

Невзаимная динамика импульсов в неоднородном по длине нелинейном световоде

М.С.Адамова, И.О.Золотовский, Д.И.Семенов

Для гауссовых и секанс-гиперболических частотно-модулированных импульсов исследуются условия возникновения невязимности скорости частотной модуляции и длительности импульсов, а также спектральной невязимности в световодах с различными типами неоднородности нелинейности и дисперсии групповых скоростей. Выявлена сильная компрессионная невязимность в световодах с периодически меняющейся по длине знакопеременной дисперсией групповых скоростей.

Ключевые слова: невязимные эффекты, неоднородные световоды, компрессионная и спектральная невязимности.

1. Введение

Некоторые специфические невязимные эффекты (НЭ) вызваны нелинейным характером взаимодействия встречных волн с активной средой и во многом определяют динамику излучения во внутрирезонаторной области кольцевых лазеров. На использовании НЭ основаны многие прецизионные измерения фундаментальных величин [1–6]. НЭ могут быть реализованы как в интегральных схемах так и в волоконных лазерах и световодах. Одной из причин, приводящих к асимметрии распространения прямой и обратной волн, может быть продольная неоднородность активной нелинейной среды, часто используемая для управления лазерным излучением в волоконных световодах [7–10]. Более того, именно волоконные световоды со знакопеременной по длине дисперсией групповых скоростей (ДГС) рассматриваются в последнее время как наиболее перспективные системы для создания эффективных волоконно-оптических линий связи, в том числе и солитонных [11–14].

В работе [15] для пространственно неоднородной среды с кубической нелинейностью и диссипацией в пренебрежении ДГС показана возможность возникновения спектральной невязимности при распространении гауссова импульса без начальной частотной модуляции (ЧМ). В [16] на примере гауссова импульса исследуется невязимная динамика образования ударной волны в неоднородной усиливающей среде с дисперсией нелинейности и пренебрежимо малым значением средней по длине световода ДГС. Наличие ДГС и начальной ЧМ не только существенно меняет характер невязимной динамики импульса в неоднородном световоде, но и значительно усложняет решение соответствующих динамических уравнений. В настоящей работе проводится анализ динамики ЧМ прямого и обратного импульсов в световодах как с нулевой, так и ненулевой ДГС. Исследуются условия возникновения компрессионной и спектральной невязимностей гауссовых и секанс-гиперболических импульсов

для различных типов неоднородности дисперсии и нелинейности по длине световода. В случае пренебрежимо малой ДГС на основе точных решений нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для световода с неоднородными усилением и нелинейностью исследуется невязимность скорости ЧМ, определяющей спектральную ширину импульса. Решение НУШ при учете ДГС проведено с помощью вариационного подхода, позволившего получить уравнения, определяющие динамику отдельных параметров импульса. На основе найденных решений в работе исследуется невязимная динамика импульсов (скорости ЧМ и длительности).

2. Общие уравнения

Рассмотрим динамику оптического импульса в неоднородном нелинейном усиливающем световоде. Поле распространяющегося по световоду волнового пакета в этом случае можно представить в виде

$$E(t, r, z) = \frac{1}{2} e U(r, z) \left\{ B(t, z) \exp \left\{ i \left[\omega_0 t - \int_0^z \beta'(\xi) d\xi \right] \right\} + \text{компл. сопр.} \right\}, \quad (1)$$

где e – орт поляризации светового поля; функция $U(r, z)$ описывает радиальное распределение поля в световоде; ω_0 – несущая частота волнового пакета; $\beta'(z)$ – действительная составляющая комплексной константы распространения. Для комплексной огибающей импульса $B(t, z)$ справедливо НУШ с непостоянными по длине световода коэффициентами [17], изменение которых считается медленным:

$$\frac{\partial B}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial \tau^2} + i R(z) |B|^2 B = g(z) B. \quad (2)$$

Здесь введены следующие параметры:

$$\tau = t - \int_0^z \frac{d\xi}{u(\xi)}$$

– время в бегущей системе координат;

М.С.Адамова, И.О.Золотовский, Д.И.Семенов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432970 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: adamovams@pochta.ru

Поступила в редакцию 18 января 2007 г., после доработки – 19 февраля 2007 г.

$$u(z) = \left[\frac{\partial \beta(z)}{\partial \omega} \right]_0^{-1} \text{ и } D(z) = \left[\frac{\partial^2 \beta(z)}{\partial \omega^2} \right]_0$$

– групповая скорость волнового пакета и ДГС световода; $R(z)$ – коэффициент керровской нелинейности; $g(z)$ – инкремент усиления световода. Медленность изменения параметров по длине световода означает, что для каждого из них (например, для R) выполняется условие $\lambda_0 |\partial R / \partial z| \ll R$, т. е. на расстояниях порядка длины несущей волны λ_0 изменение величины R пренебрежимо мало. Проводя в (2) замену

$$B(\tau, z) = A(\tau, z) \exp \left[2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right], \quad (3)$$

получаем уравнение для амплитуды огибающей $A(\tau, z)$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i R_{\text{eff}}(z) |A|^2 A = 0, \quad (4)$$

где введен эффективный параметр нелинейности

$$R_{\text{eff}}(z) = R(z) \exp \left[2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right].$$

При $D(z) < 0$ и $R_{\text{eff}}(z) > 0$ одно из возможных решений (4) описывает солитоны секанс-гиперболической формы [17].

3. «Бездисперсионное» приближение

В общем случае решение НУШ (4) возможно только численными методами. Однако его точное аналитическое решение можно получить для случая нулевой или пренебрежимо малой ДГС, когда справедливо «бездисперсионное» приближение (дисперсионный член первого порядка учитывается в (2) введением бегущего времени τ). Подобная ситуация возможна при длинах световода, намного меньших дисперсионной длины, т. е. при $L \ll L_D = \tau_0^2 / |D|$. В этом случае длительность импульса $\tau_p(z)$ можно считать постоянной по всей длине световода и равной длительности вводимого импульса τ_0 . При этом решение уравнения (4) может быть представлено в виде

$$A(\tau, z) = A(\tau, 0) \exp[i\varphi(\tau, z)]. \quad (5)$$

Здесь $A(\tau, 0)$ – огибающая импульса на входе в световод (при $z = 0$), а фаза распространяющегося импульса зависит от продольной координаты:

$$\varphi(\tau, z) = \frac{\alpha_0 \tau^2}{2} - |A(\tau, 0)|^2 \int_0^z R(z') \exp \left[2 \int_0^{z'} g(\xi) d\xi \right] dz'. \quad (6)$$

Дальнейший анализ будем проводить для частотно-модулированных импульсов, входные профили которых можно описать функциями

$$A(\tau, 0) = A_0 G(\tau) \exp \left(-\frac{i\alpha_0 \tau^2}{2} \right), \quad (7)$$

где A_0 – пиковое значение амплитуды импульса; α_0 – скорость ЧМ на входе в световод; $G(\tau) = \exp[-\tau^2 / (2\tau_0^2)]$ для импульса гауссовой формы и $G(\tau) = \text{sech}(\tau / \tau_0)$ для импульса секанс-гиперболической формы. Скорость ЧМ характеризует спектральную ширину волнового пакета и в общем случае определяется выражением

$$\alpha(\tau, z) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} = \alpha_0 - \int_0^z R(z') \exp \left[2 \int_0^{z'} g(\xi) d\xi \right] dz' \times \frac{\partial^2 |A(\tau, 0)|^2}{\partial \tau^2}. \quad (8)$$

С учетом (7) и (8) выражения для скоростей ЧМ прямого и обратного импульсов после прохождения ими световода длиной L могут быть записаны в виде

$$\alpha_{\pm}(\tau) = \alpha_0 + 2I_0 G_{\pm}^2 \Theta_{\pm} \tau_0^{-2} \int_0^L R_{\pm}(z) \exp \left[2 \int_0^z g_{\pm}(\xi) d\xi \right] dz, \quad (9)$$

где $G_{\pm} = G(\tau_{\pm})$, а для гауссова и секанс-гиперболического импульсов введены функции

$$\Theta_{\pm} = \begin{cases} 1 - 2(\tau_{\pm} / \tau_0)^2, \\ 1 - \tanh^2(\tau_{\pm} / \tau_0) \end{cases} \quad (10)$$

и параметры

$$I_0 = |A_0|^2, \quad \tau_{\pm} = t - \int_0^L \frac{dz}{u_{\pm}(z)}.$$

Все функции, отвечающие прямому и обратному распространению импульса, введены по общему правилу: $f_+(z) = f(z)$, $f_-(z) = f(L - z)$. Из приведенных соотношений следует, что невзаимность скорости ЧМ распространяющегося импульса будет отсутствовать, если функции $R(z)$ и $g(z)$ являются четными относительно точки $z = L/2$.

В качестве примера рассмотрим на основе выражения (9) характер невзаимности скорости ЧМ для одного из возможных типов распределения параметра нелинейности по длине световода в «бездисперсионном» приближении. Пусть инкремент усиления является постоянной по длине световода величиной $g(z) = g_0$, а неоднородность нелинейности описывается экспоненциальной зависимостью $R(z) = R_0 \exp(\gamma z)$, где γ – коэффициент нелинейности. В этом случае для импульсов, движущихся в прямом и обратном направлениях, скорость ЧМ на выходе из световода определяется выражениями

$$\alpha_{\pm}(\tau) = \alpha_0 + \frac{2R_0 I_0 G_{\pm}^2 \Theta_{\pm} F_{\pm} \exp[(2g_0 \pm \gamma)L] - 1}{\tau_0^2 2g_0 \pm \gamma}, \quad (11)$$

где $F_+ = 1$, а $F_- = \exp(\gamma L)$. Из (11) видно, что при $\gamma = 0$ скорость ЧМ является взаимной величиной, т. е. $\alpha_+ = \alpha_-$. Для центральной части импульса ($\tau_{\pm} = 0$, $\Theta_{\pm} = 1$, $G_{\pm} = 1$) можно получить аналитическое выражение для невзаимности скорости ЧМ на выходе из световода, которую будем характеризовать параметром $\eta_{\alpha} = (\alpha_+ - \alpha_-) \tau_0^2$:

$$\eta_{\alpha}(L) = 2I_0 R_0 \exp \left[\left(g_0 + \frac{\gamma}{2} \right) L \right] \left\{ \frac{\sinh[(g_0 + \gamma/2)L]}{g_0 + \gamma/2} - \frac{\sinh[(g_0 - \gamma/2)L]}{g_0 - \gamma/2} \right\}. \quad (12)$$

На рис. 1 представлена зависимость невзаимности скорости ЧМ $\eta_{\alpha}(L)$ от длины световода, построенная на основе формулы (12) для различных значений γ и следующих параметров световода и вводимого импульса: $R_0 = 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$, $g_0 = 0.5 \text{ км}^{-1}$, $I_0 = 1 \text{ кВт}$, $\tau_0 = 1 \text{ пс}$. Видно,

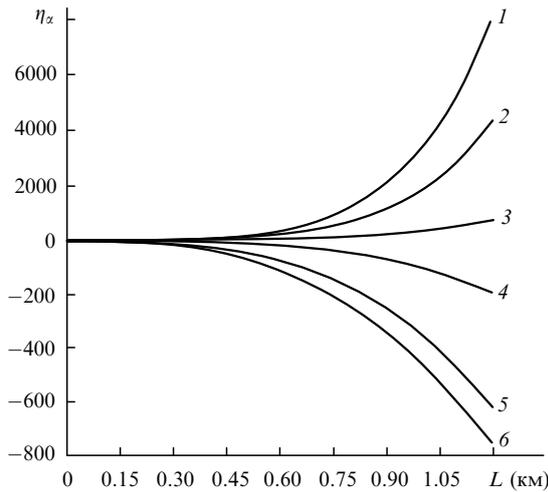


Рис.1. Зависимости невязности скорости ЧМ гауссовых импульсов от длины световода при $D(z) = 0$, $R(z) = R_0 \exp(\gamma z)$ и значениях $\gamma = 2$ (1), 1.5 (2), 0.5 (3), -0.2 (4), -1 (5) и -2 км⁻¹ (6).

что при реализуемой в световоде неоднородности нелинейности невязность скорости ЧМ существенно зависит от степени и характера этой неоднородности, т. е. от величины и знака γ , а также от длины световода.

Существенная невязность может также возникать при распространении импульса в структуре, состоящей из чередующихся нелинейных пассивных и активных элементов со слабой нелинейностью. Так, для простейшего двухэлементного каскада линейный усилитель – нелинейный пассивный световод импульс после прохождения через усилитель на входе во вторую часть каскада имеет мощность $I_0 \exp(2g_1 L_1)$, поэтому на выходе из каскада (на длине $L = L_1 + L_2$) при $\tau_+ = 0$ скорость его ЧМ

$$\alpha_+(L) = \alpha_0 + 2I_0 R_2 L_2 \tau_0^{-2} \exp(2g_1 L_1), \quad (13)$$

где L_i , R_i , g_i – параметры соответствующих элементов каскада ($i = 1, 2$), причем $R_1 = 0$ и $g_2 = 0$. Если же импульс вводится сначала в нелинейный световод, а только после этого в усилитель, то скорость его ЧМ на выходе из каскада при $\tau_- = 0$

$$\alpha_-(L) = \alpha_0 + 2I_0 R_2 L_2 \tau_0^{-2}. \quad (14)$$

Из приведенных соотношений следует, что невязность скорости ЧМ для рассматриваемого каскадного световода определяется выражением

$$\eta_x = 2I_0 R_2 L_2 [\exp(2g_1 L_1) - 1] \quad (15)$$

и при $g_1 L_1 > 1$ может быть существенной.

Невязность скорости ЧМ импульса должна приводить к невязности его спектральной ширины, рассмотренной в работе [15] для гауссова импульса без начальной ЧМ ($\alpha_0 = 0$). В рассматриваемом случае $\alpha_0 \neq 0$, а среднеквадратичная ширина импульса гауссовой формы, движущегося в прямом и обратном направлениях, задается выражением

$$\Delta\omega_{\pm} = \left[1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} (\varphi_{\max}^{\pm})^2 \right]^{1/2} \Delta\omega_0, \quad (16)$$

где максимальный фазовый сдвиг $\varphi_{\max}^{\pm} = [\alpha_{\pm}(L) - \alpha_0] \tau_0^2 / 2$ определяется скоростью ЧМ центральной части импульса (при $\tau_{\pm} = 0$) на выходе из световода; $\Delta\omega_0 = (\tau_0^{-2} + \alpha_0^2 \tau_0^2)^{1/2}$ – начальная ширина вводимого в волокно импульса с ненулевой начальной скоростью ЧМ. С учетом (16) спектральная невязность $\eta_{\Delta\omega} = (\Delta\omega_+ - \Delta\omega_-) / \Delta\omega_0$ определяется следующим образом:

$$\eta_{\Delta\omega} \simeq \left[1 + 0.19(\alpha_+ - \alpha_0)^2 \tau_0^4 \right]^{1/2} - \left[1 + 0.19(\alpha_- - \alpha_0)^2 \tau_0^4 \right]^{1/2}. \quad (17)$$

В случае $|\alpha_{\pm} - \alpha_0| \tau_0^2 \ll 1$ выражение для спектральной невязности принимает вид $\eta_{\Delta\omega} \simeq 0.1 \tau_0^2 (\alpha_+ + \alpha_- - 2\alpha_0) \eta_x$. Если прямой и обратный импульсы имеют существенно разные скорости ЧМ и, следовательно, спектральные ширины, то после дальнейшего введения их в диспергирующую среду (или после пропускания их через какой-либо диспергирующий элемент, например дифракционную решетку) можно получить сильную компрессионную невязность. Для рассматриваемых импульсов указанная невязность может быть определена параметром

$$\eta_{\tau} = \frac{\tau_p^+ - \tau_p^-}{\tau_0} = \frac{\chi}{\tau_0} \left(\frac{1}{\Delta\omega_+} - \frac{1}{\Delta\omega_-} \right), \quad (18)$$

где учтено, что среднеквадратичная длительность прямого или обратного импульса $\tau_p^{\pm} = \chi / \Delta\omega_{\pm}$, а χ – зависящая от формы волнового пакета постоянная ($\chi = 1/2$ и $\pi/6$ для импульсов гауссовой и секанс-гиперболической формы соответственно).

4. Общий случай ненулевой ДГС

Рассмотренные частные случаи невязности параметров исследованы в приближении «бездисперсионной» среды, т. е. при $D = 0$. При ненулевой ДГС невязные эффекты должны проявляться еще сильнее, однако аналитическое исследование указанной задачи затруднено тем, что уравнение, описывающее динамику распространения импульса, не является интегрируемым и поэтому требует численного решения. Другой путь – применение вариационной процедуры для решения НУШ, описывающего трансформацию частотно-модулированного импульса в нелинейном одномодовом световоде с усилением. Известно [18], что в системах с неоднородными дисперсионными параметрами решение этого уравнения и динамика волнового пакета могут быть описаны с помощью вариационного подхода. Согласно этому подходу, к уравнению (4) можно перейти от уравнения Эйлера – Лагранжа

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^*} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_z^*} - \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_{\tau}^*} = 0, \quad (19)$$

если ввести лагранжиан системы следующим образом:

$$\mathcal{L} = [i(AA_z^* - A^*A_z) + D|A_{\tau}|^2 + R|A|^4] / 2, \quad (20)$$

где нижний индекс у амплитуды означает производную по соответствующей переменной. Приближенные реше-

ния уравнения (4) могут быть найдены из условия экстремума функционала действия

$$S = \int_0^{\infty} \langle \mathcal{L} \rangle dz,$$

которое эквивалентно системе уравнений

$$\frac{\partial \langle \mathcal{L} \rangle}{\partial \Theta_i} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \langle \mathcal{L} \rangle}{\partial \Theta_{iz}} = 0. \quad (21)$$

Здесь Θ_i – зависящие только от z параметры в пробных решениях уравнения (4), а $\Theta_{iz} \equiv \partial \Theta_i / \partial z$. Для построения усредненного лагранжиана

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{1}{\tau_0} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \mathcal{L} \rangle d\tau$$

воспользуемся пробными функциями, описывающими угасающие исследуемых в работе импульсов:

$$A(\tau, z) = CG(\tau, \tau_p) \exp \left[i \left(\frac{\alpha \tau^2}{2} + \varphi \right) \right], \quad (22)$$

где роль варьируемых параметров Θ_i выполняют амплитуда $C(z)$, фаза $\varphi(z)$, скорость ЧМ $\alpha(z)$ и длительность $\tau_p(\tau)$ соответствующего (прямого или обратного) импульса. После подстановки пробных решений (22) в (20) и интегрирования по времени находим усредненные лагранжианы:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{C^2}{\tau_0} \times \begin{cases} \left(\tau_p \frac{d\varphi}{dz} + \frac{1}{4} \tau_p^3 \frac{d\alpha}{dz} + \frac{1}{4} \tau_p^3 D\alpha^2 + \frac{D}{4\tau_p} + \frac{\sqrt{2}}{4} RC^2 \tau_p \right) \sqrt{\pi}, \\ 2\tau_p \frac{d\varphi}{dz} + \frac{\pi^2}{12} \tau_p^3 \frac{d\alpha}{dz} + \frac{\pi^2}{12} \tau_p^3 D\alpha^2 + \frac{D}{3\tau_p} + \frac{2}{3} RC^2 \tau_p. \end{cases} \quad (23)$$

Используя полученные выражения для $\langle \mathcal{L} \rangle$, с помощью (21) приходим к системе уравнений, определяющих исследуемые параметры импульса:

$$\begin{aligned} C^2 \tau_p &= I_0 \tau_0, \\ \frac{d\tau_p}{dz} &= D\alpha \tau_p, \\ \frac{d\alpha}{dz} &= k_1 D \tau_p^{-4} - D\alpha^2 + k_2 R_{\text{eff}} I_0 \tau_0 \tau_p^{-3} \end{aligned} \quad (24)$$

(уравнение для параметра φ здесь опущено как несущественное для дальнейшего анализа). Для импульсов гауссовой формы $k_1 = 1$, $k_2 = 1/\sqrt{2}$, а для импульсов секанс-гиперболической формы $k_{1,2} = 4/\pi^2$. Заметим, что в (24) величина z – это расстояние, пройденное в световоде прямым или обратным импульсом; для обратного импульса в уравнениях (24) необходимо все параметры, являющиеся функциями от z , заменить на функции от $L - z$, т. е. $D_-(z) = D(L - z)$,

$$R_{\text{eff}}^-(z) = R(L - z) \exp \left[2 \int_0^z g(L - \xi) d\xi \right].$$

Система уравнений (24) позволяет анализировать динамику параметров импульса (длительности, амплитуды,

скорости ЧМ, фазы) при заданных параметрах световода, в то время как в уравнение (4) эти параметры явно не входят. Следует, однако, иметь в виду, что и исходное НУШ, и вариационная процедура имеют свои границы применения. Во-первых, уменьшение длительности импульса до значений, меньших фемтосекундных, требует учета в исходном уравнении (2) дисперсионных членов третьего порядка. Во-вторых, сильная компрессия импульса приводит к искажению его формы, а в вариационном методе предполагается, что форма импульса при его распространении не изменяется (что возможно при незначительной компрессии). В используемых уравнениях не учитывалась также дисперсия инкремента усиления световода, существенно влияющая на форму импульса. Поэтому проведенный анализ справедлив для волоконных световодов, у которых в достаточно широком диапазоне частот инкремент усиления $g(\omega)$ приблизительно одинаков и его дисперсией можно пренебречь [19, 20].

5. Численный анализ

Система уравнений (24) существенно проще исходного уравнения (4), поскольку допускает решения для практически важных случаев динамики импульса в неоднородной среде [21]. В случае $D \neq 0$, однородных инкремента усиления и нелинейности среды НЭ могут быть обусловлены только влиянием неоднородности материальной дисперсии световода. Для численного анализа будем использовать характерные параметры световода и вводимого гауссова импульса: инкремент усиления $g_0 = 0.5 \text{ км}^{-1}$, входные длительность и мощность импульса $\tau_0 = 1 \text{ пс}$, $I_0 = 1 \text{ кВт}$. Для простоты анализа начальная скорость ЧМ принята равной нулю, что, впрочем, не ограничивает общности получаемых выводов. Материальную дисперсию и нелинейность определим как $D(z) = D_0 f(z)$, $R(z) = R_0 \rho(z)$, где $D_0 = 10 \text{ пс}^2 \cdot \text{км}^{-1}$, $R_0 = 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$, а $f(z)$ и $\rho(z)$ – функции, задающие продольный профиль их изменения.

На рис.2–4 представлены зависимости невзаимности скорости ЧМ и длительности импульса от длины световода, рассчитанные на основе соотношений (24) для некоторых наиболее характерных неоднородностей параметров D и R , т. е. функций $f(z)$ и $\rho(z)$. На рис.2 указанные зависимости получены для однородного по длине профиля материальной дисперсии с $f(z) = -1$ и неоднородности нелинейности вида $\rho(z) = \exp(\gamma z)$, $\gamma = -1 \text{ км}^{-1}$. На начальном этапе распространения импульса в световоде согласно (24) его динамика существенно зависит от соотношения параметров D и R_{eff} . При $\alpha_0 = 0$ и $D < 0$ компрессия импульса имеет место при $d\alpha/dz > 0$, а именно при $R_{\text{eff}}(0) > k_1 |D| / (k_2 \tau_0^2 I_0)$, что выполняется для выбранных значений входящих в это неравенство параметров. Видно, что на начальном этапе $\alpha(z)$ растет, а $\tau(z)$ падает. При достижении скорости ЧМ значения, при котором выполняется условие

$$\alpha^2 + \frac{k_2 R_{\text{eff}} \tau_0 I_0}{|D| \tau_p^2} = \frac{k_1}{\tau_p^4}, \quad (25)$$

знак производной $d\alpha/dz$ меняется, после чего скорость ЧМ резко уменьшается и меняет знак. Затем начинается область уширения импульса вплоть до очередной смены знака параметра α . Таким образом, динамика импульса в рассматриваемом случае имеет циклический характер,

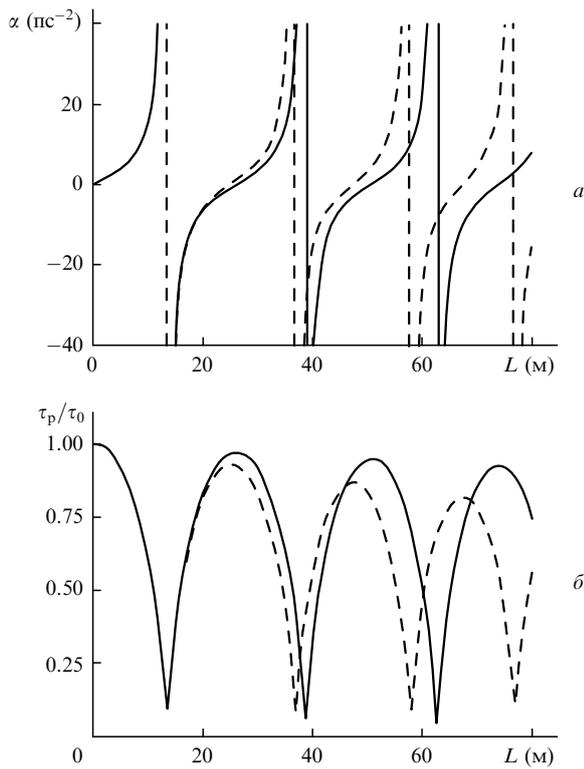


Рис.2. Зависимости от длины световода скорости ЧМ (а) и длительности импульса (б) при $D(z) = -D_0 = -10^{-26} \text{ c}^2 \cdot \text{м}^{-1}$, $R(z) = R_0 \exp(\gamma z)$ и $\gamma = -1 \text{ км}^{-1}$. Сплошные кривые – прямой импульс, штриховые – обратный.

несколько различающийся для прямого и обратного распространения. Точкам пересечения кривых $\tau_+(L)$ и $\tau_-(L)$ соответствуют длины световода, для которых выходные длительности встречных импульсов будут одинаковыми. Следовательно, невзаимность η_z осциллирует с увеличением длины световода. Аналогичная ситуация имеет место и для невзаимности скорости ЧМ. Из приведенных зависимостей следует, что наличие даже однородной по длине световода ДГС существенно изменяет характер прямого и обратного распространения импульса, приводя к более существенной невзаимности его основных параметров. Так, в «бездисперсионном» случае на длине световода $L = 80 \text{ м}$ невзаимность скорости ЧМ η_z составляет ~ 0.2 , тогда как в рассматриваемом случае она равна ~ 10.5 .

Зависимости на рис.3 описывают решения уравнений (24) для экспоненциального профиля дисперсии $f(z) = \exp(\gamma z)$, $\gamma = -1 \text{ км}^{-1}$ (убывающего для прямого и возрастающего для обратного импульса) и однородной нелинейности $\rho(z) = 1$. В отличие от представленных выше зависимостей, где невзаимная динамика импульсов определялась неоднородностью нелинейности, в данном случае невзаимность параметров τ и α связана с неоднородностью дисперсионных параметров световода. Поскольку $D(z) > 0$, то импульс согласно (24) испытывает компрессию там, где $\alpha(z) < 0$. Для выбранных параметров имеет место уширение импульса, т. к. величина $\alpha(L)$ всюду положительна. Невзаимность параметров $\alpha(L)$ и $\tau(L)$ обусловлена тем, что входные параметры световода для встречных импульсов различны: для прямого импульса $D(0) = D_0$, а для обратного $D_-(0) = D_+(L) = D_0 f(L)$. Следовательно, для этих импульсов различны уже после входа в световод величины $d\alpha/dz$ и $d\tau/dz$, что и определяет невзаимность динамики указанных параметров.

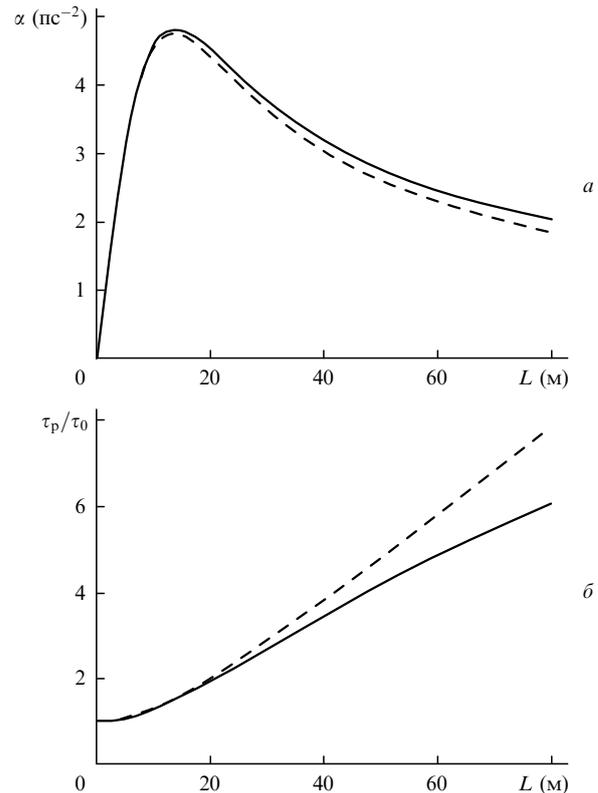


Рис.3. Зависимости от длины световода скорости ЧМ (а) и длительности импульса (б) при $R(z) = R_0$, $D(z) = D_0 \exp(\gamma z)$ и $\gamma = -1 \text{ км}^{-1}$. Сплошные кривые – прямой импульс, штриховые – обратный.

На рис.4 представлены зависимости $\alpha(L)$ и $\tau(L)$ при $\rho(z) = 1$ и знакопеременном профиле дисперсии: $f(z) = \sin(2\pi z/A)$, где период неоднородности $A = 10 \text{ м}$. Рассма-

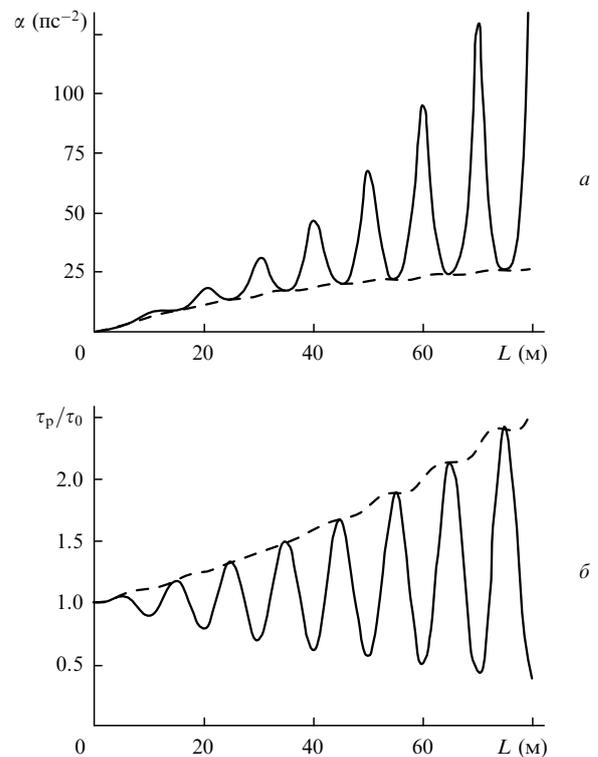


Рис.4. Зависимости от длины световода скорости ЧМ (а) и длительности импульса (б) при $R(z) = R_0$, $D(z) = D_0 \sin(2\pi z/A)$ и $A = 10 \text{ м}$. Сплошные кривые – прямой импульс, штриховые – обратный.

триваемый случай интересен тем, что при любых длинах световода обратный импульс на выходе является уширенным (несмотря на наличие слабовыраженных участков с $d\tau_-/dz < 0$), а прямой импульс, в зависимости от длины световода, может быть либо уширен, либо сжат. Поскольку при всех L скорость ЧМ $\alpha(z) > 0$, то импульс уширяется на тех участках, где $D(z) > 0$, и сжимается при отрицательных значениях ДГС. Поэтому период осцилляций $\tau(L)$ равен периоду неоднородности ДГС в световоде. В рассматриваемом случае среднее значение эффективной нелинейности одинаково как для прямого, так и для обратного импульса, т. е. $\langle R_{\text{eff}}^+ \rangle = \langle R_{\text{eff}}^- \rangle$. Как правило, именно с различием указанных величин связана невзаимная динамика импульса. Здесь же невзаимность может быть объяснена разными начальными условиями для прямого и обратного импульсов, т. е. разными значениями ДГС на торцах световода. В наибольшей степени невзаимность проявится в том случае, если длина световода связана с периодом ДГС соотношением $L = nA$, где n – целое число. Обратный импульс имеет возможность распространяться первые $A/2$ метров своего пути в среде с отрицательной ДГС, что позволяет получить для него максимальную степень компрессии. При этом прямой импульс проходит первые $A/2$ метров своего пути в среде с положительной ДГС, в силу чего его компрессия оказывается невозможной. Если же $L = (1/2 + n)A$, то реализуется симметричный относительно обоих торцов световод, в котором НЭ не проявляются.

Согласно (17) невзаимность скорости ЧМ приводит также к различию спектральных ширин встречных импульсов. В случае $\alpha_0 = 0$ и $\alpha_{\pm} \tau_0^2 \gg 1$ выражение для спектральной невзаимности принимает вид $\eta_{\Delta\omega} \approx 0.44\eta_x$. Для используемых параметров на выходе из световода длиной $L = 80$ м прямой импульс сжат, а обратный уширен в 2.7 раза; при этом $\eta_x \approx 164$, а $\eta_{\Delta\omega} \approx 72$.

Пример знакопеременной неоднородности световода представляет исключительно интересную и важную для практических приложений динамическую ситуацию, при которой в случае распространения импульса в одном из направлений изменения его длительности, амплитуды и скорости ЧМ очень незначительны (при этом параметры импульса можно считать практически постоянными), в то время как в другом направлении динамика данных параметров имеет ярко выраженный осциллирующий характер (с периодическим сильным временным сжатием импульса, увеличением скорости ЧМ и пиковой интенсивности).

6. Заключение

На основе решения НУШ в «бездисперсионном» приближении получено общее интегральное выражение для скорости ЧМ прямого и обратного импульсов гауссовой и секанс-гиперболической формы, распространяющихся в световоде с произвольными распределениями неоднородности усиления и нелинейности по его длине. Невзаимность скорости ЧМ приводит к спектральной невзаимности. Наличие ДГС существенно изменяет характер

невзаимной динамики ЧМ импульсов. На основе вариационной процедуры решения НУШ получены уравнения, определяющие изменение основных параметров импульса (длительности, фазы и скорости ЧМ), распространяющегося в световоде с заданным набором функциональных зависимостей усиления, нелинейности и ДГС от координаты. Численный анализ этих уравнений показал, что при монотонном изменении продольного профиля ДГС (например, линейном или экспоненциальном) невзаимность параметров импульса нарастает с увеличением длины световода. При знакопеременном периодическом профиле ДГС невзаимность существенно зависит от длины световода, и возможны как полная взаимность (когда профильная функция симметрична относительно середины световода), так и сильное различие выходных параметров прямого и обратного импульсов.

Таким образом, меняя продольные профили материальных параметров световода, можно эффективно управлять трансформацией импульсов, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Построенные зависимости невзаимности от длины световода отражают лишь малую часть многообразия возможных динамических режимов в неоднородных по длине световодах.

1. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
2. Звездин А.В., Котов В.А. *Магнитооптика тонких пленок* (М.: Наука, 1988).
3. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков В.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
4. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **60**, 188 (1998).
5. Gabitov I., Turitsin S. *Opt. Lett.*, **21**, 327 (1996).
6. Абдуллаев Ф.Х., Навотный Д.В. *Письма в ЖТФ*, **28**, 39 (2002).
7. Выслоух В.А., Геворкян Л.П. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 323 (1991).
8. Galvanauskas A., Fermann M.E., Roman J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1053 (1995).
9. Васильев С.А., Дианов Е.М., Медведков О.И. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 151; 160 (1997).
10. Золотовский И.О., Семенов Д.И. *Квантовая электроника*, **27**, 273 (1999).
11. Hasegawa A. *Massive WDM and TDM Soliton Transmission Systems* (Kluwer: Acad. Publ., 2000).
12. Knox F.M., Doran N.J., Blow K.J., et al. *Electron. Lett.*, **32**, 54 (1996).
13. Грух Д.А., Богатырев В.А., Сысолятин А.А. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 247 (2004).
14. Плоцкий А.Ю., Курков А.С., Яшков М.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 559 (2005).
15. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **23**, 677 (1996).
16. Золотовский И.О., Семенов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **101**, 473 (2002).
17. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам* (М.: Физматлит, 2005).
18. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **18**, 758 (1991).
19. Дианов Е.М., Карпов В.И., Курков А.С., Протопопов В.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 1059 (1996).
20. Курков А.С., Наний О.Е. *Lightwave Russian Edition*, **1**, 75 (2003).
21. Золотовский И.О., Семенов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **92**, 306 (2002).