

Усиление частотно-модулированных волновых пакетов в среде с бегущей волной показателя преломления

И.О. Золотовский*, А.С. Кадочкин, В.А. Лапин, Д.Г. Санников, М.С. Явтушенко

Ульяновский государственный университет, 432970, Ульяновск, Россия

*E-mail: rafzol.14@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.91-93

При распространении светового импульса по световоду, в котором сформирована бегущая волна показателя преломления (БВП), могут наблюдаться эффекты, не имеющие места в световодах со стационарными параметрами [1], такие как изменение поляризации и смещение несущей частоты, формирование солитоноподобных волновых пакетов, развитие индуцированной модуляционной неустойчивости (МН) и генерация пикосекундных импульсов. В настоящей работе предложена методика усиления и модуляции импульсов в активной среде с реализуемой БВП.

Пусть в световоде возбуждена БВП вида [2]:

$$n(t, z) = n_0(1 - m \cos(\Omega t - qz)), \quad (1)$$

и попутно с ней распространяется ЧМ-импульс с начальными условиями:

$$A(t, z=0) = A_0 \exp\left(-\left(\tau_0^2/2 - i\alpha_0\right)t^2\right), \quad (2)$$

где n – показатель преломления (ПП), Ω – частота модуляции ПП, $q = 2\pi/\Lambda$ – волновое число, Λ – период пространственной неоднородности ПП, $V_m = \Omega/q$ – фазовая скорость перемещения БВП, $m = \Delta n/n_0$ – глубина модуляции ПП, Δn – амплитуда изменения ПП, A_0 , τ_0 , α_0 – начальные амплитуда, длительность, скорость ЧМ (чирп) гауссова импульса. Динамика импульса описывается соотношением [3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR \left(|A|^2 - \tau_R \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} \right) A = i\beta m \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A + gA. \quad (3)$$

Здесь $v_g = (\partial\omega/\partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета; $d_n = (\partial^n\beta/\partial\omega^n)_{\omega_0}$ – дисперсионные параметры высших порядков, $\beta = n_0\omega_0/c$; R – коэффициент кубической (керровской) нелинейности; величина τ_R – параметр, характеризующий эффект вынужденного комбинационного саморассеяния [3] среды; $\tau = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, связанной с импульсом; $g(\omega) = g_0 \left[1 + (\omega - \omega_{res})^2 / \Delta\omega_L^2 \right]^{-1}$ – коэффициент усиления в активной среде с БВП, где ω_{res} – резонансная частота линии усиления, $\Delta\omega_L$ – ширина линии усиления; величина $\tau - \delta\tau = \tau - (v_m^{-1} - v_g^{-1})z$ характеризует рассогласование групповой скорости волнового пакета и фазовой скорости БВП.

При условии малого рассогласования БВП и волнового пакета (т.е. $\delta\tau \leq 10^{-11}$ с, при $|\Omega|\tau_u \ll 1$, где τ_u – длительность импульса) показано, что возможна сверхбыстрая модуляция импульса при сохраняющейся линейности

ЧМ и большой ширине спектра. Это, в свою очередь, делает возможным дальнейшее сжатие импульса. Так, при положительном значении чирпа сжатие можно осуществить на дифракционных решетках. Если же у импульса сформировался отрицательный чирп, то для его дальнейшего сжатия может быть использован обычный световод с нормальной материальной дисперсией.

На рис.1 представлена динамика огибающей ЧМ-импульса (рис. 1а) и его спектра (рис.1б) в активном световоде с различными значениями нелинейности $R = 10^{-7}; 10^{-5}; 10^{-3} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ (кривые 1–3 соответственно).

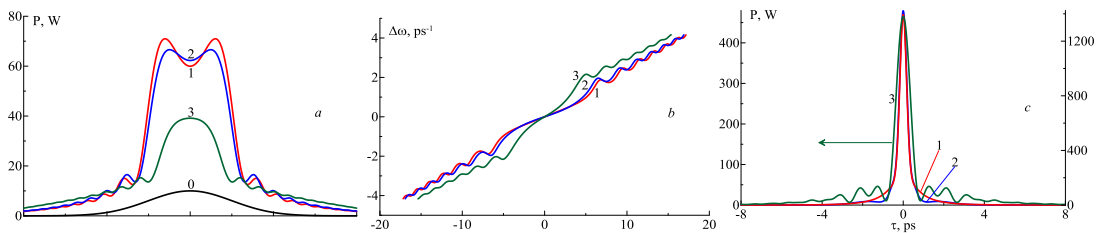


Рис. 1. Начальные параметры импульса: длительность $\tau_0 = 10^{-11}$ с, чирп $\alpha_0 = 0$, пиковая мощность $P_0 = 10$ Вт. Параметры среды с БВПП следующие: частота БВПП $\Omega = 10^9 \text{ с}^{-1}$; глубина модуляции ПП $\Delta n = 10^{-4}$; волновое число $\beta = 10^7 \text{ м}^{-1}$; нормальная дисперсия второго порядка $d_2 = 10^{-26} \text{ с}^2 / \text{м}$; оптическая длина пути импульса в световоде $L = 500 \text{ м}$. Параметры линии усиления среды: $g_0 \approx 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Как видно из рис. 1б, импульс приобретает практически линейный чирп, значительно уширяется, а его пиковая мощность на выходе из световода с БВПП выросла в 4 (кривые 1,2) и 6 (кривая 3) раз. Пропуская затем такой импульс через диспергирующий элемент (в нашем случае через дифракционную решетку с дисперсионным параметром $D_{eff} = 10^{-24} \text{ с}^2 / \text{м}$ [3], см. рис.2), можно получить его сильную компрессию (рис.1с), причем его пиковая мощность возрастает более чем на порядок. Из рисунка 1 видно, что широкополосный ВП с шириной спектра $\Delta\omega > 10^{12} \text{ с}^{-1}$ может эффективно (т.е. с сохранением формы) усиливаться в среде со значительно меньшей шириной линии усиления ($\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$).

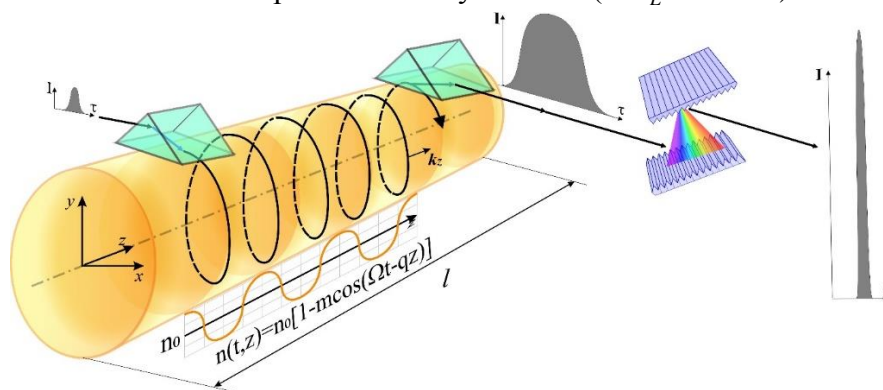


Рис. 2. Схема получения усиленного ЧМ-импульса в световоде с БВПП и его последующая компрессия на дифракционных решетках.

Практическую реализацию усиления импульса можно осуществить в световоде за счет взаимодействия БВПП и поверхностной волны типа моды шепчущей галереи (МШГ). В этом случае волновые пакеты распространяются

вдоль поверхности кварцевого световода-цилиндра по спирали с постоянным шагом (рис. 2).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-10037.

Литература

- [1] Торчигин В.П. *Квант. электроника*, **22**, 509 (1995)
- [2] Сычугов В.А., Магдич Л. Н., Торчигин В.П., *Квант. электроника*, **31**, 1089 (2001)
- [3] Agrawal G. *Nonlinear fiber optics* (Springer, fourth edition, 2007)