

Генерация плавно перестраиваемых в широком частотном диапазоне оптических солитонных импульсов в кварцевых световодах с переменной дисперсией

А. В. Андрианов, С. В. Муравьев¹⁾, А. В. Ким, А. А. Сысолятин⁺

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

⁺ Научный центр волоконной оптики РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2007 г.

Представлен физический анализ и экспериментальное исследование возможности эффективной конверсии частоты оптического солитонного импульса в волокнах с переменной по длине дисперсией. Эффект основан на рамановском преобразовании частоты ультракороткого импульса, которая может перестраиваться с высокой эффективностью благодаря компрессионному механизму поддержания высокой интенсивности импульса в среде с монотонно уменьшающейся аномальной дисперсией. Продемонстрирована плавная перестройка спектра как целого солитонного импульса длительностью 90 фс в интервале 1.58–1.75 мкм.

PACS: 45.55.Wd, 45.65.–k

Возможность создания широко перестраиваемых источников световых импульсов на основе волоконно-оптических систем привлекает в последнее время все более пристальное внимание широких кругов исследователей (см. [1, 2] и цитированную там литературу). Наряду с преимуществами таких систем как компактность, надежность и простота их использования, а также ценовая доступность, являющимися важными для практических приложений, они демонстрируют уникальные возможности по широте охвата частотного диапазона. В основу перестраиваемого источника может быть положена как генерация суперконтинуума [3, 4], так и рамановское преобразование несущей частоты оптического солитона [1, 5, 6] с использованием сильнонелинейных стеклянных или фотонно-кристаллических волокон. Последний способ представляется наиболее привлекательным и эффективным с точки зрения создания высококачественных оптических импульсов, плавно перестраиваемых в заданном частотном диапазоне. Недавние эксперименты показали возможность широкополосной перестройки частоты в интервале свыше 500 нм с использованием специальных сильнонелинейных волокон [7, 8]. В настоящей работе для генерации перестраиваемых оптических импульсов предлагается использовать стандартные стеклянные световоды с уменьшающейся вдоль волокна дисперсией групповой скорости (DDF – Dispersion Decreasing Fiber). Высокая

эффективность преобразования может достигаться за счет совместного влияния двух эффектов: адиабатической компрессии солитонного импульса, первоначально располагающегося в области аномальной дисперсии и приближающейся к нему точки нулевой дисперсии в DDF [9], и рамановского самосдвига частоты [6, 10], позволяющего импульсу отстраиваться от точки нуля дисперсии и оставаться тем самым в аномальной области спектра. При определенном законе изменения дисперсии вдоль волокна указанные эффекты позволяют поддерживать высокий темп рамановского преобразования частоты по всей длине световода и осуществлять тем самым сверхширокополосную перестройку частоты. В настоящее время нами достигнута плавная перестройка оптического импульса длительностью ~ 90 фс в интервале 1.55–2.1 мкм [11].

В данной работе представлены физический анализ и экспериментальные исследования эффекта рамановского преобразования частоты фемтосекундного лазерного импульса в кварцевом волоконном световоде с плавно меняющейся по длине дисперсией групповой скорости, которые могут быть положены в основу создания широко перестраиваемых источников оптического излучения. Здесь важными являются изменения как самой формы светового импульса, так и его частотного спектра на выходе DDF, отражающие возможности плавной перестройки в идеале спектрально-ограниченного импульса как целого. Следует отметить, что в DDF, как и в сильнонелинейных поляризационно-поддерживающих кварце-

¹⁾ e-mail: mur@ufp.appl.sci-nnov.ru

вых волокнах [4], получена генерация суперконтинуума при использовании ультракоротких оптических импульсов [12–14], который имеет наиболее лучшие параметры, когда спектр импульса охватывает как области нормальной, так и аномальной дисперсий. Генерацию континуума можно также получить, запуская импульсы в области малой аномальной дисперсии, соответствующие солитонам высокого порядка, когда совместное влияние сильного обогащения спектра и дисперсий более высоких порядков может приводить к формированию солитоноподобных структур [15]. В предлагаемой нами схеме создания плавно перестраиваемого оптического источника полагается импульс запускать в DDF в окрестности нулевой дисперсии, но в ее аномальной части, когда нелинейные эффекты могут привести к формированию солитонной структуры импульса. При не слишком высоких мощностях, когда значительная доля энергии входного импульса может быть сосредоточена в одной наиболее мощной солитонной структуре, ее дальнейшее распространение по волокну может испытывать сильную рамановскую перестройку спектра [6, 10]. Сопровождающие данный процесс энергетические потери, а также не учтенные нами факторы, приводящие к уменьшению интенсивности импульса, могут быть скомпенсированы адиабатической компрессией импульса введением плавного уменьшения коэффициента аномальной дисперсии вдоль волокна. Таким образом в DDF заданием соответствующего закона уменьшения аномальной дисперсии можно сохранить высокую эффективность преобразования вдоль всей длины световода.

Схема экспериментальной установки в полностью волоконном исполнении показана на рис.1. Источником импульсов служил задающий генератор (Er fiber oscillator) – эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод, описанный в [16]. Задающий генератор был настроен на режим генерации на 29 гармонике кольцевого волоконного резонатора. Лазерные импульсы на выходе задающего генератора имели длительность ~ 220 фс, длину волны 1580 нм и частоту повторения 830 МГц. Средняя мощность излучения составляла 10 мВт, ширина спектра 20 нм. Импульсы через стандартный световод SMF-28 (длиной 2 м) с аномальной дисперсией ($D = 16$ пс/нм·км), необходимый для управления частотной модуляцией, поступали в усилитель на эрбиевом волокне. Длина активного световода – 1.5 м, дисперсия нормальная ($D = 24$ пс/нм·км), мощность диодной накачки 400 мВт. Спектр и автокорреляционная функция усиленного импульса, средняя мощность которого составляла

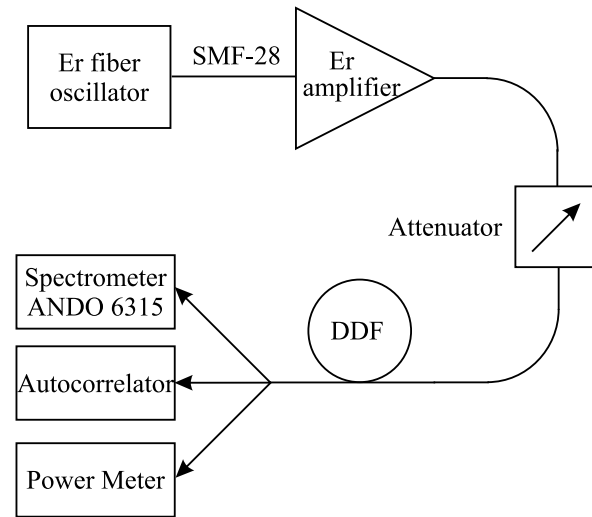


Рис.1. Схема экспериментальной установки

105 мВт, приведены на рис.2. Длительность импульса по измерениям автокорреляционной функции по уровню половинной мощности (FWHM) равнялась 235 фс.

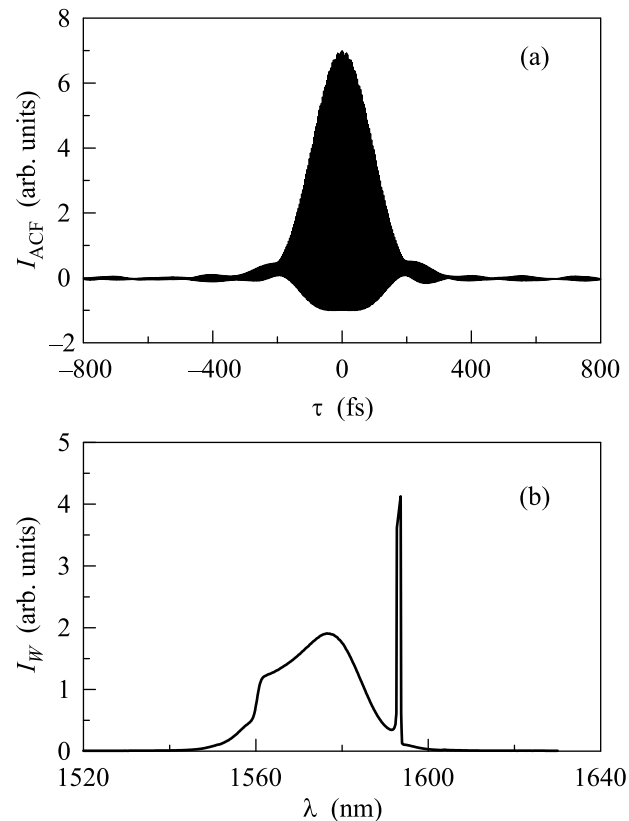


Рис.2. Автокорреляционная функция (a) и спектр мощности (b) импульса на выходе усилителя

Оптический импульс с выхода усилителя через аттенуатор поступал в кварцевый световод с переменной по длине дисперсией. Общая длина световода составляла 20 м, в котором собственно DDF 10 м, а в остальной ее части дисперсия постоянна, нелинейность волокна на уровне $\sim 10/\text{Вт}\cdot\text{км}$. Зависимости коэффициента дисперсии групповой скорости от длины волны и координаты z вдоль световода приведены на рис.3. Для входного импульса на длине волны

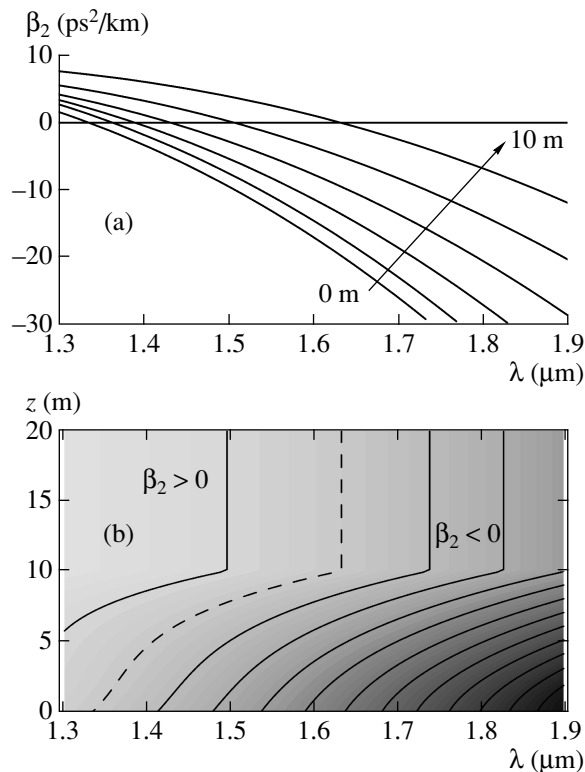


Рис.3. (а) Зависимость коэффициента дисперсии групповой скорости β_2 от длины волны на разных участках DDF; (б) Линии постоянной дисперсии в волокне для различных значений β_2

1580 нм световод имел аномальную дисперсию с коэффициентом, равным $\beta_2 = -13 \text{ ps}^2/\text{км}$. Сигнал на выходе световода исследовался с помощью спектроанализатора (ANDO-6315), автокоррелятора для измерения длительности фемтосекундного импульса и измерителя средней мощности ИМО-2Н.

На рис.4 представлена зависимость спектра мощности оптических импульсов на выходе DDF от входной мощности сигнала. Как видно из рисунка, при увеличении входной мощности ($P > 41 \text{ мВт}$) в спектре присутствуют два хорошо различимых и локализованных пика, причем положение одного из них непрерывно смещалось в длинноволновую область по мере увеличения входной мощности, тогда как другой пик всегда находился на исходной длине волны входно-

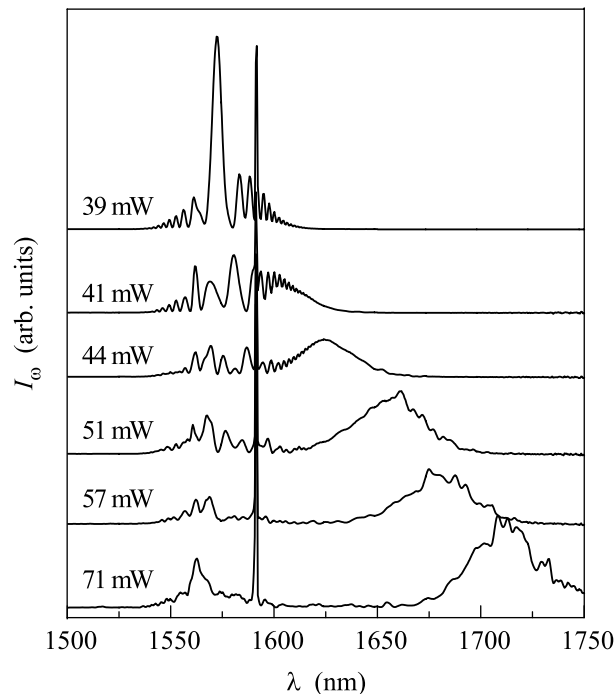


Рис.4. Зависимость спектральной мощности оптического импульса на выходе DDF от входной мощности сигнала

го импульса. Нелинейный характер преобразования частотного спектра в DDF наиболее ярко проявлялся в зависимости сдвига центральной частоты перестраиваемой части спектра в красную сторону от мощности импульса, а также длительности выходного импульса, полученной из обработки автокорреляционных измерений в предположении формы огибающей импульса в виде гиперболического секанса (рис.5а,б). Вид автокорреляционной функции (АКФ) для мощностей, превышающих 50 мВт (см. рис.5с), хорошо соответствует данному предположению, что доказывает солитонную природу выходного частотно-смещенного импульса; частотный сдвиг, измеренный по АКФ, также хорошо соответствовал положению перестраиваемого пика в спектре сигнала. Представленные графики отражают пороговую зависимость сдвига несущей частоты импульса от его мощности, как, впрочем, и всей нелинейной динамики распространения импульса в DDF, наступающую при превышении мощности $P > 40 \text{ мВт}$, что, несомненно, отражает выполнение определенных критических условий как для формирования солитонного импульса, так и его сильной перестройки частотного спектра в световоде с заданным законом изменения дисперсии. Длительность же импульса, уменьшающаяся вначале (см. рис.5б) и отражающая тем самым результат как формирования более короткого и сильного

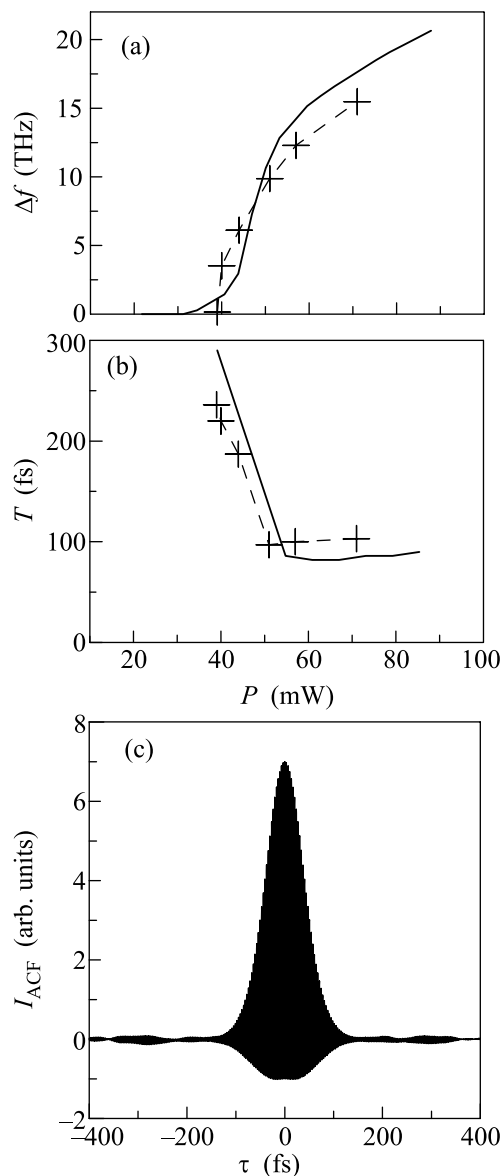


Рис.5. Зависимость сдвига частоты (a) и длительности (b) импульса от входной мощности (сплошные линии – численное моделирование, крестики – экспериментальные данные); (c) автокорреляционная функция выходного импульса при $P = 71$ мВт

солитонного импульса, так и возможность компрессионного обужения в среде с плавно уменьшающейся дисперсией, в дальнейшем стабилизируется на уровне 90 фс. Возможность такой стабилизации в световодах с уменьшающейся дисперсией, по-видимому, впервые была рассмотрена и экспериментально продемонстрирована в работе [17]. При мощностях входного импульса, меньших 50 мВт, АКФ имеет достаточно сложный вид, что затрудняет, вообще говоря, однозначный вывод о форме импульса. Такая слож-

ная структура АКФ, на наш взгляд, связана с тем обстоятельством, что при малых мощностях ввиду малой перестройки спектра частотно-смещенный импульс и остаток входного импульса почти не разнесены во времени и накладываются друг на друга в АКФ.

Для соответствия предлагаемой физической картины и экспериментальных результатов нами проведено численное моделирование распространения фемтосекундного импульса в DDF на основе модифицированного нелинейного уравнения Шредингера для огибающей поля, учитывающего общепринятым образом рамановское преобразование спектра [18, 19]. Уравнение численно интегрировалось split-step методом Фурье [19], позволяющим учитывать реальную дисперсию среды, применительно к нашим условиям, представленную на рис.3, то есть фактически включить в рассмотрение дисперсионные эффекты более высоких порядков [15, 20]. Действительно, как показывает численное моделирование, при достаточной входной мощности импульса на начальном этапе распространения в области аномальной дисперсии происходит формирование солитоноподобной структуры с большой пиковой мощностью. Оставшиеся части импульса, дисперсионные волны и, возможно, солитоны с малой мощностью в дальнейшем подвергаются малому нелинейному преобразованию; они определяют спектральный пик в области длины волны входного импульса. Напротив, мощный солитон испытывает сильный рамановский частотный сдвиг и продолжает оставаться в области аномальной дисперсии и даже приближаться к его нулевой точке не только не разрушаясь, но и сохраняя свою форму, в то время как исходная длина волны попадает в область нормальной дисперсии, что приводит к сильному дисперсионному расплыванию соответствующей ей части импульса. Рассчитанные сдвиги частот и длительности импульса на выходе DDF представлены на рис.5 сплошной кривой; как видно, они хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. На рис.6 дано сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных спектров и соответствующих распределений модуля электрического поля для входных мощностей $P = 44$ мВт (a) и $P = 71$ мВт (b). Нетрудно видеть, при $P = 44$ мВт выходной импульс имеет сложную структуру и далек от sech-формы, в то время как при более высокой мощности $P = 71$ мВт частотно-смещенный солитонный импульс весьма четко выражен и оказывается весьма близким по форме к sech-импульсу. Длительность данного импульса прямо соответствует обратной ширине спектральной части частотно-

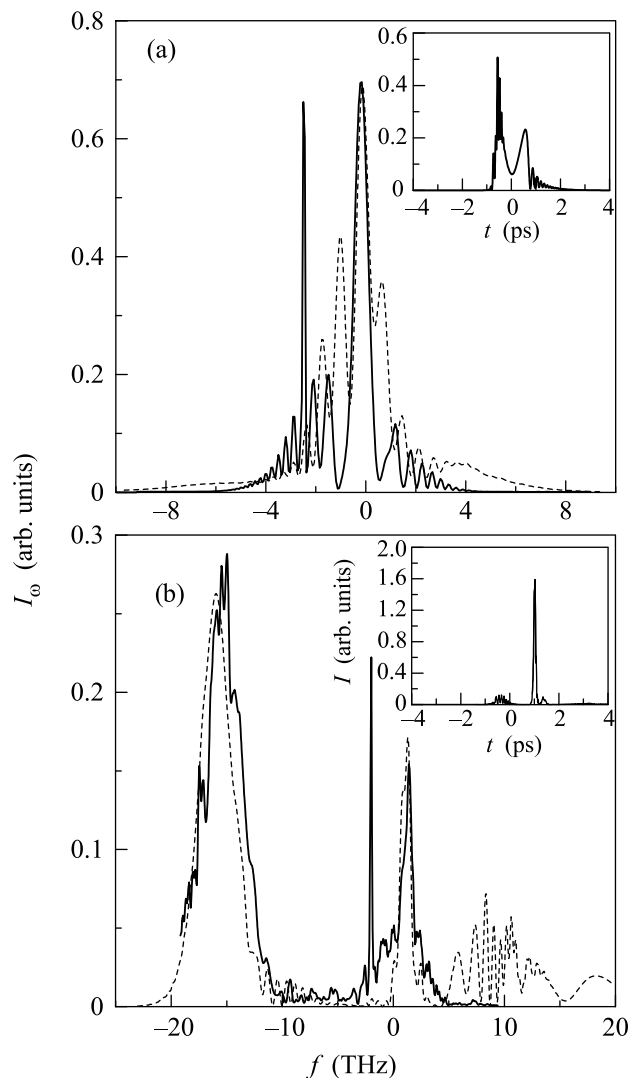


Рис.6. Сравнение спектров, полученных при численном моделировании (пунктирные линии) и в эксперименте (сплошные кривые) для входных мощностей $P = 44$ мВт (а) и $P = 71$ мВт (б). Вставка: временные распределения модуля поля

смещенного импульса, что свидетельствует о спектральной ограниченности перестраиваемых солитонных импульсов.

Таким образом, в работе выявлены два принципиально различных режима распространения оптического импульса в DDF. При достаточно большой входной мощности происходит формирование солитонного импульса, который по мере распространения может испытывать самосжатие, вызванное уменьшением дисперсии. Если мощность солитона достигает значений, при которых существенно проявляется эффект самосдвига частоты, то центральная частота импульса начинает монотонно перестраиваться в

красную область. В результате частотного сдвига солитон остается в области аномальной дисперсии и не разрушается, тогда как частота, на которой импульс был введен в световод, оказывается в области нормальной дисперсии. В случае малой входной мощности солитонные эффекты оказываются недостаточными для достижения параметров, при которых проявляется заметный сдвиг частоты, при этом импульс попадает в область нормальной дисперсии и испытывает сильное дисперсионное распыление. Величина частотного сдвига увеличивается с увеличением входной мощности, что позволяет использовать данную систему как источник солитонных импульсов с перестройкой в широком частотном диапазоне. Так, при изменении входной мощности от 40 до 70 мВт были получены спектрально ограниченные импульсы длительностью 90 фс в диапазоне от 1.6 мкм до 1.75 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 04-02-16420).

1. N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **7**, 518 (2001).
2. А. М. Желтиков, *УФН* **174**, 73 (2004).
3. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135 (2006).
4. N. Nishizawa and T. Goto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L365 (2001).
5. Е. М. Дианов, А. Ю. Карасик, П. В. Мамышев и др., *Письма в ЖЭТФ* **41**, 242 (1985).
6. F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11**, 659 (1986).
7. N. Ishii, C. Y. Teisset, S. Köhler et al., *Phys. Rev. E* **74**, 036617 (2006).
8. J. Chen, F.Ö. Ilday, and F.X. Kärtner, in *Conf. on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies 2006 Technical Digest*, OSA, Washington, DC, 2006, CThEE3.
9. S. V. Chernikov, D. J. Richardson, E. M. Dianov, and D. N. Payne, *Electron. Lett.* **28**, 1842 (1992).
10. J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986).
11. A. V. Andrianov, A. V. Kim, S. V. Muraviov, and A. A. Sysoliatin, in *Technical Digest of XII Conf. on Laser Optics, ("LO"2006)*, St. Petersburg, June 26–30, 2006, p. 47.
12. K. Tamura, H. Kubota, and M. Nakazawa, *IEEE J. of Quantum Electron.* **36**, 773 (2000).
13. C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen et al., *Opt. Lett.* **25**, 1418 (2000).
14. J. W. Nicholson, M., F. Yan, P. Wisk et al., *Opt. Lett.* **28**, 643 (2003).

15. A. V. Husakou and J. Herrmann, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 203901 (2001).
16. K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, *Electron. Lett.* **28**, 2226 (1992).
17. S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1633 (1991).
18. R. H. Stolen and W. J. Tomlinson, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 565 (1992).
19. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, San Diego, 2001.
20. T. Brabec and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).