

## Трансформация оптического импульса в периодическом волокне с усилением или поглощением

© И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия  
E-mail: sements@quant.univ.simbirsk.ru

(Поступило в Редакцию 8 октября 1999 г. В окончательной редакции 20 января 2000 г.)

Для оптических импульсов, распространяющихся в двухмодовых волоконных световодах с периодически меняющимся по длине показателем преломления, исследуется влияние мнимой части комплексного показателя преломления на его трансформацию и дисперсию. Показана возможность компрессии вводимого импульса без его начальной фазовой модуляции.

Интерес, проявляемый в последние годы к волокнам с периодически изменяющимся по длине показателем преломления, связан с возможностью эффективного управления распространяющимся в них лазерным излучением [1–4]. Анализ линейных и нелинейных режимов преобразования и компрессии оптического импульса в таких световодах с действительным показателем преломления указывает на уникальные дисперсионные свойства таких световодов [5,6], что делает перспективным их применение в качестве компактных интегрально-оптических компрессоров. Представляется важным исследование влияния мнимой части комплексного показателя преломления и связанных с этим усиления или поглощения на дисперсионные свойства периодического световода и трансформацию в нем оптических импульсов, чему и посвящена настоящая работа.

1. Рассмотрим двухмодовое волокно, диэлектрическая проницаемость (ДП) которого является комплексной и зависит от координат следующим образом:

$$\varepsilon(r, z) = \varepsilon_0 \left\{ 1 - f(r) [1 + \gamma \cos(2\pi z/\Lambda)] \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$  — ДП на оси волокна, причем для реальных волокон  $|\varepsilon''_0| \ll |\varepsilon'_0|$ ; функция  $f(r)$  определяет распределение оптической неоднородности по сечению волокна, параметры  $\gamma \ll 1$  и  $\Lambda$  определяют глубину модуляции и период оптической неоднородности по длине волокна. При определении мнимой части ДП  $\varepsilon''_0$  пренебрегаем малой величиной  $\gamma\varepsilon''_0$ , что приводит к отсутствию ее модуляции по длине волокна. Константа распространения диэлектрической проницаемости волокна с учетом мнимой части принимает вид  $\beta_j = \beta'_j - i\beta''_j$ , причем  $|\beta''_j| \ll |\beta'_j|$ . Поле в рассматриваемом световоде может быть представлено в виде суперпозиции полей собственных мод невозмущенного периодичностью ДП световода

$$\mathbf{E}(t, r, z) = \frac{1}{2} \sum_j [\mathbf{e}_j C_j(t, z) R_j(r) \times \exp i(\omega_0 t - \beta'_j z) + k.c.], \quad (2)$$

где  $\mathbf{e}_j$  — орты поляризации мод; профильные функции  $R_j(r)$  описывают распределение поля соответствующей

моды по сечению волновода;  $\omega_0$  — несущая частота вводимого волновода пакета.

Временные огибающие модовых амплитуд с учетом комплексности модовых констант распространения имеют следующий вид:

$$C_j(t, z) = A_j(t, z) \exp(\beta''_j z). \quad (3)$$

Эффективная связь между распространяющимися в волокне модами имеет место при их фазовом синхронизме на несущей частоте, условия которой с учетом периодичности волокна и комплексности констант распространения определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \delta'(\omega_0) &= 0, & \delta''(\omega_0) &\cong 0, \\ \delta(\omega) &= \beta_1(\omega) - \beta_2(\omega) - 2\pi/\Lambda. \end{aligned} \quad (4)$$

В области параметров, где условия фазового синхронизма близки к выполнению ( $\omega \cong \omega_0$ ), уравнения связанных волн для временных огибающих мод в импульсе, записанные в координатах бегущего времени  $\tau = t - z/u$  ( $2u = u_1 + u_2$ , где  $u_j \cong (\partial\beta'_j/\partial\omega)_0^{-1}$  — групповые скорости мод), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial \tau} - i \frac{d_1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} &= -i\sigma_{12} A_2 \exp(i\delta z), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} &= -i\sigma_{21}^* A_1 \exp(-i\delta z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены комплексные параметры:

$$1/v \cong \left( \frac{u_1 - u_2}{u_1 + u_2} \right) (\partial\beta/\partial\omega)_0,$$

где  $2\beta = \beta_1 + \beta_2$  и  $d_j = (\partial^2\beta_j/\partial\omega^2)_0$ ; коэффициенты межмодовой связи  $\sigma_{ij}$  определяются интегралами перекрытия профильных модовых функций

$$\sigma_{ij} \cong \left( k_0^2 \varepsilon_0 \gamma \int \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j f(r) R_i R_j r dr \right) \left( 2\beta_i \int R_i^2 r dr \right)^{-1}, \quad (6)$$

где  $i, j = 1, 2$  и  $i \neq j$ ,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  и  $c$  — частота и скорость света в вакууме.

2. Начальные временные огибающие модовых амплитуд подаваемого на вход волокна импульса определяются типом его возбуждения и могут быть представлены в виде  $A_j(\tau, 0) = A_{j0}\phi(\tau)$ . Наиболее часто используются два типа возбуждения: одномодовое, при котором  $A_{10} \neq 0$ ,  $A_{20} = 0$  (или наоборот), и двухмодовое, при котором  $A_{20} = \psi A_{10}$ . Для  $\psi = \pm 1$  имеет место симметричное или антисимметричное возбуждение волокна. Временная функция гауссова импульса имеет вид

$$\phi(\tau) = \exp(-\tau^2/2\tau_0^2), \quad (7)$$

где  $\tau_0$  — длительность импульса на входе в волокно.

В условиях сильной межмодовой связи, когда на длине межмодовых биений  $L_b = 1/|\sigma|$  с высокой степенью точности выполняется равенство  $|A_1|^2 + |A_2|^2 = \text{const}$ , вследствие чего выполняется условие  $|\sigma_{12}| \cong |\sigma_{21}^*| \equiv |\sigma|$ , решение системы уравнений (5) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} A_1 &= a_1(\tau, z) \exp[(iq - \delta/2)z] + a_2(\tau, z) \exp[(-iq - \delta/2)z], \\ A_2 &= \chi a_1(\tau, z) \exp[(iq + \delta/2)z] \\ &\quad - \chi^{-1} a_2(\tau, z) \exp[(-iq + \delta/2)z], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $a_f$  — медленно меняющиеся с координатой  $z$  амплитуды и определяемый начальными условиями возбуждения световода параметр

$$\chi = \frac{(2q + \delta)A_{20} - 2\sigma A_{10}}{(2q - \delta)A_{10} - 2\sigma A_{20}}, \quad q \equiv (\sigma^2 + \delta^2/4)^{1/2}. \quad (9)$$

Таким образом, формируемый взаимодействующими модами импульс является суперпозицией двух парциальных импульсов (ПИ), амплитуды которых, согласно (5) и (8), удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{(-1)^f \delta}{2qv} \frac{\partial a_f}{\partial \tau} - \frac{iD_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} = 0; \quad f = 1, 2, \quad (10)$$

где введена комплексная эффективная дисперсия соответствующего ПИ

$$D_f = d + \frac{(-1)^f}{2vq} (1 - \delta p v^2), \quad (11)$$

а параметр  $p = (d_2 - d_1)/2$ . Начальные условия для амплитуд ПИ  $a_f(\tau, 0) = a_{f0}\phi(\tau)$  с учетом (9) принимают вид

$$a_{f0} = \frac{1}{2} \left[ A_{10} + (-1)^f \left( \frac{\delta}{2q} A_{10} + \frac{\sigma}{q} A_{20} \right) \right]. \quad (12)$$

Для приведенных начальных условий решение системы (10) можно представить в виде

$$\begin{aligned} a_f(\tau; z) &= a_{f0} (1 + izD_f/\tau_0^2)^{-1/2} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{\tau_f^2}{2\tau_0^2(1 + izD_f/\tau_0^2)^2}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\tau_f = \tau + (-1)^f \delta z/2qv$ .

В случае полного фазового синхронизма ( $\delta = 0$ ;  $\chi = -1$ ) эффективная дисперсия ПИ определяется выражением

$$D_f = D'_f - iD''_f = d' + \frac{(-1)^f}{v'^2|\sigma|} - i \left( d'' + \frac{2(-1)^f}{v'v''|\sigma|} \right). \quad (14)$$

Решение (12) в этом случае представим в виде

$$\begin{aligned} a_f &= \frac{a_{f0}}{\sqrt{\xi_f}} \exp\left(\frac{1}{2} \left( i\theta_f - \frac{\tau^2}{\tau_0^2 \xi_f^2} \right)\right), \\ \xi_f &= \left( \frac{(1 + b_f'')^2 + b_f'^2}{(1 + b_f')} \right)^{1/2}, \\ \theta_f &= \frac{b_f' \tau^2 / \tau_0^2}{(1 + b_f'')^2 + b_f'^2} - \arctg \left[ \frac{b_f'}{(1 + b_f'')} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где комплексный параметр  $b_f \equiv zD_f/\tau_0^2$  и начальные амплитуды ПИ

$$a_{f0} = \frac{1}{2} [A_{10} + (-1)^f A_{20}].$$

Для практически важного случая двухмодового симметричного или асимметричного ( $\psi = \pm 1$ ) возбуждения световода полный импульс может быть представлен только одним из ПИ. При этом интенсивности модовых составляющих  $I_j = |C_j|^2$  полного импульса одинаковы и определяются выражением

$$I_1 = I_2 = \frac{I_0}{2\xi_f} \exp\left(-\beta_f'' z - \frac{\tau^2}{\tau_0^2 \xi_f^2}\right). \quad (16)$$

Из приведенных соотношений следует, что для  $D_f'' < 0$  возможен режим компрессии импульса. При этом на длине  $z = L_{sf}$ , где

$$L_{sf} = L_z \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \eta_f^2}} \right), \quad L_z = \frac{\tau_0^2}{|D_f''|}, \quad (17)$$

длительность импульса  $\tau_1 = \tau_0 \xi_f$  становится минимальной и равной

$$\tau_{\min} = \frac{\sqrt{2}\tau_0}{\eta_f} \left( \sqrt{1 + \eta_f^2} - 1 \right)^{1/2}, \quad (18)$$

где  $\eta_f = |D_f''/D_f'|$ .

Если  $\eta_f \gg 1$ , то минимальная длительность импульса  $\tau_{\min} \cong \tau_0 \sqrt{2/\eta_f}$ . Как показывает анализ, влияние мнимой составляющей показателя преломления в поглощающих кварцевых волокнах на трансформационные и дисперсионные их свойства незначительно. Так, для совершенных волокон величина поглощения  $\alpha = 2\beta'' \cong 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ , что, согласно (16), приводит к незначительному уменьшению интенсивности на

достаточно больших длинах волокна. Для мнимой части эффективной дисперсии типичного кварцевого волоконного световода с потерями справедлива оценка  $|D''| \simeq (\partial^2 \beta'' / \partial \omega^2)_0 \simeq \beta'' / \omega_0^2 \simeq 10^{-35} - 10^{-33} \text{ s}^2/\text{m}$ , тогда как  $|D'| \simeq 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ . Столь малое значение параметра  $|D''|$  приводит к тому, что поглощение не оказывает сколь-нибудь существенного влияния на динамику импульса, поэтому далее остановимся на дисперсионных свойствах усиливающего волокна, изготовленного, например, на основе неодимового стекла [7,8].

Пусть импульс является комбинацией  $LP_{01}$ - и  $LP_{02}$ -мод сердцевины световода, при этом с большой степенью точности выполняется условие  $\beta_1'' = \beta_2'' = \beta''$ . Для активных волокон такого типа величина  $2\beta''(\omega)$  является погонным коэффициентом усиления и может быть определена соотношением [9]

$$2\beta''(\omega) = \rho N \left[ 1 + \frac{I_0}{I_n} + \left( \frac{\omega_0 - \omega_r}{\Delta\omega_l} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (19)$$

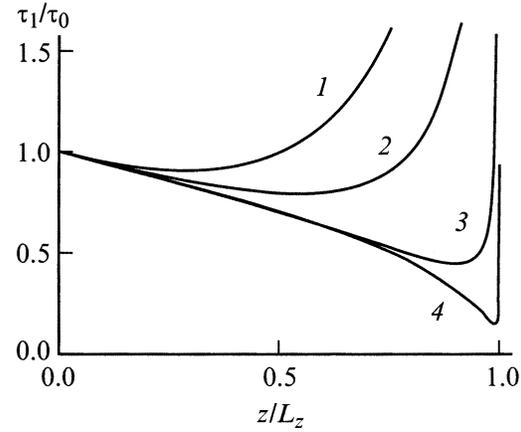
где  $\omega_r$  и  $\rho$  — частота и сечение вынужденного перехода,  $N$  — концентрация активных частиц в отсутствие генерации,  $\Delta\omega_l$  — ширина спектральной линии,  $I_n$  — интенсивность насыщения.

Мнимая часть эффективной дисперсии парциальных импульсов  $D''$  в усиливающих волокнах с большой степенью точности равна мнимой части материальной дисперсии  $d''$ , так как в случаях, представляющих наибольший интерес, а именно при условии  $|D''| \geq |D'|$ , верно неравенство  $|d''| \gg 2/|v'v''\sigma|$ , поэтому  $D''$  может быть определено соотношением  $D'' \simeq (\partial^2 \beta'' / \partial \omega^2)_0$ . С учетом сказанного для мнимой части эффективной дисперсии усиливающего волокна получаем

$$D'' = \frac{\rho N}{\Delta\omega_l^2} \frac{1 + I_0/I_n - 3(\Delta\omega/\Delta\omega_l)^2}{(1 + I_0/I_n + (\Delta\omega/\Delta\omega_l)^2)^3}, \quad (20)$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_r$ .

В дальнейшем будем полагать  $I_n \gg I_0$ . Согласно (15), режим компрессии вводимого излучения возможен только при  $3\Delta\omega^2 > \Delta\omega_l^2$ , т.е. в случае некоторой отстройки несущей частоты от частоты вынужденного перехода. В противном случае  $D_f'' > 0$ , что соответствует равномерному уширению импульса. Исследуем условия, соответствующие компрессионному режиму распространения импульса в усиливающем световоде, т.е.  $D'' < 0$ . Так, при  $\Delta\omega_0 \simeq \Delta\omega_l$ , несущей частоте  $\omega_0 \simeq 1.8 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , ширине спектральной линии  $\Delta\omega_l = 10^{12} \text{ s}^{-1}$  и характерных параметрах стекла  $\rho N \simeq 2 \text{ m}^{-1}$  [8] имеем  $d'' \simeq -0.8 \cdot 10^{-24} \text{ s}^2/\text{m}$ . Подбором параметров световода (его толщины, профиля показателя преломления, сердцевины и оболочки) представляется возможным добиться значений  $D_f'' \leq 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$  и  $\eta_f \simeq 100$  [5,6]. На рисунке представлена зависимость нормированной длительности импульса от приведенной длины  $z/L_z$  для значений  $\eta_f = 1, 2, 10, 100$  (кривые 1–4). Видно, что на длине  $z \simeq L_z$  длительность импульса стремится к бесконечности, в общем случае вблизи  $z \simeq L_z$  необходимо учитывать дисперсионные члены выше второго



Зависимость длительности импульса от пройденного им пути при  $\eta_f = 1$  (1), 2 (2), 10 (3), 100 (4).

порядка, учет которых позволяет избежать неограниченного расплывания импульса на конечном расстоянии. Следует отметить, что для использования усиливающих волокон в качестве компрессоров оптического излучения необходимо работать на несущих частотах, отличных от резонансной частоты активного вещества, что приводит к уменьшению эффективного усиления при возможном увеличении мощности импульса за счет его сжатия.

Таким образом, учет эффектов, связанных с комплексностью показателя преломления в усиливающих волокнах, представляется необходимым для детального расчета динамики лазерного излучения при наличии сильной линейной связи модовых составляющих импульса. Представляется интересной сама возможность компрессии оптического излучения без начальной частотной модуляции импульса, делающая перспективным использование двухмодовых усиливающих световодов в качестве компактных интегрально-оптических компрессоров лазерного излучения.

## Список литературы

- [1] Galvanauskas A., Fermann M.E., Roman J.E. // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 66. P. 1053–1055.
- [2] Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С. и др. // Квантовая электрон. 1997. Т. 24. № 10. С. 151–154.
- [3] Васильев С.А., Дианов Е.М., Стародубов Д.С. и др. // Квантовая электрон. 1997. Т. 24. № 10. С. 160–162.
- [4] Dianov E.M., Karpov V.I., Kurkov A.S. et al. // OSA Techn. Dig. 1995. Vol. 22. N 14. P. 77–79.
- [5] Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 2. С. 304–308.
- [6] Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 5. С. 737–739.
- [7] Povlsen J.H., Bjarklev A., Rasmussen T. et al. // Electron. Lett. 1992. Vol. 28. P. 1807–1808.
- [8] Duling I.N., Goldberg L., Weller J.F. // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. P. 1334–1336.
- [9] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. 332 с.