

УДК 535.3

ДИНАМИКА САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМODOVЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Л. Х. Мурадян

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На основе аналитических и численных исследований обсуждается динамика самовоздействия частично-когерентных импульсов в одномодовых волоконных световодах (область нормальной дисперсии). Предложены и обоснованы модификации схем волоконно-оптической компрессии, в которых достигается высокая стабильность параметров излучения.

Применение в научных исследованиях лазерных источников субпикосекундного и фемтосекундного диапазона длительностей стимулирует работы по стабилизации параметров излучения в схемах волоконно-оптической компрессии [1, 2].

Настоящая работа, представляющая результаты аналитических и численных исследований, направлена на выявление особенностей самовоздействия частично-когерентных импульсов в одномодовых волоконных световодах с целью разработки методов фильтрации шумов в схемах компрессии.

1. Процесс распространения импульсного излучения в одномодовом волоконном световоде описывается нелинейным уравнением Шрёдингера для комплексной амплитуды временной огибающей $\Psi(z, \tau)$:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + R |\Psi|^2 \Psi. \quad (1)$$

Безразмерные расстояние z и бегущее время $\tau = t - z/v$ в уравнении нормированы соответственно на дисперсионную длину $z_d = \tau_0^2/k_0''$ и начальную длительность импульса τ_0 (k — волновое число). Параметр нелинейности R определяется как $R = = z_d/z_{Фс}$, где $z_{Фс} = (k\tilde{n}_2 I_{эф})^{-1}$ — длина фазовой самомодуляции, $\tilde{n}_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт — нелинейная добавка к показателю преломления, $I_{эф}$ — эффективное значение пиковой интенсивности [3].

Далее мы ограничимся начальными условиями уравнения (1), соответствующими трем типам случайных полей; (а) для импульсов со случайной амплитудно-фазовой модуляцией $\Psi(0, \tau) = \Psi_0(\tau) \cdot (1 + \sigma \xi)$, где $\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2)$ — детерминированная составляющая поля, σ — параметр, характеризующий амплитуду случайной составляющей, $\xi(\tau) = \xi_R + i\xi_I$ — стационарный гауссов шум с нулевым средним и автокорреляционной функцией $\xi(t)\xi^*(t + \tau) = \exp(-\tau^2/\tau_k^2)$; (б) для импульсов со случайной фазовой модуляцией $\Psi(0, \tau) = \Psi_0(\tau) \cdot \exp(i\sigma \xi_R)$; (в) для «вспышки оптического шума» $\Psi(0, \tau) = \sigma \cdot \xi(\tau) \Psi_0(\tau)$.

2. Приближенное аналитическое описание процесса, характеризующегося уравнением (1) с начальными условиями (а), (в), нами построено на основе метода моментов интенсивностей [4]. Основной интегральной характеристикой излучения вы-

бран средний квадрат длительности $\bar{\tau}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi \tau^2 \Psi^* d\tau$, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{\tau}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} \frac{\partial \Psi^*}{\partial \tau} + \frac{R}{2} (\Psi \Psi^*)^2 \right]. \quad (2)$$

Рассмотрим случайное поле типа «сигнал+шум». В этом случае $\Psi(0, \tau) = \Psi_0 + \sigma \tilde{\Psi}$, где Ψ_0 и $\tilde{\Psi}$ — детерминированная и шумовая компоненты поля, σ — амплитуда шума (ср. с (а), (в)). При малых флуктуациях ($\sigma \ll 1$) статистическое усреднение, обозначенное знаком $\langle \rangle$, приводит к аддитивному расщеплению среднеквадратичной длительности $\langle \tau^2 \rangle = \theta_0^2 + \sigma^2 \tilde{\theta}^2$, где

$$\theta_0^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0 \tau^2 \Psi_0 d\tau, \quad \tilde{\theta}^2 = \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Psi} \tau^2 \tilde{\Psi} d\tau \right\rangle,$$

и уравнения (2):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \theta_0^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \Psi_0}{\partial \tau} \frac{\partial \Psi_0^*}{\partial \tau} d\tau + \frac{R}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_0|^4 d\tau, \quad (3)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{\theta}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tau} \frac{\partial \tilde{\Psi}^*}{\partial \tau} \right\rangle d\tau + 2R \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_0|^2 \langle |\tilde{\Psi}|^2 \rangle d\tau. \quad (4)$$

В уравнениях (3) и (4) фигурируют величины одинакового порядка малости: σ^0 и σ^2 соответственно; члены порядка σ^3 и σ^4 пренебрежимы.

Задаваясь граничными условиями (а), учитывая стационарность $\xi(\tau)$, для $z < z_{св} \equiv \sqrt{z_d z_{фс}}$ получаем

$$\frac{d^2}{dz^2} \theta_0^2 = \sqrt{\pi} (1 + R/\sqrt{2}), \quad (3a)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} \tilde{\theta}^2 = \sqrt{\pi} [1 + 4(1/\tau_k^2 + R/\sqrt{2})]. \quad (4a)$$

Таким образом, случайная составляющая поля расплывается быстрее (ср. (4а) с (3а)), что по мере распространения приводит к вытеснению флуктуаций из энергонесущей части импульса. Действительно, энергии детерминированной и шумовой компонент во временной полосе θ_0 равны $E_c \simeq I_c \theta_0$ и $E_{ш} \simeq I_{ш} \theta_0$, следовательно, для отношения сигнал/шум при $R \gg 1$ получаем

$$\frac{E_c}{E_{ш}} \Big|_z = \frac{I_c}{I_{ш}} \Big|_z = \frac{\tilde{\theta}}{\theta_0} \Big|_z \frac{E_c}{E_{ш}} \Big|_{z=0}, \quad \text{где } \frac{\tilde{\theta}}{\theta_0} \simeq \left[\frac{1/\sqrt{2} + 4Rz^2}{1/\sqrt{2} + Rz^2} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

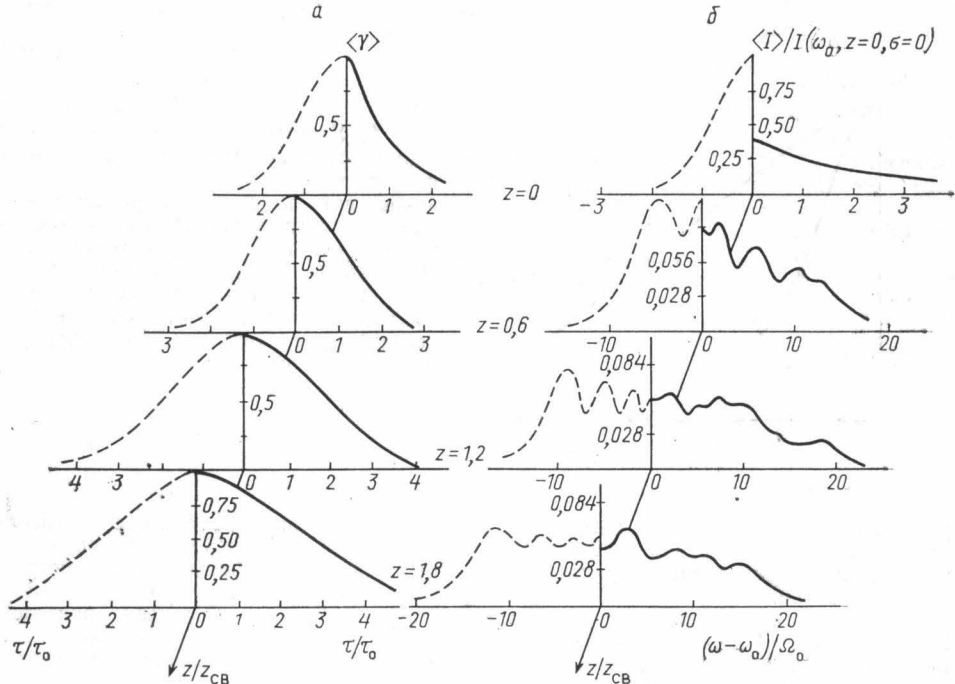


Рис. 1. Усредненные автокорреляционные функции интенсивности $\gamma(\tau)$ (а) и нормированные усредненные распределения спектральной плотности мощности $I(\omega)$ (б) в зависимости от длины распространения излучения в световоде z (τ_0 и Ω_0 — начальные длительность импульса и полуширина спектра излучения). Пунктирные кривые относятся к детерминированному импульсу ($\sigma=0$, $R=300$), сплошные — к всплескам оптического шума ($\sigma=1.2$, $\tau_k/\tau_0=0.64$). Усреднение проводилось по 30 реализациям. Масштабы кривых $I(\omega)$ при $z=0$ и $z>0$ различны

Количественное описание процесса возможно в численном эксперименте, основанном на полной волновой картине.

3. В процедуре численного исследования процесса использовался метод статистических испытаний, согласно которому статистические характеристики поля определялись по выборке N реализаций, являющихся решением уравнения (1) с граничными условиями (а) — (б). Уравнение (1) численно решалось на ЭВМ методом расщепления по физическим факторам с применением алгоритма быстрого фурье-преоб-

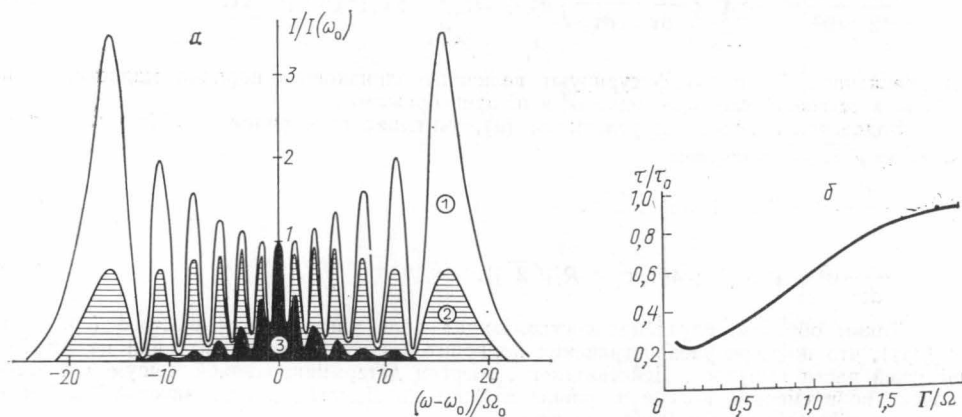


Рис. 2. Укорочение спектрально-ограниченного импульса в схеме бездисперсионный световод — линейный усилитель: спектральные распределения излучения при разных ширинах полосы усиления $\Gamma: \Gamma = \infty$ (1), $0,5\Omega$ (2), $0,125\Omega$ (3) — а и зависимость нормированной длительности импульса τ/τ_0 от отношения Γ/Ω при $z=40 z_{\text{фс}}$ — б (Ω — спектральная ширина излучения на выходе из световода)

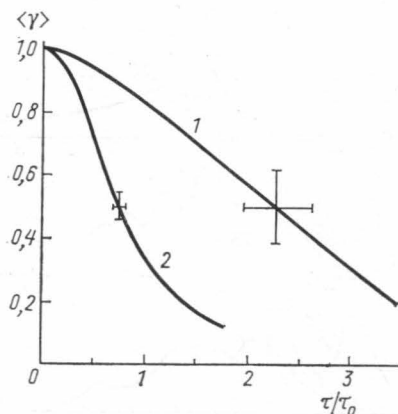


Рис. 3. Усредненные автокорреляционные функции интенсивности для импульсов со случайной амплитудно-фазовой модуляцией: после самовоздействия в дисперсионном световоде (1) и после усиления (2). Параметры счета: $R=300$; $z=1,8 z_{\text{св}}$; $\sigma=0,14$; $\tau_{\text{к}}/\tau_0=0,64$; $\Gamma=0,125 \Omega$, $N=20$. Горизонтальные и вертикальные отрезки показывают стандартные отклонения τ и γ соответственно

разования на дисперсионном шаге. Исследования проводились в диапазоне изменения статистических параметров $0,32 \leq \tau_{\text{к}}/\tau_0 \leq 1,28$; $0 < \sigma \leq 1,2$; $20 \leq N \leq 50$. При обработке результатов основное внимание уделялось экспериментально измеряемым параметрам.

Трансформация усредненных характеристик случайного излучения в процессе распространения в волоконном световоде показана на рис. 1. Сравнение приведенных зависимостей для частично-когерентных (сплошные линии) и спектрально-ограниченных (пунктир) импульсов показывает тенденцию регуляризации параметров случайного излучения по мере самовоздействия в световоде.

Определенные в численном эксперименте зависимости интегральных длительностей θ^2 и $\tilde{\theta}^2$ от длины световода z при $z < z_{\text{св}}$ являются параболическими, в полном соответствии с (3а) и (4а). При $z_{\text{св}} \leq z \leq 2z_{\text{св}}$ темп расплывания шумовой компоненты несколько снижается: отклонение $\Delta \theta^2/\theta^2$ от параболической зависимости составляет $\sim 10\%$ при $z=2z_{\text{св}}$.

Описанная картина самовоздействия позволяет выработать практические рекомендации для задач генерации сверхкоротких импульсов, в которых основное внима-

ние уделяется стабильности излучения. В этих случаях предлагается схема типа волоконный световод — частотный фильтр: укорочение свипированного импульса за счет обрезания его фронтов (соответствующих крыльям спектра) сопровождается стабилизацией энергии и фильтрацией шумов, приводя таким образом к существенному снижению уровня флуктуаций. В реальных схемах спектральная фильтрация может быть осуществлена селективным усилением [5, 6] *.

При характерных для данной задачи значениях параметров излучения ($\tau \sim 10^{-12}$ с, $P \sim 20$ кВт) дисперсией групповых скоростей и насыщением усиления в активной среде можно пренебречь. Тогда процедура моделирования оптического усилителя сводится к фильтрации уширенного в световоде спектра излучения. Функция пропускания фильтра определяется однородным уширением спектральной линии. Результаты исследований иллюстрируют рис. 2 и 3.

Если полоса пропускания фильтра Γ соизмерима со спектральной шириной излучения Ω на выходе из бездисперсионного световода, укорочение импульса достигается без существенного изменения ширины спектра (см. рис. 2, а).

При дальнейшем уменьшении Γ/Ω ширина спектра излучения определяется полосой пропускания фильтра, и при $\Gamma \sim 0,15 \Omega$ длительность импульса ограничивается его спектральной шириной. Таким образом, вблизи $\Gamma = 0,15 \Omega$ (см. рис. 2, б) значение τ/τ_0 не зависит от Γ/Ω . Так как $\Omega \sim R \sim \tau_0^2 I$, то для стабилизации излучения эффективным представляется именно такой режим фильтрации. Следует отметить, что эффективность укорочения импульса монотонно растет с ростом z/z_{fc} (для рис. 2, б $z/z_{fc} = 40$).

При дисперсионном самовоздействии в световоде достигается практически однозначное соответствие между компонентами спектрального и временного представлений поля, флуктуации вытесняются из центральной части импульса и спектральной фильтрацией осуществляется эффективная стабилизация параметров излучения (см. рис. 3).

Дальнейшее сжатие можно реализовать в решеточном компрессоре [5]. Частотная фильтрация совместно со сжатием достигаются путем помещения пространственной диафрагмы в решеточном компрессоре [1, 2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Выслоух В. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. 50. С. 1220—1224.
[2] Heritage J. P. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. 47, N 2. P. 87—89. [3] Выслоух В. А. // УФН. 1982. 136, № 3. С. 519—531. [4] Беспалов В. И., Таланов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. 3. С. 471—475. [5] Выслоух В. А. и др. // Тез. XII Всесоюз. конф. по когерент. и нелинейной оптике. 1985. Ч. II. С. 448—449.
[6] Voss D. F., Goldberg L. S. // Opt. Lett. 1986. 11, N 4. P. 210—214.

Поступила в редакцию
26.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 533.6.08

МОНОСТАТИЧЕСКИЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ЛИДАР НА Nd:YAG-ЛАЗЕРЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА

В. И. Берснев, Л. Н. Капцов, А. В. Приезжев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Разработан моностатический доплеровский лидар на непрерывном Nd:YAG-лазере для измерения модуля скорости ветра. При средних уровнях турбулентности атмосферы предельная дальность измерений составляет 200 м. Проведена серия атмосферных измерений.

Моностатический доплеровский лидар (ДЛ) с опорным пучком является одним из самых распространенных типов ДЛ и, пожалуй, самым перспективным с точки зрения увеличения дальности действия [1, 2]. Применение в таком ДЛ непрерыв-

* Предлагается также генерация второй гармоники в кристалле с меньшей частотной полосой синхронизма, чем ширина спектра излучения на выходе из световода.