

01;07

Усиление частотно-модулированных импульсов в неоднородных эрбиевых световодах

© И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, О.Г. Охотников,
Д.И. Семенцов, А.А. Сысолятин, А.А. Фотиади

Научно-исследовательский технологический институт Ульяновского государственного университета

Исследовательский центр оптоэлектроники, Тампере, Финляндия

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия

Университет г. Монс, Бельгия

E-mail: <rafzol.14@mail.ru>

Поступило в Редакцию 15 июня 2012 г.

Исследуется возможность эффективного усиления самоподобных частотно-модулированных импульсов в неоднородных по длине эрбиевых волоконных усилителях. Получено общее выражение для координатной зависимости нормальной дисперсии групповых скоростей, обеспечивающей „быстрое“ усиление импульсов. Показано, что при оптимальном подборе профиля дисперсии возможно усиление субпикосекундных импульсов до энергий свыше 1 нДж и пиковых мощностей свыше 50 кВт.

Формирование устойчивых самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) импульсов, получивших название симиляритонов, в усиливающей среде с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) открывает целый ряд преимуществ по сравнению с классическими методами усиления импульсов [1–4]. Связано это с тем, что в случае усиления импульсов в среде с аномальной дисперсией трудно избежать влияния развития разнообразных неустойчивостей, существенно искажающих форму волнового пакета. Однако, и в световодах с нормальной ДГС известные методики усиления чувствительны к имеющим место нерегулярным технологическим вариациям их диаметра [5,6], в силу чего представляется малоэффективным использование длинных (более 100 м) волоконных усилителей с малым инкрементом усиления ($\gamma \ll 1 \text{ м}^{-1}$).

Данная проблема может быть решена за счет использования компактных усилителей с увеличивающейся по длине нормальной ДГС и материальным инкрементом усиления $\gamma > 0.1 \text{ м}^{-1}$. Для этих целей во многом подходят эрбиевые волоконные световоды, которые в последнее время находят широкое практическое применение [7,8]. В данной работе анализируется подобный режим усиления и условия устойчивого распространения ЧМ волнового пакета в неоднородном по длине эрбиевом световоде.

В работах [9,10] показано, что необходимый профиль изменения ДГС, обеспечивающий самоподобный режим распространения ЧМ импульсов параболического типа в усиливающем световоде, определяется выражением

$$D(z) = \frac{D_0 G_{ef}(z)}{1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{ef}(z') dz'} \quad (1)$$

Здесь параметры D_0 и α_0 — значения ДГС и скорости ЧМ на входе в световод, а также введен эффективный инкремент усиления, равный относительному увеличению энергии импульса на длине z

$$G_{ef}(z) = W(z)/W_0 = \exp\left(2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right), \quad (2)$$

где W_0 — энергия вводимого в световод импульса, $\gamma(z)$ — материальный коэффициент усиления. При этом длительности симилиаритонного импульса с учетом соотношения (1) справедливо соотношение

$$\tau_s(z) = \tau_0 \exp\left(2\alpha_0 \int_0^z D(z') dz'\right) = \tau_0 \left(1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{ef}(z') dz'\right)^{1/3}, \quad (3)$$

где τ_0 — входная длительность импульса. Если световод считать пассивным, т.е. принять $\gamma = 0$, то для длительности импульса, прошедшего со световоду расстояние z , получаем известное соотношение $\tau_s(z) = \tau_0(1 + 6\alpha_0 D_0 z)^{1/3}$.

В соответствии с (2) при распространении импульса по неоднородному активному световоду энергия растет. При этом энергия

образования симиляритона параболического типа в световоде с входным значением керровской нелинейности R_0 определяется выражением $W_{s,0} = 8D_0\alpha_0^2\tau_0^3/3R_0$ [9], из которого следует сильная зависимость энергии образования симиляритона от начальных значений скорости и длительности ЧМ импульса. Заметим, что формирование ЧМ-импульса параболического типа возможно и при энергиях вводимого излучения, несколько отличных от $W_{s,0}$.

Если импульсы с исходными параметрами α_0 и τ_0 вводятся в пассивный световод-модулятор с ДГС d и длиной L , то их чирп и длительность на выходе (т.е. перед вводом в световод-усилитель) определяются выражениями

$$\alpha(L) \cong \frac{Ld(2\alpha_0^2 + \tau_0^{-4}/2) + \alpha_0}{(1 + 2\alpha_0Ld)^2 + (L/L_d)^2}, \quad \frac{\tau(L)}{\tau_0} \cong \left((1 + 2\alpha_0Ld)^2 + \frac{L^2}{L_d^2} \right)^{-1/2}, \quad (4)$$

где $L_d = \tau_0^2/|d|$. Если исходный импульс спектрально ограничен ($\alpha_0 = 0$), после прохождения световода-модулятора его входная энергия в усилитель, обеспечивающая последующее эффективное усиление, дается выражением

$$W_{s,0} = \frac{2D_0L^2}{3\tau_0R_0L_a\sqrt{L^2 + L_d^2}}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что для использования активных световодов с исходно большими значениями ДГС или чирпа могут потребоваться большие начальные энергии генерируемых импульсов — свыше 100 pJ, чего современные волоконные лазеры обеспечить, как правило, не могут. В рассматриваемом нами случае для устойчивого усиления ЧМ импульса желательно использовать световод с нормальной ДГС, величина которой $D(z) > 2 \cdot 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$. В противном случае низкочастотные компоненты чирпованного волнового пакета могут частично попадать в область аномальной ДГС, что может приводить к нежелательному развитию модуляционной неустойчивости (т.е. к амплитудной модуляции „хвоста“ импульса). Для типичных значений параметров $\alpha_0 \approx 10^{23} \text{ s}^{-2}$ и $\tau_0 \approx (3-4) \text{ ps}$, обеспечиваемых эрбиевыми волоконными лазерами с пассивной синхронизацией мод, при характерных для эрбиевых световодов (с W -профилем показателя преломления сердцевины) значениях параметра керровской нелинейности $R_0 \approx (1-2) \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ получаем

необходимый для формирования устойчивого ЧМ импульса интервал входных энергий $W_{s0} \gg (1-100) \text{ pJ}$.

Рассмотрим некоторые особенности динамики усиления ЧМ импульсов в эрбиевых усилителях, которая может быть описана следующими уравнениями [10]:

$$\begin{aligned} dN_2/dt &= K_p(N - N_2) - K_s[(1+b)N_2 - bN] - N_2/\tau_2, \\ 2\gamma &= \eta_s \sigma_s [(1+b)N_2 - bN]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь использованы обозначения: N — общая концентрация ионов эрбия, N_2 — населенность метастабильного уровня, τ_2 — время жизни на метастабильном уровне, σ_p и σ_s — сечения поглощения и эмиссии на частоте накачки ν_p и частоте усиливаемого сигнала ν_s соответственно, b — отношение сечения поглощения к сечению эмиссии на частоте усиливаемого сигнала, параметр $\gamma(z)$ имеет смысл локального инкремента усиления, параметры η_p и η_s — доли мощности накачки и усиливаемого сигнала, K_p и K_s — скорости накачки и излучения. В стационарном состоянии населенность метастабильного уровня можно считать постоянной, т.е. $dN_2(z)/dt = 0$, в результате чего получаем

$$N_2 = N(K_p + bK_s) / [K_p + (1+b)K_s + 1/\tau_2]. \quad (7)$$

Подставляя это выражение во второе уравнение системы (6), получаем для инкремента усиления следующее выражение

$$\gamma = \frac{\eta_s}{2} \frac{\sigma_s b N (K_p - 1/\tau_2)}{K_p + (1+b)K_s + 1/\tau_2}. \quad (8)$$

При анализе полученных соотношений необходимо учесть, что для скоростей накачки K_p и излучения K_s справедливы соотношения [11]

$$K_p = \sigma_p \eta_p I_p(z) / h\nu_p, \quad K_s = \sigma_s \eta_s I_s(z) / h\nu_s, \quad (9)$$

где $h\nu_{p,s}$ — энергия фотонов на частоте волны накачки и сигнальной волны.

Для высокоэффективного эрбиевого усилителя можно считать незначительным влияние спонтанных шумов люминесценции. В условиях малости скорости распада метастабильного уровня (т.е. малости

параметра $1/\tau_{21}$) трансформация интенсивностей волны накачки I_p и усиленной сигнальной волны I_s описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} dI_p/dz &= -I_p\sigma_p(N - N_2), \\ dI_s/dz &= 2\gamma I_s. \end{aligned} \quad (10)$$

Решения этих уравнений могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} I_p(z) &= I_p(0) \exp\left(-2 \int_0^z \gamma_p(z') dz'\right), \\ I_s(z) &= I_s(0) \exp\left(2 \int_0^z \gamma_s(z') dz'\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где локальные параметры затухания и усиления соответствующих волн даются выражениями $\gamma_p = \sigma_s \eta_s N / 2\eta_p$, $\gamma_s = \sigma_p \eta_s N / 2$. Из полученных решений следует, что эффективный инкремент усиления сигнальной волны

$$G_{ef}(z) = \exp\left(2 \int_0^z \gamma_s(z') dz'\right). \quad (12)$$

Полученные решения справедливы в условиях невырожденной накачки, когда можно считать что мощность стоксова сигнала остается существенно меньше мощности накачки, т.е. $P_s(z) \ll P_p(0)$. В световоде с однородным по длине усилением для устойчивого распространения ЧМ импульса симилиритонного типа необходим следующий профиль ДГС

$$D(z) = \frac{D_0 \exp(2\gamma_s z)}{1 + \delta (\exp(2\gamma_s z) - 1)}, \quad (13)$$

где параметр $\delta = 3\alpha_0 D_0 / \gamma_s$. Интересно, что в случае $W_p(0) \gg W_s(z)$ увеличение энергии усиливаемого чирпованного импульса оказывается пропорциональным увеличению дисперсии групповых скоростей, т.е. $W(z)/W_0 \simeq D(z)/D_0$.

На рис. 1 представлены профили ДГС, полученные на основе соотношения (13) и обеспечивающие самоподобный режим распространения ЧМ импульса параболического типа при фиксированных параметрах $\tau_0 = 10^{-12}$ с, $D_0 = 2 \cdot 10^{-27}$ с²/м и варьируемых параметрах $\alpha_0 = 10^{24}$ с⁻², $\gamma = (0.05, 0.1, 0.2, 0.4)$ м⁻¹ (a , кривые 1–4) и

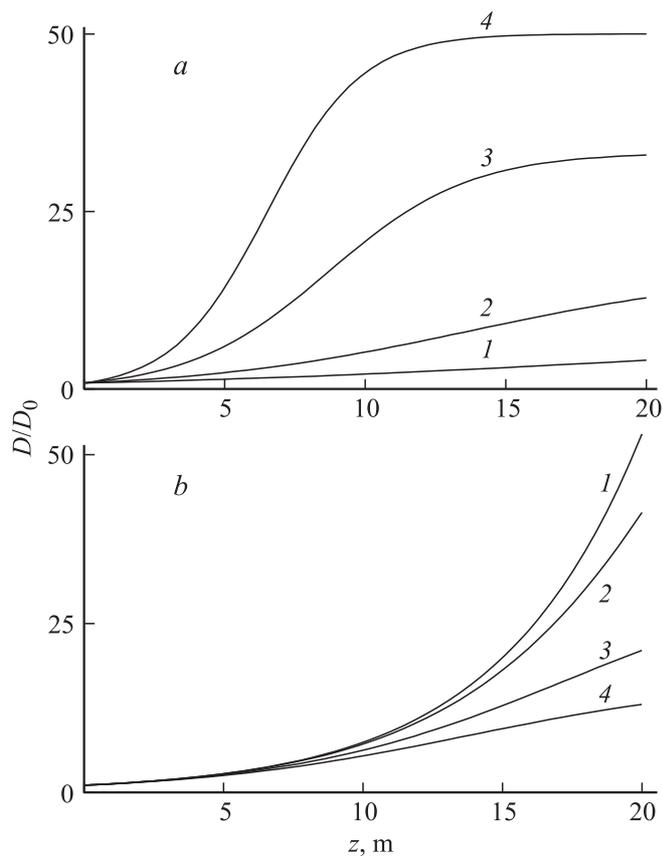


Рис. 1. Профили ДГС, обеспечивающие самоподобный режим распространения импульса; $\alpha_0 = 10^{24} \text{ s}^{-2}$ и $\gamma = (0.05, 0.1, 0.2, 0.4) \text{ m}^{-1}$ (а, кривые 1–4), $\alpha_0 = (0.1, 1, 2, 4) 10^{23} \text{ s}^{-2}$ (б, кривые 1–4) и $\gamma = 0.1 \text{ m}^{-1}$.

$\gamma = 0.1 \text{ m}^{-1}$, $\alpha_0 = (0.1, 1, 2, 4) \cdot 10^{23} \text{ s}^{-2}$ (б, кривые 1–4). Видно, что с увеличением длины световода величина ДГС выходит на предельное значение $D_\infty = \gamma/3\alpha_0$, величина которого увеличивается с ростом нелинейности при фиксированном значении начальной скорости ЧМ и уменьшается с ростом начальной скорости ЧМ при фиксированном параметре нелинейности. При малых длинах световода ($\gamma z \ll 1$)

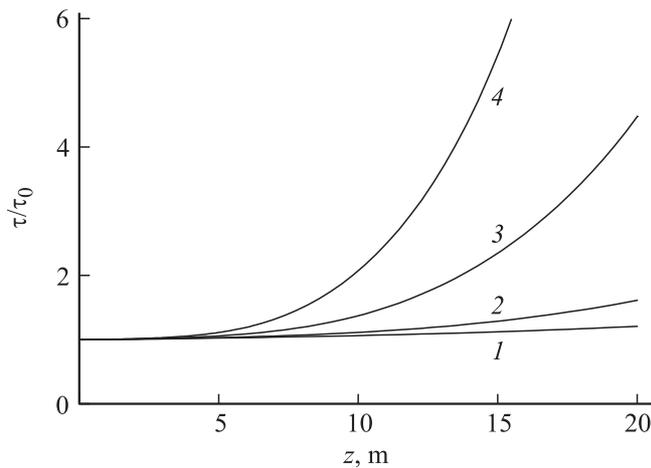


Рис. 2. Зависимость нормированной длительности импульса от пройденного расстояния; $D_0 = 2 \cdot 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$, $\alpha_0 = 10^{24} \text{ s}^{-2}$, $\gamma = (0.05, 0.1, 0.2, 0.4) \text{ m}^{-1}$ (кривые 1–4).

искомый профиль ДГС является близким к экспоненциальному, а именно $D_z \approx D_0 \exp(2\gamma z)$. Для длительности импульса в этом случае справедливо соотношение $\tau_s = \tau_0 [1 + \delta (\exp(2\gamma_s z) - 1)]^{1/3}$.

На рис. 2 приведена зависимость нормированной длительности симиляритонного импульса от проходимого по световоду расстояния. Видно, что с ростом длины световода длительность импульса на выходе из него увеличивается тем быстрее, чем больше усиление.

Таким образом, в данной работе получены условия возникновения устойчивых импульсов параболической формы в световодах с нормальной ДГС. Получено общее выражение для профиля ДГС, обеспечивающего оптимальное „быстрое“ усиление ЧМ импульсов параболической формы в эрбиевом световоде. Показана возможность эффективного усиления частотно-модулированных импульсов симиляритонного типа в световоде с увеличивающейся дисперсией и относительно большим инкрементом усиления (больше 0.2 m^{-1}). Предлагаемая схема усиления и последующей компрессии частотно-модулированных импульсов активно используется в настоящее время в твердотельных лазерных системах для получения импульсов высокой мощности. Подобная схема

с симиляритонным режимом усиления и решеточным компрессором может позволить получать импульсы длительностью до 10 fs с энергией порядка 10 nJ и, как следствие, с рекордной (для полностью волоконных лазерных систем) мощностью свыше 1 MJ.

Список литературы

- [1] *Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 6010.*
- [2] *Chang G., Winful H.G., Galvanauskas A. et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 016 609.*
- [3] *Dudly J.M., Finot C., Richardson D.J. et al. // Nature. 2007. V. 3. P. 597.*
- [4] *Hirooka T., Nakazawa M. // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 498.*
- [5] *Anderson D., Desaix M., Karlson M. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1993. V. B 10. P. 1185.*
- [6] *Абдуллаев Ф.Х., Навотный Д.В. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 22. С. 39.*
- [7] *Latkin A., Turitsyn S.K., Sysoliatin A. // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 331.*
- [8] *Andrianov A.V., Muraviov S.V., Kim A.V. et al. // JETP Lett. 2007. V. 85. P. 364.*
- [9] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И., Сенаторов А.К. и др. // Квант. электрон. 2010. Т. 40. С. 212.*
- [10] *Morkel P.R., Laming R.I. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 1062.*
- [11] *Pedersen B., Bjarklev A., Povlsen J.H. et al. // IEEE J. of Lightwave technology. 1991. V. 9. P. 1105.*