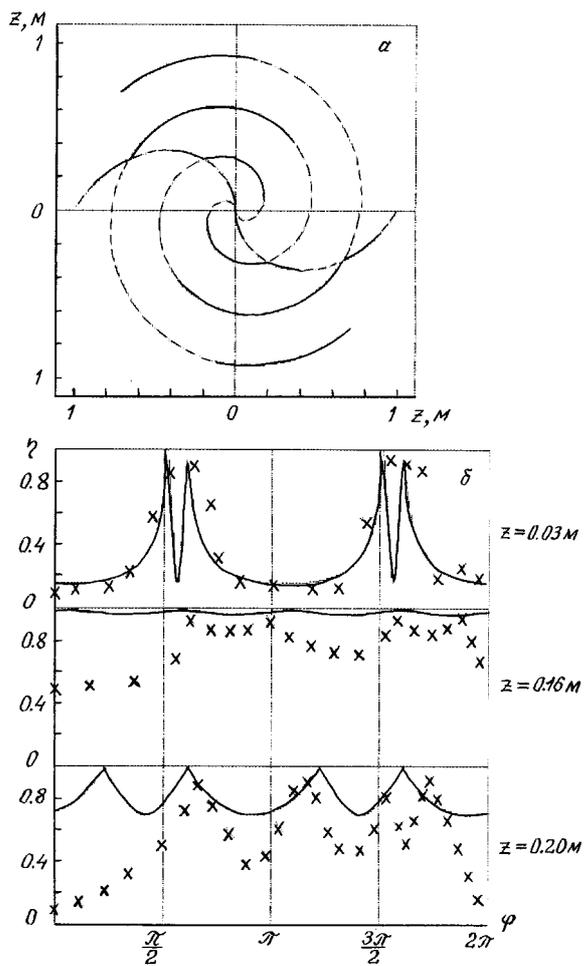
**Рис. 1.** Карты распределения интенсивности  $I$  (слева) и степени линейной поляризации  $\eta$  (справа) поля циркулярно поляризованной  $CP_{11}$  моды. Распределения  $I(\rho, \varphi)$  и  $\eta(\rho, \varphi)$  соответствуют сечениям волокна  $\Delta\beta z_0$  в интервале фаз от 0 до  $\pi$ . 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  $\varphi$  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  $\eta$  от азимутальной координаты  $\varphi$  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  $\varphi$  характеризует азимут оси краевой дисклинации. Сплошная кривая соответствует  $L_y$  дисклинации, а пунктирная кривая —  $L_x$  дисклинации; *b* — зависимость степени линейной поляризации  $\eta$  от азимутальной координаты  $\varphi$  для различных длин волокна и фазы  $\Phi = \Delta\beta z$ . Сплошные линии — теория, крестики — эксперимент.

циркулярной поляризации возбуждающего пучка вызывает изменение знака угла  $\gamma$ . 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  $\eta$  от азимутального угла  $\varphi$  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  $\beta_i$  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] *Ньюе J.F.* // Proc. R. Soc. Lond. 1983. V. A387. P. 105–132.
- [3] *Найнал 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.