07

Маломодовое оптическое волокно, сохраняющее оптические вихри

© *А.В. Воляр, Т.А. Фадеева*

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

Поступило в Редакцию 29 июня 2001 г.

Рассмотрена способность оптического волокна с осевыми потерями селективно подавлять фундаментальную HE_{11}-моду, а также поперечно-электрические TE и поперечно-магнитные TM волновые поля, в то время как оптические вихри передаются практически без энергетических потерь. Получены коэффициенты затухания для соответствующих собственных мод и вихрей. Показано, что такое волокно действует как модовый фильтр относительно возбуждающего пучка.

Уникальные свойства оптических вихрей как особой формы светового поля в последнее время оказались в центре внимания многих исследователей [1,2]. Способность оптических вихрей захватывать микрочастицы и передавать им угловой момент имеет не только большое значение для фундаментальной науки, но и позволяет разрабатывать особый класс устройств микроэлектроники и инженерной генетики [3]. Более того, направляемые оптические вихри в маломодовом волокне приобретают новые свойства, не характерные для вихрей в свободном пространстве, но аналогичные свойствам механического гироскопа [4]. Это, в свою очередь, предполагает их использование в однопроходных волоконно-оптических гироскопах, тем самым позволяя отказаться от сложных кольцевых интерференционных схем, вносящих существенные погрешности в процесс измерений.

Вместе с тем известно [5], что направляемые вихри маломодового волокна, так называемые CV-вихри (линейная комбинация четной (e) и нечетной (o) гибридных мод: $CV \Rightarrow HE_{21}^{(e)} \pm iHE_{21}^{(o)}$), при малых внешних возмущениях волокна отдают часть своей энергии другим направляемым модам. В частности, с наибольшей эффективностью конверсия энергии осуществляется в IV-вихрь (линейная комбинация поперечно-магнитной и поперечно-электрической моды: $IV \Rightarrow TE_{01} \pm iTM_{01}$) и в фундаментальную HE_{11}-моду. Следует заметить, что вследствие одинаковой частоты отсечки для CV-вихря, TE_{01}- и TM_{01}-мод [6] чрезвычайно трудно возбудить в волокне единичный CV-вихрь. Очевидно, что создание датчиков физических величин на основе свойств направляемых оптических вихрей неразрывно связано с проблемой разработки маломодовых оптических волокон, способных поддерживать распространение единичного направляемого оптического вихря.

Целью данной работы явилось исследование свойств оптических волокон, способных селективно подавлять неустойчивый IV-вихрь и фундаментальную HE_{11}-моду, но практически без потерь пропускать CV-вихрь.

Прежде всего, обратим внимание на тот факт, что поперечные компоненты волновой функции фундаментальной HE_{11}-моды имеют экстремум на оптической оси [6], в то время как поперечные компоненты поля CV- и IV-вихрей обращаются в нуль. С другой стороны, продольная компонента CV-вихря также имеет на оси нуль, но абсолютная величина z-компоненты для магнитного поля TE-моды и электрического поля TM-моды на оси максимальна.

Предположим, что в окрестности оптической оси по всей длине волокна введены потери, вызывающие поглощение энергии мод. Кроме того, предположим, что в волокне отсутствует двулучепреломление, вызванное как анизотропией материала, так и деформацией формы поперечного сечения. Тогда можно воспользоваться теоремой взаимности для полей оптического волокна [6].

1. Сначала оценим величину коэффициентов затухания собственных мод. Запишем волновое уравнение для поперечных компонент электрического поля $\mathbf{e}_t$ в волокне без потерь с осесимметричным распределением показателя преломления $n(r)$ [6]. Считаем волокно слабонаправляющим и пренебрежем правой частью в волновом уравнении:

$$\left(\nabla_t^2 + k^2\tilde{n}^2(r) - \tilde{\beta}^2\right)\tilde{\mathbf{e}}_t = 0, \tag{1}$$

где $\tilde{\beta}$ — постоянная распространения моды, ∇_t^2 — поперечный оператор Лапласа, k — волновое число. Но если в волокно введены потери, то его показатель преломления становится комплексной величиной: $n^2(r) = n_R^2(r) + in_I^2(r)$, где n_R и n_I — чисто действительные величины. Кроме того, комплексной величиной становится и постоянная распространения мод: $\beta = \beta_R + i\beta_I$. Теперь волновое уравнение для волокна с потерями можно записать в виде

$$\left(\nabla_t^2 + k^2 n^2(r) - \beta^2\right)\mathbf{e}_t = 0. \tag{2}$$

Умножим уравнение (1) скалярно на $\mathbf{e}_t^*$ (значок (*) указывает на комплексное сопряжение), а от уравнения (2) сначала возьмем комплексное сопряжение, затем умножим его скалярно на величину $\tilde{\mathbf{e}}_t$. Далее вычтем эти уравнения и проинтегрируем по бесконечно большой площади поперечного сечения волокна S. Учтем, что $\int\limits_S(\mathbf{e}_t^*\nabla_t^2\tilde{\mathbf{e}}_t-\tilde{\mathbf{e}}_t\nabla_t^2\mathbf{e}_t^*)dS=\oint\limits_L(\mathbf{e}_t^*\nabla_t\tilde{\mathbf{e}}_t-\tilde{\mathbf{e}}_t\nabla_t\mathbf{e}_t^*)dl=0$ за счет ограниченности полей и их первых производных на бесконечности. После выделения действительных и мнимых частей находим:

$$\beta_I \approx \frac{k^2}{2\tilde{\beta}}\,\frac{\int\limits_S n_I^2(r)|\tilde{\mathbf{e}}_t|^2 dS}{\int\limits_S |\tilde{\mathbf{e}}_t|^2 dS}. \tag{3}$$

При выводе выражения (3) предполагалось, что $n_R \gg n_I$, $\tilde{n} \approx n_R$ и $\tilde{\mathbf{e}}_t \approx \mathbf{e}_t$, что вполне обосновано ввиду малости потерь.

Оценим полученное выражение для волокна с параболическим профилем показателя преломления: $n^2 = n_0^2(1-2\Delta R^2)$, где $R = r/\rho$, ρ — характерный радиус волокна, Δ — высота профиля показателя преломления. Тогда модуль волновой функции оптического вихря можно представить в виде [7]: $|\tilde{\mathbf{e}}| = F_l = R^l\exp(-1/2VR^2)$, где V — волноводный параметр. Пусть мнимая часть показателя преломления имеет вид $n_I^2 = n_{0I}^2\exp(-\alpha R^2)$, где α — характеризует крутизну профиля поглощения. Тогда выражение (3) можно представить в виде

$$\beta_I^{(l)} \approx n_{0I}\,\frac{k}{2n_0}\left(\frac{V}{V+\alpha}\right)^{l+1}. \tag{4}$$

Откуда следует, что чем больше топологический заряд l оптического вихря, тем слабее он поглощается в волокне. Наибольшие потери имеет основная HE_{11}-мода с $l=0$.

На рис. 1 приведено семейство кривых, характеризующих зависимость отношения коэффициентов поглощения $\beta_I^{(l)}/\beta_I^{(O)}$ оптического вихря с топологическим зарядом l и основной HE_{11}-моды. Так, если потери оптического вихря с $l=1$ составляют 2dB/km, то при коэффициенте профиля поглощения $\alpha = 3\cdot10^4$ потери основной моды составят $6\cdot10^4$ dB/km.

Таким образом, потери, введенные в сердцевину волокна так, что они сосредоточены в области оптической оси, вызывают селективное

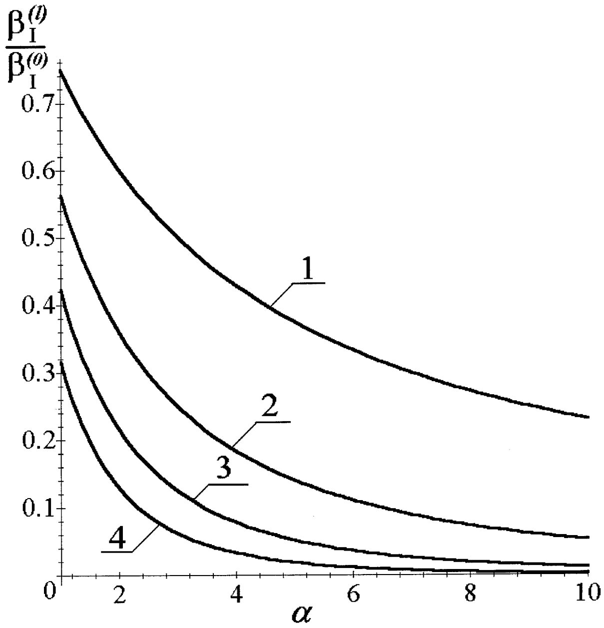

Рис. 1. Кривые зависимости отношения мнимых частей постоянных распространения оптического вихря и HE_{11}-моды $\beta_I^{(l)}/\beta_I^{(O)}$ от коэффициента α профиля мнимой части показателя преломления n_I^2: *1* — $l = 1$; *2* — $l = 2$; *3* — $l = 3$; *4* — $l = 4$.

поглощение энергии основной HE_{11}-моды и практически не влияют на энергию оптического вихря. Однако из выражения (3) следует, что как CV-вихрь, так и TE- и TM-моды будут иметь одинаковые потери, что, вообще говоря, не верно. Очевидно, что метод, посредством которого было получено выражение (3), не позволяет решить такую проблему. Дело в том, что в выше приведенных выкладках мы пользовались представлением о слабонаправляющих волокнах, где пренебрегается продольными компонентами поля, которые как раз и отвечают за поглощение TE- и TM-мод. Чтобы учесть этот эффект, необходимо вернуться к исходным уравнениям.

2. Свойство трансляционной инвариантности полей оптического волокна позволяет записать независимые уравнения для продольных и

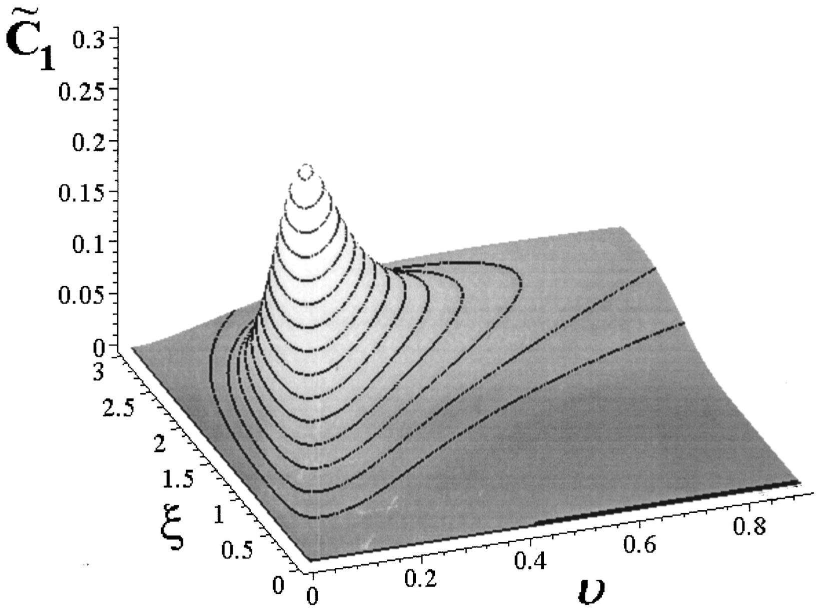

Рис. 2. Зависимость нормированного коэффициента возбуждения $\tilde{C}_1$ для оптического вихря с $l = 1$ от угла падения исходного пучка ϑ и отношения радиусов ξ исходного пучка и направляемого вихря.

поперечных компонент поля [6]. В частности,

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2 n^2(r) - \beta^2\right\} e_z = -i\beta \mathbf{e}_t \nabla_t \ln n^2(r),$$

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2 n^2(r) - \beta^2\right\} h_z = (\nabla_t h_z - i\beta \mathbf{h}_t) \nabla_t \ln n^2(r).$$

Для слабонаправляющего волокна можно пренебречь правыми частями в этих уравнениях. Тогда сразу приходим к уравнению (2), в котором следует заменить $\mathbf{e}_t$ либо на e_z, либо на h_z. Кроме того, следует помнить, что оператор ∇_t^2 в данном случае является скалярным. Тогда уравнения для e_z (TM-мода) и для h_z (TE-мода) после преобразований, приведенных в разделе 1, дают выражение для мнимой части постоянной распространения:

$$\beta_I^{\left\{ {TM \atop TE} \right\}} \approx \frac{k^2}{2\tilde{\beta}} \int_S n_I^2(r) \left\{ {|\tilde{e}_z|^2 \atop |\tilde{h}_z|^2} \right\} dS \Big/ \int_S \left\{ {|\tilde{e}_z|^2 \atop |\tilde{h}_z|^2} \right\} dS. \tag{5}$$

Функция профиля продольных компонент TE- и TM-мод имеет вид $G_1 = \frac{dF_1}{dR} + \frac{1}{R}F_1 = (1 - VR^2)\exp(-\frac{1}{2}VR^2)$. Подставляя ее в (5), находим выражение

$$\beta_I^{(TE)} = \beta_I^{(TM)} \approx n_{0I}\frac{k}{2n_0}\left(\frac{V}{V+\alpha}\right), \tag{6}$$

которое по форме совпадает с выражением (4) для $l = 0$. Следовательно, HE_{11}-, TE- и TM-моды имеют одинаковые потери, которые значительно превышают потери CV-вихрей.

Из полученных результатов вытекает, что, каким бы способом не возбуждалось оптическое волокно, имеющее осевые потери энергии, на его выходе основная энергия будет сосредоточена в направляемом оптическом вихре.

3. Оценим эффективность возбуждения CV-вихрей в параболическом волокне правоциркулярно поляризованным фундаментальным гауссовым пучком, ось которого составляет угол ϑ с осью волокна. Воспользуемся выражением для коэффициентов возбуждения мод по мощности из [6]:

$$C_l = \frac{\rho^2 n_0}{2\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left|\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \Psi_x^{(in)} F_l(R)\exp(\pm l\varphi)RdR\right|^2 \Big/ \int_0^{\infty} F_t^2(R)RdR, \tag{7}$$

где $\Psi_x^{(in)} = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)\exp(ik\vartheta\sin\varphi)$ — x-компонента фундаментального гауссова пучка в перетяжке $z = 0$, w — радиус перетяжки. В связи с малостью угла падения x- и y-компоненты будут возбуждаться с одинаковой эффективностью, поэтому достаточно оценить только одну из них. Для CV-вихрей получаем выражение

$$\tilde{C}_l = \frac{4}{l!}(kn_0 w\vartheta)^{2l}\left[\frac{\xi}{1+\xi^2}\right]^{2(l+1)}\exp\left\{-\frac{(kw\xi\vartheta)^2}{1+\xi^2}\right\}, \tag{8}$$

$\tilde{C}_l$ — нормированная величина C_l к мощности падающего пучка, $\xi = \tilde{\rho}/w$, $\tilde{\rho} = \rho/V$. На рис. 2 представлены зависимости $\tilde{C}_l$ от угла возбуждения ϑ и отношения радиуса моды к радиусу пучка ξ для CV-вихря с единичным топологическим зарядом $l = 1$. Полученное семейство кривых имеет максимум при согласованных радиусах моды и пучка ($\xi = 1$) для оптимального угла $\vartheta^{(opt)} = \sqrt{1+\xi^2}/(kw\xi)$. При расчете принималось $V = 4$ и учитывалось, что пучок направлен из среды с $n = 1$. Для этих значений оптимальный коэффициент возбуждения будет $\tilde{C}_1^{(opt)} \approx 0.3$. Следует отметить, что гауссов пучок с одинаковой эффективностью возбуждает вихри как с $l + 1$, так и с $l = -1$. Но оптический вихрь с правой круговой поляризацией, но отрицательным топологическим зарядом является неустойчивым IV-вихрем, который в процессе распространения затухает. Следовательно, оптимальный коэффициент возбуждения будет в половину меньше $C_1^{(opt)} \approx 0.15$.

Таким образом, оптическое волокно с осевыми потерями не только может сохранять направляемый оптический вихрь, но и действует как модовый фильтр по отношению к возбуждающему полю.

Авторы благодарят К.Н. Алексеева за полезную дискуссию.

Список литературы

[1] *Nay J.F.* Natural Focusing and Fine Structure of Light. Caustics and Wave Dislocations. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1999. 328 p.
[2] *Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* // Horizons in World Physics / Ed. by M. Vasnetsov and K. Staliunas. 1999. V. 228. P. 1–35.
[3] *Allen L., Padget M.J., Babiker M.* // Progress in optics. 1999. V. XXXIX. P. 291–372.
[4] *Volyar A.V., Fadeyeva T.A., Shvedov V.G.* // Proceedings of SPIE. 2000. V. 4403. P. 155–163.
[5] *Воляр А.В., Фадеева Т.А.* // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 85. В. 2. С. 295–303.
[6] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
[7] *Воляр А.В., Жилайтис В.З., Шведов В.Г.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 20. С. 87–93.