

# Солитонное распространение фемтосекундного лазерного импульса в среде с аномальной дисперсией

Д.Л.Оганесян

*Получена стационарная форма фемтосекундного импульса, распространяющегося в нелинейной среде с аномальной дисперсией. Показано, что для фемтосекундных импульсов интенсивность  $E_0^2$ , при которой имеет место солитонное распространение, обратно пропорциональна длительности импульса в степени 2/3 ( $E_0^2 \sim 1/\tau_0^{2/3}$ ). Получена аналитическая зависимость периода воспроизведения временного профиля интенсивности солитона от амплитуды.*

**Ключевые слова:** солитонное распространение, фемтосекундный импульс, аномальная дисперсия.

Известно, что при прохождении пико- и фемтосекундных лазерных импульсов через оптически-нелинейную среду с аномальной дисперсией баланс дисперсии и нелинейности приводит к формированию устойчивых импульсов, так называемых оптических солитонов, которые сохраняют практически неизменную форму при распространении на расстояния, превышающие собственную длину импульса  $l = c\tau_0$  в  $10^6 - 10^7$  раз [1, 2].

В работе [3] было получено численное решение волнового уравнения, отличного от нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), описывающего дисперсное нелинейное распространение фемтосекундного лазерного импульса в среде с нормальной дисперсией и кубической нелинейностью.

В настоящей работе стационарная форма фемтосекундного импульса, распространяющегося в дисперсной среде с аномальной дисперсией и кубической нелинейностью, получена в результате решения нелинейного волнового уравнения, отличного от НУШ.

Как показано в [3], при  $\omega_0\tau_0 \geq 200/\pi$  (где  $\omega_0$  – несущая частота импульса,  $\tau_0$  – длительность импульса) уравнение, описывающее дисперсное нелинейное распространение фемтосекундного лазерного импульса в среде с кубической нелинейностью с учетом линейной дисперсии второго порядка, имеет следующий вид:

$$\Phi'_\xi - A|\Phi|^2\Phi'_\eta + B\Phi'''_\eta = 0, \quad (1)$$

где  $A = \pi\chi_0^{(3)}E_0^2/n_0^2$ ;  $\chi_0^{(3)}$  – низкочастотный предел фурье-образа нелинейной восприимчивости среды третьего порядка  $\chi_0^{(3)}(t_1, t_2, t_3)$ ;  $E_0$  – максимальная действительная амплитуда вектора напряженности электрического поля;  $n_0$  – линейная часть показателя преломления;  $B = \pi\alpha_2/(n_0^2\tau_0^2)$ ;

$$\alpha_2 = - \int_0^\infty \tau^2\alpha(\tau)d\tau; \quad (2)$$

$\alpha(t)$  – линейная восприимчивость среды;  $\Phi = E/E_0$  – нормированный действительный модуль вектора напряженности электрического поля в среде;  $\xi = zn_0/(c\tau_0)$ ;  $\eta = zn_0/(c\tau_0) - t/\tau_0$ ;  $c$  – скорость света в вакууме.

Известно, что в спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости ( $\alpha_2 < 0$ ), совместное действие дисперсии и нелинейности имеет характер конкуренции и при определенной входной мощности приводит к сохранению формы распространяющегося импульса [1]. Как видно из (1), безразмерный параметр

$$\gamma = \frac{|B|}{A^3} = \frac{|\alpha_2|}{\pi^2(\chi_0^{(3)})^3\tau_0^2E_0^6} \quad (3)$$

соответствует отношению характерных дисперсионных ( $\tau_0^2/|\alpha_2|$ ) и нелинейных ( $[\pi^2(\chi_0^{(3)}E_0^2)^3]^{-1}$ ) длин и позволяет оценить их относительный вклад в искажение формы сигнала. При  $\gamma = 1$  дисперсионное расплывание импульса точно компенсируется нелинейным сжатием.

Следует отметить, что если интенсивность  $E_0^2$ , при которой имеет место солитонное распространение пикосекундных импульсов, обратно пропорциональна квадрату длительности ( $E_0^2 \sim 1/\tau_0^2$ ) [2], то согласно (3) в случае фемтосекундных импульсов такая интенсивность обратно пропорциональна длительности импульса в степени 2/3 ( $E_0^2 \sim 1/\tau_0^{2/3}$ ).

Стационарную форму импульса можно найти, полагая в (1)

$$\Phi(\xi, \eta) = a(\eta) \cos(K\xi - \Omega\eta), \quad (4)$$

где  $K, \Omega, a(\eta)$  – волновое число, частота и амплитуда стационарного импульса соответственно.

При подстановке (4) в (1) получаем следующую систему уравнений:

$$-Ka - Aa^3\Omega + 3B\Omega a''_\eta - B\Omega^3 a = 0, \quad (5)$$

$$-Aa^2 a'_\eta + Ba'''_\eta - 3B\Omega^2 a'_\eta = 0.$$

После интегрирования второго уравнения системы (5), с учетом того, что  $a_\eta(\eta), a'_\eta(\eta), a''_\eta(\eta) \rightarrow 0$  при  $|\eta| \rightarrow \infty$  (это соответствует распространению солитона в невозмущенной среде), имеем

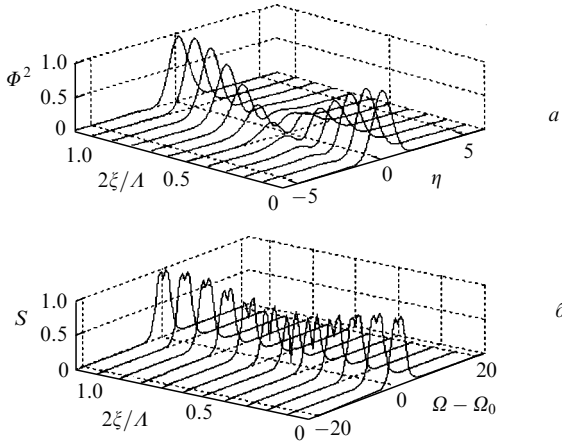


Рис.1. Динамика временной огибающей (а) и спектральной плотности (б) солитона на расстоянии одного периода воспроизведения при  $a_0 = 1, \gamma = 1$ .

$$\left(\frac{\partial a}{\partial \eta}\right)^2 = \frac{A}{6B}a^4 + 3\Omega^2 a^2. \tag{6}$$

Умножая последнее уравнение системы (5) на  $a'_\eta(\eta)$  и интегрируя, получаем

$$\left(\frac{\partial a}{\partial \eta}\right)^2 = \frac{A}{6B}a^4 + \left(\frac{\Omega^2}{3} + \frac{K}{3B\Omega}\right)a^2. \tag{7}$$

Сравнение (6) и (7) дает

$$K = 8B\Omega^3. \tag{8}$$

В случае  $B < 0$  уравнение (6) имеет решение

$$a(\eta) = a_0 \operatorname{sech}\left(\frac{\eta}{\tau_s}\right) \tag{9}$$

при условии, что длительность солитона  $\tau_s$  и его амплитуда  $a_0$  удовлетворяют соотношению

$$a_0^2 = \frac{6|B|}{A\tau_s^2} = \frac{9|B|}{A}\Omega^2. \tag{10}$$

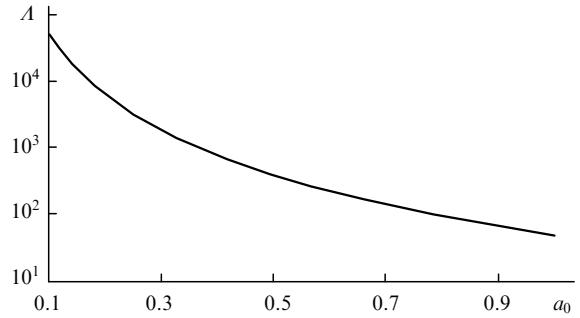


Рис.2. Зависимость периода воспроизведения временного профиля солитона от амплитуды.

Таким образом, стационарная форма фемтосекундного импульса с учетом (8) принимает следующий вид:

$$\Phi(\eta, \xi) = a_0 \operatorname{sech}\left(\frac{\eta}{\tau_s}\right) \cos(8B\Omega^3 \xi - \Omega \eta). \tag{11}$$

Как видно из (11), период воспроизведения временного профиля интенсивности солитона

$$A = \frac{\pi}{8B\Omega^3} = \frac{27\pi}{8Ba_0^3} \left(\frac{|B|}{A}\right)^{3/2} \tag{12}$$

обратно пропорционален кубу амплитуды солитона.

На рис.1 приведена динамика временной огибающей и спектральной плотности солитона на расстоянии одного периода воспроизведения при  $a_0 = 1, \gamma = 1$ . На рис.2 дана зависимость периода воспроизведения временного профиля солитона от амплитуды  $a_0$ .

Таким образом, из укороченного уравнения (1) удалось получить стационарную форму фемтосекундного импульса, распространяющегося в нелинейной среде с аномальной дисперсией.

1. Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).
2. Agrawal G. P. *Nonlinear fiber optics* (N. Y., Academic Press, 1995).
3. Акоюян А. А., Оганесян Д. Л. *Оптика и спектроскопия*, **86**, 349 (1999).