

07

Туннельная селекция оптических вихрей

© Т.А. Фадеева, А.В. Воляр

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Украина

Поступило в Редакцию 28 января 2003 г.

Рассмотрен процесс селекции основной моды и направляемого вихря в Y-образном направленном волоконно-оптическом разветвителе. Показано, что при определенных условиях поле основной моды полностью перекачивается во второй канал разветвителя, оставляя неизменным во втором канале поле оптического вихря. На основе разветвителя собран вихревой волоконно-оптический интерферометр и измерены его линейность и температурная чувствительность.

Хотя оптические вихри и являются собственными модами идеально круглого изотропного оптического волокна [1], возбуждение и независимое распространение единичного направляемого вихря в волоконном канале является едва ли не центральной проблемой сингулярной оптики оптических волокон. Виновниками такой ситуации являются два процесса. Первый процесс связан с условиями отсечки собственных мод. Дело в том, что одной и той же частоте отсечки соответствуют сразу три собственные волны слабо направляющего волокна [2]: CV вихрь, TE и TM моды и, кроме того, основная HE_{11} мода вовсе не имеет отсечки. Поэтому наряду с CV вихрем в волокне одновременно возбуждаются еще три „паразитные“ моды. Второй процесс вызван условиями изготовления волокна. Любое (даже очень малое) отклонение формы поперечного сечения волокна от круговой стимулирует появление геометрического двулучепреломления. Дополнительный (если не основной) вклад вносит индуцированная анизотропия материала волокна, способствующая поддержанию однополяризационного режима основной HE_{11} моды, но разрушающая направляемый вихрь [3]. Фактически CV вихрь распадается на четыре собственные моды, между которыми возникают биения. Поскольку постоянные распространения этих мод являются иррациональными числами, то ни в каком сечении волокна невозможно восстановить исходное состояние поля.

Недавние исследования [4] показали, что при определенных условиях последний процесс может способствовать восстановлению структуры

направляемого вихря. В самом деле, закручивание осей анизотропии волокна с высоким материальным двулучепреломлением стимулирует появление топологической фазы Берри. Если удельная топологическая фаза оказывается существенно больше поляризационной поправки к постоянной распространения собственных мод, то двулучепреломляющее действие среды подавляется закруткой осей и линейно поляризованный оптический вихрь становится собственной модой такого волокна. Точно так же циркулярно поляризованный оптический вихрь становится собственной модой волокна со скрученной эллиптической сердцевиной.

Вообще говоря, влияние первого процесса также можно подавить или свести к минимуму, если использовать волокна с вынужденным поглощением, распределенным в узкой области вблизи оси [5]. Тогда потери на поглощение HE_{11} , TE и TM мод окажутся значительно выше, чем CV вихря за счет особенностей структуры продольного и поперечного электрического и магнитного поля. Тем не менее технология изготовления таких волокон далеко не тривиальна и требует существенной корректировки хорошо отлаженного технологического процесса. Поэтому мы обратили внимание на еще одну почти очевидную возможность выделения единичного оптического вихря в канале волокна, не затрагивающую технологию волокон. Это хорошо известный оптический туннельный эффект, который различным образом отражается на поведении оптических вихрей и HE_{11} моды в двух рядом расположенных волокнах [2]. Оптическое туннелирование широко используется в конструкциях волоконных разветвителей основной HE_{11} моды, однако в литературе мы не встретили упоминаний о практическом использовании этого эффекта для мод высших порядков.

Целью данной работы явилось изучение процесса селекции основной моды и оптических вихрей в волоконно-оптическом разветвителе.

1. Рассмотрим два слабо направляющих волокна, оси которых располагаются на расстоянии d друг от друга. Радиус сердцевины каждого из них обозначим через ρ , как это показано на рис. 1, *a*. Для простоты будем считать, что волокна имеют параболический профиль показателя преломления:

$$\bar{n}^2 = n_{co}^2 \left[1 - 2\Delta \left\{ \frac{(2x \pm d)^2}{(2\rho)^2} + \frac{y^2}{\rho^2} \right\} \right], \quad (1)$$

где знаки (+) и (–) относятся к первому и второму волокну соответственно. Выберем условия возбуждения и волноводный параметр V

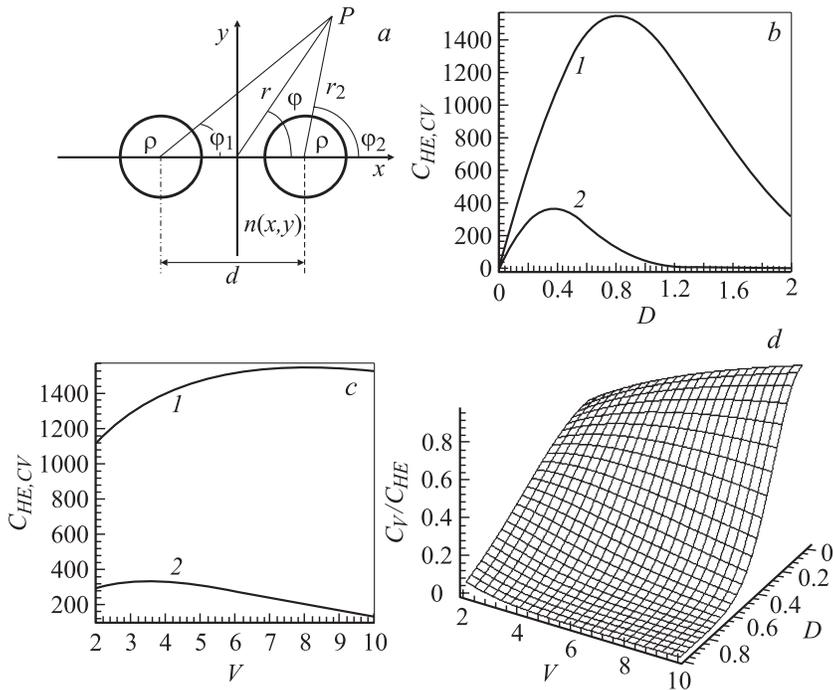


Рис. 1. Связанные оптические волокна (а). Зависимость коэффициента связи C между полями HE_{11} моды (1) и CV вихря (2) от расстояния между волокнами $D = d/\rho$ (b) и волнового параметра V (c). Общий вид поверхности для отношения C_V/C_{HE} как функции V и D .

таким образом, чтобы в волокнах могли возбуждаться только две циркулярно поляризованные CV и HE_{11} моды. Их волновые функции можно представить в виде [2]:

$$\Psi_{HE} = \exp\left\{-\frac{V}{2}R_{\pm}^2\right\} e^{i\beta_{HE}z}, \quad \Psi_{CV} = [X_{\pm} + iY] \exp\left\{-\frac{V}{2}R_{\pm}^2\right\} e^{i\beta_{CV}z}, \quad (2)$$

где

$$R_{\pm} = r_{1,2}/\rho = \sqrt{X_{\pm}^2 + Y^2}, \quad X_{\pm} = \frac{x \pm \frac{d}{2}}{\rho}, \quad Y = \frac{y}{\rho},$$

$$V = k\rho n_{co}\sqrt{2\Delta}, \quad \Delta \approx \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{co}},$$

n_{co} и n_{cl} — показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно, β_{HE} и β_{CV} — постоянные распространения HE_{11} и CV мод соответственно.

Коэффициент связи между полями Ψ_i и Ψ_j мод запишем как [2]:

$$C_{ij} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\int \int_S (n - \bar{n}) \Psi_i \Psi_j^* dS}{\int \int_S |\Psi_i|^2 dS}, \quad (3)$$

где

$$n^2 = n_{co}^2 \left[1 - 2\Delta \left\{ \frac{(|2x| - d)^2}{(2\rho)^2} + \frac{y^2}{\rho^2} \right\} \right],$$

а интегрирование проводится по неограниченной площади S поперечного сечения. Из этого выражения следует, что перекачка энергии между модами с различными индексами протекает значительно слабее, чем между одноименными полями: $HE_{11} \Rightarrow HE_{11}$, $CV_{01} \Rightarrow CV_{01}$. Из выражений (1)–(3) находим коэффициенты связи для одноименных полей:

$$C_{HE} = \sqrt{\frac{V\Delta}{2\pi}} \frac{d}{\rho^2} \exp\left(-\frac{V}{4} \frac{d^2}{\rho^2}\right),$$

$$C_{CV} = \frac{V}{4} \sqrt{\frac{V\Delta}{2\pi}} \frac{d}{\rho^2} \left(\frac{3}{V} - \frac{d^2}{2\rho^2}\right) \exp\left(-\frac{V}{4} \frac{d^2}{\rho^2}\right). \quad (4)$$

В случае если $d < \rho$, коэффициенты связи сравнимы между собой: $C_{CV} \propto C_{HE_{11}}$, если же выполняется условие $Vd^2/2\rho^2 \geq 3$, то связь между HE_{11} модами существенно превосходит связь между CV вихрями: $C_{CV} \ll C_{HE_{11}}$. Кривые рис. 1, *b* иллюстрируют этот процесс. Конверсия энергии между HE_{11} модами в соседних волокнах почти такая же, как и между CV вихрями, но как только $d \gg \rho$, энергетический баланс резко нарушается и перекачка происходит только внутри группы HE_{11} мод, не затрагивая вихри. Однако указанное условие не является строгим, поскольку существенное влияние на процесс оказывает как сама величина волноводного параметра V , так и соотношение между V , расстоянием между волокнами d и радиусами волокон ρ . Эту особенность процесса перекачки энергии демонстрирует рис. 1, *c, d*. Указанная несоразмерность коэффициентов связи C_{HE} и C_{CV} позволяет осуществлять выборочную селекцию „паразитной“ HE_{11} моды и CV вихря.

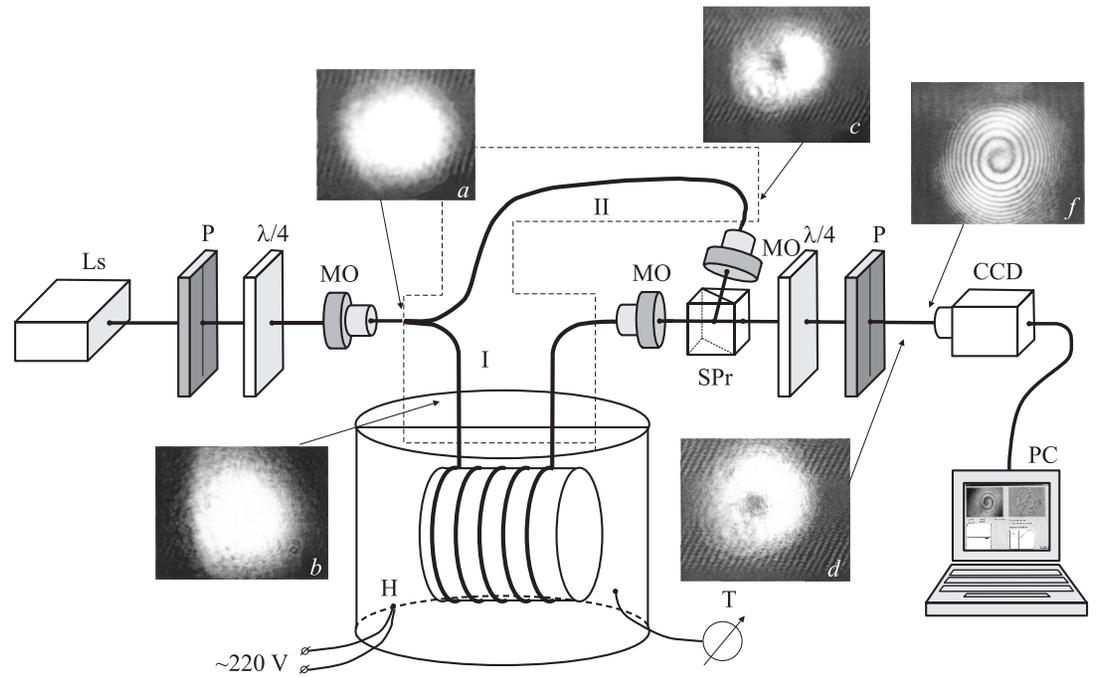


Рис. 2. Схема экспериментальной установки и фотографии распределения интенсивности светового пучка в различных ее узлах. Ls — лазер, P — поляризатор, MO — микробъектив, SPr — делительная призма, CCD — регистрирующее устройство, PC — компьютер.

2. Для экспериментального исследования процесса селекции HE_{11} моды и CV вихря был выбран волоконно-оптический Y -образный разветвитель, полученный на основе сварки двух стандартных кварц-кварцевых оптических волокон, поддерживающих HE_{11} моду на длине волны $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$. На длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ в таких волокнах могут реализоваться HE_{11} , HE_{21} , TE и TM моды при возбуждении линейно поляризованным светом и HE_{11}^{\pm} мода, неустойчивый IV и устойчивый CV вихри при возбуждении циркулярно поляризованным пучком [1]. На основе разветвителя была собрана схема волоконно-оптического интерферометра Маха–Цендера, приведенная на рис. 2. Свет от He–Ne лазера на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ превращался в циркулярно поляризованный пучок после прохождения через поляризатор P и $\lambda/4$ пластину. С помощью $20\times$ микрообъектива этот пучок возбуждал входной терминал Y -образного разветвителя. Второй и третий терминалы образовывали предметное I и опорное II плечи интерферометра. Предметное плечо имело длину 1.7 m и помещалось в резервуар с водой. Опорное плечо имело такую же длину и термостатировалось (на рис. 2 — пунктирная линия). С помощью $20\times$ микрообъективов и делительной призмы излучение из волокон собиралось в единый пучок, который пропусклся через систему, содержащую $\lambda/4$ пластину и поляризатор P , оси которых составляли угол 45° . Эта система выполняла роль фильтра циркулярной поляризации. Далее пучок попадал на вход CCD камеры типа „Samsung“ с 720×540 числом рабочих ячеек, а интерференционное изображение подвергалось соответствующей компьютерной обработке.

Не вполне осевой циркулярно поляризованный пучок возбуждал в переднем волокне разветвителя модовую смесь, содержащую HE_{11} моду, IV и CV вихри с неконтролируемыми „весовыми“ коэффициентами (рис. 2, *a*). За счет различия в коэффициентах связи HE_{11} моды и вихрей (CV вихрь, TE и TM мода, суперпозиция которых образует IV вихрь, имеют одинаковые коэффициенты связи) в опорное плечо I интерферометра перекачивалась практически полностью энергия HE_{11} моды (рис. 2, *b*), в то время как в предметном плече II энергия CV и IV вихрей оставалась практически неизменной. Это легко понять, если взглянуть на положение сингулярности поля (черного пятна) на рис. 2, *c*. Уже при соотношении энергии HE_{11} моды к энергии вихрей как 1 : 1 сингулярность вытесняется из зоны видимости. В нашем же случае пятно находится почти в центре. Однако поле в опорном канале неоднородно поляризовано, что свидетельствует о

присутствии *IV* вихря, имеющего встречную циркуляцию относительно поляризации *CV* вихря. Поляризационный фильтр настраивался таким образом, чтобы подавить поле *IV* вихря. Действительно, пучок после фильтра (рис. 2, *d*), складываясь с пучком из опорного плеча, формирует интерференционную спираль (рис. 2, *f*), которая характерна для поля интерференции оптического вихря.

Изменение температуры жидкости в сосуде вызывало вращение интерференционной спирали. Вращающееся изображение подвергалось компьютерной обработке в реальном масштабе времени по методике, описанной в работе [6]. Было обнаружено, что угол поворота спирали прямо пропорционален температуре жидкости, а температурная чувствительность такого волоконного интерферометра составляет $189 \text{ rad} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ при абсолютной погрешности измерений угла поворота 0.015 рад. Такая чувствительность сравнима с чувствительностью одномодовых интерферометров [7], тем не менее широкий интервал линейности, характерный для интерферометров на основе вихрей, является несомненным преимуществом выше описанных устройств.

Авторы благодарны Г.Д. Басиладзе за любезно предоставленный волоконно-оптический разветвитель, полученный по методике, разработанной в КБ „Домен“ при Таврическом национальном университете им. В.И. Вернадского.

Список литературы

- [1] Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 8. С. 63–67.
- [2] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [3] Алексеев К.Н., Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 4. С. 639–649.
- [4] Alexeyev C.N., Volyar A.V. // Proceedings of SPIE. 2001. V. 4607. P. 71–77.
- [5] Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 3. С. 42–48.
- [6] Fadeyeva T., Kurabtzev D., Volyar A., Soskin M. // Proceedings of SPIE. 2001. V. 4607. P. 83–89.
- [7] Jones J.D.C., Jackson D.A. // Analytical proceedings. 1985. V. 22. P. 207–210.