

ВРЕМЕННЁЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ И КОМПРЕССИЯ ИНТЕНСИВНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПОЛЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

*А. Д. Бессонов, Е. Е. Серебрянников, А. М. Желтиков**

*Физический факультет,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

*Международный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 июня 2004 г.

Показано, что полые волноводы с периодической (фотонно-кристаллической) оболочкой позволяют реализовать высокоэффективное временное сжатие интенсивных сверхкоротких импульсов и формировать мегаваттные солитонные структуры в режиме устойчивых изолированных волноводных мод. На основе численного анализа эволюции временной огибающей и преобразования спектра светового поля в направляемых модах заполненных газом полых коаксиальных периодических волноводов определены оптимальные режимы компрессии, позволяющие достичь высоких коэффициентов сжатия (около шести) и высоких эффективностей компрессии (до 73 %) для микроджоулевых импульсов с начальной длительностью 80–400 фс.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

1. ВВЕДЕНИЕ

Временное самовоздействие сверхкоротких лазерных импульсов — одно из наиболее интересных явлений фемтосекундной нелинейной оптики. Эффект фазовой самомодуляции (ФСМ) [1, 2], связанный с индуцируемой световым импульсом зависящей от интенсивности добавкой к показателю преломления нелинейного материала, позволяет получать импульсы предельно короткой длительности и управлять фазой лазерного излучения [3], а также приводит к формированию оптических солитонов [4–6]. Наиболее широко распространенная стратегия сжатия коротких лазерных импульсов основана на использовании явления фазовой самомодуляции, приводящей к значительному спектральному уширению импульса на большой длине распространения (как правило, в оптическом волокне), с последующей компенсацией chirpa с помощью приз-

менных компрессоров, дифракционных решеток или chirпированных зеркал [3].

Фундаментальное ограничение на мощность лазерных импульсов, передаваемых через оптические волокна, связано с явлением самофокусировки [1], приводящим при превышении некоторой критической мощности к оптическому пробоею волокна. Одним из наиболее успешных способов преодоления этого ограничения является использование нелинейно-оптических взаимодействий в полых волноводах [7, 8]. Порог пробоя газа, заполняющего сердцевину такого волокна, существенно превышает порог пробоя диэлектрика, а поток энергии на стенках волновода, как правило, на несколько порядков ниже потока энергии на оси волновода. Благодаря этим обстоятельствам полые волноводы позволили выполнить ряд интересных и важных экспериментов в области физики интенсивных сверхкоротких лазерных импульсов [9]. Полые волноводы, в частности, активно используются в современных лазерных системах для увеличения длины нелинейно-оптического взаи-

*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

модействия лазерных импульсов и повышения эффективности нелинейно-оптических процессов. Волноводы этого типа позволяют реализовать нелинейно-оптическое преобразование спектра сверхкоротких импульсов высокой интенсивности без повреждения сердцевины волновода вследствие оптического пробоя. Явление фазовой самомодуляции в газе, заполняющем сердцевину полого волновода, позволяет получать импульсы с длительностью короче 5 фс [10, 11]. Вынужденное комбинационное рассеяние лазерных импульсов в полых волноводах, заполненных комбинационно-активными газами, приводит к эффективной генерации множественных комбинационных компонент, фазировка которых позволяет осуществить синтез импульсов с длительностью короче 4 фс [12]. Полые волноводы позволяют радикально увеличить эффективность генерации гармоник высокого порядка [13 - 16] и повысить чувствительность методов газового анализа, основанных на спектроскопии четырехволнового взаимодействия [17-19].

Моды стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой характеризуются неустраняемыми оптическими потерями [7], величина которых растет с уменьшением радиуса a полой сердцевины волокна по закону λ^2/a^3 , где λ — длина волны излучения. Это обстоятельство накладывает ограничения на уменьшение радиуса сердцевины полых волокон. В экспериментах, как правило, используются полые волокна с диаметром сердцевины, варьируемым в диапазоне 100–500 мкм. Излучение при этом распространяется через волокно в существенно многомодовом режиме. Стандартные полые волноводы с меньшим диаметром сердцевины, как правило, характеризуются неприемлемо высокими потерями и не могут быть использованы для передачи и нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов. Это обстоятельство не позволяет распространить стратегию оптической компрессии, основанную на использовании полых волноводов, на фемтосекундные импульсы с характерными энергиями от единиц до десятков микроджоулей.

Недавно разработанные полые фотонно-кристаллические (ФК) волноводы [20, 21] обеспечивают уникальную возможность передачи интенсивных лазерных полей в волноводных модах с поперечным размером порядка 10–50 мкм. Волноводный режим распространения электромагнитного излучения в полой сердцевине полых ФК-волноводов обеспечивается за счет высокой отражательной способности двумерно-периодической (фотонно-кристаллической) структуры оболочки этих волноводов в об-

ласти фотонных запрещенных зон [20–26]. В этих частотных интервалах электромагнитное поле не может существовать в виде волн, распространяющихся внутри периодической структуры ФК-оболочки. Коэффициент отражения периодической структуры в области фотонных запрещенных зон существенно превышает коэффициент отражения материала оболочки, что приводит к значительному уменьшению оптических потерь волноводных мод, распространяющихся вдоль полой сердцевины волокна. Фотонные запрещенные зоны периодической оболочки полых фотонно-кристаллических волокон, таким образом, приводят к возникновению максимумов в спектре пропускания волокна.

Благодаря возможности достижения высоких интенсивностей лазерных импульсов без опасности возникновения оптического пробоя в полой сердцевине волокна, а также за счет большой длины взаимодействия полые ФК-волноводы обеспечивают радикальное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов, включая вынужденное комбинационное рассеяние [27], четырехволновые взаимодействия [28, 29] и фазовую самомодуляцию [30, 31]. Эксперименты [32, 33] продемонстрировали возможность реализации режима временных солитонов в полых ФК-волноводах при передаче сверхкоротких световых импульсов. Подобные волокна также могут быть использованы для лазерного управления микрочастицами и атомами [34], создания переключателей и ограничителей интенсивных лазерных импульсов [35], а также передачи мощного лазерного излучения для технологических приложений [36, 37] и лазерной биомедицины [38].

В настоящей работе мы покажем, что полые фотонно-кристаллические волноводы впервые позволяют реализовать высокоэффективное временное сжатие интенсивных сверхкоротких импульсов и сформировать солитонные структуры с высокой интенсивностью светового поля в режиме устойчивых изолированных волноводных мод. На основе численного анализа эволюции временной огибающей и преобразования спектра светового поля в направляемых модах заполненных газом полых коаксиальных периодических волноводов определены оптимальные режимы компрессии, позволяющие достичь высоких коэффициентов сжатия (около шести) и высоких эффективностей компрессии (до 73 %) для микроджоулевых импульсов с начальной длительностью 80–400 фс.

2. МОДЕЛЬ КОАКСИАЛЬНОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Для анализа временного самовоздействия фемтосекундных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах в настоящей работе используется модель полого коаксиального периодического (брэгговского) волновода. Оболочка такого волновода состоит из системы коаксиальных цилиндров с периодически изменяющимся показателем преломления. Физический механизм волноводного распространения электромагнитного излучения в волокнах данного типа аналогичен механизму волноводного распространения в полых фотонно-кристаллических волокнах и связан с наличием фотонных запрещенных зон в спектре пропускания оболочки волокна. Свойства собственных мод коаксиального волновода исследовались ранее в работах [39–43], в том числе в связи с успешным созданием брэгговских коаксиальных волноводов на основе диэлектрических материалов [44]. Модель коаксиального волновода, разумеется, непригодна для точного количественного описания свойств волноводных мод полых фотонно-кристаллических волокон. Однако подобная модель позволяет использовать простые и наглядные физические представления для оценки дисперсионных свойств и получения качественной картины распределения интенсивности электромагнитного излучения в волноводных модах, локализованных в полой сердцевине волокна [45].

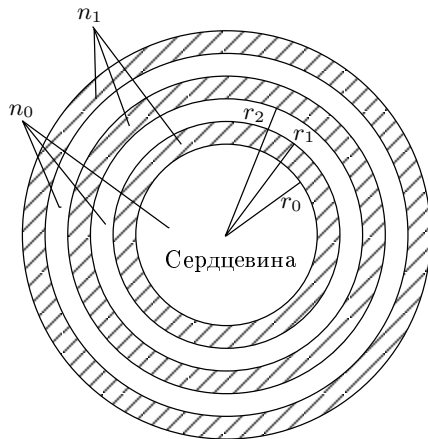


Рис. 1. Схематическое изображение сечения коаксиального периодического волновода. Незаштрихованные и заштрихованные области соответствуют материалам с низким (n_0) и высоким (n_1) показателями преломления

На рис. 1 схематически изображено поперечное сечение коаксиального волновода с полой сердцевинной. Волновод имеет радиус сердцевинной a и толщины слоев оболочки b и c . В каждой из областей волновода показатель преломления предполагается постоянным. Уравнения для собственных мод подобного волновода могут быть записаны в виде

$$[\Delta_{\perp} + k^2 n_i^2] \mathbf{E}_i = \beta^2 \mathbf{E}_i, \quad (1)$$

$$[\Delta_{\perp} + k^2 n_i^2] \mathbf{H}_i = \beta^2 \mathbf{H}_i, \quad (2)$$

где n_i — показатель преломления i -ой области, k — волновое число, β — постоянная распространения, \mathbf{E}_i , \mathbf{H}_i — напряженности электрического и магнитного полей в этой области.

Связь напряженности полей в граничащих областях задается граничными условиями

$$\mathbf{E}_i^r(r_i, \theta, \omega) = \mathbf{E}_{i+1}^r(r_i, \theta, \omega), \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_i^r(r_i, \theta, \omega) = \mathbf{H}_{i+1}^r(r_i, \theta, \omega), \quad (4)$$

где ω — частота, θ — угол цилиндрической системы координат,

$$r_i = a + i(b + c), \quad i - \text{четное},$$

$$r_i = a + b + (i - 1)(b + c), \quad i - \text{нечетное},$$

r_i — радиус границы между i -ой и $(i + 1)$ -ой областями.

Продольные составляющие полей в соответствующих областях имеют вид (аналогичные решения использованы в работах [40–42])

$$E_{iz}(r, \theta) = (A_i J_m(u_i r) + B_i N_m(u_i r)) \cos(m\theta), \quad (5)$$

$$H_{iz}(r, \theta) = (C_i J_m(u_i r) + D_i N_m(u_i r)) \sin(m\theta), \quad (6)$$

где J_m , N_m — функции Бесселя первого и второго рода, A_i , B_i , C_i , D_i — коэффициенты, связь между которыми определяется граничными условиями, u_i — поперечная составляющая волнового вектора для i -ой волноводной моды

Граничные условия (3), (4) могут быть записаны как матричные уравнения относительно неизвестных коэффициентов:

$$T_i(r_i) U_i = T_{i+1}(r_i) U_{i+1}, \quad (7)$$

где

$$U_i = (A_i \ B_i \ C_i \ D_i), \quad (8)$$

$$T_i(r) = \begin{pmatrix} J_m(u_i r) & N_m(u_i r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_m(u_i r) & N_m(u_i r) \\ -\frac{\beta m}{u_i^2 r} J_m(u_i r) & -\frac{\beta m}{u_i^2 r} N_m(u_i r) & \frac{\omega \mu_0}{u_i} J'_m(u_i r) & \frac{\omega \mu_0}{u_i} N'_m(u_i r) \\ \frac{n_i^2 \varepsilon_0 \omega}{u_i} J'_m(u_i r) & \frac{n_i^2 \varepsilon_0 \omega}{u_i} N'_m(u_i r) & -\frac{\beta m}{u_i^2 r} J_m(u_i r) & -\frac{\beta m}{u_i^2 r} N_m(u_i r) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Помимо условий (3), (4), в качестве граничного выступает условие конечности поля при $r = 0$, т.е. $B_0 = 0$, $D_0 = 0$. Для того чтобы доопределить систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов, необходимо также граничное условие на внешней границе последнего слоя, вид которого несуществен в силу относительной малости поля вблизи этой границы. Потери, неизбежно возникающие при распространении через реальный волновод, могут быть вычислены путем оценки коэффициента отражения от периодической оболочки:

$$R = 1 - \frac{(A_N)^2 + (C_N)^2}{(A_0)^2 + (C_0)^2}. \quad (10)$$

Коэффициент затухания может быть получен с использованием лучевого подхода к описанию распространения излучения в волноводе [45, 46]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{u_0}{\beta}, \quad (11)$$

$$N_R = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{4a}, \quad (12)$$

$$\gamma = -N_R \ln R. \quad (13)$$

Здесь φ — угол между лучом и осью z , N_R — количество отражений луча в расчете на единицу длины волновода, γ — коэффициент затухания оптического излучения в волноводе. Формулы (11)–(13) решают задачу нахождения потерь направляемых мод полового волновода с периодической оболочкой.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

В этом разделе мы построим модель временно-го самовоздействия сверхкоротких импульсов в полном волноводе. Процесс распространения мощного сверхкороткого импульса в полном волноводе является сложной нелинейной задачей. В случае предельно коротких импульсов стандартное приближение медленно меняющихся амплитуд становится неприменимым. Начнем наше рассмотрение с уравнения для поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ в нелинейной среде [1]:

$$\operatorname{rot} [\operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)] = k^2 n^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mu_0 \omega^2 \mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega), \quad (14)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость, $\mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega)$ — нелинейная часть поляризации среды.

Разделим дифференциальный оператор на продольную и поперечную составляющие и проведем разделение переменных, полагая, что возбуждена лишь одна волноводная мода:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = E(z, \omega) \mathbf{E}(x, y, \omega), \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z^2} + \beta^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mu_0 \omega^2 \mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (16)$$

Использование решения линейной задачи в нелинейном режиме эквивалентно в данном случае пренебрежению эффектами пространственного самовоздействия. Полагая, что нелинейная поляризация направлена параллельно приложенному полю, запишем следующие соотношения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z^2} + \beta_{nl}^2(z, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \quad (17)$$

$$\beta_{nl}^2(z, \omega) = \beta^2(\omega) + \mu_0 \omega^2 B_{nl}(z, \omega), \quad (18)$$

где β_{nl} — нелинейная постоянная распространения,

$$\mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) B_{nl}(z, \omega).$$

Дифференциальный оператор, действующий на фурье-спектр поля в уравнении (17), представим в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_{nl}^2 = \left(\frac{\partial}{\partial z} - i\beta_{nl} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z} + i\beta_{nl} \right) - i \frac{\partial \beta_{nl}}{\partial z}. \quad (19)$$

Из тождества (19) видно, что в линейном случае решение уравнения (17) можно представить в виде суммы встречных волн:

$$E(z, \omega) = E^+(z, \omega) + E^-(z, \omega).$$

Нас интересует волна, распространяющаяся в прямом направлении:

$$E^+(z, \omega) \propto E_0(\omega) \exp(i\beta_{nl}(\omega, z)z).$$

Возникновение обратной волны связано с модуляцией показателя преломления вдоль оси z за счет зависящей от интенсивности излучения нелинейной добавки к показателю преломления, приводящей к отражению прямой волны. Этот эффект описывается последним слагаемым в правой части тождества (19). При условии

$$\frac{\partial \beta_{nl}}{\partial z} \ll \beta_{nl}^2$$

этим слагаемым можно пренебречь и не учитывать влияние отраженной волны. При этом предположении уравнение (17) приводится к следующему виду:

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z} = i \beta_{nl}(z, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega). \quad (20)$$

Разложим β_{nl} в ряд Тейлора, ограничившись учетом только двух первых членов:

$$\beta_{nl} \approx \beta + \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta} B_{nl}, \quad (21)$$

тогда

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z} = i \beta(z, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta(z, \omega)} \mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega). \quad (22)$$

Вводя запаздывающее время

$$\eta = t - z/V_g,$$

где V_g — групповая скорость для центральной длины волны импульса, преобразуем уравнение (22) к виду

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z} = i \left(\beta(z, \omega) - \frac{\omega}{V_g} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta(z, \omega)} \mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega). \quad (23)$$

В случае распространения сверхкоротких импульсов с достаточно широким спектром применение метода медленно меняющихся амплитуд становится неоправданным. Будем рассматривать нелинейную поляризацию в приближении мгновенного свободного от дисперсии нелинейного отклика среды третьего порядка на частоте поля, пренебрегая генерацией волны на частоте третьей гармоники:

$$\mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \omega) = \text{FT} \{ \mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \eta) \}, \quad (24)$$

$$\mathbf{P}_{nl}(\mathbf{r}, \eta) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \eta)|^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \eta), \quad (25)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \eta) = \text{FT}^{-1} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \}, \quad (26)$$

где $\chi^{(3)}$ — нелинейная восприимчивость среды третьего порядка, соответствующая керровской нелинейности, $\text{FT} \{ \}$ — преобразование Фурье.

Умножив обе части (23) на $\mathbf{E}(x, y, \omega)$ и проинтегрировав по поперечному сечению, можно свести задачу к одномерной:

$$\frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} = i \left(\beta(z, \omega) - \frac{\omega}{V_g} \right) E(z, \omega) + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta(z, \omega)} P_{nl}(z, \omega), \quad (27)$$

где

$$P_{nl}(z, \omega) = \alpha \varepsilon_0 \text{FT} \{ |E(z, \eta)|^2 E(z, \eta) \}, \quad (28)$$

$$E(z, \eta) = \text{FT}^{-1} \{ E(z, \omega) \}, \quad (29)$$

$$\alpha = \frac{\iint \chi^{(3)}(x, y) |\mathbf{E}(x, y, \omega_0)|^4 dS}{\iint |\mathbf{E}(x, y, \omega_0)|^2 dS}. \quad (30)$$

Уравнение (27) является обобщением укороченного уравнения Максвелла и позволяет описывать явление фазовой самомодуляции для сверхкоротких импульсов с широким спектром в полном волноводе без использования метода медленно меняющихся амплитуд.

Добавим теперь в уравнение (27) член, описывающий затухание излучения при распространении через волновод. Это эквивалентно выделению мнимой части постоянной распространения β . Затухание может также включать в себя поглощение в среде, однако мы будем считать его несущественным. Получим

$$\frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} = i \left(\beta(z, \omega) - \frac{\omega}{V_g} \right) E(z, \omega) + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta(z, \omega)} P_{nl}(z, \omega) - \gamma(\omega) E(z, \omega). \quad (31)$$

Уравнение (31), полученное несколько иным путем, было использовано ранее для описания генерации суперконтинуума и четырехволновых взаимодействий в микроструктурированных волноводах [47, 48]. Для численного решения уравнения (31) нами использовалась стандартная конечно-разностная процедура, основанная на аппроксимации электрического поля дискретной функцией и замене производной поля по координате z соответствующей конечной разностью. Начальное условие задавалось в виде спектра импульса на входе в волновод при $z = 0$ (см. рис. 7, 8 ниже в разд. 5). Основным фактором, определяющим время

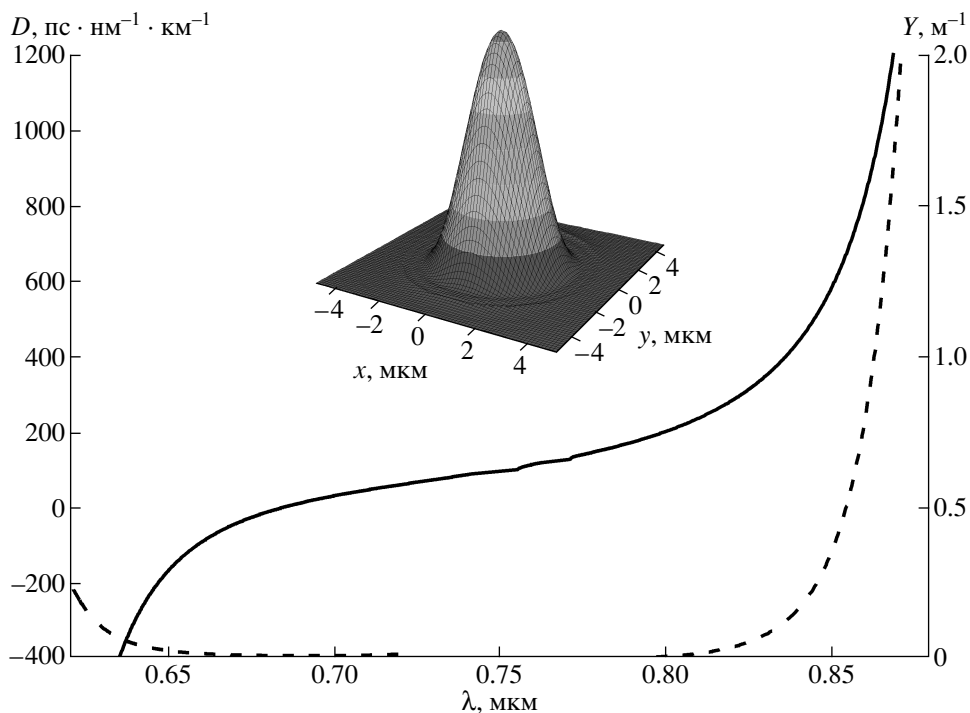


Рис. 2. Дисперсия групповой скорости D (сплошная линия) и коэффициент потерь Y (штриховая линия) для основной моды периодического коаксиального волновода с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм. На вставке показано поперечное распределение интенсивности поля в основной моде такого волновода

Сжатие микроджоулевых фемтосекундных импульсов в основной моде полого коаксиального волновода

Длина волны, соответствующая центральной частоте, мкм	0.865	0.850	0.840
Начальная длительность, фс	400	200	80
Начальная энергия, мкДж	1.8	1.0	1.4
Дисперсия для центральной частоты, $\text{пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$	1010	582	440
Пройденная длина, см	20	12	3.0
Дисперсионная длина, см	12.7	5.7	1.24
Нелинейная длина, см	9.7	8.5	2.4
Минимальная длительность, фс	68	32	14
Энергия в центральном пике, мДж	608	601	1022
Доля энергии в боковых лепестках	47 %	35 %	27 %
КПД сжатия по энергии	34 %	60 %	73 %

вычислений при такой организации численной процедуры, связан с необходимостью производить быстрое преобразование Фурье для каждого шага интегрирования при расчете нелинейной поляризации.

4. САМОСЖАТИЕ ИМПУЛЬСОВ

Явление фазовой самомодуляции в наполненном газом полом волноводе приводит к уширению спектра распространяющегося импульса и его чирпиро-

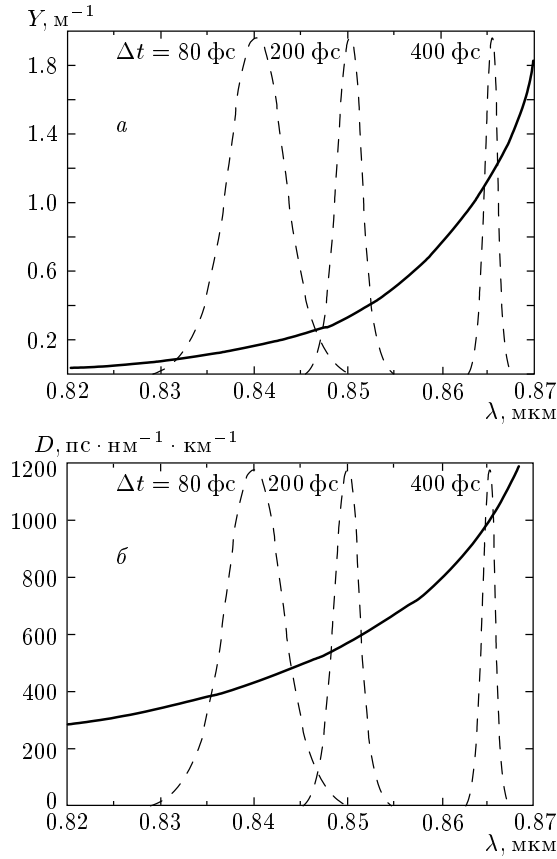


Рис. 3. Начальные спектры сверхкоротких импульсов (штриховые линии), распространяющихся в основной моде полого периодического коаксиального волновода с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм. Сплошной линией показаны коэффициент потерь (a) и дисперсия групповой скорости (b) для основной моды волновода

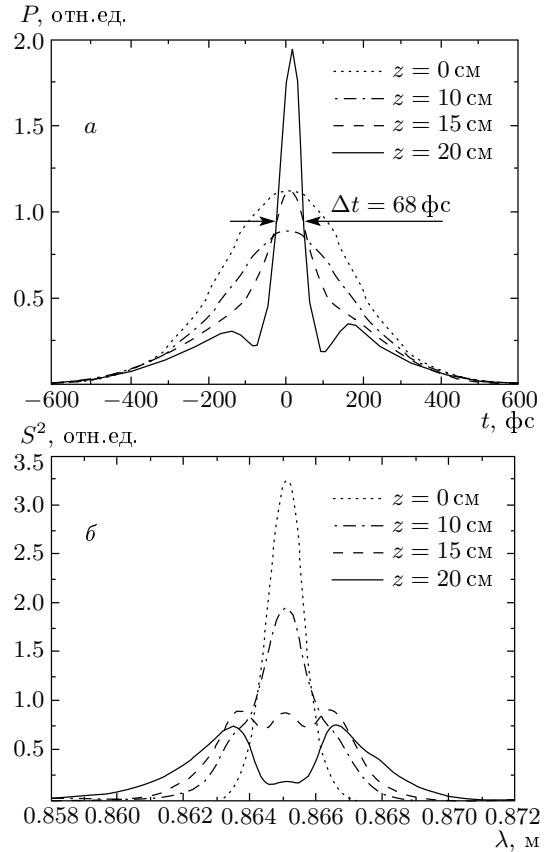


Рис. 4. Эволюция огибающей (a) и спектра (b) фемтосекундного импульса в основной моде полого коаксиального волновода с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм. Исходный импульс имеет гауссову форму огибающей с начальной длительностью 400 фс, центральную длину волны 0.865 мкм и энергию 1.8 мкДж

ванию. Возникающий чирп может быть при определенных условиях скомпенсирован дисперсией волновода. Элементарная теория фазовой само модуляции для импульсов с достаточно узким спектром [1, 2] приводит к следующему выражению для нелинейного сдвига фазы:

$$\varphi(t, z) = -k_0 n_2 I(t) z, \quad (32)$$

где k_0 — волновое число для центральной частоты, n_2 — нелинейный показатель преломления среды. Согласно соотношению (32), скорость изменения частоты, обусловленная самовоздействием, равна

$$\alpha_{SPM}(t, z) = \frac{\partial^2 \varphi(t, z)}{\partial t^2} = -k_0 n_2 z \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}. \quad (33)$$

Решение уравнения для эволюции гауссова им-

пульса во втором порядке теории дисперсии приводит к следующей скорости изменения частоты [49]:

$$\alpha_d(t, z) = z k_2^{-1} (z^2 + L_d^2)^{-1}, \quad (34)$$

где

$$k^2 = \frac{d^2 k}{d\omega^2},$$

L_d — дисперсионная длина.

На основании этих простейших рассуждений мы можем заключить, что для компенсации чирпа, возникающего при фазовой само модуляции в среде с положительным значением нелинейного показателя преломления, необходима аномальная дисперсия групповой скорости.

Основная мода коаксиального волновода с полой сердцевинной обладает зонами как нормальной, так

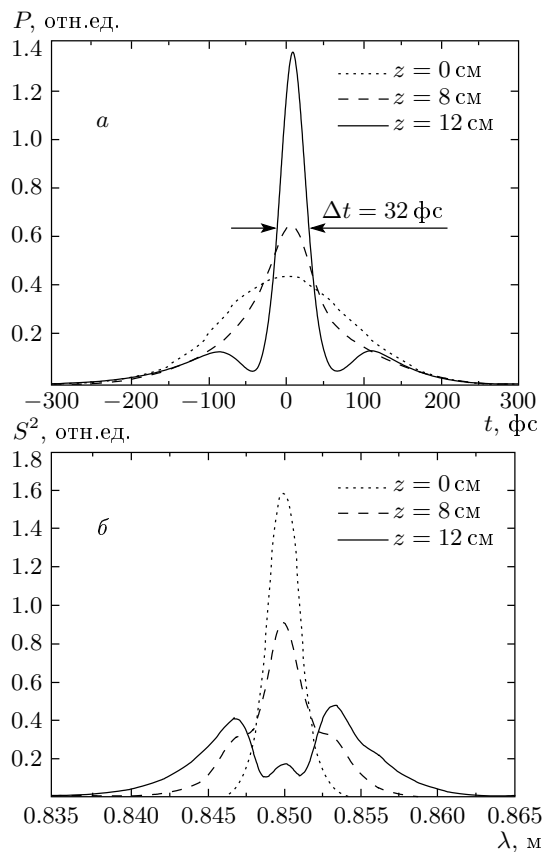


Рис. 5. Эволюция огибающей (а) и спектра (б) фемтосекундного импульса в основной моде полого коаксиального волновода с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм. Исходный импульс имеет гауссову форму огибающей с начальной длительностью 200 фс, центральную длину волны 0.850 мкм и энергию 1.0 мкДж

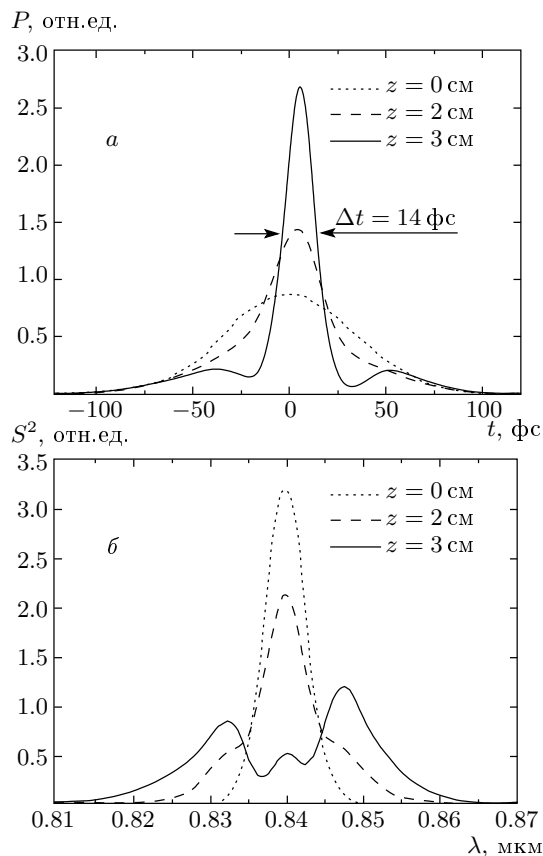


Рис. 6. Эволюция огибающей (а) и спектра (б) фемтосекундного импульса в основной моде полого коаксиального волновода с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм. Исходный импульс имеет гауссову форму огибающей с начальной длительностью 80 фс, центральную длину волны 0.840 мкм и энергию 1.4 мкДж

и аномальной дисперсии групповой скорости. Дисперсия групповой скорости для основной моды полого коаксиального волновода, изготовленного из плавленого кварца, заполненного аргоном при давлении 1 атм и имеющего геометрические параметры $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм, приведена на рис. 2 (на вставке к рис. 2 показано поперечное распределение интенсивности поля в основной моде такого волновода). Для реализации режима саможатия импульсов требуется аномальная дисперсия групповой скорости, которая наблюдается в правой части графика, представленного на рис. 2.

Численное моделирование выполнялось для входных импульсов с начальной длительностью 50–500 фс. Начальная форма временной огибающей импульсов предполагалась гауссовой. Для каждого

значения длительности импульса в результате численного расчета подбирались энергия импульса и центральная частота, обеспечивающие максимальную эффективность сжатия импульса. Изменение центральной частоты позволяет смещать спектр импульса относительно кривой дисперсии волноводных мод (рис. 3) и таким образом перестраивать профиль дисперсии в спектральной области, в которой сосредоточена основная энергия импульса.

Результаты выполненного численного анализа показывают, что выбор оптимальных параметров, обеспечивающих наиболее эффективную компрессию фемтосекундных импульсов, является достаточно сложной задачей, для решения которой требуется тщательное согласование начальных параметров импульсов и волновода. В таблице приведены три на-

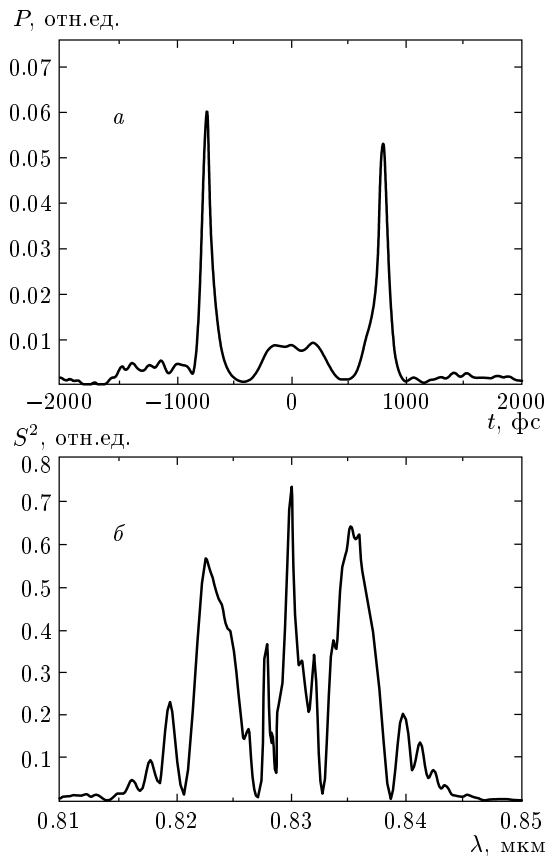


Рис. 7. Формирование мегаваттных квазисолитонных структур. Временная огибающая (*a*) и спектр (*b*) импульса в квазисолитонном режиме распространения на расстоянии 5 см от входного торца волновода. Исходный импульс имел гауссову форму огибающей с начальной длительностью 100 фс, центральную длину волны 0.830 мкм и энергию 0.8 мкДж

бора начальных параметров микроджоулевых фемтосекундных импульсов, соответствующих режиму высокоэффективной компрессии. На рис. 3 начальные спектры сжимаемых фемтосекундных импульсов показаны на фоне профиля дисперсии групповой скорости основной моды исследуемого волновода. Графики эволюции временной огибающей и спектра импульсов при условиях, определяемых таблицей и рис. 3, приведены на рис. 4–6. Из-за сложного характера дисперсии периодического коаксиального волновода не удается достичь самосжатия импульсов без образования побочных пиков. Однако во всех трех случаях достигается достаточно высокий коэффициент сжатия импульса (около шести). Центральный пик импульса, соответствующего максимальному коэффициенту компрессии, содержит

до 73 % энергии исходного импульса (рис. 6). Эти результаты демонстрируют уникальные возможности компрессоров мощных сверхкоротких импульсов на основе полых фотонно-кристаллических волнопроводов.

5. ОБРАЗОВАНИЕ СОЛИТОНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР

До сих пор мы рассматривали эволюцию импульсов на расстояниях, сравнимых с дисперсионной и нелинейной длинами. На этих расстояниях фазовая самомодуляция приводит к эффективному уширению спектра импульсов. Как показывает численный анализ, на больших расстояниях импульсы при определенных условиях имеют тенденцию к образованию квазиустойчивых структур (рис. 7), подобных оптическим солитонам. Примеры образования квазисолитонных структур при распространении фемтосекундных импульсов в полном волокне с периодической коаксиальной оболочкой представлены на рис. 7, 8.

Рисунок 8 иллюстрирует квазисолитонный режим распространения, в котором импульс с длительностью 115 фс и энергией 320 нДж передается на расстояние $L = 30$ см, во много раз превышающее дисперсионную длину (1.6 см), без значительных изменений спектра и временной огибающей. Переносимая этой квазисолитонной структурой мощность светового поля достигает в наших расчетах 3 МВт. Об экспериментальном наблюдении мегаваттных солитонов в полых фотонно-кристаллических волокнах сообщалось в работе [32]. В связи со значительными потерями излучения на расстояниях порядка нескольких дисперсионных длин в данном случае вряд ли возможно говорить об образовании истинных солитонов. Уменьшение энергии импульса за счет потерь ослабляет эффект фазовой самомодуляции, приводя к увеличению длительности импульса и, в конечном счете, к распаду солитоноподобной структуры.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в настоящей работе численный анализ показывает, что полые волноводы с периодической (фотонно-кристаллической) оболочкой впервые позволяют реализовать высокоэффективное временное сжатие интенсивных сверхкоротких импульсов и сформировать мегаваттные солитонные структуры в режиме устойчивых изолирован-

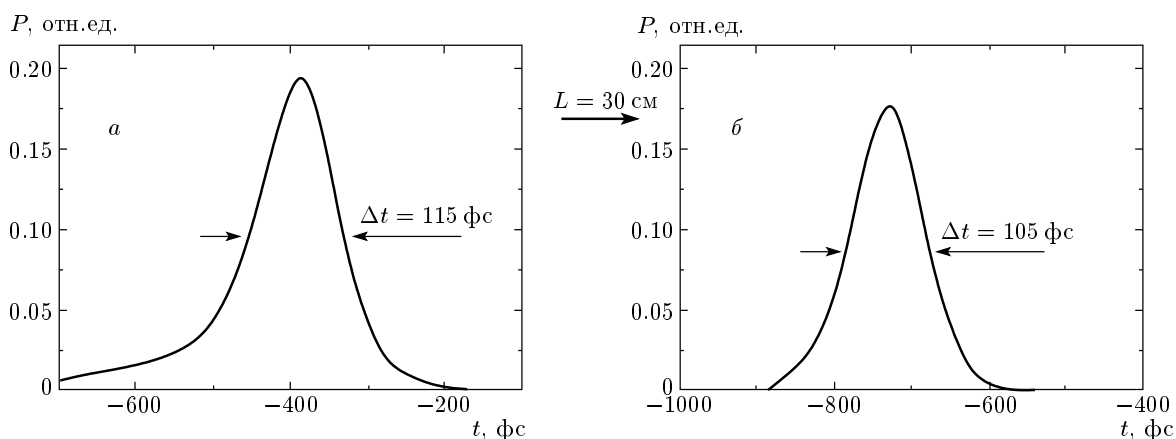


Рис. 8. Эволюция временной огибающей импульса в квазисолитонном режиме в полном коаксиальном периодическом волноводе с параметрами $a = 3$ мкм, $b = 0.5$ мкм, $c = 1.0$ мкм: a — огибающая исходного импульса, b — огибающая импульса, переданного на расстояние $L = 30$ см вдоль волновода. Центральная длина волны излучения 0.850 мкм

ных волноводных мод. Самосжатие сверхкоротких импульсов достигается в таких волноводах за счет уширения спектра вследствие явления фазовой самомодуляции и компенсации возникающего чирпа за счет специально сконструированного профиля волноводной дисперсии. Данный метод позволяет достичь шестикратного сжатия микроджоулевых импульсов с начальной длительностью 80–400 фс. Центральный пик импульса, сжимаемого с максимальным коэффициентом компрессии, при этих условиях может содержать до 73% энергии начального импульса. Предельные длительности импульсов, которые могут быть сформированы с помощью полых фотонно-кристаллических волноводов, в основном, ограничиваются шириной области аномальной дисперсии волноводных мод. На длинах распространения, превышающих дисперсионную и нелинейную длины, интенсивные сверхкороткие импульсы распадаются на несколько квазиустойчивых солитоноподобных структур. Мощность светового поля, переносимого подобными структурами, может достигать нескольких мегаватт. Уширение спектра в этом квазисолитонном режиме распространения существенно замедляется относительно начального этапа распространения.

Таким образом, полые волноводы с оболочкой в виде одномерного или двумерного фотонного кристалла открывают уникальные возможности для компрессии мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Благодаря малым потерям, возможностям управления профилем дисперсии групповой скорости, существованию режимов устойчивых изолированных направляемых мод, а также воз-

можности концентрации энергии светового поля в волноводных модах с малым поперечным размером, этот новый тип оптических волноводов позволяет достигать высокой эффективности сжатия сверхкоротких импульсов при небольших потерях энергии излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта № МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов РФФИ №№ 03-02-16929, 03-02-20002-БНТС, 04-02-39002-ГФЕН2004 и 04-02-81036-Бел2004, грантов ИНТАС №№ 03-51-5037, 03-51-5288, а также грантов Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект № RP2-2558).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
2. P. N. Butcher and D. Cotter, *The Principles of Nonlinear Optics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1990).
3. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
4. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, Boston (1989).
5. A. Hasegawa and M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*, Springer, Berlin (2003).
6. G. I. Stegeman and M. Segev, *Science* **286**, 1518 (1999).

7. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
8. M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, Wiley, New York (1981).
9. А. М. Желтиков, *УФН* **172**, 743 (2002).
10. M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2793 (1996).
11. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
12. N. Zhavoronkov and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 203901 (2002).
13. A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang, C. Herne, S. Backus, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Science* **280**, 1412 (1998).
14. E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mevel, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1668 (1999).
15. C. G. Durfee III, A. R. Rundquist, S. Backus, C. Herne, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2187 (1999).
16. A. Paul, R. A. Bartels, R. Tobey, H. Green, S. Weiman, I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and S. Backus, *Nature* **421**, 51 (2003).
17. R. B. Miles, G. Lauffer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
18. А. В. Федотов, F. Giammanco, А. N. Naumov, P. Marsili, А. Ruffini, D. А. Sidorov-Biryukov, and А. М. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **72**, 575 (2001).
19. А. Н. Наумов, Ф. Джамманко, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. В. Федотов, П. Марсили, А. Руффини, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 301 (2001).
20. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
21. P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
22. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, Наука, Москва (2004).
23. С. О. Коноров, А. В. Федотов, О. А. Колеватова, В. И. Белоглазов, Н. В. Скибина, А. В. Щербаков, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 401 (2002).
24. G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell, L. Farr, B. J. Mangan, and H. Sabert, *Opt. Express* **11**, 1613 (2003).
25. J. C. Knight, *Nature* **424**, 847 (2003).
26. C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Muller, J. A. West, N. F. Borrelli, D. C. Allan, and K. Koch, *Nature* **424**, 657 (2003).
27. F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
28. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **28**, 1448 (2003).
29. С. О. Коноров, Е. Е. Серебрянников, А. А. Иванов, Д. А. Акимов, М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, *Письма ЖЭТФ* **79**, 499 (2004).
30. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar, M. J. Bloemer, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, D. Chorvat Jr., D. Chorvat, M. Scalora, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **78**, 547 (2004).
31. S.O. Konorov, A. M. Zheltikov, Ping Zhou, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Opt. Lett.* **29**, 1521 (2004).
32. D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta, *Science* **301**, 1702 (2003).
33. F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell, S. Campbell, D. Xiao, D. T. Reid, B. J. Mangan, D. P. Williams, and P. J. Roberts, *Opt. Express* **12**, 835 (2004).
34. F. Benabid, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **10**, 1195 (2002).
35. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar, D. Chorvat Jr., D. Chorvat, E. E. Serebryannikov, M. J. Bloemer, M. Scalora, R. B. Miles, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. A* **70**, 023807 (2004).
36. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, O. A. Kolevatova, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. V. Shcherbakov, E. Wintner, and A. M. Zheltikov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 1375 (2003).
37. J. D. Shephard, J. D. C. Jones, D. P. Hand, G. Bouwmans, J. C. Knight, P. S. J. Russell, and B. J. Mangan, *Opt. Express* **12**, 717 (2004).
38. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, V. P. Mitrokhin, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. V. Shcherbakov, E. Wintner, M. Scalora, and A. M. Zheltikov, *Appl. Opt.* **43**, 2251 (2004).
39. P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, *J. Opt. Soc. Amer.* **68**, 1196 (1978).

40. Yong Xu, R. K. Lee, and A. Yariv, *Opt. Lett.* **25**, 1756 (2000).
41. G. Ouyang, Yong Xu, and A. Yariv, *Opt. Express* **9**, 733 (2001).
42. T. Kawanishi and M. Izutsu, *Opt. Express* **7**, 10 (2000).
43. S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. D. Engeness, M. Soljacic, S. A. Jacobs, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, *Opt. Express* **9**, 748 (2001).
44. M. Ibanescu, Y. Fink, S. Fan, E. L. Thomas, and J. D. Joannopoulos, *Science* **289**, 415 (2000).
45. С. О. Коноров, О. А. Колевагова, А. Б. Федотов, Е. Е. Серебрянников, Д. А. Сидоров-Бирюков, Ю. М. Михайлова, А. Н. Наумов, В. И. Белоглазов, Н. Б. Скибина, Л. А. Мельников, А. В. Щербаков, А. М. Желтиков, *ЖЭТФ* **123**, 975 (2003).
46. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984).
47. A. V. Husakou and J. Herrmann, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 203901 (2001).
48. A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 2171 (2002).
49. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных импульсов*, Наука, Москва (1988).