

Преобразование ультракоротких лазерных импульсов в диапазон длин волн свыше 3 мкм в конусных германатных световодах

Е.А.Анашкина, А.В.Андрианов, А.В.Ким

Предложено использовать конусные германатные световоды для эффективной адиабатической конверсии длины волны рамановских солитонных импульсов в средний ИК диапазон. Теоретически показано, что в волокнах с уменьшающейся по длине аномальной дисперсией групповых скоростей возможна перестройка длин волн до 3.5 мкм, недоступная для световодов с постоянным диаметром сердцевины при тех же параметрах входного сигнала с длиной волны 2 мкм. Анализ выполнен на базе однонаправленного волнового уравнения, учитывающего совместное действие дисперсии, керровской и рамановской нелинейностей, нелинейной дисперсии, оптических потерь и зависимости эффективного размера фундаментальной поперечной моды от частоты.

Ключевые слова: оптические солитоны, германатные волокна, конусные волокна с переменной дисперсией, DDF, рамановский сдвиг частоты солитонного импульса, средний ИК диапазон.

1. Введение

В настоящее время достигнут огромный прогресс в разработке лазерных источников в ближнем ИК диапазоне, включая системы, генерирующие излучение ультракороткой длительности. Однако создание подобных источников в среднем ИК диапазоне затруднено по многим причинам, в том числе из-за отсутствия широкого класса активных сред с необходимыми параметрами. Поэтому весьма перспективным представляется путь, связанный с конверсией импульсов из хорошо освоенного ближнего ИК в средний ИК диапазон нелинейно-оптическими методами в кристаллах [1], газах и газонаполненных капиллярах [2], а также в световодах со специальным химическим составом [3]. Несмотря на то что твердотельные лазерные системы лидируют по энергетическим параметрам, волоконные источники могут быть использованы для многих приложений благодаря таким преимуществам, как компактность, относительно низкая стоимость, стабильность, отсутствие юстировок, высокое качество выходного пучка.

Весьма важным направлением является генерация суперконтинуума в среднем ИК диапазоне в халькогенидных, теллуридных и фторидных световодах [4]. Кроме того, недавно было теоретически показано, что в коротком отрезке микроструктурированного световода на основе кварцевого стекла возможно преобразование ультракороткого излучения с длинами волн 1.55 и 2 мкм в область свыше 3 мкм [5]. Однако для получения ультракороткого излучения в диапазоне 2–3 мкм, а также, как показывают

численные оценки, свыше 3 мкм можно использовать германатные волокна, более простые в изготовлении и позволяющие реализовать полностью волоконный формат лазерной системы, т. к. их физические свойства близки к свойствам кварцевых волокон и позволяют осуществлять соединение по стандартной технологии волоконно-оптической сварки. Так, в германатных волокнах было получено излучение суперконтинуума в диапазонах 1.5–2.7 мкм [6] и 1–2.6 мкм [7] при использовании эрбиевой волоконной накачки, в диапазоне 2–2.6 мкм при использовании возбуждающего излучения твердотельного Cr:ZnS-лазера [3], а в диапазоне 1.9–3 мкм при использовании тулиевой волоконной накачки [8,9]. Также была рассмотрена возможность формирования частотно-перестраиваемых рамановских солитонов в диапазоне 2–3 мкм [10]. Однако об экспериментальном получении излучения с длиной волны свыше 3 мкм в германатных световодах, насколько нам известно, пока не сообщалось.

В настоящей работе теоретически исследуется возможность конверсии ультракоротких импульсов в диапазон длин волн свыше 3 мкм в германатных световодах с переменной по длине дисперсией групповых скоростей, а именно рамановское преобразование частоты оптических солитонов в световодах с уменьшающейся вдоль их длины аномальной дисперсией. Такие волокна в англоязычной литературе получили название DDF (dispersion decreasing fibers – волокна с уменьшающейся дисперсией). Отметим, что управление волоконной дисперсией, в том числе и в DDF, позволяет преобразовывать солитонные импульсы в широком диапазоне параметров [11–20]. DDF могут быть реализованы как конусные волокна (с переменным диаметром сердцевины), поскольку вклад в дисперсию помимо материальной составляющей вносит волноводная часть, отличающаяся для различных диаметров [21]. Ранее была показана как теоретически, так и экспериментально возможность перестройки несущей длины волны рамановских солитонов с 1.5 до 2 мкм в кварцевых DDF [19, 20]. Достигнутый оптический диапазон предлагается расширить за счет использования в ка-

Е.А.Анашкина, А.В.Андрианов, А.В.Ким. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: elena.anashkina@gmail.com

Поступила в редакцию 29 января 2015 г., после доработки – 6 февраля 2015 г.

честве исходного излучения импульсы тулевой полностью волоконной системы с длиной волны 2 мкм, а в качестве нелинейной комбинационно-активной среды – германатные DDF, обладающие большей керровской и рамановской нелинейностью и меньшими оптическими потерями.

2. Анализ распространения импульсов в германатных световодах

Исследование нелинейной динамики ультракоротких импульсов в оптических световодах зачастую проводится в рамках обобщенного нелинейного уравнения Шредингера, позволяющего учесть произвольный дисперсионный профиль, керровскую и рамановскую нелинейности, нелинейную дисперсию и оптические потери [22]. Однако при сверхширокополосном преобразовании оптических импульсов важно включать в рассмотрение зависимость эффективного размера фундаментальной поперечной моды (а значит, и нелинейного коэффициента) от частоты. Мы используем модель на базе однонаправленного волнового уравнения [23], позволяющую учесть все обозначенные выше эффекты в конусных аксиально-симметричных световодах с заранее рассчитанной структурой поперечных мод. Модель оперирует с линейно поляризованным перпендикулярно оси волокна электрическим полем фундаментальной моды, фурье-образ которого может быть представлен в следующей форме [9, 24]:

$$\vec{E}_\omega = \vec{G}(z, \omega) F(z, r, \omega) \exp[i\beta(z, \omega)z], \tag{1}$$

где z – расстояние вдоль волокна; ω – угловая частота; r – радиальная координата; F – поперечное распределение поля фундаментальной моды и β – ее постоянная распространения. Определяя $G(z, \omega) = \vec{G}(z, \omega) \exp[i\beta(z, \omega)z]$, однонаправленное уравнение может быть записано в виде [9, 24]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial G(z, \omega)}{\partial z} - i\beta(z, \omega) G(z, \omega) + \alpha(\omega) G(z, \omega) \\ &= \frac{2\pi i \omega^2 \chi^{(3)}}{c^2 \beta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 d\omega_2 K(z, \omega, \omega_1, \omega_1 + \omega_2 - \omega, \omega_2) \\ & \times b(\omega - \omega_1) G(z, \omega_1) G^*(z, \omega_1 + \omega_2 - \omega) G(z, \omega), \end{aligned} \tag{2}$$

где $\chi^{(3)}$ – восприимчивость третьего порядка; c – скорость света в вакууме; $b(\omega)$ – функция, включающая мгновенный керровский и задержанный рамановский вклад; $\alpha(\omega)$ – оптические потери; функция $K(z, \omega, \omega_1, \omega_1 + \omega_2 - \omega, \omega_2)$ определена как

$$\begin{aligned} & K(z, \omega, \omega_1, \omega_1 + \omega_2 - \omega, \omega_2) \\ &= \int_0^\infty dr F(z, r, \omega_1) F^*(z, r, \omega_1 + \omega_2 - \omega) F(z, r, \omega_2) F^*(z, r, \omega). \end{aligned} \tag{3}$$

Для нахождения постоянных распространения и поперечных структур электрического поля фундаментальных мод аксиально-симметричных германатных световодов с

различными диаметрами решалась задача на собственные значения и собственные функции уравнения Гельмгольца, математическая формулировка которой выглядит следующим образом [25]:

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + n^2(r, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} F - \beta^2 F = 0, \tag{4}$$

$$F(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0, \tag{5}$$

$$\frac{dF}{dr}(r = 0) = 0. \tag{6}$$

Нормировка функции $F(r, \omega)$ имеет вид

$$\int_0^\infty |F(z, r, \omega)|^2 2\pi r dr = 1. \tag{7}$$

В расчетах предполагалось, что оболочка выполнена из плавленого кварца, а сердцевина имеет супергауссов профиль легирования диоксидом германия. Зависимость показателя преломления n от длины волны λ определялась согласно следующей модели:

$$n^2 = 1 + \sum_1^3 \frac{[SA_i + X_{\text{GeO}_2}(GA_i - SA_i)]\lambda^2}{\lambda^2 - [SI_i + X_{\text{GeO}_2}(GI_i - SI_i)]^2}, \tag{8}$$

где $X_{\text{GeO}_2} = \exp(-r^4/r_0^4)$ – распределение молярной концентрации диоксида германия; r_0 – характерный размер сердцевины; SA_i, SI_i и GA_i, GI_i – коэффициенты Селмейера для диоксида кремния и германия соответственно [26] ($SA_1 = 0.6961663$; $SI_1 = 0.0684043$; $SA_2 = 0.4079426$; $SI_2 = 0.1162414$; $SA_3 = 0.8974794$; $SI_3 = 9.896161$; $GA_1 = 0.80686642$; $GI_1 = 0.068972606$; $GA_2 = 0.71815848$; $GI_2 = 0.15396605$; $GA_3 = 0.85416831$; $GI_3 = 11.841931$).

Вне сердцевины световодов при больших r электрическое поле поперечных мод спадает почти экспоненциально [25], поэтому можно пренебречь конечными размерами кварцевой оболочки и в расчетах полагать ее бесконечной. При нахождении собственных значений и собственных функций уравнения Гельмгольца применялась конечно-разностная схема. Была сделана замена переменных $r = r_y y / (1 - y)$, где r_y – характерный размер, связанный с диаметром сердцевины. Замена переменных позволила перевести бесконечный интервал $0 \leq r < \infty$ в конечный $0 \leq y < 1$.

Весьма важной характеристикой являются потери в световодах, поскольку они могут ограничивать перестройку частоты оптических импульсов в диапазоне длин волн свыше 2 мкм. Известно, что помимо фундаментальных потерь, обусловленных рэлеевским рассеянием, электронным и фононным поглощением, наблюдаются высокие избыточные (аномальные) потери, возникающие на границе оболочка–сердцевина [27–30]. При проведении расчетов мы вводили модельную функцию потерь, ориентируясь на экспериментальные результаты, изложенные в [27, 31]. А именно, предполагалось, что

$$\alpha = A_{\text{UV}} \exp(\lambda_{\text{UV}}/\lambda) + A_{\text{IR}} \exp(-\lambda_{\text{IR}}/\lambda), \tag{9}$$

$A_{\text{IR}} = 10^{-3}$ дБ/км, $A_{\text{UV}} = 10^9$ дБ/км, $\lambda_{\text{UV}} = 4.67$ мкм, $\lambda_{\text{IR}} = 47.8$ мкм.

Важным параметром волокна является коэффициент кубической нелинейности, пропорциональный нелинейному по интенсивности вкладу в показатель преломления n_2 [22]. Следует отметить, что литературные данные по параметру n_2 для диоксида германия достаточно сильно различаются. Так, в работе [32] приводится значение $n_2 = 12.5 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$, а в работе [33], где измерялся нелинейный показатель преломления германатных волокон для 97%-ного молярного содержания GeO_2 в сердцевине, для n_2 получено значение $5 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$, которое мы и использовали для теоретического анализа.

При учете вклада вынужденного комбинационного рассеяния мы полагаем, что модельная функция отклика $R(t)$ в германатном стекле имеет такой же вид, как и в кварцевом [22]:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R \Theta h_R(t), \quad (10)$$

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1),$$

где f_R – парциальный вклад рамановского отклика; $\delta(t)$ – дельта-функция; $\Theta(t)$ – функция единичной ступеньки Хевисайда; τ_1 и τ_2 – характерные времена рамановского отклика. Однако f_R , τ_1 , τ_2 вычислялись из экспериментально измеренного спектра комбинационного усиления $g_R(\omega)$ [34], связанного с функцией отклика следующим соотношением [22]:

$$g_R(\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[h_R(\omega)], \quad (11)$$

где показатель преломления n_0 взят на центральной частоте ω_0 . Мы получили $f_R = 0.25$, $\tau_1 = 13$ фс, $\tau_2 = 90$ фс и использовали эти значения в расчетах. Отметим, что в [32] приведены следующие параметры: $f_R = 0.13$, $\tau_1 = 12$ фс, $\tau_2 = 83$ фс. Значительное отличие между полученным нами значением f_R и опубликованным в работе [32] объясняется использованием значений n_2 .

Математическое моделирование распространения ультракоротких импульсов в конусных световодах с переменной по длине дисперсией групповых скоростей осуществлялось на базе псевдоспектрального фурье-метода расщепления по физическим факторам (SSFM) с применением быстрого преобразования Фурье [22]. Отметим, что разработанная одномодовая модель применялась ранее для анализа распространения ультракоротких импульсов в германатных световодах с постоянным диаметром и позволила получить оригинальные результаты, подтвержденные экспериментальными исследованиями, в частности по генерации суперконтинуума и перестраиваемых ультракоротких импульсов до длины волны 3 мкм [9, 10].

На рис.1 показаны рассчитанные дисперсии групповых скоростей и нелинейные коэффициенты волокон с супергауссовым профилем легирования сердцевины, диаметр которой (по уровню 0.5 от максимального значения разности показателей преломления) изменяется в пределах 2–4 мкм с шагом 0.1 мкм (при этом длина волны отсечки изменяется от 1.7 до 3.5 мкм). Для более толстых волокон вклад волноводной составляющей невелик, ноль дисперсии расположен около 1.5 мкм вблизи ноля материальной дисперсии. С уменьшением диаметра ноль дисперсии начинает смещаться в длинноволновую область. Поле фундаментальной моды на длинах волн около

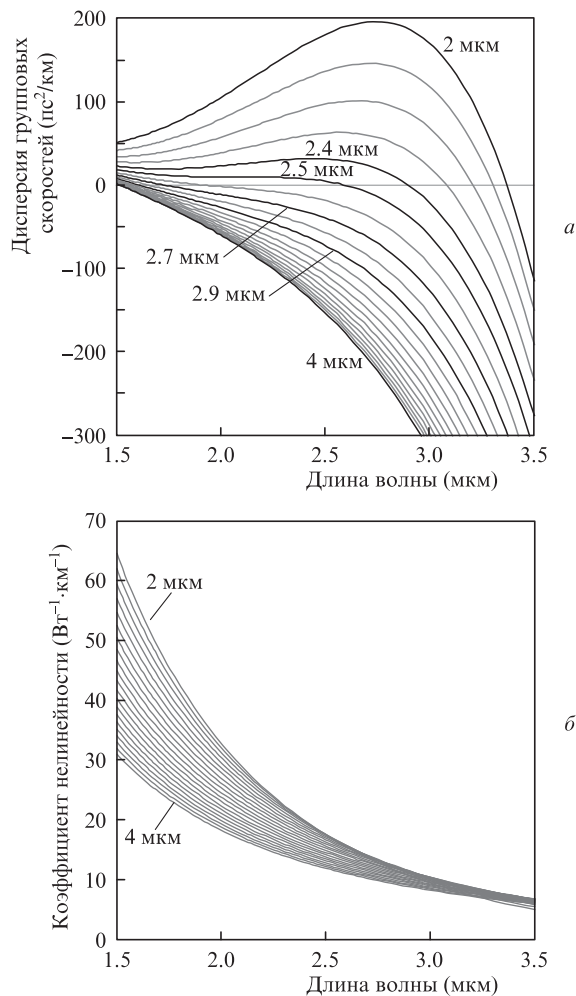


Рис.1. Рассчитанные дисперсии групповых скоростей (а) и коэффициенты нелинейности (б) германатных световодов с диаметрами сердцевины 2–4 мкм. Соседние кривые соответствуют разности диаметров 0.1 мкм.

1.5 мкм достаточно хорошо локализовано вблизи сердцевины, эффективный размер моды маленький и, соответственно, нелинейный коэффициент большой. С увеличением длины волны ухудшается локализация моды и нелинейный коэффициент падает.

Подобные волокна с постоянным диаметром d могут быть использованы для генерации суперконтинуума и конверсии длины волны солитонных импульсов в диапазон свыше 2 мкм из-за вынужденного комбинационного рассеяния света, приводящего к усилению низкочастотных компонент импульса за счет высокочастотных, а следовательно, к плавному понижению несущей частоты сигнала. Скорость рамановского сдвига несущей частоты солитона Ω в адиабатическом приближении может быть оценена как [11]

$$\frac{d\Omega}{dz} = -\frac{[\gamma(\Omega)]^4 T_R W^4}{30 |\beta_2(\Omega)|^3}, \quad (12)$$

где γ – коэффициент нелинейности; $\beta_2 = \partial^2 \beta / \partial \omega^2$ – дисперсия групповых скоростей; W – энергия солитона; T_R – характерное время рамановского отклика [22]. Из выражения (12) следует, что чем больше понизилась несущая частота, тем сильнее замедлился сдвиг, т. к. функции $[\gamma(\Omega)]^4$ и $1/|\beta_2(\Omega)|^3$ очень быстро убывают с уменьшением Ω , да и

энергия $W(\Omega)$ убывает на траектории солитона. Поэтому предлагается адиабатически плавно уменьшать диаметр конусного волокна таким образом, чтобы на центральной частоте солитона параметр $\gamma^4/|\beta_2|^3$ оставался почти постоянным, т.е. темп рамановского сдвига был гораздо выше, чем в волокне с постоянным диаметром сердцевинки.

Поскольку при уменьшении диаметра световода длина волны нулевой дисперсии вначале изменяется медленнее, чем при приближении к минимальному диаметру, то профиль $d(z)$ можно выбирать таким образом, чтобы производная этой функции по модулю уменьшалась с увеличением z . В качестве модельного выбирался профиль, приведенный на рис.2.

В численном моделировании, выполненном на базе уравнения (2), в качестве входного импульса задавался сигнал sech -формы на центральной длине волны 2 мкм с энергией $W_0 = 2$ нДж и длительностью $T_{0.5} = 100$ фс (по уровню 0.5 от максимального значения пиковой интенсивности), который может быть легко получен с помощью волоконной гибридной эрбий-тулиевой лазерной системы [35]. Электрическое поле импульса представимо в виде $E(0, t) = \sqrt{W_0/(2T_0)} \exp(-i\omega_0 t) / \cosh(t/T_0) =$

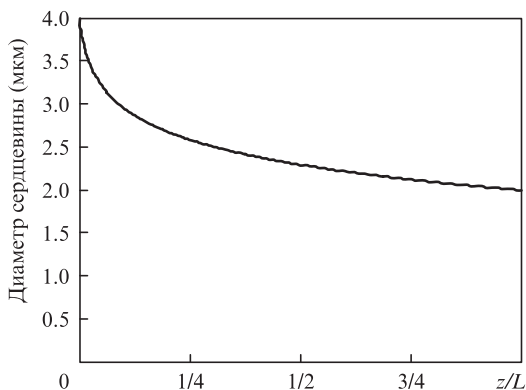


Рис.2. Зависимость диаметра сердцевинки германатного DDF от координаты z вдоль волокна длиной L .

$T_{0.5}/[2\ln(1+2^{1/2})]$. Порядок солитона для такого импульса, введенного в световод с диаметром сердцевинки 4 мкм, оценивается как $N = [\gamma W_0 T_0 / (2|\beta_2|)]^{1/2} \approx 4$, поэтому начальная стадия спектрально-временной эволюции данного импульса обуславливается многосолитонной динамикой [22]. За счет фазовой самомодуляции происходит уширение спектра, сопровождаемое во временной области обужением импульса из-за действия аномальной дисперсии. Происходит формирование узкого интенсивного пика на фоне широкого пьедестала. После прохождения точки максимального сжатия импульс распадается на солитоны в области аномальной дисперсии и дисперсионные волны в области нормальной дисперсии [22].

Мы следили за эволюцией наиболее длинноволнового солитона и задавались целью сдвига его длины волны в диапазон свыше 3 мкм. На рис.3 показана спектральная эволюция импульса в DDF в зависимости от координаты z вдоль световода длиной $L = 80$ см, а также для сравнения показана эволюция идентичных исходных импульсов в волокнах с постоянными вдоль всей длины диаметрами. Для диаметров 4, 2.9 и 2.7 мкм исходный импульс попадает в аномальную область дисперсии, его дальнейшая нелинейная динамика определяется многосолитонным сценарием. Для диаметров 2.5 и 2.4 мкм исходные импульсы распространяются в области нормальной дисперсии, поэтому их нелинейная динамика имеет качественные отличия. За счет фазовой самомодуляции происходит уширение спектра, но действие нормальной дисперсии приводит не к сжатию, а к удлинению сигнала. При этом в случае прохождения точки нулевой дисперсии (для $d = 2.5$ мкм) импульс распадается на отдельные спектральные составляющие. Подчеркнем, однако, что спектрально уединенный сигнал на длине волны около 3 мкм, сформированный на длине $z \approx 30$ см, имеет несолитонную природу, его длина волны практически не конвертируется при увеличении z . В случае $d = 2.4$ мкм уширенный спектр не достигает точки нулевой дисперсии, импульс во временной области не распадается на отдельные части, а только удлиняется на всей трассе распространения.

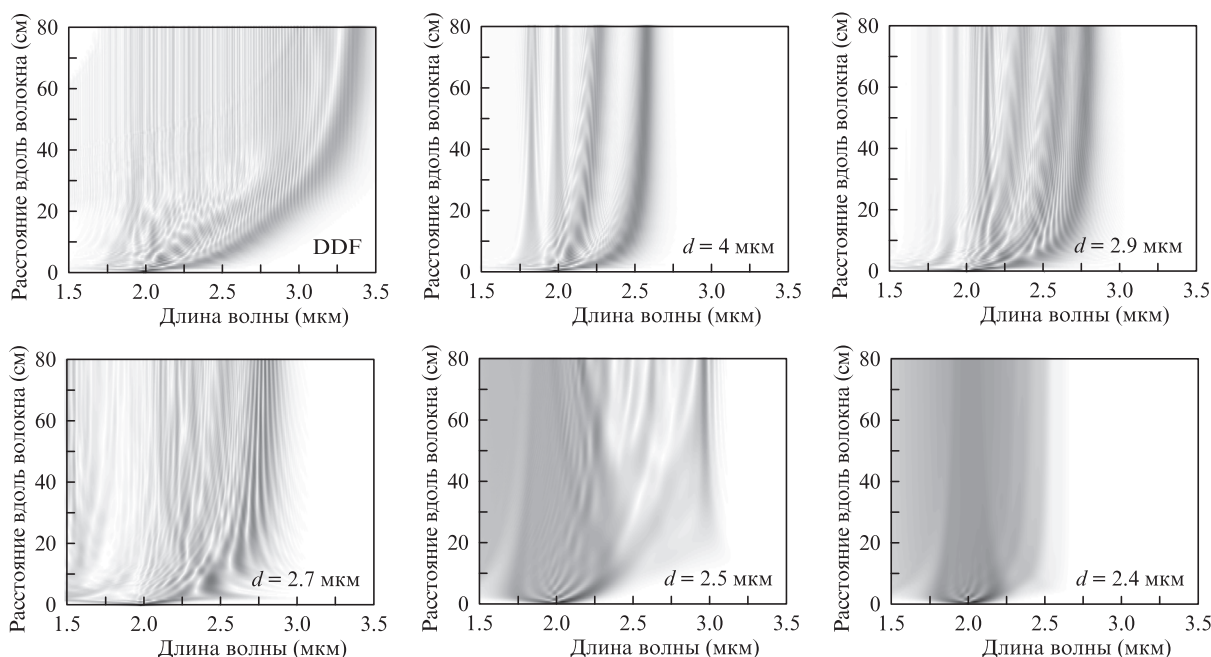


Рис.3. Спектральная эволюция импульсов с энергией 2 нДж длительностью 100 фс с sech -формой в DDF и в световодах с постоянным диаметром сердцевинки d .

На рис.3 демонстрируется, что в случае DDF частотный сдвиг максимален. Центральная длина волны максимально смещенного солитона составляет 3.4 мкм, в его спектре присутствуют компоненты до 3.5 мкм. Для диаметров 4, 2.9 и 2.7 мкм рамановский сдвиг сильно замедляется с увеличением z из-за резкого уменьшения параметра $\gamma^4/|\beta_2|^3$ на центральной частоте солитона, в то время как для DDF темп достаточно высок на всей трассе распространения. На рис.4 приведена зависимость центральной длины волны наиболее красного рамановского солитона от z . Пунктирные отрезки соответствуют начальным участкам, когда фундаментальный солитон еще не сформирован.

На входе DDF диаметр сердцевины целесообразно выбирать относительно большим, чтобы при развитии многосолитонной динамики в первом сформировавшемся солитоне содержалось достаточно много энергии. Так, при входном диаметре $d = 4$ мкм энергия сформированного около $z = 3$ см солитона составляет примерно 1 нДж, но на выходе она понижается в два раза до 0.5 нДж из-за потерь, описываемых выражением (9), а также рамановских потерь на раскату молекулярных колебаний. Известно, что рамановские потери могут быть оценены из условия $W/\Omega = \text{const}$ на солитоне в случае $\alpha = 0$ [36]. При меньших диаметрах порядок солитона на входе возрастает из-за уменьшения $|\beta_2|$ и увеличения γ , доля энергии в первом солитоне падает. Существует некий оптимум на входной диаметр сердцевин. Как видно из рис.1,а, при большом увеличении диаметра дисперсионная кривая практически не сдвигается. Но при большом диаметре d в световоде могут эффективно возбуждаться высшие моды LP₁₁, LP₂₁, LP₀₂, ..., что будет являться паразитным эффектом, поскольку уменьшится энергия в фундаментальной моде LP₀₁ и соответственно замедлится темп рамановского сдвига, определяемого выражением (12). Диаметр выходного конца конусного волокна определяет крайнее положение ноля дисперсии. Однако при очень сильном уменьшении d ноль дисперсии практически перестает смещаться. В нашем случае оптимальным является перепад d в 2 раза – от 4 до 2 мкм. Максимальная длина волны рамановского солитона в адиабатическом приближении может быть оценена просто как максимальная длина волны нулевой дисперсии, поскольку при малых диаметрах дисперсионная кривая очень резко спадает после прохождения ноля. Для DDF с большими длинами L адиабатичность может нарушиться из-за потерь $\alpha(\Omega)$, импульс в

какой-то момент может перестать быть солитоном и находиться в аномальной области дисперсии, ноль может «перескочить» через несущую частоту Ω . Слишком малые длины также не являются оптимальными, поскольку нарушают адиабатичность, и импульс не успеет «подстроиться» свои параметры под солитонные. Так, характерная нелинейная длина для рамановского солитона с длиной волны около 2.5 мкм оценивается как $L_{NL} = 2T_0/(\gamma W) \approx 0.5$ см, а на длине волны свыше 3 мкм $L_{NL} \approx 1$ см, поэтому характерные масштабы изменения параметров DDF должны происходить на масштабах, превышающих L_{NL} .

3. Заключение

Предложено использовать конусные германатные световоды с переменной по длине дисперсией групповых скоростей для эффективного преобразования в средний ИК диапазон длины волны ультракоротких импульсов с наноджоульным уровнем энергии, излучаемых оптоволоконной лазерной системой на длине волны 2 мкм. На базе однонаправленного волнового уравнения, учитывающего дисперсионные и нелинейные эффекты, а также оптические потери, показано, что в волокнах с уменьшающейся по длине z аномальной дисперсией возможно достижение длин волн до 3.5 мкм, недоступных в случае световодов с постоянным диаметром сердцевин при тех же параметрах входного сигнала. Эффективная конверсия осуществляется за счет понижения частоты рамановского солитона. Параметры конусного волокна изменяются таким образом, что темп рамановского сдвига остается достаточно высоким на всей трассе распространения. При этом характерная длина световода составляет порядка одного метра, входной диаметр сердцевин превышает выходной в два раза. В адиабатическом приближении максимально достижимая длина волны определяется длиной волны нулевой дисперсии световода вблизи его выходного конца. Полученные результаты могут быть использованы при создании полностью волоконной лазерного источника в среднем ИК диапазоне на базе стандартных компонентов и оптоволоконных технологий.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-00537 а, 14-22-02076 офи_м, 15-32-20641 мол_а_вед) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

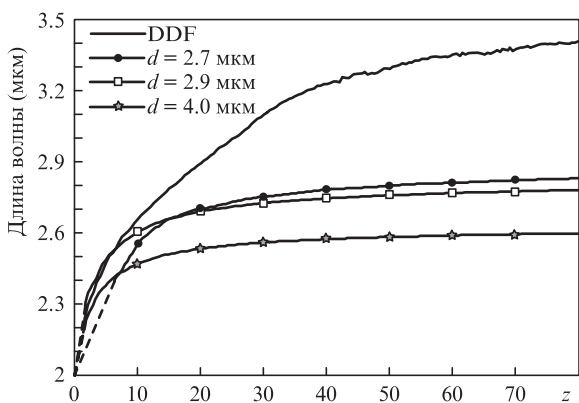


Рис.4. Зависимость центральной длины волны наиболее красного рамановского солитона от координаты z в DDF и в световодах с постоянным диаметром сердцевин d .

1. Andriukaitis G., Balčiūnas T., Ališauskas S., Pugžlys A., Baltuška A., Popmintchev T., Chen M.-C., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Opt. Lett.*, **36**, 2755 (2011).
2. Zheltikov A.M., Voronin A.A., Kienberger R., Krausz F., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 103901 (2010).
3. Sorokina I.T., Dvoryn V.V., Tolstik N., Sorokin E. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 0903412 (2014).
4. Xia C.A., Kumar M., Kulkarni O.P., Islam M.N., Terry F.L., Jr., Freeman M.J., Poulain M., Maze G. *Opt. Express*, **31**, 2553 (2006).
5. Lægsgaard J., Tu H. *Opt. Lett.*, **38**, 4518 (2013).
6. Kamynin V.A., Kurkov A.S., Mashinsky V.M. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 219 (2012).
7. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Yu., Mashinsky V.M., Muraviov S.V., Kim A.V. *Opt. Express*, **20**, 27102 (2012).
8. Zhang M., Kelleher E.J.R., Runcorn T.H., Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Dianov E.M., Popa D., Milana S., Hasan T., Sun Z., Bonaccorso F., Jiang Z., Flahaut E., Chapman B.H., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. *Opt. Express*, **21**, 23261 (2013).
9. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Yu., Muravyev S.V., Kim A.V. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 643 (2014).
10. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Yu., Muravyev S.V., Kim A.V. *Opt. Lett.*, **39**, 2963 (2014).

11. Kivshar Y.S., Agrawal G.P. *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (New York: Acad. Press, 2003).
12. Chernikov S.V., Richardson D.J., Payne D.N., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **18**, 476 (1993).
13. Shumin Z., Fuyun L., Wencheng X., Shiping Y., Jian W., Xiaoyi D. *Opt. Commun.*, **237**, 1 (2004).
14. Turitsyn S.K., Fedoruk M.P., Gornakova A. *Opt. Lett.*, **24**, 869 (1999).
15. Aseeva N.V., Gromov E.M., Tyutin V.V. *Chaos: An Interdisciplinary J. Nonlinear Science*, **23**, 013143 (2013).
16. Gromov E.M., Malomed B.A. *Opt. Commun.*, **320**, 88 (2014).
17. Zheltikov A.M. *JOSA b*, **26**, 946 (2009).
18. Chan M.-C., Chia S.-H., Liu T.-M., Tsai T.-H., Ho M.-C., Ivanov A.A., Zheltikov A.M., Liu J.-Y., Liu H.-L., Sun S.-K. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 900 (2008).
19. Андрианов А.В., Муравьев С.В., Ким А.В., Сысолятин А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 446 (2007).
20. Андрианов А., Kim A., Muraviov S., Sysoliatin A. *Opt. Lett.*, **34**, 3193 (2009).
21. Bogatyrev V.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Kurkov A.S., Mamyshev P.V., Prokhorov A.M., Rumyantsev S.D., Semenov V.A., Semenov S.L., Sysoliatin A.A., Chernikov S.V., Gur'yanov A.N., Devyatykh G.G., Miroshnichenko S.I. *J. Lightwave Technol.*, **9**, 561 (1991).
22. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (London: Elsevier, 2013).
23. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
24. Laegsgaard J. *Opt. Express*, **15**, 16110 (2007).
25. Снайдер А., Лав Д. *Теория оптических волокон* (М.: Радио и связь, 1987).
26. Fleming J.W. *Appl. Opt.*, **23**, 4486 (1984).
27. Dianov E.M., Mashinsky V.M. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3500 (2005).
28. Lines M.E., Reed W.A., Di Giovanni D.J., Hamblin J.R. *Electron. Lett.*, **35**, 1009 (1999).
29. Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Семенов С.Л., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34**, 241 (2004).
30. Bubnov M.M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Yu., Guryanov A.N., Fajardo J.C., Kuksenkov D.V., Koh J., Mazumder P. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 1870 (2004).
31. Mashinsky V.M., Neustruev V.B., Dvoyrin V.V., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Bufetov I.A., Shubin A.V., Dianov E.M., Guryanov A.N., Khopin V.F., Salgansky M.Yu. *Opt. Lett.*, **29**, 2596 (2004).
32. Rottwitt K., Povlsen J.H. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3597 (2005).
33. Yatsenko Y., Mavritsky A. *Opt. Lett.*, **32**, 3257 (2007).
34. Galeener F., Millelsen J., Geils R., Mosby W. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 34 (1978).
35. Koptev M.Yu., Anashkina E.A., Andrianov A.V., Muravyev S.V., Kim A.V. *Opt. Lett.*, **39**, 2008 (2014).
36. Mamyshev P., Chernikov S. *Opt. Lett.*, **15**, 1076 (1990).