

# Волоконный лазер с субтерагерцевой частотой следования ультракоротких импульсов в телекоммуникационном диапазоне

А.В.Андрианов, В.М.Мыльников, М.Ю.Коптев, С.В.Муравьев, А.В.Ким

*Исследован новый вариант схемы волоконного лазера для генерации последовательностей ультракоротких импульсов излучения с частотой следования, много большей фундаментальной частоты резонатора. В этой схеме сочетается нелинейное усиливающее зеркало, используемое в качестве искусственного насыщающегося поглотителя для синхронизации мод, и гребенчатый спектральный фильтр для стабилизации расстояния между импульсами. Экспериментально продемонстрирована генерация цугов и последовательностей ультракоротких импульсов с частотой следования, которая может быть перестроена в диапазоне 8–200 ГГц. Продемонстрировано, что упорядоченная и эквидистантная структура последовательности импульсов, генерируемых лазером, сохраняется на наносекундных временах.*

**Ключевые слова:** волоконные лазеры, пассивная синхронизация мод, сверхвысокая частота следования, телекоммуникационный диапазон.

## 1. Введение

Разработка лазеров с синхронизацией мод с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ), которая превышает 1 ГГц и достигает субтерагерцевых значений, привлекает большое внимание исследователей и потенциальных пользователей таких лазерных систем. Интерес обусловлен, в первую очередь, возможными применениями данных лазеров в сверхбыстродействующих волоконно-оптических телекоммуникационных системах [1], для синтеза частотных гребенок [2], обработки материалов [3], генерации и детектирования терагерцевого излучения [4]. В этом отношении волоконные лазерные системы с высокой ЧСИ являются весьма перспективными в силу их компактности и надежности, масштабируемости по средней мощности, широкого применения в них стандартных волоконно-оптических технологий и компонентов. Изучение физических механизмов генерации высокочастотных последовательностей ультракоротких импульсов (УКИ) является важной научной задачей. Существенный интерес представляет также разработка методик измерения параметров генерируемых последовательностей импульсов.

К настоящему времени сложилось несколько подходов к созданию волоконных лазеров с высокой ЧСИ. Один их подходов основан на стандартных механизмах синхронизации мод на фундаментальной частоте обхода резонатора, длина которого уменьшается до предельно малых значений. Ограничение на минимальную длину волоконного резонатора, при которой достигается доста-

точный для поддержания синхронизации мод коэффициент усиления, не позволяет увеличить ЧСИ свыше десятков ГГц [5, 6].

Другие подходы основаны на использовании достаточно длинного резонатора, в котором возбуждается последовательность близкорасположенных импульсов. Среди них надо отметить методы, основанные на синхронизации мод на высоких гармониках волоконного резонатора [7, 8], на генерации последовательностей связанных диссипативных солитонов (солитонных кристаллов) [9] и на синхронизации мод за счет диссипативного четырехволнового взаимодействия при наличии в схеме гребенчатого частотного фильтра [10, 11]. Также были предложены схемы лазеров с нелинейным петлевым зеркалом, работающие в режиме синхронизации мод с несколькими импульсами внутри резонатора [12, 13]. Увеличение ЧСИ достигалось за счет дополнительного короткого резонатора [12] либо оптической петли обратной связи, возвращающей с задержкой некоторую долю излучения, отраженного от нелинейного зеркала, обратно в основной резонатор [13]. Недавно был продемонстрирован волоконный лазер, основанный на синхронизации мод путем нелинейного вращения эллипса поляризации и увеличения ЧСИ за счет использования внутриврезонаторного интерферометра Маха–Цендера [14].

В настоящей работе мы предлагаем новый вариант схемы волоконного лазера телекоммуникационного диапазона, способного генерировать последовательности импульсов с высокой ЧСИ. В предлагаемой схеме синхронизация мод осуществляется нелинейным усиливающим петлевым зеркалом (NALM) с отрезком сильнонелинейного волокна внутри, а стабилизация межимпульсного расстояния в последовательности осуществляется с помощью гребенчатого частотного фильтра. Конструкция данной схемы обусловлена следующими соображениями.

1. Нелинейное усиливающее петлевое зеркало в качестве искусственного насыщающегося поглотителя позволяет с помощью стандартных телекоммуникационных ком-

А.В.Андрианов, М.Ю.Коптев, С.В.Муравьев, А.В.Ким. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com

В.М.Мыльников. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

понентов создать полностью волоконную схему, а также обладает большей устойчивостью к внешним воздействиям, чем насыщающийся поглотитель на основе нелинейного вращения эллипса поляризации [14]. Кроме того, регулируя коэффициент разветвления волоконного делителя, а также длину волокон, можно в значительных пределах изменять величину нелинейного поглощения петлевого зеркала, чего трудно достичь при использовании реальных насыщающихся поглотителей. Следует отметить, что нелинейное петлевое зеркало может быть выполнено на волокнах, сохраняющих поляризацию, что позволяет разработать стабильный полностью волоконный источник УКИ с высокой ЧСИ на основе стандартных телекоммуникационных компонентов.

2. Введение отрезка сильнонелинейного волокна позволяет осуществить синхронизацию мод при очень малой энергии импульса. Это особенно важно для достижения высоких ЧСИ при сохранении средней мощности на уровне, приемлемом для стандартных телекоммуникационных компонентов. Кроме того, высокая нелинейность позволяет существенно расширить спектр генерации лазера.

3. Гребенчатый частотный фильтр способствует генерации набора эквидистантных мод, разность частот которых задает расстояние между импульсами  $T$  в последовательности:  $T = 1/\Delta f$ , где  $\Delta f$  – разность частот соседних мод. В качестве фильтра могут использоваться интерферометр Маха–Цендера [14, 15], эталон Фабри–Перо [16], микрорезонаторы [17] и специальные волоконные брэгговские решетки [18].

В настоящей работе мы исследовали две реализации предложенной схемы – с интерферометром Маха–Цендера и с низкодобротным эталоном Фабри–Перо в качестве фильтров.

## 2. Схема с эталоном Фабри–Перо

Детальная схема экспериментального лазера с эталоном Фабри–Перо приведена на рис.1. Усиливающей средой служил отрезок световода длиной 1.5 м, легированный ионами эрбия и накачиваемый через спектральный мультиплексор (СМ) одномодовым лазерным диодом мощностью до 550 мВт на длине волны 975 нм. Внутри нелинейного усиливающего зеркала был вставлен отрезок высоконелинейного (коэффициент нелинейности  $\gamma \sim 15 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ) световода длиной 5 м с малой аномальной дисперсией ( $D = 2 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ). В разрыв волоконной схемы устанавливались эталоны Фабри–Перо различной толщины. Схема была выполнена на волокнах, не сохраняющих поляризацию, поэтому в нелинейном усиливаю-

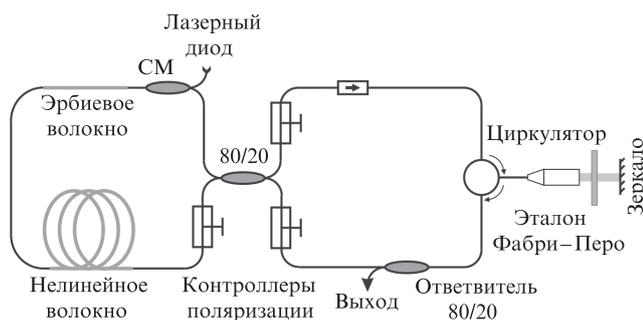


Рис.1. Схема высокочастотного лазера с эталоном Фабри–Перо.

щем зеркале и в петле однонаправленного распространения использовались контроллеры поляризации.

При соответствующей настройке контроллеров наблюдалась генерация в режиме синхронизации мод с большим числом импульсов, циркулирующих в резонаторе. Средняя мощность излучения на выходе лазера составляла около 4 мВт. Минимальная энергия импульса, при которой поддерживалась генерация в режиме синхронизации мод, оценивалась в 1 пДж. Спектры генерации лазера с эталонами Фабри–Перо толщиной 1.8 мм (сапфировая пластинка) и 0.5 мм (пластинка из кварцевого стекла) показаны на рис.2. Видно, что спектры состоят из набора узких эквидистантных линий и имеют широкую огибающую, которая соответствует спектру единичного импульса. Расстояние между линиями определяется толщиной эталона Фабри–Перо и задает расстояние между импульсами, соответствующее частоте 49 ГГц (для эталона толщиной 1.8 мм, рис.2,а) и 198 ГГц (для эталона толщиной 0.5 мм, рис.2,б). Отметим, что глубина спектральной модуляции (в логарифмическом масштабе) и форма линий практически не изменяются с приближением к краям спектра, что говорит о когерентности импульсов в последовательности. Огибающая спектра имеет ширину по уровню  $-3 \text{ дБ}$  около 15 нм, а по уровню  $-30 \text{ дБ}$  – около 120 нм, спектр простирается от 1460 до 1580 нм. Данные значения превышают известные нам результаты, полученные для лазеров с синхронизацией мод на высоких частотах следования.

Имеющийся у нас фотодиод не разрешал отдельные импульсы при таких высоких ЧСИ. Измерения выходного излучения проводились с помощью фотодиода с вре-

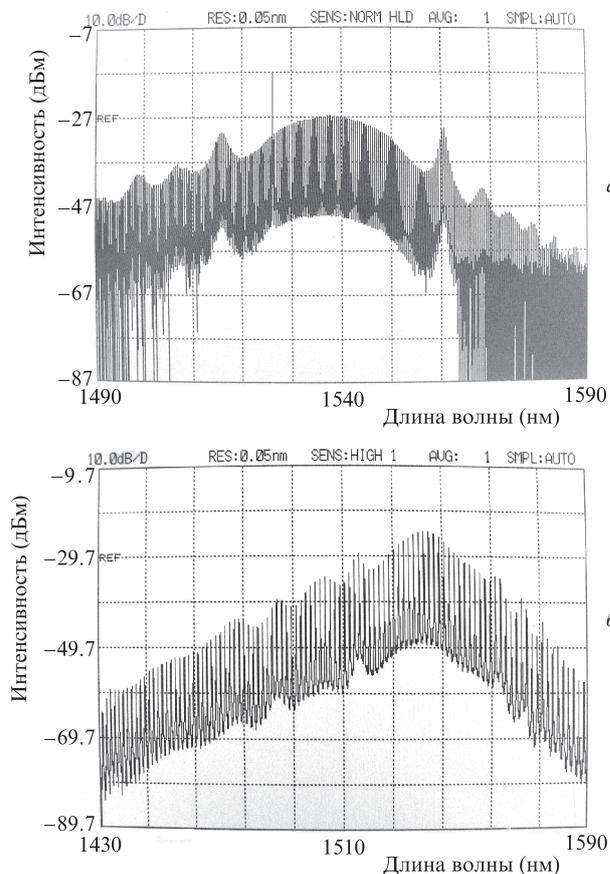


Рис.2. Спектр генерации лазера с эталоном Фабри–Перо толщиной 1.8 (а) и 0.5 мм (б).

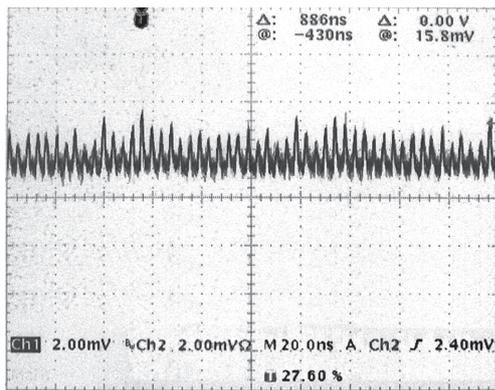


Рис.3. Оциллограмма сигнала с фотодиода в режиме генерации пучков импульсов.

менем импульсного отклика около 250 пс и осциллографа с полосой пропускания 500 МГц (Tektronix TDS3052B, частота выборок 5 ГГц). В зависимости от настроек контроллеров поляризации наблюдались оциллограммы в виде как последовательности импульсов длительностью 1–2 нс (что соответствует пачкам, заполненным импульсами с высокой частотой следования), так и постоянного сигнала, соответствующего непрерывной последовательности высокочастотных импульсов (рис.3). Интересно отметить, что наблюдавшийся период следования пачек импульсов (около 3 нс) был существенно меньше времени обхода резонатора (60 нс). Таким образом, частота следования пачек импульсов также была гармоникой основной частоты резонатора.

### 3. Схема с интерферометром Маха–Цендера

Затем была исследована схема лазера с интерферометром Маха–Цендера, использованным в качестве гребенчатого фильтра. Экспериментальная схема такого лазера представлена на рис.4.

Параметры активных и пассивных волокон в данной схеме были такими же, как и в схеме с эталоном Фабри–Перо. Отличие состояло в том, что в качестве гребенчатого фильтра, задающего расстояние между импульсами, в схему был встроен волоконный интерферометр Маха–Цендера. Интерферометр состоял из первого волоконного делителя, разделяющего излучение на два волоконных канала, один из которых имел регулируемую длину, и второго волоконного делителя, объединяющего сигналы из каналов. Четвертый порт второго делителя использовался для вывода части излучения из резонатора. Для подстройки длины одного из плеч интерферометра была

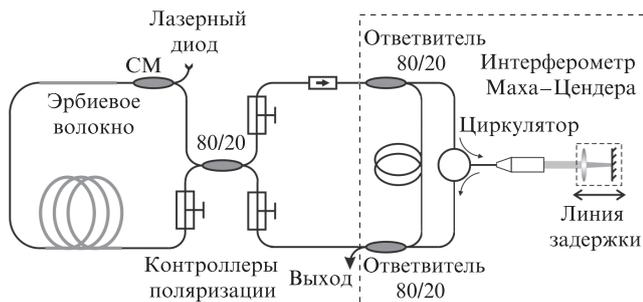


Рис.4. Схема высокочастотного лазера с интерферометром Маха–Цендера.

разработана линия задержки, обеспечивающая регулируемый воздушный промежуток в разрыве волоконного канала. Линия задержки состояла из волоконного циркулятора, коллиматора и отражателя назад (возвращателя) пучка, установленного на линейном трансляторе, который обеспечивал перемещение вдоль пучка. Возвращатель пучка состоял из линзы с помещенным в ее фокус зеркалом и образовывал однократный телескоп с перевертыванием изображения. В отличие от плоского зеркала, данная конструкция возвращала коллимированный пучок точно под углом падения (считая от направления падающего пучка) независимо от небольших наклонов возвращающей системы. Это позволяло достичь высокой эффективности обратного ввода излучения в волокно даже при больших перемещениях с помощью непрецизионных трансляторов. Коэффициент пропускания всей линии задержки с учетом потерь в циркуляторе, коллиматоре и непросветленной линзе превышал 50% во всем диапазоне перемещения транслятора (13 см).

Следует отметить, что интерферометр Маха–Цендера (с фиксированной разностью длин плеч) в данной схеме может быть собран и в полностью волоконном исполнении, что даст возможность построить лазер с высокой ЧСИ в полностью волоконном формате на основе стандартных телекоммуникационных компонентов.

Спектры генерации лазера в режиме синхронизации мод при различных положениях линии задержки и контроллеров поляризации показаны на рис.5. Как и в случае с внутррезонаторным эталоном Фаби–Перо, спектры состояли из эквидистантного набора узких линий с широкой огибающей. Расстояние между линиями по частоте изменялось при перестройке линии задержки в соответствии с формулой  $\Delta f = c/\Delta L$ , где  $\Delta L$  – разность длин плеч интерферометра Маха–Цендера,  $c$  – скорость света. Максимальная ЧСИ, при которой наблюдалась устойчивая синхронизация мод в данной схеме, составляла 205 ГГц.

В ходе экспериментов было выяснено, что для поддержания генерации последовательности эквидистантных импульсов достаточно обеспечить небольшой коэффициент ответвления излучения в волоконных делителях, образующих интерферометр Маха–Цендера. Генерация последовательностей импульсов, расстояние между которыми задавалось разностью плеч интерферометра, наблюдалась при использовании ответвителей с коэффициентами 0.8/0.2 и 0.9/0.1 (меньшая часть излучения ответвлялась в канал с линией задержки), так что мощность дополнительного импульса, прошедшего через линию задержки, составляла после объединения каналов лишь 1%–3% от мощности основного импульса.

Временная структура генерируемого сигнала исследовалась с помощью фотодиода с временем импульсного отклика около 100 пс и осциллографа Agilent Infinium 54854A (полоса пропускания 4 ГГц, частота выборок 20 ГГц). Оциллограммы сигнала с фотодиода при различных режимах генерации лазера, соответствующих различным ЧСИ, приведены на рис.6. Установлено, что при межмодовом расстоянии более 8 ГГц сигнал представляет собой последовательность пачек импульсов, распространяющихся с фундаментальной частотой. Коэффициент заполнения резонатора плавно возрастает при увеличении разности плеч интерферометра Маха–Цендера и соответствующем уменьшении ЧСИ. С ее снижением до менее 8–20 ГГц (в зависимости от настроек контроллеров поляризации) промежутки между пачками импульсов

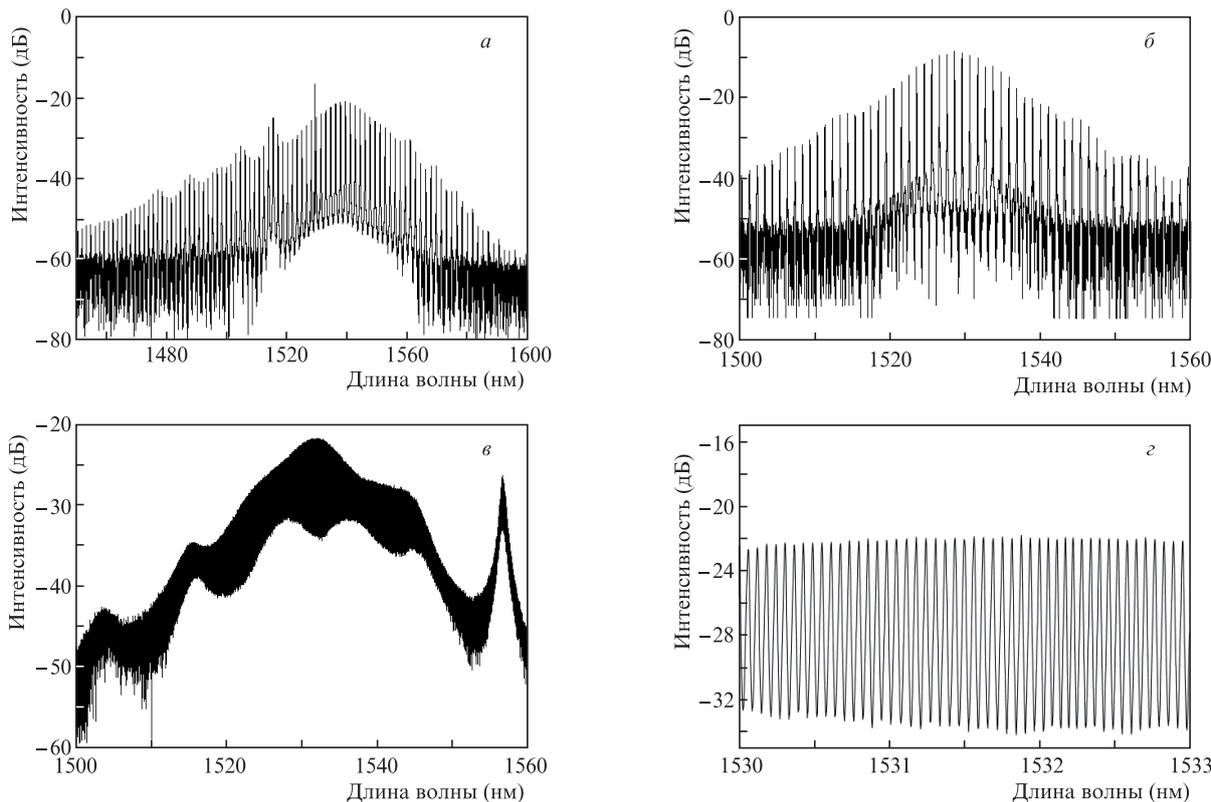


Рис.5. Спектры генерации, соответствующие ЧСИ 205 (а), 130 (б) и 7.8 ГГц (в), а также участок спектра в увеличенном масштабе, соответствующий ЧСИ 7.8 ГГц (г).

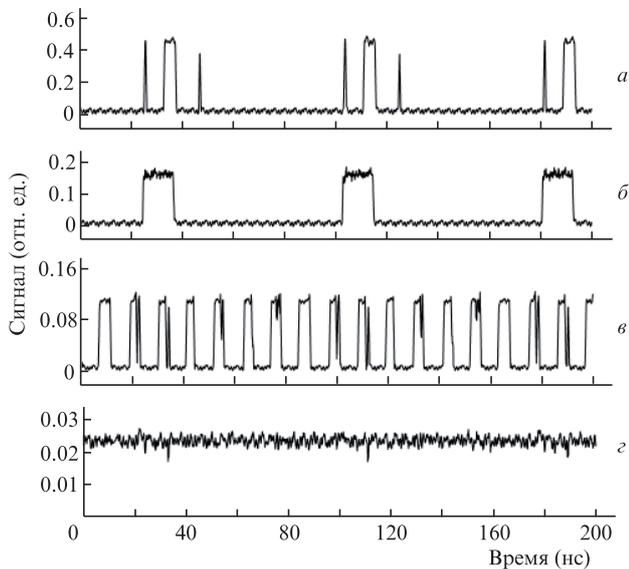


Рис.6. Осциллограммы сигнала с фотодиода при различных режимах генерации лазера, соответствующих ЧСИ 205 (а), 130 (б), 37 (в) и 8.7 ГГц (г).

исчезают и генерируется непрерывная последовательность импульсов.

Нужно отметить, что запуск режима синхронизации мод происходил не при любых положениях линии задержки в интерферометре Маха–Цендера, а кроме того, на него сильно влияла настройка контроллеров поляризации. Тем не менее после запуска в режиме генерации пачек при плавном изменении задержки наблюдалось плавное непрерывное изменение межимпульсного расстояния

и соответствующее изменение длительности пачки импульсов.

Для более детального выяснения временной структуры генерируемой последовательности импульсов были выполнены автокорреляционные измерения, для чего был собран автокоррелятор с диапазоном сканирования 100 пс. Последовательность импульсов перед подачей на автокоррелятор была предварительно усилена до средней мощности около 400 мВт, при этом из-за большой длины активного волокна в усилителе длительность импульсов значительно увеличивалась из-за дисперсионного расплывания.

Примеры измеренных автокорреляционных функций (АКФ) при разных ЧСИ показаны на рис.7. Во всех случаях АКФ состоит из набора эквидистантных пиков, расстояние между которыми определяется обратной ЧСИ. Кроме того, для ЧСИ, составляющих 37 и 20 ГГц, были измерены АКФ при удлинении одного из плеч автокоррелятора на 30 см, что соответствует задержке в 1 нс (штриховые кривые на рис.7,б,в). Видно, что АКФ, измеренная при большой разности плеч, имеет тот же вид, что и начальная АКФ с нулевой разностью плеч. Данный факт свидетельствует о том, что упорядоченность и эквидистантность импульсов, генерируемых лазером, сохраняется на времени не меньше 1 нс.

Итак, нами исследована схема волоконного лазера для генерации последовательностей ультракоротких импульсов с частотой следования, многократно превышающей фундаментальную частоту резонатора. Схема лазера содержит нелинейное усиливающее зеркало в качестве искусственного насыщающегося поглотителя для синхронизации мод и гребенчатый спектральный фильтр на основе интерферометра Фаби–Перо или Маха–Цендера

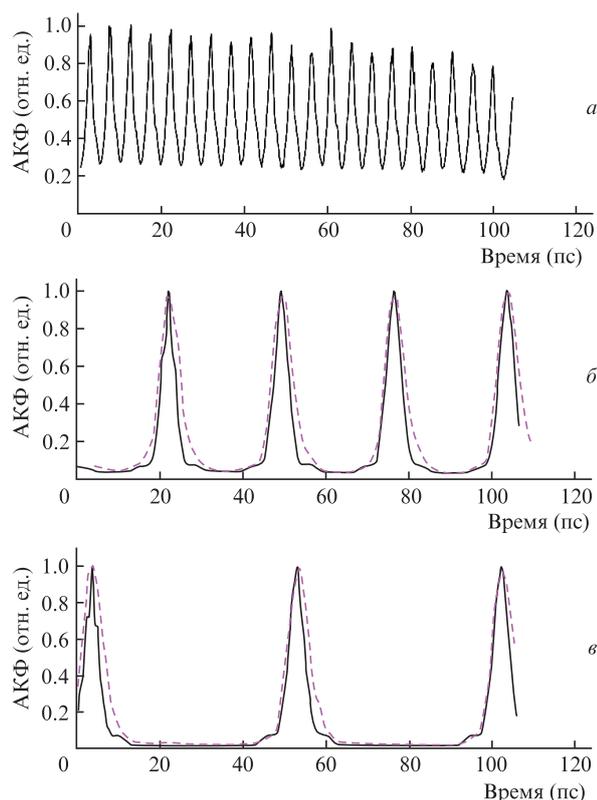


Рис.7. Автокорреляционные функции последовательностей импульсов с ЧСИ 205 (а), 37 (б) и 20 ГГц (в).

для стабилизации периода следования импульсов. Данная схема может быть выполнена в полностью волоконном формате с использованием стандартных телекоммуникационных компонентов и волокон, сохраняющих поляризацию. Экспериментально продемонстрирован волоконный лазер, генерирующий цуги и последовательности

УКИ с частотой следования, которая может быть перестроена в диапазоне 8–200 ГГц. С помощью автокорреляционных измерений показано, что упорядоченность и эквидистантность импульсов, генерируемых лазером, сохраняется на наносекундных временах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-29-08217 офи\_м).

- Zhang Z.Y., Oehler A.E.H., Resan B., Kurmulis S., Zhou K.J., Wang Q., Mangold M., Suedmeyer T., Keller U., Weingarten K.J., Hogg R.A. *Sci. Rep.*, **2**, 477 (2012).
- Quinlan F., Ozharar S., Gee S., Delfyett P.J. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, 103001 (2009).
- Gattass R.R., Mazur E. *Nat. Photon.*, **2**, 219 (2008).
- Chimot N., Mangeney J., Joulaud L., Crozat P., Bernas H., Blary K., Lampin J.F. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 193510 (2005).
- Martinez A., Yamashita S. *Opt. Express*, **19**, 6155 (2011).
- Martinez, A. Yamashita S. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 041118 (2012).
- Grudin A.B., Richardson D.J., Payne D.N. *Electron. Lett.*, **29**, 1860 (1993).
- Sobon G., Krzempek K., Kaczmarek P., Abramski K.M., Nikodem M. *Opt. Commun.*, **284**, 4203 (2011).
- Amrani F., Niang A., Sallhi M., Komarov A., Leblond H., Sanchez F. *Opt. Lett.*, **36**, 4239 (2011).
- Quiroga-Teixeiro M., Clausen C.B., Sorensen M.P., Christiansen P.L., Andrekson P.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 1315 (1998).
- Sylvestre T., Coen S., Deparis O., Emplit P., Haelterman M. *Electron. Lett.*, **37**, 881 (2001).
- Yoshida E., Kimura Y., Nakazawa M. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 932 (1992).
- Dennis M.L., Duling I.N. *Electron. Lett.*, **28**, 1894 (1992).
- Mao D., Liu X., Sun Z., Lu H., Han D., Wang G., Wang F. *Sci. Rep.*, **3**, 3223 (2013).
- Lhermite J., Sabourdy D., Desfarges-Berthelemot A., Kermene V., Barthelemy A., Oudar J.L. *Opt. Lett.*, **32**, 1734 (2007).
- Yamashita S., Inoue Y., Hsu K., Kotake T., Yaguchi H., Tanaka D., Jablonski M., Set S.Y. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 750 (2005).
- Jyu S.S., Yang L.G., Wong C.Y., Yeh C.H., Chow C.W., Tsang H.K., Lai Y. *IEEE Photon. J.*, **5**, 1502107 (2013).
- Schröder J., Coen S., Vanholsbeeck F., Sylvestre T. *Opt. Lett.*, **31**, 3489 (2006).

## ПОПРАВКА

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов, В.Б.Соболев. Особенности динамики ВРМБ в одномодовых световодах («Квантовая электроника», 2016, т. 46, № 3, с. 242–247).

В статье допущена следующая опечатка. На с. 244 в левой колонке последняя формула должна иметь следующий вид:

$$\frac{da(\varphi)}{dz} = \frac{1}{2}gA(\varphi) \int_0^{2\pi} A^*(\varphi)a(\varphi)d\varphi \frac{1}{1+i\omega T_2} = \frac{1}{2}g \frac{1}{1+i\omega T_2} I_p a(\varphi).$$