

СГЛАЖИВАНИЕ СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА В МИКРОСТРУКТУРНЫХ ВОЛОКНАХ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДИАМЕТРА

Ю.А. Мажирина, А.И. Конюхов, Л.А. Мельников

Представлены результаты численного моделирования процесса генерации суперконтинуума в микроструктурном волокне при возбуждении его фемтосекундными многосолитонными импульсами. Динамика импульсов моделировалась при помощи модифицированного уравнения Шредингера, дисперсия и коэффициент нелинейности в котором рассчитывались для данного волокна методом плоских волн. При периодической модуляции легче выполнить условия фазового синхронизма для генерации дисперсионной волны. Показано, что периодическая модуляция диаметра волокна позволяет управлять спектром многосолитонных импульсов, приводя к спектральному уширению импульса и исчезновению провала между спектрами солитона и дисперсионной волны.

Введение

Микроструктурные волокна позволяют эффективно преобразовывать спектры фемтосекундных и пикосекундных импульсов [15]. При определенных условиях на выходе из волокна спектр занимает весь видимый диапазон, а также часть инфракрасного и ультрафиолетового диапазона. Такое излучение часто называют суперконтинуумом. Лазерная генерация суперконтинуума используется для решения задач оптической связи, метрологии, нелинейной спектроскопии, микроскопии, лазерной биомедицины, оптической когерентной томографии. В ряде задач требуется равномерное распределение интенсивности по длинам волн. Для генерации широкополосного суперконтинуума с равномерным распределением интенсивности по длинам волн было предложено множество различных методов: применение микроструктурных волокон с двумя частотами нулевой дисперсии [2], использование волокна с уменьшающейся по величине дисперсией [3], соединение волокон с различной дисперсией [4], изменение условий фазового синхронизма с помощью брэгговских решеток [5]. Волокна с быстрым уменьшением диаметра позволяют генерировать суперконтинуум уже при помощи отрезков 10-миллиметровой длины [6].

За генерацию суперконтинуума отвечают фазовая самомодуляция [15], распад солитонов и генерация дисперсионной волны [7], а также четырехволновое смешение [8] и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [7]. Для эффективной генерации дисперсионной волны необходимо обеспечить условия фазового синхронизма.

Для сглаживания частотного распределения интенсивности на выходе мы предлагаем применить периодически модулированные волокна. Периодическая модуляция диаметра волокна изменяет условия фазового синхронизма. Кроме того, с ее помощью можно контролировать процесс распада солитонов [9]. Когда период модуляции волокна и характеристический период солитона совпадают, появляются дисперсионные волны и(или) может произойти распад солитонов [10]. Дисперсионная волна, излучаемая солитоном, не взаимодействует с ним [11], поэтому энергия не передается назад от дисперсионной волны к солитону. В работе [12] было показано, что если период модуляции близок к $(1/8)z_0$ (z_0 – период солитона [11]), то в спектре солитона появляются локальные пики, связанные с генерацией дисперсионной волны. Аналогичный эффект возникает в волоконных лазерах [13], когда длина резонатора составляет величину $(1/8)z_0$. Для солитонов в волоконном лазере роль возмущения играет периодическое усиление.

В работах [10, 12, 13] появление дисперсионных волн рассматривалось без учета дисперсии высших порядков. В этом случае условия синхронизма для дисперсионной волны могут появиться только за счет периодического возмущения солитона. При наличии дисперсии третьего порядка в области нормальной дисперсии появляется частота, для которой условие синхронизма выполняется без периодической модуляции.

При распространении фемтосекундных солитонов высокого порядка спектр дисперсионной волны и солитонный спектр перекрываются в точках максимального сжатия импульсов. Для солитонов малого порядка спектр солитона отделен от спектра дисперсионной волны [7]. В данной работе мы обсуждаем возможность получения суперконтинуума со сглаженным частотным распределением интенсивности за счет периодической модуляции диаметра микроструктурного волокна. Периодическая модуляция изменяет условия фазового синхронизма так, что резонанс между солитоном и дисперсионной волной появляется на нескольких частотах. В результате выходной спектр сглаживается.

1. Модель

Моделирование динамики солитонов в микроструктурном волокне традиционно основывается на нелинейном уравнении Шредингера [7, 11, 14], модифицированным с учетом вынужденного комбинационного рассеяния и дисперсии высших порядков. Для решения модифицированного уравнения Шредингера, в первую очередь, необходимо знать закон дисперсии для данного волокна. В представленной работе для расчета дисперсионных характеристик мы используем метод плоских волн.

1.1. Моды микроструктурного волокна. При расчете дисперсионных характеристик решалась следующая задача на собственные функции $(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y)$ и собственные значения β^2 для заданной частоты ω [15]:

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \mathcal{H}_x + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2(x, y) \mathcal{H}_x + \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \left(\frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} \right) &= \beta^2 \mathcal{H}_x, \\ \nabla_{\perp}^2 \mathcal{H}_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2(x, y) \mathcal{H}_y + \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \left(\frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} \right) &= \beta^2 \mathcal{H}_y, \end{aligned} \quad (1)$$

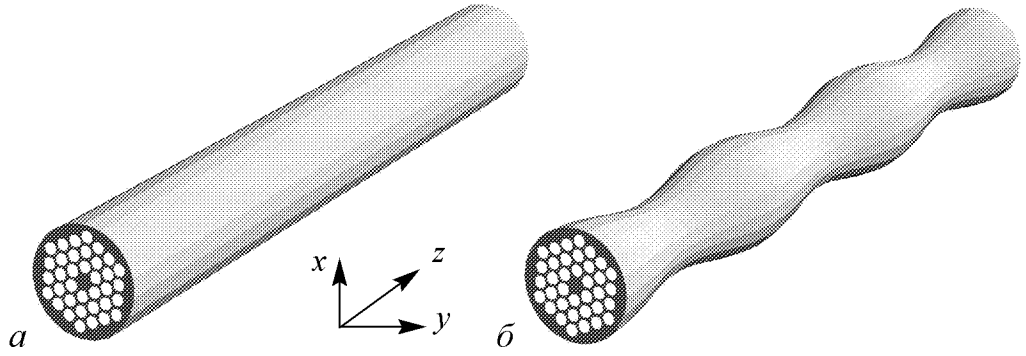


Рис. 1. Схематическое изображение микроструктурного волокна: *a* – без модуляции диаметра; *б* – с модуляцией. Белый цвет в поперечном сечении волокна соответствует воздушным отверстиям, серый цвет – стеклу

где c – скорость света в вакууме, $n(x, y)$ – распределение показателя преломления в плоскости (x, y) (рис. 3), $\vec{\mathcal{H}}_{\perp} = (\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y)$ – поперечные составляющие магнитного поля. В расчетах предполагалось, что волокно изготовлено из стекла ТФ10, характеристики которого были взяты из базы данных [16], показатель преломления воздуха предполагался равным единице. Каждое из решений – β и $(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y)$ – представляет моду оптического волокна с постоянной распространения β . Постоянная распространения β и поля $(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y)$ в задаче (1) рассчитывались методом плоских волн [17]. Зная данные величины, можно рассчитать любые другие компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей [15].

При моделировании динамики солитонов предполагалось, что импульс распространяется в основной моде (рис. 2), поэтому далее постоянная распространения β будет соответствовать основной моде.

Микроструктурное волокно с периодическим изменением диаметра может быть описано распределением показателя преломления $n(x, y)$, изменяющимся вдоль волокна (рис. 3, б). Вид функции $n(x, y)$ определяется периодом структуры Λ и радиусом воздушных отверстий R (см. рис. 2). Для того, чтобы охарактеризовать изменение Λ и R , введем масштабный множитель $s(z)$

$$\Lambda(z) = s(z)\Lambda_0, R(z) = s(z)R_0, \quad (2)$$

где $\Lambda_0 = 3.375$ мкм, $R_0 = 1.3$ мкм.

Для моделирования распространения импульса частотная зависимость постоянной распространения β аппроксимировалась функцией

$$\beta(\omega, s) = \left(\sum_{m=0}^3 a_m(s)\omega^m + \sum_{n=1}^6 b_n(s)\omega^{-n} \right) \frac{\omega}{c}. \quad (3)$$

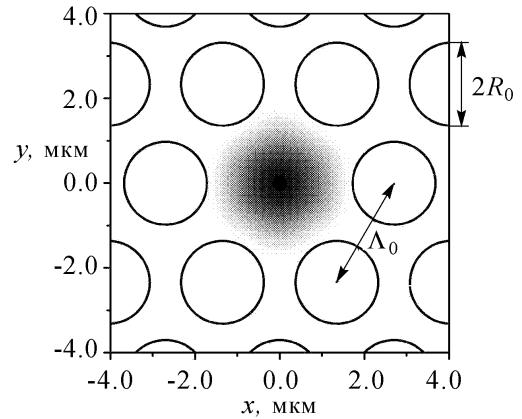


Рис. 2. Поперечное распределение z -компоненты вектора Пойтинга. Максимуму соответствует черный цвет. Окружности схематически показывают воздушные отверстия, Λ – период структуры, R – радиус воздушных отверстий

Каждый коэффициент $a_m(s)$, $b_n(s)$ аппроксимировался для заданного значения масштабного множителя s полиномом шестого порядка.

Вследствие анизотропии сердцевинны микроструктурного волокна, определяемой технологическими процессами изготовления, можно считать поляризацию основной моды волокна фиксированной. Задача, таким образом, сводится к скалярной [18].

При изменении диаметра волокна меняется не только дисперсия, но и коэффициент нелинейности γ [18]

$$\gamma = n_2 \left(\frac{\omega_0}{c} \right) \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} (|\mathcal{E}_x|^2 + |\mathcal{E}_y|^2)^2 dx dy}{\left[\iint_{-\infty}^{\infty} (|\mathcal{E}_x|^2 + |\mathcal{E}_y|^2) dx dy \right]^2}, \quad (4)$$

где $n_2 = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ км}^2 \text{ ВТ}^{-1}$ – нелинейный показатель преломления*. Поперечные компоненты вектора напряженности электрического поля $(\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y)$ рассчитывались по известным значениям полей $(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y)$ основной моды. Коэффициент нелинейности $\gamma = \gamma(s)$ аппроксимировался полиномом третьего порядка. Для несущей частоты $\omega_0 = 1.21 \text{ фс}^{-1}$ (длина волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 1.55 \text{ мкм}$)

$$\gamma(s) = 593.61 - 973.93s + 623.83s^2 - 145.59s^3,$$

где $\gamma(s)$ имеет размерность $(\text{км} \cdot \text{ВТ})^{-1}$.

1.2. Уравнение Шредингера. Будем считать, что в волокне возбуждается только основная мода. Тогда поперечные компоненты вектора напряженности электрического поля изменяются по закону $(E_x, E_y) = A(z, t)(\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y) \exp(-i\omega_0 t)$, где $A(z, t)$ – амплитуда основной моды. Изменение $A(z, t)$ описывается модифицированным уравнением Шредингера

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + (\hat{\mathbf{D}})A + i \left(P_{NL} + i \frac{2}{\omega_0} \frac{\partial P_{NL}}{\partial t} \right), \quad (5)$$

где $\hat{\mathbf{D}}$ – дисперсионный оператор. В частотном представлении данный оператор имеет вид

$$\hat{\mathbf{D}}(\omega, s) = i\beta(\omega, s) - i\beta(\omega_0, s) - i\beta_1(s)(\omega - \omega_0), \quad (6)$$

где $\beta_1(s) = (\partial\beta(\omega, s)/\partial\omega)|_{\omega=\omega_0}$. Как правило, оператор $\hat{\mathbf{D}}(\omega, s)$ записывается с использованием разложения постоянной распространения $\beta(\omega, s)$ в ряд Тейлора в окрестности частоты ω_0 . Для широкополосного излучения аппроксимация (3) является более предпочтительной, так как позволяет достаточно точно описать спектральную зависимость β малым числом слагаемых.

Нелинейная поляризация среды P_{NL} задается уравнением

$$P_{NL} = (1 - f_R)\gamma(s)|A|^2 A(z, t) + f_R\gamma(s)QA(z, t), \quad (7)$$

*Значение n_2 взято из работы [19], где представлены данные по нелинейности стекла SF6 – аналога стекла ТФ10.

где $f_R = 0.18$; $Q(t)$ - нелинейная восприимчивость, вызванная вынужденным комбинационным рассеянием [14], которая определяется из уравнения

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 Q(z, t) = \Omega^2 |A(z, t)|^2, \quad (8)$$

где $T_2 = 32$ фс, $\Omega = 13.1$ ТГц.

Начальный импульс задавался в виде $A(0, t) = A_0 \text{sech}(t/\tau_0)$, где $\tau_0 = 200$ фс – длительность импульса. Динамика солитона, в основном, определяется его порядком [11, 18]

$$N = \tau_0 \sqrt{\frac{\gamma P_0}{|\beta_2|}}, \quad (9)$$

где $P_0 = |A_0|^2$ – пиковая мощность начального импульса, $\beta_2 = (\partial^2 \beta / \partial \omega^2)|_{\omega=\omega_0}$. Величины γ и β_2 в формуле (9) рассчитываются для $z = 0$. Во всех вычислениях использовалось $N = 4$.

2. Генерация дисперсионной волны в волокне с постоянным диаметром

Для демонстрации преимуществ, получаемых с помощью периодической модуляции диаметра микроструктурного волокна, рассмотрим сначала уширение спектра и генерацию дисперсионной волны в волокне с постоянным диаметром (рис. 3–5).

Для возбуждения дисперсионной волны на заданной частоте необходимо обеспечить выполнение условия фазового синхронизма между дисперсионной волной и солитоном [7, 11]

$$\Delta k = 0, \text{ где } \Delta k = \beta(\omega_d) - \beta(\omega_0) - (\omega_0 - \omega_d)\beta_1 - \gamma P_0. \quad (10)$$

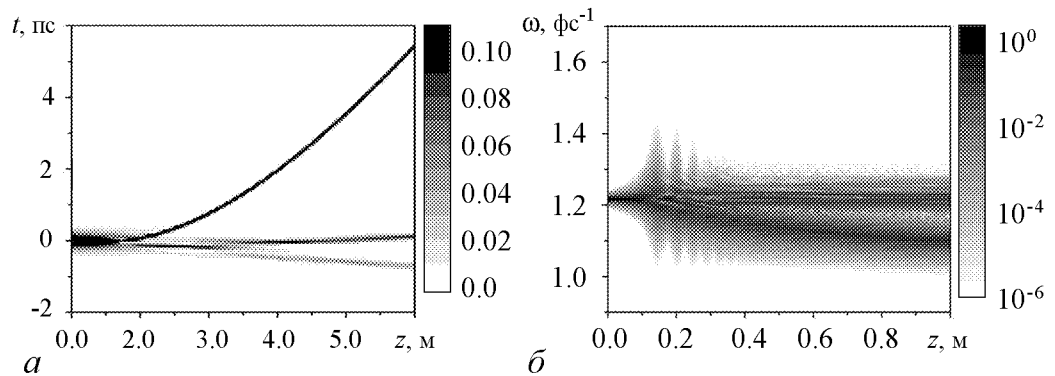


Рис. 3. Эволюция многосолитонного импульса (а) и его спектра (б) в микроструктурном волокне без модуляции. Период структуры $\Lambda = 2.7$ мкм, радиус воздушных отверстий $R = 1.04$ мкм, что соответствует масштабному множителю $s = 0.8$. Рис. б построен в логарифмическом масштабе. На рис. а плотность серого цвета соответствует мгновенной интенсивности. На рис. б плотность серого цвета соответствует распределению энергии в спектре импульса

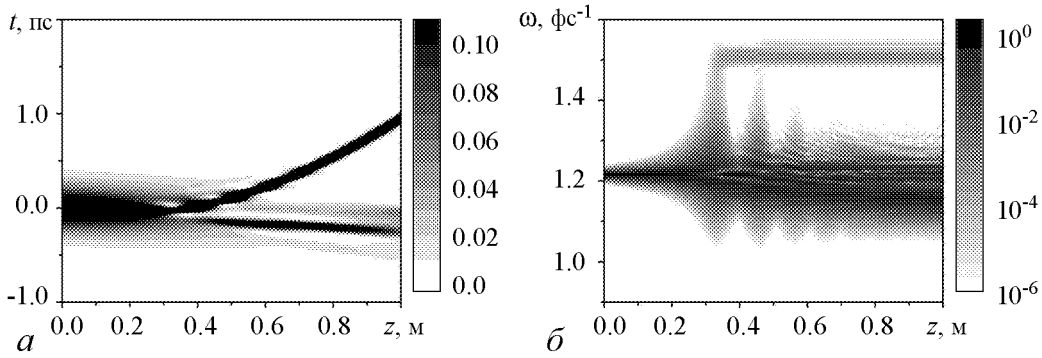


Рис. 4. Эволюция многосолитонного импульса (а) и его спектра (б) в микроструктурном волокне без модуляции. Период структуры $\Lambda = 3.375$ мкм, радиус воздушных отверстий $R = 1.3$ мкм, что соответствует масштабному множителю $s = 1.0$. Рис. б построен в логарифмическом масштабе

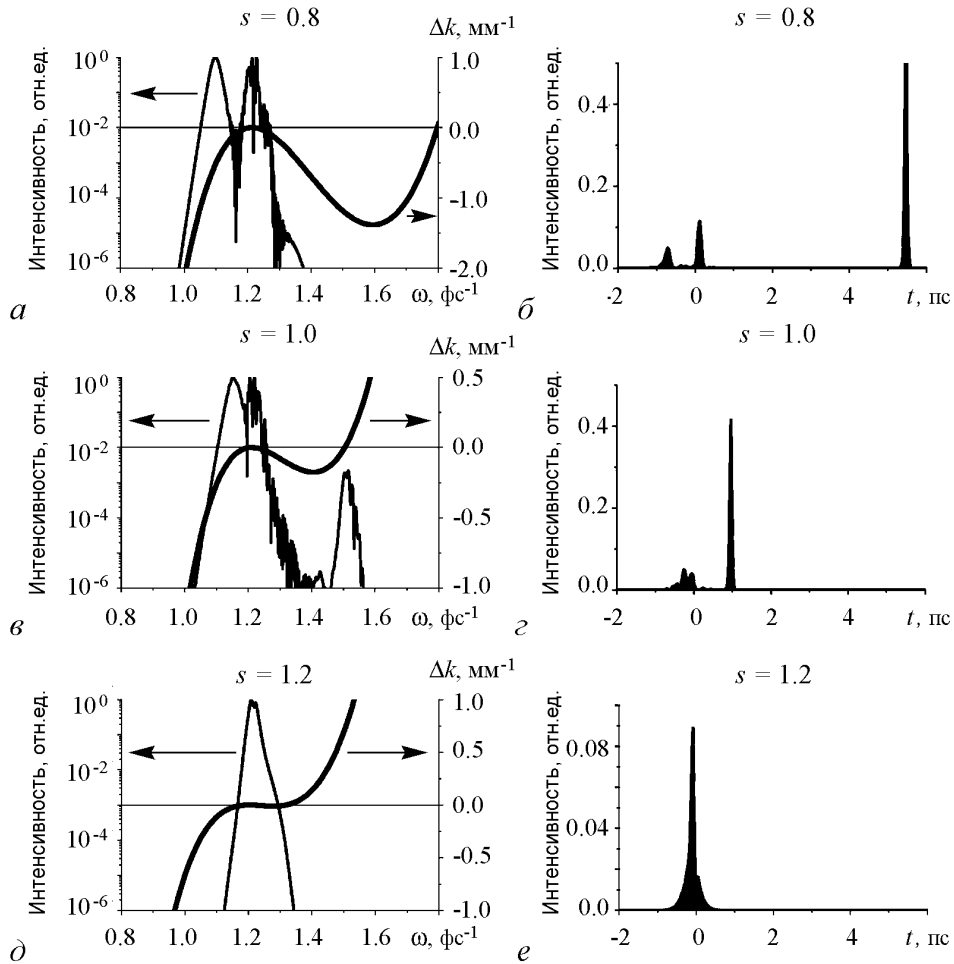


Рис. 5. Изменение характеристик импульсов на выходе из волокна ($z = 1$ м) с различным диаметром. Диаметр волокна, период структуры и радиусы воздушных отверстий задаются масштабным множителем s . а, в, д – спектры импульсов и фазовая расстройка Δk ; б, г, е – импульсы на выходе из волокна

На небольших дистанциях $z < 0.1$ многосолитонный импульс испытывает сжатие [11], что показано на рис. 4, *a*. Из-за солитонного сжатия спектр уширяется (рис. 4 *б*). На расстоянии $z = 0.2$ м многосолитонный импульс расщепляется, что вызвано влиянием дисперсии высших порядков и вынужденным комбинационным рассеянием [7, 8]. Для выбранных параметров волновода условия синхронизма достигаются на частоте $\omega_d = 1.797 \text{ фс}^{-1}$ (рис. 5 *a*). Однако при выбранных параметрах ($S = 0.8$) спектр уширен недостаточно (см. рис. 4, *б*).

Для волокна с большими радиусами отверстий и большим периодом (рис. 4, *б*) условия синхронизма достигаются на частоте $\omega_d = 1.5 \text{ фс}^{-1}$ (рис. 5, *в*). Данная частота расположена достаточно близко к несущей частоте солитона $\omega_0 = 1.21 \text{ фс}^{-1}$, и спектральное уширение при многосолитонном сжатии приводит к возбуждению дисперсионной волны при $z = 0.3$ м. Дисперсионная волна, находящаяся в высоко-частотной области спектра, является источником суперконтинуума [7].

На рис. 5 изображены характеристики импульсов после прохождения одного метра микроструктурных волокон, имеющих различные значения масштабного коэффициента s . Для появления дисперсионной волны, многосолитонный импульс должен сжаться настолько, чтобы его спектр включал частоту ω_d . На рис. 5, *в* для $s = 1.0$ показано, что самосжатия многосолитонного импульса достаточно для перекрытия спектра импульса с резонансной частотой ω_d , где достигается фазовый синхронизм и появляется дисперсионная волна. Нетрудно видеть, что спектр солитона и дисперсионной волны разделены спектральным провалом. На рис. 5, *д* дисперсионная волна не появляется из-за отсутствия условия фазового синхронизма. С увеличением масштабного коэффициента s расстояние между импульсами на выходе из волокна сокращается (рис. 5 *б*, *з*). Это связано с уменьшением коэффициента нелинейности γ и уменьшением коэффициентов дисперсии высших порядков. Для $s = 1.2$ (рис. 5, *е*) импульс практически не расщепляется.

3. Генерация дисперсионной волны в волокне с периодическим изменением диаметра

Чтобы проанализировать условия фазового синхронизма, разложим амплитуду $A(z, t)$ в ряд Фурье по координате z . Коэффициенты в модифицированном уравнении Шредингера являются периодическими функциями z . Принимая это во внимание, найдем решение в виде ряда Фурье

$$A(z, \omega) = \sum_{j=-N}^N F_j(\omega) \exp(i\beta_j z), \quad (11)$$

где

$$\beta_j = \beta(\omega) + j \frac{2\pi}{z_m}. \quad (12)$$

Таким образом, для периодической среды условия фазового синхронизма модифицируются

$$\Delta k_{jl}(\omega_d) = 0, \text{ где } \Delta k_{jl}(\omega) = \frac{2\pi}{z_m}(j-l) + \beta(\omega) - \beta(\omega_0) - (\omega - \omega_0)\beta_1 - \gamma P_0. \quad (13)$$

В результате появляется несколько частот, удовлетворяющих условию синхронизма.

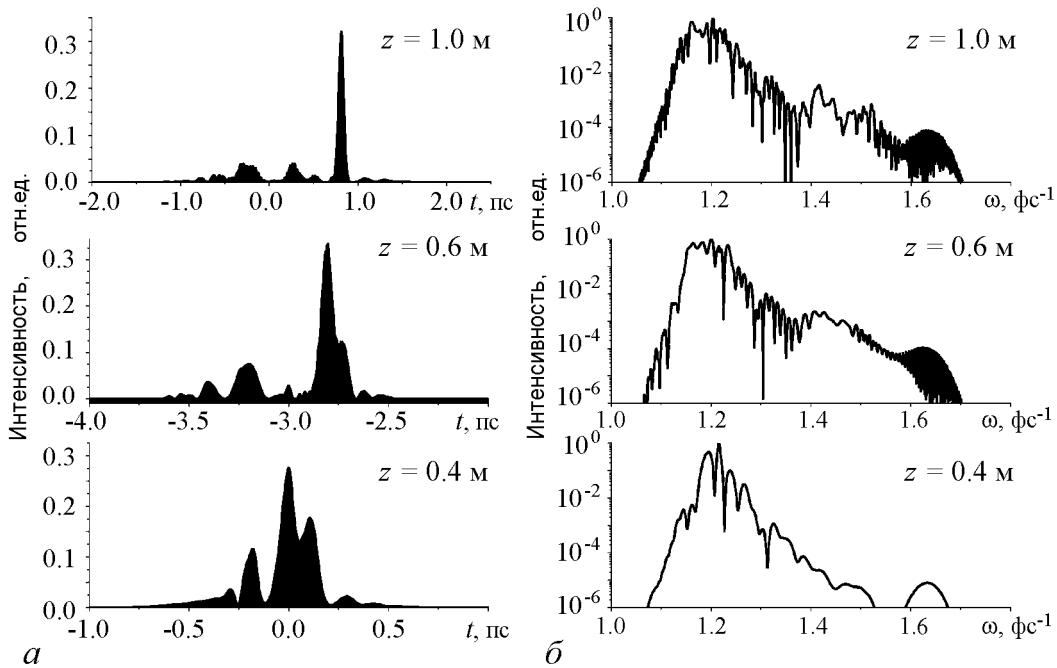


Рис. 6. Влияние периодической модуляции на дисперсионную волну. Импульс (а) и его спектр (б) после прохождения в микроструктурном волокне различных стадий дистанции z , м: 1.0, 0.6, 0.4

В расчетах масштабный коэффициент изменялся по закону

$$s(z) = 1 + 0.2 \sin(2\pi z/z_m + \pi), \quad (14)$$

где $z_m = 0.14$ м - период модуляции. Периодическая модуляция слабо воздействует на фундаментальные солитоны, которые получают за счет расщепления много-солитонного импульса. Поэтому для эффективного воздействия на импульс период модуляции должен быть меньше расстояния, соответствующего расщеплению много-солитонного импульса.

Рассмотрим характеристики импульсов (рис. 6) на расстояниях $z = 1.0$ м, $z = 0.6$ м и $z = 0.4$ м в микроструктурном волокне с модуляцией (14). Масштабный коэффициент выбран таким образом, чтобы вдоль волокна он изменялся в пределах $0.8 < s(z) < 1.2$. Величина $s(z)$ принимает каждое из значений, рассмотренных на рис. 5. В периодической среде условия фазового синхронизма достигаются легче. Это ведет к исчезновению спектрального провала (см. рис. 5, в) между спектрами солитона и дисперсионной волны. Очевидно, что в волокне с периодической модуляцией спектр импульса становится шире по сравнению со спектром, достигаемым в волокне без модуляции (ср. рис. 6, б и рис. 5, а, в, д).

После расщепления импульсы, распространяясь в волокне, уширяются (см. рис. 5, а). Однако их уширение практически не сказывается на ширине спектра (см. рис. 5, в). Наличие нескольких импульсов приводит к появлению быстрых осцилляций в их суммарном спектре.

Заключение

Для исследования возможности управления генерацией суперконтинуума было изучено распространение сверхкоротких световых импульсов в микроструктурном волокне с периодической модуляцией диаметра сердцевины. В работе представлены результаты численного моделирования, демонстрирующие спектральное уширение фемтосекундных солитонов высокого порядка. Показано, что периодическая модуляция вследствие изменения условий фазового согласования приводит к дополнительному спектральному уширению импульса и исчезновению провала между спектрами солитона и дисперсионной волны. Структура спектра на выходе волокна зависит от периода модуляции диаметра сердцевины.

На распад фемтосекундных и субпикосекундных солитонов, распространяющихся в микроструктурных волокнах, доминирующее влияние оказывает вынужденное комбинационное рассеяние. За счет вынужденного комбинационного рассеяния многосолитонный импульс распадается на фундаментальные солитоны и дисперсионную волну на расстоянии много меньшем периода солитона. Периодическая модуляция практически не оказывает влияния на динамику фундаментальных солитонов, поэтому для эффективного управления спектром суперконтинуума период модуляции должен быть достаточно малым в сравнении с периодом солитона и основное влияние модуляции связано с изменением условий фазового синхронизма.

Библиографический список

1. Желтиков А.М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // УФН. 2006. Т. 176. С. 23
2. Genty G., Lehtonen M., and Ludvigsen H. Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers // Opt. Expr. 2004. Vol. 12. P. 3471
3. Mori K., Takara H., Kawanishi S. Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber // J. Opt. Soc. Am. B. 2001. Vol. 18. P. 1780.
4. Hori T., et al. Flatly broadened, wideband and low noise supercontinuum generation in highly nonlinear hybrid fiber // Opt. Expr. 2004. Vol. 12. P. 317
5. Li Y., et al. Interaction of supercontinuum and Raman solitons with microstructure fiber gratings // Opt. Expr. 2005. Vol. 13. P. 998
6. Lu F., Deng Y., Knox W.H. Generation of broadband femtosecond visible pulses in dispersion-micromanaged holey fibers // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. P. 1566
7. Cristiani I., et al. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers // Opt. Expr. 2003. Vol. 12. P. 124.
8. Nikolov N.I., et al. Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing // J. Opt. Soc. Am. B. 2003. Vol. 20. P. 2329
9. Bauer R.G., Melnikov L.A. Multi-soliton fission and quasi-periodicity in a fiber with a periodically modulated core diameter // Opt. Commun. 1995. Vol. 115. P. 190.
10. Hasegawa A., Kodama Y. Guiding center solitons // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 161

11. *Ахмедиев Н. и др.* Солитоны, нелинейные импульсы и пучки. Москва: Изд-во Физматлит, 2003.
12. *Mollenauer L., Gordon J., Islam M.* Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss // IEEE J. of Quant. Electron. 1986. Vol. 22. P. 157
13. *Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P.* Ultrashort-pulse fiber ring lasers // Appl. Phys. B. 1997. Vol. 65. P. 277
14. *Ахманов С.А., Коротеев Н.И.* Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981.
15. *Снайдер А., Лов Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
16. <http://www.glassbank.ru/eng/>
Дисперсионные характеристики стекла марки ТФ10 сходны с дисперсионными характеристиками стекла марки SF6 (Schott AG, Германия).
17. *Broeng J., et al.* Photonic crystal fibres: a new class of optical waveguides // Opt. l Fib. Tech. 1999. Vol. 5. P. 305
18. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.
19. *Feng X., Mairaj A.K., Hewak D.W., Monro T.M.* Nonsilica glasses for holey fibers // J. of Lightwave Tech. 2005. Vol. 23. P. 2046
20. *Golovchenko E. A., Dianov E. M., Prokhorov A. M., and Serkin V. N.* Decay of optical solitons //JETP Lett. 1985. Vol. 42. P. 87.
21. *Tai K., Hasegawa A., Bekki N.* Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. P. 392.

*Саратовский государственный
университет*

Поступила в редакцию 24.12.2007

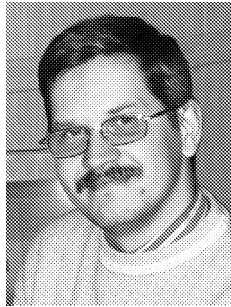
**SUPERCONTINUUM SPECTRUM SMOOTHING
IN THE MICROSTRUCTURE FIBERS
WITH PERIODICALLY MODULATED DIAMETER**

Yu.F. Mazhirina, A.I. Konukhov, L.A. Melnikov

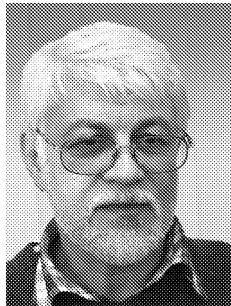
The results of numerical modelling of the supercontinuum generation in microstructure fibers excited by femtosecond multi-soliton pulses are presented. Pulse dynamics is modelled using the extended Schrodinger equation, in which the dispersion and nonlinear coefficient for given fiber are calculated by plane wave method. It is more easy to achieve the phase-matching conditions for the dispersive wave generation in the fibers with periodical modulated diameter. It is shown that the periodical modulation of fiber diameter allows to control the spectrum of multi-soliton pulses that leads to spectral broadening and disappearance of the gap between spectra of soliton and dispersive wave.



Мажирина Юлия Александровна – родилась в 1983 году, окончила физический факультет Саратовского государственного университета (СГУ) в 2005 году. С 2005 инженер, с 2006 аспирант, с 2007 ассистент кафедры лазерной и компьютерной физики СГУ. Область научных интересов: волноведущие свойства и численное моделирование фотонно-кристаллических волокон и фотонно-кристаллических структур, распространение солитонов в оптических волокнах, генерация суперконтинуума.
E-mail:mazhirina@mail.ru



Конюхов Андрей Иванович – родился в 1972 году, окончил физический факультет Саратовского государственного университета в 1994 году. С 1998 – кандидат физико-математических наук. С марта 1998 по февраль 2003 года работал в должности старшего научного сотрудника Саратовского филиала института радиотехники и электроники РАН. Доцент кафедры лазерной и компьютерной физики с марта 2003 года. Область научных интересов: физика лазеров, лазерные и волоконно-оптические измерительные системы, нелинейная динамика лазеров и оптических систем, нелинейное распространение световых пучков и импульсов в волноведущих и резонансных средах, лазеры сверхкоротких импульсов.
E-mail:kai@optics.sgu.ru



Мельников Леонид Аркадьевич – родился в 1949 году в Саратовской области. Окончил Саратовский университет в 1971 году, защитил кандидатскую диссертацию (1978) и докторскую (1992) – обе по физико-математическим наукам. С 1971 года начал работать ассистентом кафедры оптики СГУ. В 1992–2006 годы был заведующим лабораторией лазерных и волоконно-оптических систем Саратовского филиала ИРЭ РАН. С 1997 года – заведующий кафедрой лазерной и компьютерной физики СГУ, профессор (2007). Научные интересы включают: нелинейную динамику световых пучков и импульсов в лазерах и оптических волокнах, лазерную физику, физику сверхкоротких световых импульсов, лазерную спектроскопию экзотических атомов, применения лазеров в технике и науках о жизни, оптическую гироскопию, компьютерное моделирование лазерных систем, волоконную оптику, фотонные кристаллы и волокна, биочипы, стекловолоконную технологию, микроэлектромеханические системы, оптические датчики, физику и применение углеродных нанокластеров, оптику металло-диэлектрических наноструктур. Является членом Оптического общества Америки и Международного общества по оптической технике. Автор более чем 200 научных публикаций и редактор десяти тематических выпусков трудов SPIE.
E-mail:lam-pels@yandex.ru