

# УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА В ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

*С. Н. Багаев<sup>а</sup>, В. И. Денисов<sup>а</sup>, Е. М. Дианов<sup>б</sup>, И. И. Корель<sup>а</sup>, С. А. Кузнецов<sup>а</sup>,  
В. С. Пивцов<sup>а\*</sup>, А. Ю. Плоцкий<sup>б</sup>, А. К. Сенаторов<sup>б</sup>, А. А. Сысолятин<sup>б</sup>, С. В. Чепуров<sup>а</sup>*

<sup>а</sup> *Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>б</sup> *Научный центр волоконной оптики Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 ноября 2006 г.

Исследовалось уширение спектра излучения фемтосекундного Cr:Forsterite-лазера в высоконелинейных оптических волокнах (HNLF). Использовались HNLF с перетяжкой, с постоянной и меняющейся по длине дисперсией. Обнаружен невязимый эффект уширения спектра в волокнах с переменной дисперсией. Получен суперконтинуум от 990 нм до 2100 нм.

PACS: 42.81.Cn, 42.81.Dp

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время возникло целое направление в прецизионной спектроскопии, связанное с применением дискретного спектра излучения фемтосекундных лазеров [1, 2]. При необходимости спектр уширяют с помощью специальных оптических волокон: микроструктурных (microstructure fiber) [3, 4] и волокон с перетяжкой (tapered fiber) [5]. Использование специальных оптических волокон позволяет реализовать генерацию суперконтинуума при относительно небольшой пиковой мощности импульсов накачки ( $\sim 10^4$  Вт). Такой уровень мощности обеспечивают многие лазеры с синхронизацией мод (Ti:Sapphire, Cr:Forsterite и др.) без использования усилителей. Эффективное уширение спектра происходит из-за высокой концентрации мощности вводимого излучения в сердцевине волокна и сдвига области нулевой дисперсии групповых скоростей в область спектра генерации лазера. Использование таких волокон позволяет расширить спектр суперконтинуума до октавы и больше [6], что значительно увеличивает область их применений. Упрощение

техники получения суперконтинуума при использовании специальных оптических волокон и относительно маломощных источников фемтосекундных импульсов стимулировало широкое применение генераторов суперконтинуума в метрологии, оптической томографии, лазерной спектроскопии и других областях.

Для длин волн в диапазоне 1–2 мкм перспективно использование кварцевых волокон с высокой нелинейностью (HNLF) [7–13]. Такой тип кварцевых волокон с легированием Ge позволил получить генерацию суперконтинуума от Cr:Forsterite- и волоконных Er-лазеров. Эти волокна можно изготовить с высокой нелинейностью ( $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ) и малым значением дисперсии третьего порядка [12]. Эффективная генерация в них достигается за счет двух факторов: высокой пиковой интенсивности излучения и высокой нелинейности сердцевины волокна.

Микроструктурные волокна обладают большим значением коэффициента нелинейности, однако HNLF имеют ряд преимуществ по сравнению с ними. Они значительно дешевле и легко стыкуются со стандартными телекоммуникационными волокнами. Потери при сварках стандартных волокон и HNLF

\*E-mail: clock@laser.nsc.ru

(в отличие от микроструктурных) составляют обычно значения менее 0.2 дБ. Потери в HNLF не более 0.7 дБ/км. Кроме того, существует возможность изготавливать HNLF с плавно изменяющейся по длине дисперсией (HNLF DDF) [14]. В таких волокнах возможен эффективный контроль дисперсии как по длине волны, так и по длине световода, что позволяет обеспечить генерацию суперконтинуума в соответствии с конкретными требованиями. Следует отметить такое существенное обстоятельство, что при генерации суперконтинуума в волокнах с оптимальным профилем дисперсии по длине шум спонтанной эмиссии не усиливаются [15, 16]. Если практические применения предъявляют жесткие требования к когерентным свойствам и шумовым характеристикам генерируемого излучения, то необходимо учитывать дисперсию групповых скоростей третьего и более высоких порядков. Современный уровень технологии MCVD позволяет получать световоды с заданным поведением дисперсии третьего и четвертого порядков. Кроме того, известно, что нелинейные эффекты в волоконных световодах поляризационно чувствительны, и при анализе эффекта генерации суперконтинуума следует учитывать векторный характер этого процесса [17]. В реальных волноводных структурах цилиндрическая симметрия нарушается в той или иной степени и тем больше, чем сложнее эта структура (например, микроструктурированные волокна). При генерации суперконтинуума совместное воздействие эффектов фазовой самомодуляции и дисперсии высших порядков в значительной мере усиливает процесс обмена энергией между ортогональными компонентами поля и приводит к расщеплению распространяющегося импульса на множественные компоненты, взаимодействующие в свою очередь между собой из-за кросс-фазовой модуляции. Векторная природа этих процессов в значительной степени определяет когерентные свойства генерируемого излучения. Таким образом, динамика уширения спектра в оптических волокнах весьма сложна.

HNLF в основном используются для уширения спектра излучения фемтосекундных Er-лазеров (1.5–1.6 мкм). Поэтому большинство опубликованных работ также посвящены этой теме. Результаты исследований уширения спектра излучения фемтосекундных Cr:Forsterite-лазеров (~ 1.25 мкм) опубликованы лишь в работах [7–10]. Процессы уширения спектра излучения указанных лазеров в HNLF существенно разные: для Er-лазеров уширение начинается при аномальной дисперсии, а для Cr:Forsterite — при нормальной. Однако детальных

теоретических и экспериментальных исследований этих процессов в HNLF для Cr:Forsterite-лазеров не проводилось. HNLF с плавно изменяющейся по длине дисперсией вообще не исследовались.

В работе приводятся результаты предварительных экспериментальных исследований процессов уширения спектра излучения фемтосекундного Cr:Forsterite-лазера в HNLF с целью перекрыть одну октаву в диапазоне 1–2 мкм. Такая задача актуальна как для оптоволоконных линий связи, так и для упрощения схемы стабилизации фемтосекундного дискретного спектра.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе использовался фемтосекундный Cr:Forsterite-лазер со следующими параметрами выходного излучения: выходная мощность — до 500 мВт, длительность импульса (FWHM) — 40 фс, ширина спектра (FWHM) приблизительно 40 нм, центральная длина волны — 1250 нм, частота повторения импульсов — 100 МГц. Излучение вводилось в волокно с помощью 20-кратного микрообъектива с эффективностью ввода около 40% от падающей световой мощности. Рабочий диапазон используемого спектрометра — от 950 нм до 1700 нм по уровню 0.5. Длинноволновая часть спектра (от 1700 нм до 2300 нм) регистрировалась с помощью монохроматора и фотодиода PD24. Использовались HNLF с W-структурой, изготовленные в Научном центре волоконной оптики РАН [13, 18]. Изменение дисперсии достигалось изменением поперечных размеров структуры волокна. Моделирование волноводных характеристик с учетом реального профиля показателя преломления в волокне позволило рассчитать хроматическую дисперсию в диапазоне 1100–1700 нм с необходимой точностью для различных значений его диаметра. Соответствие результатов моделирования реальным параметрам контролировалось измерениями дисперсии в области 1500 нм с помощью стандартизованных высокоточных методов. Далее используется рассчитанная по этой модели дисперсия для длины волны 1250 нм.

На рис. 1 представлен спектр излучения фемтосекундного Cr:Forsterite-лазера, уширенный в HNLF с постоянной по длине дисперсией. Длина волокна составляла 10 м (дисперсия  $-4.1$  пс/нм·км). Длина волны, для которой дисперсия волокна равна нулю, приблизительно равнялась 1.31 мкм. Из рис. 1 видно, что происходит интенсивная перекачка энергии центральных компонент спектра в коротковол-

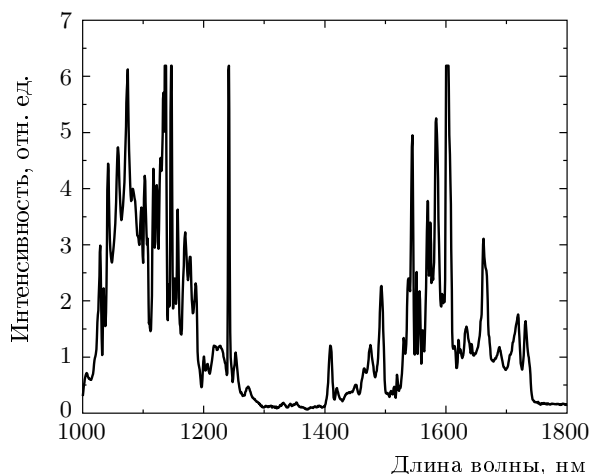


Рис. 1. Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера, уширенный в HNLF длиной 10 м с постоянной дисперсией. Точка нулевой дисперсии волокна находится вблизи 1.31 мкм

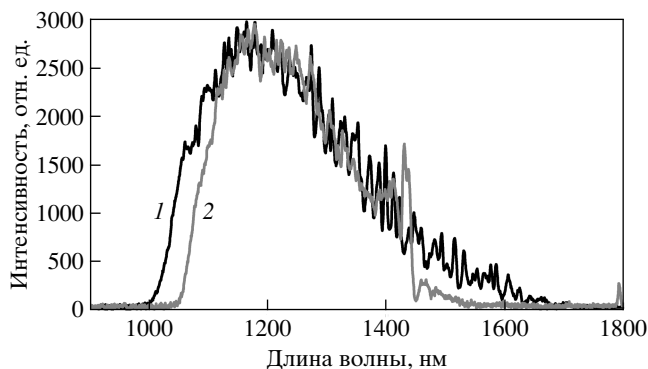


Рис. 2. Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера, уширенный в HNLF с постоянной дисперсией, для волокна длиной 50 (1), 30 (2) м. Точка нулевой дисперсии волокна находится вблизи 1.6 мкм

новые и длинноволновые компоненты. Это можно объяснить тем, что нулевая точка дисперсии волокна находится вблизи центральной длины волны вводимого излучения. В результате происходит сильное уширение спектра. На рис. 2 приведен аналогичный спектр при использовании HNLF с точкой нулевой дисперсии около 1.6 мкм длиной 30 м (дисперсия  $-12.7$  пс/нм·км) и 50 м (дисперсия  $-16$  пс/нм·км). Видно, что при смещении точки нулевой дисперсии от центральной длины волны вводимого излучения ширина спектра заметно меньше, чем на рис. 1, даже при существенно больших длинах волокна.

Экспериментальные исследования с целью расширения диапазона генерации суперконтинуума по-

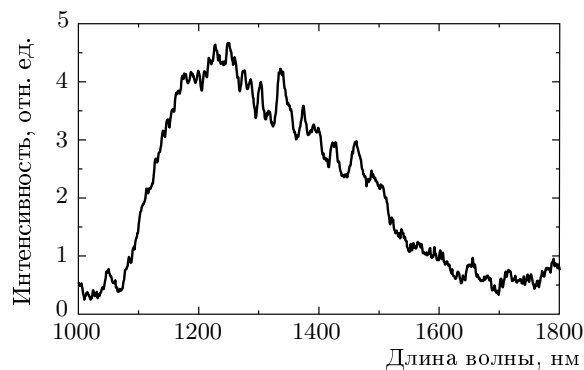


Рис. 3. Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера, уширенный в HNLF с перетяжкой длиной 60 мм, диаметром 2 мкм

казали, что ширина спектра медленно растет с увеличением длины волокна. Для уширения спектра от 1 мкм до 2 мкм по-видимому потребуются длина волокна больше 100 м, что не всегда приемлемо. Лучшее решение возможно при оптимизации дисперсии волокна. Это может быть сделано при использовании волокна с перетяжкой.

Волокно с перетяжкой было изготовлено из HNLF диаметром 120 мкм и имело перетяжку длиной 60 мм и диаметром 2 мкм. Длины несуженных секций на входе и выходе волокна были равны соответственно 50 мм и 100 мм. Спектр Cr:Forsterite-лазера, уширенный в таком волокне, показан на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что волокно с относительно короткой перетяжкой (60 мм) способно генерировать спектр такой же ширины, что и многометровое волокно без перетяжки. Это свидетельствует о гораздо более высокой эффективности преобразования в волокне с перетяжкой за счет меньшей площади сечения сердцевин, а также благодаря смещению точки нулевой дисперсии в область 1.3 мкм. По предварительным расчетам волокно с диаметром перетяжки, меньшим 1.5 мкм, позволит уширить спектр фемтосекундного лазера от 1 мкм до 2 мкм, но такие волокна быстро перегорают из-за высокой плотности мощности излучения, локализованного в перетяжке.

Еще одна возможность управления характеристиками уширенного спектра возникает при варьировании дисперсии волокна по длине. Изменяя в соответствии с некоторой заданной заранее функцией диаметр волокна в процессе вытяжки, можно обеспечить необходимое изменение дисперсии по его длине. В Научном центре волоконной оптики РАН были изготовлены HNLF с дисперсией, изменяющей-

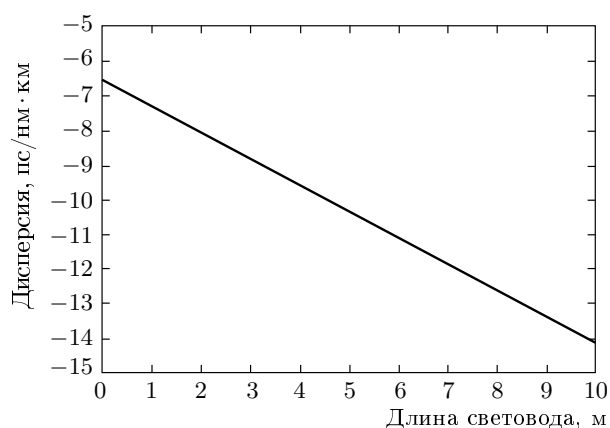


Рис. 4. Дисперсионная характеристика HNLf с изменяющейся по длине дисперсией

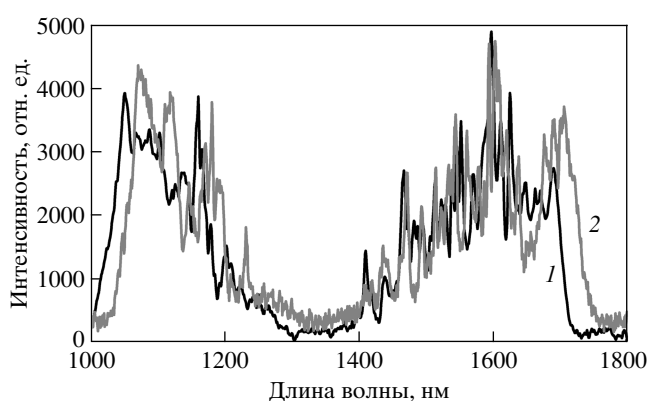


Рис. 5. Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера, уширенный в HNLf с уменьшающейся по длине волокна дисперсией: волокно длиной 5 (1), 10 (2) м

ся по линейному закону (рис. 4). Дисперсия измерялась с помощью волоконного интерферометра «белого света» (усреднение по длине — 60 см).

Далее представлены результаты экспериментальных исследований волокон данного типа. Уширенный спектр лазера на выходе двух волокон с переменной дисперсией показан на рис. 5. Одно из волокон имело участок длиной 5 м с возрастающей (по абсолютной величине) дисперсией. Дисперсия изменялась по линейному закону с  $-4.1$  пс/нм·км до  $-14.2$  пс/нм·км. Другое волокно имело участок с линейно возрастающей дисперсией длиной 10 м. Дисперсия изменялась от  $-6.6$  пс/нм·км до  $-14.2$  пс/нм·км. Излучение Cr:Forsterite-лазера вводилось в торец волокна с меньшей дисперсией (точки нулевой дисперсии, соответственно 1.31 мкм и 1.34 мкм). При распространении фемтосекундного импульса по волокну точка нулевой дисперсии сме-

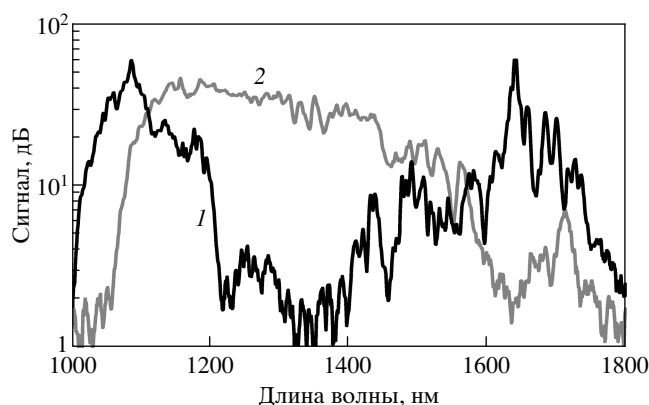


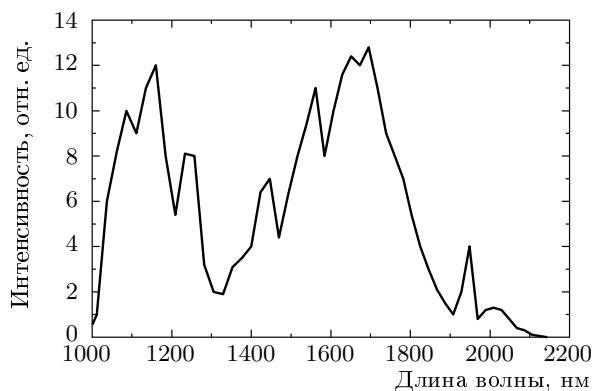
Рис. 6. Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера на выходе HNLf с изменяющейся дисперсией при прохождении импульса в прямом (1) и обратном (2) направлениях

щалась в длинноволновую сторону.

Из рис. 5 следует, что ширина спектра на выходе обоих волокон сравнима как между собой, так и со спектром, представленным на рис. 1. Можно предположить, что нелинейно-оптические преобразования, приводящие к уширению спектра, происходят на начальном участке волокна. Поэтому существует возможность оптимизировать волокна для уменьшения шумов уширенного спектра и увеличения его когерентности.

Для исследования зависимости процессов уширения спектра от длины волокна длина была уменьшена до 0.5 м. Коротковолновая область при этом практически не изменилась, однако длинноволновая область сократилась до 1700 нм. Следовательно, в исследованных HNLf уширение спектра в интервале 1050–1700 нм осуществлялось на первом метре волокна. Дальнейшее уширение в длинноволновую область происходит при большой длине волокна.

Были проведены измерения спектральных характеристик при прохождении фемтосекундного импульса в обратном направлении, т.е. в направлении уменьшения дисперсии. Результаты представлены на рис. 6. Сравнивая между собой уширенные спектры, представленные на рис. 6, можно видеть, что при вводе излучения в волокно с увеличивающейся по длине дисперсией (кривая 1) происходит интенсивная перекачка энергии центральных компонент спектра в коротковолновые и длинноволновые компоненты. Это можно объяснить тем, что точка нулевой дисперсии начального участка волокна находится вблизи центральной длины волны вводимого излучения. В результате происходит сильное уши-



**Рис. 7.** Спектр излучения Cr:Forsterite-лазера, уширенный до одной октавы в HNLF длиной 25 м с меняющейся по длине дисперсией

рение спектра. В обратном случае точка нулевой дисперсии начального участка находится в районе 1.5–1.6 мкм. Точка нулевой дисперсии приближается к центральной длине волны вводимого излучения только в конце волокна, где импульс сильно уширен по длительности, т. е. его пиковая мощность существенно уменьшилась. В этих условиях спектр уширялся заметно слабее.

### 3. ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ШИРИНОЙ В ОДНУ ОКТАВУ

Ширину спектра можно увеличить, повысив мощность излучения, проходящего через оптическое волокно. Была изучена зависимость ширины спектра от мощности излучения, проходящего через исследуемые волокна. С помощью аппроксимации была оценена необходимая мощность излучения для получения оптического спектра, перекрывающего диапазон одной октавы, в исследуемых волокнах. Получено, что при мощности вводимого излучения, большей 180 мВт, спектр выходного излучения находится в интервале от 900 нм до 1800 нм. Однако при столь высоких вводимых мощностях становится существенной обратная связь, обусловленная френелевским отражением излучения от торца оптического волокна. Данная обратная связь отрицательно влияет на стабильность фемтосекундного режима работы лазера, так же ухудшаются характеристики импульсов (наблюдалось изменение формы импульса). Обратную связь можно устранить с помощью оптического изолятора. Однако его использование усложняет оптическую схему и вносит существенные потери.

Альтернативой для получения спектра излучения, перекрывающего диапазон одной октавы, может быть использование HNLF большей длины, в котором достигается необходимое уширение при невысоких мощностях вводимого излучения. В результате экспериментальных исследований установлено, что ширина спектра на выходе HNLF с переменной дисперсией с увеличением длины волокна растет быстрее, чем на выходе HNLF с постоянной дисперсией. Полученный спектр при увеличении до 25 м длины HNLF с переменной дисперсией (диапазон изменения тот же, что и для рис. 5) представлен на рис. 7. Из рис. 7 видно, что в данном волокне оказалось возможным генерировать суперконтинуум, перекрывающий одну октаву (990–2100 нм).

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально исследовалось уширение спектра фемтосекундного Cr:Forsterite-лазера в HNLF с целью получения суперконтинуума, перекрывающего одну октаву. Исследовались различные типы HNLF: с перетяжкой, с постоянной и меняющейся по длине дисперсией. Длина волокон варьировалась от 0.5 м до 25 м. Показано, что уширение спектра до диапазона 1050–1700 нм происходит на начальном участке волокна (меньше 1 м), если точка нулевой дисперсии близка к длине волны вводимого излучения. Обнаружен невзаимный эффект уширения спектра в HNLF с переменной дисперсией. При увеличении длины HNLF с переменной дисперсией до 25 м получен спектр суперконтинуума, лежащий в интервале от 990 нм до 2100 нм.

Авторы благодарны Н. В. Фатееву за изготовление волокна с перетяжкой.

Работа проводилась при частичной финансовой поддержке ИИТАС (грант № 03-51-5288) и РФФИ (грант № 06-02-08069-офи).

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. N. Bagayev, S. V. Chepurov, V. M. Klementyev et al., *Appl. Phys. B* **70**, 375 (2000).
2. J. L. Hall and J. Ye, *Opt. Phot. News* **12**, № 2, 44 (2001).
3. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
4. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).

5. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
6. S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
7. I. Thomann, A. Bartels, K. L. Corwin et al., *Opt. Lett.* **28**, 1368 (2003).
8. K. L. Corwin, I. Thomann, T. Dennis et al., *Opt. Lett.* **29**, 397 (2004).
9. K. Kim, B. R. Washburn, G. Wilpers et al., *Opt. Lett.* **30**, 932 (2005).
10. K. Kim, S. A. Diddams, P. S. Westbrook et al., *Opt. Lett.* **31**, 277 (2006).
11. N. Nishizawa and T. Goto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L365 (2001).
12. J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk et al., *Opt. Lett.* **28**, 643 (2003).
13. М. Е. Лихачев, М. М. Бубнов, С. Л. Семенов и др., *КЭ* **33**, 633 (2003).
14. V. A. Bogatyryov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov et al., *IEEE J. Lightwave Tech.* **9**, 561 (1991).
15. A. Bjarklev, O. Lumholt, J. H. Povlsen et al., *Electron. Lett.* **28**, 34 (1992).
16. C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen et al., *Opt. Lett.* **25**, 1418 (2000).
17. F. Lu, Q. Lin, W. H. Knox, and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 183 (2004).
18. M. M. Bubnov, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1870 (2004).