

# Компрессия гауссова импульса в двухмодовых периодических световодах с комплексным показателем преломления

И.О.Золотовский, Д.И.Семенов

*На примере частотно-модулированного гауссова импульса, распространяющегося в двухмодовом периодическом волоконном световоде, показано, что дисперсионные параметры, обусловленные комплексностью показателя преломления, оказывают существенное влияние на динамику импульса. Так, наличие мнимой части эффективной дисперсии позволяет реализовать компрессию импульса в усиливающей линейной среде без его начальной частотной модуляции.*

**Ключевые слова:** двухмодовый волоконный световод, дисперсия, компрессия импульса.

Интерес к структурам с реализуемой в них сильной линейной связью между однонаправленными волнами определяется богатством и разнообразием эффектов, возникающих при распространении в них коротких световых импульсов. Наличие этих эффектов позволяет сделать вывод о возможности использования таких структур для управления параметрами оптического излучения. К структурам подобного рода относятся туннельно-связанные волоконные световоды [1, 2], среды с гирацией [3, 4] и др.

Особый интерес в этом плане представляют периодически по длине волокна, в которых реализуется сильное взаимодействие между однонаправленными модами [5–7]. Анализ линейных и нелинейных режимов преобразования оптических мод в периодическом двухмодовом световоде с действительным показателем преломления свидетельствует об уникальных дисперсионных свойствах таких световодов [8–10], позволяющих добиваться эффективной компрессии распространяющегося импульса, формируемого модами световода.

Реальные волокна обладают достаточно малыми потерями, которые, однако, могут влиять на их дисперсионные характеристики. Чрезвычайно интересны также усиливающие световоды, получившие широкое распространение в качестве эффективных волоконных усилителей лазерного излучения [11, 12].

Таким образом, представляется важным исследование влияния комплексности показателя преломления и связанных с этим поглощения или усиления на дисперсионные свойства периодического световода и трансформацию в нем оптических импульсов, чему и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим периодический двухмодовый волоконный световод, диэлектрическая проницаемость (ДП) которого является комплексной и зависит от координат следующим образом:

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

Здесь  $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$  – ДП на оси волокна, причем для реальных волокон  $|\varepsilon''_0| \ll |\varepsilon'_0|$ ;  $f(r)$  – функция, определяющая распределение оптической неоднородности по сечению волокна;  $\gamma \ll 1$  и  $L$  – глубина модуляции и период оптической неоднородности по длине световода.

При нахождении мнимой части ДП  $\varepsilon''$  пренебрегаем малой величиной  $\gamma\varepsilon''_0$ , что исключает модуляцию  $\varepsilon''$  по длине волокна. Комплексность ДП приводит к комплексности модовых констант распространения  $\beta_j = \beta'_j - i\beta''_j$ , причем  $|\beta''_j| \ll |\beta'_j|$  ( $j = 1, 2$ ). Поле в рассматриваемом волокне может быть представлено в виде суперпозиции полей двух собственных мод световода с невозмущенной ДП:

$$E(t, r, z) = \frac{1}{2} \sum_j [e_j \mathcal{A}_j(t, z) R_j(r) \exp i(\omega_0 t - \beta'_j z) + \text{компл. сопр.}], \quad (2)$$

где  $e_j$  – орты поляризации мод;  $R_j(r)$  – профильные функции, описывающие распределение поля соответствующей моды по сечению волновода;  $\omega_0$  – несущая частота вводимого волнового пакета. Временные огибающие модовых амплитуд с учетом комплексности модовых констант распространения имеют следующий вид:

$$\mathcal{A}(t, z) = A(t, z) \exp(-\beta''_j z). \quad (3)$$

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

$$\delta'(\omega_0) = 0, \quad \delta''(\omega_0) \approx 0, \quad \delta(\omega) = \beta_1(\omega) - \beta_2(\omega) - 2\pi/L. \quad (4)$$

В области параметров, где условия фазового синхронизма близки к выполнению ( $\omega \approx \omega_0$ ), уравнения связанных волн для временных огибающих мод в импульсе, запи-

санные в координатах бегущего времени  $\tau = t - z/u$  ( $u^{-1} = (\partial\beta/\partial\omega)_0$  и  $2\beta = \beta_1 + \beta_2$ ), имеют следующий вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial \tau} - i \frac{d_1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = -i\sigma_{12} A_2 \exp(i\delta z), \quad (5)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = -i\sigma_{21}^* A_1 \exp(-i\delta z).$$

Здесь  $1/v = (u_1 - u_2)/2u^2$ ;  $u_j = (\partial\beta_j/\partial\omega)_0^{-1}$ ,  $d_j = (\partial^2\beta_j/\partial\omega^2)_0$  – модовые групповая скорость и материальная дисперсия;

$$\sigma_{ij} \approx \left[ k_0^2 \varepsilon_0 \gamma \int e_i e_j f(r) R_i R_j r dr \right] \left( 2\beta_i \int R_i^2 r dr \right)^{-1} \quad (6)$$

– коэффициенты межмодовой связи, определяемые интегралами перекрытия профильных модовых функций;  $k_0 = \omega/c$ ;  $\omega$  и  $c$  – частота и скорость света в вакууме.

Начальные временные огибающие модовых амплитуд подаваемого на вход световода импульса определяются типом его возбуждения и могут быть представлены в виде  $A_j(t, 0) = A_{j0}\phi(t)$ . 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 световода. Временная функция для частотно-модулированного гауссова импульса есть

$$\phi(t) = \exp \left[ - (1 + i\alpha_0 \tau_0^2) t^2 / 2\tau_0^2 \right], \quad (7)$$

где  $\tau_0$  – длительность импульса на входе в световод;  $\alpha_0$  – глубина частотной модуляции.

В условиях сильной межмодовой связи, когда на длине межмодовых биений  $L_\sigma = 1/|\sigma|$  с высокой степенью точности выполняется равенство  $|A_1|^2 + |A_2|^2 = \text{const}$  и  $|\sigma_{12}| \approx |\sigma_{21}^*| \equiv |\sigma|$ , решение системы (3) может быть представлено в виде

$$A_1 = a_1(\tau, z) \exp[(iq - \delta/2)z] + a_2(\tau, z) \exp[(-iq - \delta/2)z],$$

$$A_2 = \kappa a_1(\tau, z) \exp[(iq + \delta/2)z] \quad (8)$$

$$- \kappa^{-1} a_2(\tau, z) \exp[(-iq + \delta/2)z].$$

Здесь  $a_f$  – амплитуды, медленно меняющиеся с координатой  $z$ ;  $f = 1, 2$ ;

$$\kappa = \frac{(2q + \delta)A_{20} - 2\sigma A_{10}}{(2q - \delta)A_{10} - 2\sigma A_{20}} \quad (9)$$

– параметр, определяемый начальными условиями возбуждения световода;  $q \equiv (\sigma^2 + \delta^2/4)^{1/2}$ . Формируемый взаимодействующими модами импульс является суперпозицией парциальных импульсов, амплитуды которых, согласно (5) и (8), удовлетворяют уравнениям

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

где

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

– эффективная дисперсия соответствующего парциального импульса;  $d = (d_2 + d_1)/2$ ;  $p = (d_2 - d_1)/2$ . Начальные условия для амплитуд парциальных импульсов  $a_f(\tau, 0) = a_{f0}\phi(t)$  с учетом (8) 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 решения уравнений (10) могут быть представлены в виде

$$a_f(\tau, z) = a_{f0} \xi_f^{-1/2} \exp \left[ - \frac{(1 + i\alpha_0 \tau_0^2) \tau_f^2}{2\tau_0^2 \xi_f} \right], \quad (13)$$

где

$$\xi_f = 1 - (\alpha_0 - i\tau_0^{-2}) D_f z; \quad \tau_f = \tau + (-1)^f \delta z / 2qv.$$

Таким образом, общее решение системы уравнений (5) с учетом начальных условий (12) может быть представлено в виде системы (8), т. е. в виде простой суперпозиции не взаимодействующих между собой парциальных импульсов, динамика которых полностью описывается соотношениями (13).

В случае полного фазового синхронизма ( $\delta = 0$ ,  $\kappa = -1$ ) эффективная дисперсия парциальных импульсов определяется выражением

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

а решение уравнений (10) записывается следующим образом:

$$a_f = \left( \frac{\tau_0}{\tau_{uf}} \right)^{1/2} a_{f0} \exp \left[ i\theta_f + (1 + s^2) \frac{\tau''^2}{2\tau_{uf}^2} - \frac{(\tau' - s_f \tau'')^2}{2\tau_{uf}^2} \right]. \quad (15)$$

Здесь  $\tau' = t - z/u'$ ;  $\tau'' = u''z/u'^2$ ;  $a_{f0} = 0.5(A_{10} + (-1)^f A_{20})$  – начальные амплитуды импульсов. Их длительности определяются выражением

$$\tau_{uf} = \tau_0 \left[ \frac{(1 - b_1 z)^2 + b_2^2 z^2}{1 + D_f''(\tau_0^{-2} + \alpha_0^2 \tau_0^2) z} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где

$$b_1 = \alpha_0 D'_f - \tau_0^{-2} D_f''; \quad b_2 = \alpha_0 D_f'' - \tau_0^{-2} D'_f;$$

$$s_f = \frac{(b_1 \alpha_0 \tau_0^2 + b_2) z - \alpha_0 \tau_0^2}{1 + (\alpha_0 \tau_0^2 b_2 - b_1) z}.$$

Для практически важного случая двухмодового симметричного или антисимметричного возбуждения световода полный импульс, формируемый двумя модами, представлен только одним из парциальных импульсов (8)–(10). При этом длительность полного импульса становится равной длительности парциального импульса ( $\tau_{uf} = \tau_p$ ), интенсивности модовых составляющих  $I_j = |\mathcal{A}_j|^2$  одинаковы и интенсивность полного импульса определяется выражением

$$I = \left(\frac{\tau_0}{\tau_p}\right) I_0 \exp \left[ -2(\beta'' - A_1)z - \frac{(\tau' - A_2)^2}{\tau_p^2} \right], \quad (17)$$

где  $I_0 = |A_{10}|^2 + |A_{20}|^2$ ;  $A_1 = (1 + s^2)\tau''^2/\tau_p^2$ ;  $A_2 = s\tau''$ . Далее будем рассматривать именно этот тип возбуждения, в связи с чем индекс  $f$  в (17) и в дальнейших выкладках опускаем.

Условие компрессии вводимого пакета  $(d\tau_p/dz)_{z=0} < 0$  с учетом (15) задается неравенством

$$2\alpha_0\tau_0^2 D_f' + (\alpha_0^2\tau_0^4 - 1)D_f'' > 0. \quad (18)$$

При этом длина, на которой длительность импульса становится минимальной (длина компрессии), определяется выражением

$$L_s = -\frac{\tau_0^2}{(1 + \alpha_0^2\tau_0^4)D''} \left[ 1 - \frac{|D' + \alpha_0\tau_0^2 D''|}{|D|} \right], \quad (19)$$

а минимальная длительность импульса

$$\tau_{\min} = \tau_0 \left[ \frac{D'^2 + D''^2}{(D' + \alpha_0\tau_0^2 D'')^2} \right]^{1/4} \left[ (1 - b_1 L_s)^2 + b_2^2 L_s^2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

В предельном случае отсутствия мнимой составляющей показателя преломления (т. е.  $D'' = 0$ ) имеем

$$L_s = \frac{\tau_0^2}{D'} \frac{\alpha_0\tau_0^2}{1 + \alpha_0^2\tau_0^4}, \quad \tau_{\min} = \frac{\tau_0}{(1 + \alpha_0^2\tau_0^4)^{1/2}}. \quad (21)$$

Аналогичные соотношения описывают поведение импульса в одномодовом непериодическом световоде с материальной дисперсией  $d$  [13].

Из этих соотношений следует, что комплексность диэлектрической проницаемости материала световода в общем случае приводит к наличию как мнимой части константы распространения, так и мнимых составляющих групповой скорости и эффективной дисперсии, которые, в свою очередь, вызывают смещение несущей частоты волнового пакета и уменьшение параметра затухания.

Для поглощающих волокон, как показывает анализ, влияние  $\varepsilon''$  на их трансформационные и дисперсионные свойства незначительно. Действительно, для современных световодов коэффициент поглощения  $\alpha = 2\beta'' \leq 10^{-4}$  м<sup>-1</sup> и его наличие, согласно (17), приводит лишь к незначительному уменьшению интенсивности импульса на достаточно больших расстояниях. Так, для мнимых компонент групповой скорости и эффективной дисперсии типичного кварцевого волоконного световода с потерями справедливы оценки:  $u'' \approx (\partial\beta''/\partial\omega)_0(u'^2) \approx u'^2\beta''/\omega_0 \leq 10^{-2}$  м/с и  $|D''| \approx (\partial^2\beta''/\partial\omega^2)_0 \approx \beta''/\omega_0^2 \approx 10^{-35} - 10^{-33}$  с<sup>2</sup>/м. При этом  $u' \approx 10^8$  м/с и  $|D'| \approx 10^{-26}$  с<sup>2</sup>/м.

Столь малые параметры  $u''$  и  $|D''|$  приводят к тому, что поглощение не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на динамику импульса, поэтому далее остановимся лишь на дисперсионных свойствах усиливающего световода, изготовленного, например, на основе неодимового стекла [14].

Пусть импульс является комбинацией LP<sub>10</sub>- и LP<sub>20</sub>-мод сердцевин световода; при этом с большой степенью точности выполняется условие  $\beta_1'' = \beta_2'' = \beta''$ . Для активных волокон такого типа  $2\beta''(\omega)$  является погонным коэффициентом усиления и может быть определено соотношением [15]

$$2\beta''(\omega) = -\rho N \left[ 1 + \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} + \left( \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_I} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (22)$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_r$  – отстройка от частоты вынужденного перехода;  $\omega_r$  и  $\rho$  – частота и сечение вынужденного перехода;  $N$  – концентрация активных частиц в отсутствие генерации;  $\Delta\omega_I$  – ширина спектральной линии;  $I_{\text{sat}}$  – интенсивность насыщения. Мнимая часть эффективной дисперсии  $D''$  в усиливающих световодах с большой степенью точности равна мнимой части материальной дисперсии  $d''$ , т. к. в случаях, представляющих наибольший интерес (т. е. при условии  $|D''| \geq |D'|$ ), верно неравенство  $|d''| \gg 2/|v'v''\sigma|$ , поэтому  $D''$  может быть определено соотношением  $D'' \approx (\partial^2\beta''/\partial\omega^2)_0$ . С учетом сказанного получаем

$$D'' = \frac{\rho N}{\Delta\omega_I^2} \frac{1 + I_0/I_{\text{sat}} - 3(\Delta\omega^2/\Delta\omega_I)}{[1 + I_0/I_{\text{sat}} + (\Delta\omega/\Delta\omega_I)^2]^3}. \quad (23)$$

В дальнейшем можно считать, что  $I_{\text{sat}} \gg I_0$ . При  $|\Delta\omega| = \Delta\omega_I/\sqrt{3}$  параметр  $D''$  меняет знак, что во многом определяет характер трансформации импульса. Для характерных параметров неодимового стекла  $\rho N \approx 10^{-2} - 10^0$  м<sup>-1</sup> и  $\Delta\omega_I \approx 10^{12}$  с<sup>-1</sup> [14] имеем  $|D''| \approx 10^{-24}$  с<sup>2</sup>/м. Столь значительная мнимая составляющая эффективной дисперсии световода указывает на существенное влияние этого параметра на динамику излучения в усиливающих световодах.

Проанализируем более подробно некоторые сценарии поведения импульса в условиях полного фазового синхронизма и установим зависимость длительности импульса и условий возникновения компрессии от параметров световода и вводимого излучения.

1. Пусть  $\alpha_0 = 0$ , т. е. на вход световода подается импульс без начальной частотной модуляции фазы. В этом случае, как следует из (18), режим компрессии также возможен при условии  $D_f < 0$ . Для длины компрессии и минимальной длительности импульса при этом справедливы следующие соотношения:

$$L_s = L_0 \left[ 1 - \frac{1}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \right], \quad (24)$$

$$\tau_{\min} = \frac{\sqrt{2}\tau_0}{\eta} \left[ (1 + \eta^2)^{1/2} - 1 \right]^{1/2},$$

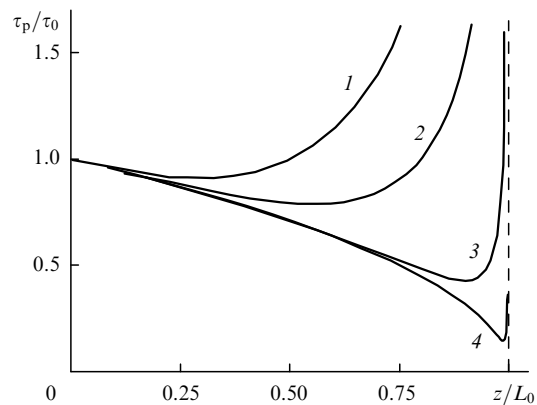


Рис.1. Зависимости приведенной длительности импульса  $\tau_p/\tau_0$  (без начальной частотной модуляции) от нормированной координаты  $z/L_0$  при  $\eta = 1$  (1), 2 (2), 10 (3) и 100 (4).

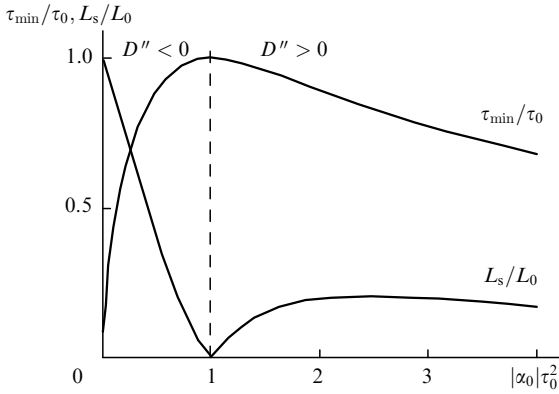


Рис.2. Зависимости приведенной длины компрессии  $L_s/L_0$  и минимальной длительности импульса  $\tau_{\min}/\tau_0$  от скорости частотной модуляции на входе волокна  $|\alpha_0|\tau_0^2$ .

где  $L_0 = \tau_0^2/|D''|$ ;  $\eta = |D''/D'|$ . Если  $\eta \gg 1$ , то  $\tau_{\min} \approx \tau_0(2/\eta)^{1/2}$ . На рис.1 представлены зависимости нормированной длительности импульса от приведенной длины  $z/L_0$  для  $\eta = 1, 2, 10, 100$ . Видно, что каждому значению  $\eta$  отвечает минимальная длительность импульса  $\tau_{\min}(\eta)$ , а на длине  $L_0$  длительность импульса стремится к бесконечности при всех  $\eta$ .

В общем случае при  $z \approx L_0$  необходимо учитывать дисперсионные члены выше второго порядка, что позволяет избежать неограниченного расплывания импульса на конечном расстоянии. Подбором параметров световода (его толщины, профиля показателя преломления сердцевинки и оболочки) представляется возможным получить  $D' \leq 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$  и, следовательно,  $\eta \approx 100$ . Для начальной длительности импульса  $\tau_0 \approx 10$  пс и мнимой части эффективной дисперсии парциального импульса в усиливающей среде  $|D''| \approx 10^{-24} \text{ с}^2/\text{м}$  нормированная длина  $L_0 \approx 100$  м.

2. Пусть  $\alpha_0 \neq 0$ , т. е. на вход световода подается частотно-модулированный импульс. В этом случае режим компрессии может быть реализован и при  $D'' > 0$  (например, на несущей частоте  $\omega \approx \omega_0$ , где усиление волнового пакета максимально). Если  $D' = 0$ , т. е. вклады действительных частей материальной и межмодовой дисперсии в эффективную дисперсию компенсируют друг друга, условия достижения компрессии

$$(\alpha_0^2 \tau_0^4 - 1)D'' > 0. \quad (25)$$

Отсюда следует, что компрессия имеет место при  $|\alpha_0|\tau_0^2 > 1$  и  $D'' > 0$ , а также при  $|\alpha_0|\tau_0^2 < 1$  и  $D'' < 0$ . При этом

$$L_s = \frac{\tau_0^2}{D''} \frac{|\alpha_0|\tau_0^2 - 1}{\alpha_0^2 \tau_0^4 + 1}, \quad \tau_{\min} = \tau_0 \left( \frac{2|\alpha_0|\tau_0^2}{\alpha_0^2 \tau_0^4 + 1} \right). \quad (26)$$

На рис.2 приведены зависимости нормированных длины компрессии  $L_s/L_0$  и минимальной длительности импульса  $\tau_{\min}/\tau_0$  от параметра  $|\alpha_0|\tau_0^2$ . Области  $|\alpha_0|\tau_0^2 > 1$  соответствует  $D'' > 0$ , а  $D'' < 0$  – области  $|\alpha_0|\tau_0^2 < 1$ . При увеличении параметра  $|\alpha_0|\tau_0^2$  компрессия импульса растет в области  $D'' > 0$ , а при его уменьшении – в области  $D'' < 0$ . При  $\alpha_0 = 0$  на длине  $L_s = L_0$  имеет место «сверхкомпрессия», т. е.  $\tau_{\min} \rightarrow 0$ .

3. Пусть  $D' + \alpha_0 \tau_0^2 D'' = 0$ . Этот случай при  $D'' < 0$  также приводит к «сверхкомпрессии», т. е. к ситуации, когда  $\tau_p \rightarrow 0$ . При этом длительность импульса определяется выражением

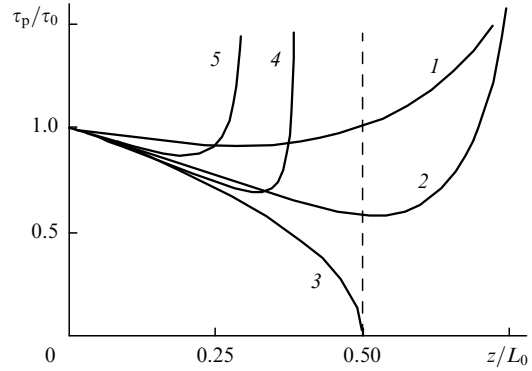


Рис.3. Зависимости приведенной длительности импульса  $\tau_p/\tau_0$  (с начальной частотной модуляцией) от нормированной координаты  $z/L_0$  при  $D''/D' = -1$  и  $|\alpha_0|\tau_0^2 = 0$  (1), 0.5 (2), 1 (3), 1.5 (4) и 1.75 (5).

$$\tau_p = \tau_0 [1 + D'' \alpha_0 (1 + \alpha_0 \tau_0^2 z)]^{1/2}, \quad (27)$$

согласно которому минимальная длительность ( $\tau_p \rightarrow 0$ ) достигается на длине компрессии

$$L_s = L_0 (1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)^{-1}. \quad (28)$$

Следует отметить, что в области длин  $z \approx L_s$  необходимо, как и при неограниченном расплывании импульса (см. рис.1), учитывать дисперсионные параметры более высокого, чем второй, порядка.

На рис.3 представлены зависимости нормированной длительности импульса  $\tau_p/\tau_0$  от приведенной длины  $z/L_0$ , полученные при  $D''/D' = -1$  для различных значений частотной модуляции. Кривая 3 соответствует случаю «сверхкомпрессии», т. е. при  $z = L_0/2$  имеет место  $\tau_p \rightarrow 0$ . Видно, что при данном соотношении дисперсионных параметров каждому значению параметра  $\alpha_0 \tau_0^2$  отвечает своя длина компрессии  $L_s$ , на которой длительность импульса становится минимальной, и длина  $L_{0\alpha}$ , на которой происходит бесконечное уширение импульса. При  $z \geq L_{0\alpha}$  решения уравнений (5) отсутствуют, что также указывает на необходимость учета для этих расстояний более высоких приближений теорий дисперсии.

Рассмотрим легированный атомами Nb ступенчатый двухмодовый кварцевый волоконный световод с  $\rho N \approx 0.1 \text{ м}^{-1}$ , радиусом сердцевинки волокна  $r_0 = 10^{-5} \text{ м}$ ,  $\gamma = 2 \cdot 10^{-5}$ , периодом  $\Lambda \approx 303 \text{ мкм}$ , обеспечивающим модам  $LP_{01}$  и  $LP_{02}$  фазовый синхронизм на рабочей частоте  $\omega_0 = 1.239 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  [16],  $\omega_r \approx 1.24 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  и  $\Delta\omega_l \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Тогда при наличии частотно-немодулированного входного гауссова импульса с начальной длительностью  $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}$  достигается степень сжатия порядка 10 на длине световода  $z = L_s \approx 100 \text{ м}$ .

Можно предположить, что системы, использующие связанные однонаправленные волны в средах с комплексными дисперсионными параметрами и усилением, способны осуществлять значительную компрессию импульсов. Однако имеющиеся в настоящее время данные по периодическим усиливающим волоконным световодам не позволяют провести достаточно точные оценки параметра  $\eta$ , что необходимо для определения максимальных возможностей рассматриваемых компрессоров. Тем не менее важно отметить, что самомодуляция в подобных световодах, в отличие от фазовой самомодуляции в средах с нелинейным по интенсивности показателем преломления, возникает при сколь угодно малой плотности вводимого в волокно излучения.

Проведенный анализ показывает, что учет дисперсионных параметров, связанных с комплексностью волновых чисел распространяющегося в световоде излучения, может приводить к компрессии оптического импульса в линейной среде без начальной частотной модуляции. Такая ситуация принципиально отличается от стандартной, когда учет диссипативных свойств среды ограничивается введением в волновые уравнения дополнительного линейного слагаемого. Наличие этого члена в линейном приближении среды без учета комплексности дисперсионных параметров приводит лишь к дополнительному экспоненциальному росту (или уменьшению) амплитуды распространяющегося импульса и не влияет на его длительность.

При этом выявлена принципиальная возможность возникновения «сверхкомпрессии», т.е. сверхсильного сжатия волнового пакета на относительно малой длине волокна. Показано, что благодаря сильной межмодовой связи, обусловленной периодичностью, начальные условия ввода излучения сильно влияют на эффективную дисперсию волокна и, соответственно, на динамику распространяющегося в ней импульса.

Таким образом, имеются достаточно хорошие перспективы, связанные с возможностью получения на основе периодических волоконных световодов высокоэффективных устройств управления лазерным излучением.

1. Jensen S.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1580 (1982).
2. Майер А.А. *Квантовая электроника*, **9**, 2296 (1982).
3. Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. *УФН*, **143**, 33 (1984).
4. Семенцов Д.И., Шутый А.М., Иванов О.В. *Радиотехника и электроника*, **41**, 421 (1996).
5. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 151 (1997).
6. Васильев С.А., Дианов Е.М., Стародубов Д.С., Фролов А.А., Медведков О.И. *Квантовая электроника*, **24**, 160 (1997).
7. Dianov E.M., Karpov V.I., Kurkov A.S. et al. *OSA Techn. Dig.* (San Diego, 1995, p.22).
8. Выслоух В.А., Геворкян Л.П. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 323 (1991).
9. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 110 (1997); **85**, 304 (1998).
10. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **27**, 273 (1999).
11. Dianov E.M., Bufetov I.A., Bubnov M.M. et al. *OFS'99, Techn. Dig. Opt. Fib. Com.* (San Diego, USA, 1999, PD 25).
12. Бородин В.Г., Комаров В.М., Малинов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 101 (1999).
13. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988, с.312).
14. Звелто О. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990, с.558).
15. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М., Сов. радио, 1978, с.332).
16. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М., Мир, 1980, с.656).

**I.O.Zolotovskii, D.I.Sementsov. Compression of a Gaussian pulse in two-mode periodic optical waveguides with a complex refractive index.**

Using a FM Gaussian pulse travelling in a two-mode periodic optical fibre as an example, it is shown that dispersion parameters caused by the complexity of refractive index have a substantial effect on the pulse dynamics. In particular, the imaginary part of effective dispersion enables one to compress a pulse in an amplifying medium in the absence of initial frequency modulation.