

## УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

# Генерация последовательностей высокочастотных импульсов в волокне с убывающей по длине дисперсией. Использование экспериментальных результатов для метрологии неоднородных по длине волокон

И.С.Паняев, Д.А.Столяров, А.А.Сысолятин, И.О.Золотовский, Д.А.Коробко

*Представлено описание экспериментов по генерации последовательностей импульсов, получаемых из исходно модулированного непрерывного излучения, в волоконном световоде со снижающейся по длине волокна аномальной дисперсией. Получены стабильные контрастные последовательности субпикосекундных импульсов с частотой следования в диапазоне 100–300 ГГц и зафиксирована генерация гребенчатого спектра шириной до 80 нм по уровню –20 дБ. На основе сравнения экспериментальных результатов с численным моделированием предложен способ восстановления неизвестного дисперсионного профиля неоднородного по длине волокна.*

**Ключевые слова:** волоконный световод, аномальная дисперсия, последовательность высокочастотных импульсов, частота следования до 300 ГГц.

## 1. Введение

Как известно, модуляционная неустойчивость (МН) является фундаментальным нелинейным процессом, приводящим к росту неустойчивостей в физической системе [1]. В оптике этот эффект может проявляться в виде распада непрерывной модулированной волны в последовательность импульсов. Наиболее известны проявления МН в системах, описываемых уравнениями типа нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ), например при распространении модулированной волны в оптическом волокне [2–4]. Схожие процессы наблюдаются также в оптических резонаторах [5–7], в процессах пространственно-временной динамики лазерного пучка [8], при формировании устойчивых структур в волноводах и т. п. [9–11].

Зачастую МН – это паразитный эффект, приводящий к росту шумовых возмущений и ограничивающий параметры линий когерентной передачи сигнала [12]. Тем не менее применение эффектов МН является крайне перспективным для генерации последовательностей высокочастотных коротких импульсов [13–15]. В экспериментальной методике, основанной на применении так называемой индуцированной МН, в качестве исходного используется сигнал, получаемый в результате сложения излучений пары непрерывных источников (чаще всего – полупроводниковых лазерных диодов) с различающимися длинами волн генерации. Частота биений излучаемого суммарного сигнала становится в результате частотой следования импульсов (ЧСИ), генерируемых посредством МН. При помощи данного метода можно генери-

ровать последовательности импульсов с частотами следования в сотни ГГц [16], что существенно выше максимальной ЧСИ в волоконных лазерах с гармонической синхронизацией мод (менее 25 ГГц) [17, 18] и сравнимо с ЧСИ, генерируемых значительно более технологически сложными импульсными источниками на основе полупроводниковых дисковых лазеров [19] или нелинейных микрорезонаторов [20, 21].

Для генерации последовательностей высокочастотных импульсов посредством МН наиболее эффективным представляется использование оптического волокна с убывающей по длине аномальной дисперсией (ВУД, или DDF – dispersion decreasing fiber) [22]. В отличие от однородного по длине волокна, частотный диапазон неустойчивости в ВУД при распространении излучения последовательно возрастает, что обеспечивает возможность генерации из модулированного излучения последовательностей ультракоротких импульсов с длительностью, существенно меньшей 1 пс [23]. Отметим, что ВУД являются крайне востребованными волоконно-оптическими компонентами: кроме экспериментов по исследованию МН, они широко используются для решения задач по компрессии лазерных импульсов, генерации суперконтинуума и оптическому процессингу [24–29]. Однако до настоящего времени промышленное производство таких волокон не налажено. В экспериментах главным образом используются опытные и исследовательские образцы ВУД, изготавливаемые штучно, например на базе ИОФ РАН (Москва) [30]. В связи с этим становится актуальной разработка методов метрологии ВУД, позволяющих достаточно оперативно определять характеристики данного образца, главными из которых являются параметры изменения дисперсии.

В настоящей работе описана серия экспериментов по генерации импульсных последовательностей посредством МН в образце ВУД, изготовленном в ИОФ РАН в 2020 г. В ходе этих экспериментов нам удалось получить последовательности субпикосекундных импульсов с частотой следования, превышающей 300 ГГц, что, насколько

И.С.Паняев, Д.А.Столяров, И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432970 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru  
А.А.Сысолятин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Ульяновский государственный университет, Россия, 432970 Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42

Поступила в редакцию 2 марта 2021 г.

ко нам известно, является рекордом для схем на основе стандартного кварцевого ВУД. (Известные результаты генерации последовательностей импульсов с частотой следования в ТГц диапазоне [31] были получены с использованием схемы на основе однородного по длине высоколинейного волокна.) Кроме того, результаты наших экспериментов были использованы для определения дисперсионного профиля экспериментального образца ВУД.

## 2. Эксперимент

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Ее основными элементами являются два непрерывных лазерных диода: РОС1 – стабилизированный полупроводниковый лазер «Teraxion» с шириной линии генерации менее 10 кГц и РОС2 – стандартный полупроводниковый РОС-лазер «Mitsubishi». Регулировка тока и температуры лазерных диодов позволяет осуществлять перестройку центральных длин волн их генерации в области до 3 нм с точностью до 0.02 нм. Непрерывное излучение этих двух лазеров, пройдя через контроллеры поляризации КП1,2 и предварительные усилители ЭВУ1,2, смешивается в 3 дБ-ответвителе и при помощи акустооптического модулятора (АОМ) «нарезается» на импульсы длительностью 100 нс–100 мкс для эффективного усиления и подавления встречного бриллюэновского рассеяния в тестируемом волокне. Далее сигнал усиливается в основном усилителе ЭВУ3 (максимальная выходная мощность до 400 мВт) и затем вводится в исследуемый световод ТВ. Прошедшее через ТВ излучение анализируется при помощи спектроанализатора HP 70950B с разрешением 0.1 нм и автокоррелятора FR103-WS.

Для наблюдения эффектов МН в качестве тестируемого световода использовался образец одномодового кварцевого волокна длиной 1000 м с линейно изменяющимся по длине диаметром оболочки. Диаметры на концах образца составляли 143 и 114 мкм, при этом большее значение диаметра соответствовало максимальной аномальной дисперсии. Образец световода, изготовленный в ИОФ РАН из заготовки с W-образным профилем показателя преломления (ППП), имел уплощенную дисперсию вблизи длины волны  $\lambda = 1550$  нм (т.е. обладал малой дисперсией третьего порядка). Хроматическая дисперсия световода зависит от вклада материальной и волноводной дисперсий. Материальная дисперсия полностью определяется матрицей стекла, из которого изготовлен световод, а волноводная дисперсия зависит от радиального распределения ППП. В рассматриваемом случае заданного W-образного профиля изменение дисперсии по длине определяется продольным изменением внешнего диаметра волокна. Таким образом, при вводе излучения через торец большего диаметра аномальная дисперсия световода

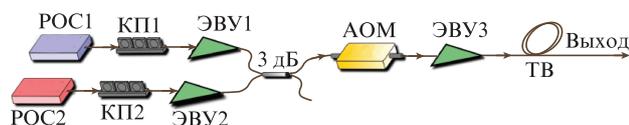


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

РОС1,2 – полупроводниковые непрерывные лазеры с распределенной обратной связью; КП1,2 – контроллеры поляризации; ЭВУ1,2,3 – эрбиевые волоконные усилители; 3 дБ – 3 дБ-делитель; АОМ – акустооптический модулятор; ТВ – тестируемое волокно.

да по ходу распространения излучения линейно снижалась [29]. Потери в образце ВУД составляли  $\sim 1$  дБ/км.

В эксперименте усиленное модулированное излучение вводилось в ВУД с конца волокна, имеющего больший диаметр, т.е. обладающего максимальной аномальной дисперсией. Средняя мощность излучения на входе в ВУД составляла около 170 мВт. На рис.2 и 3 представлены спектрограммы и автокорреляционные функции (АКФ) последовательностей импульсов, полученных на выходе ВУД, для различных частот модуляции  $\nu$ . Из рис.2 следует, что для разных  $\nu$  (т.е. для разностей длин волн лазеров  $\Delta\lambda$ ) ширина генерируемой полосы гребенчатого спектра существенно изменяется, что можно объяснить зависимостью величины модуляционного усиления от частоты  $\nu$ . Наибольшая ширина гребенчатого спектра ( $\sim 80$  нм по уровню  $-20$  дБ) достигается для  $\nu \sim 240$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2$  нм). В центральной части спектра контраст линий частотной гребенки с шумовым пьедесталом превышает 20 дБ, что свидетельствует о достаточно большом отношении сигнал/шум для импульсного источника, использующего МН. Автокорреляционные функции (рис.3) демонстрируют последовательности импульсов с частотой следования, соответствующей частоте модуляции, при этом центральный и интеркорреляционные пики АКФ различаются по интенсивности, что характерно для последовательностей импульсов с малым джиттером [32]. Длительность отдельного импульса составляет  $\sim 1$  пс, что соответствует ширине генерируемого спектра.

Также были проведены эксперименты по генерации последовательностей импульсов в двухсекционном световоде, состоящем из стандартного одномодового волокна Corning LEAF со смещенной дисперсией (длиной 3.5 км), состыкованного с описанным выше образцом ВУД. Основная идея эксперимента заключалась в том, чтобы использовать стандартное волокно в качестве среды для генерации последовательности импульсов посредством МН, а ВУД применить как компрессор для сокращения длительности импульсов и расширения генерируемого спектра [26, 27]. Результаты этого эксперимента представлены на рис.4.

Как показал эксперимент, использование двухсекционной волоконной системы позволяет получить высокочастотные последовательности импульсов при меньшей средней мощности модулированного излучения. Представленные на рис.4 результаты были получены при средней мощности на выходе усилителя ЭВУ3 (см. рис.1) около 80 мВт. Увеличение мощности модулированного излучения не приводит к существенному уширению генерируемого гребенчатого спектра. Последнее можно объяснить растущим влиянием шумовых факторов, снижающих когерентность выходного спектра, которые возникают в волокне LEAF, главным образом при генерации дисперсионного излучения. Вместе с тем можно видеть, что двухсекционная схема позволяет даже при невысокой средней мощности входного излучения генерировать последовательности импульсов с частотой следования более 200 ГГц и длительностью отдельного импульса менее 1 пс (нужно учитывать, что длительность АКФ примерно в 1.5 раза больше длительности реального импульса). Следует отметить, что при частоте модуляции  $\nu \sim 120$  ГГц (рис.4,а) контрастные импульсы формируются уже после прохождения волокна LEAF. При распространении этих импульсов по ВУД они сжимаются, а спектр излучения уширяется. Отметим также, что, несмотря на малость

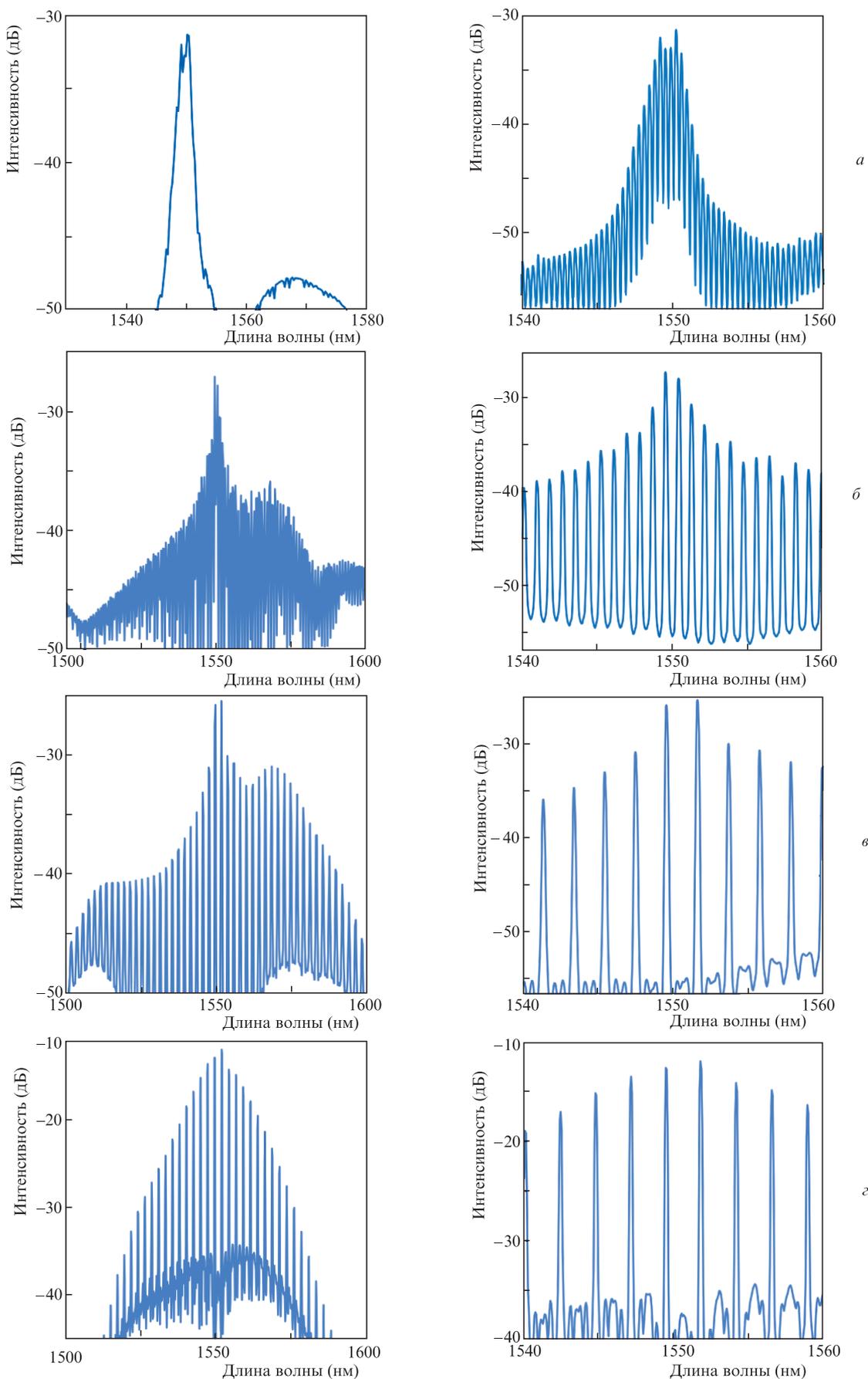


Рис.2. Спектры излучения, прошедшего ВУД при частотах модуляции  $\nu \sim 60$  ГГц ( $\Delta\lambda = 0.5$  нм) (*a*),  $\sim 120$  ГГц ( $\Delta\lambda = 1$  нм) (*б*),  $\sim 240$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2$  нм) (*в*) и  $\sim 300$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2.5$  нм) (*г*). Слева на рис. *a*–*г* показаны панорамные изображения спектров, справа – их центральные участки при более высоком разрешении.

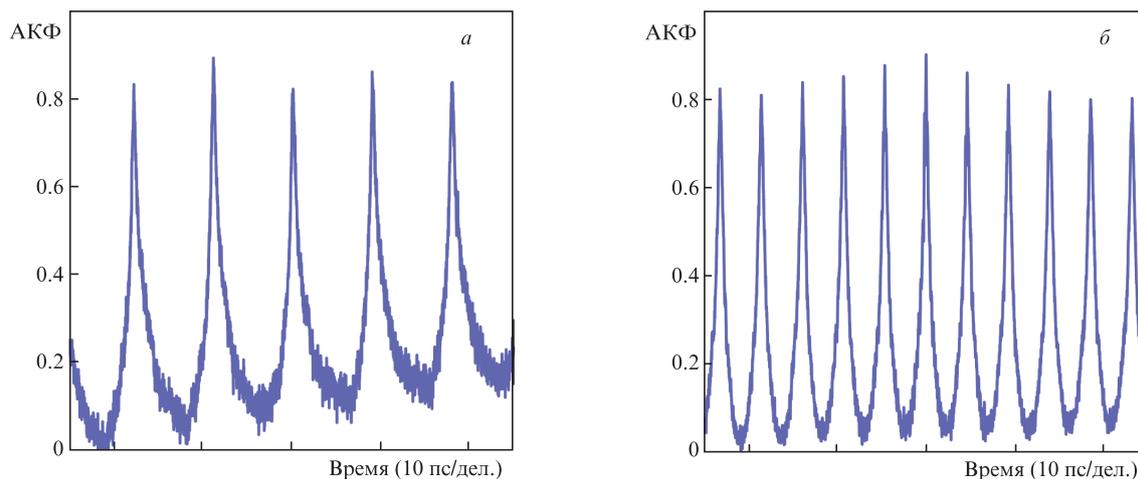


Рис.3. Автокорреляционные функции импульсных последовательностей при частотах модуляции  $\nu \sim 120$  ГГц ( $\Delta\lambda = 1$  нм) (а) и  $\sim 240$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2$  нм) (б).

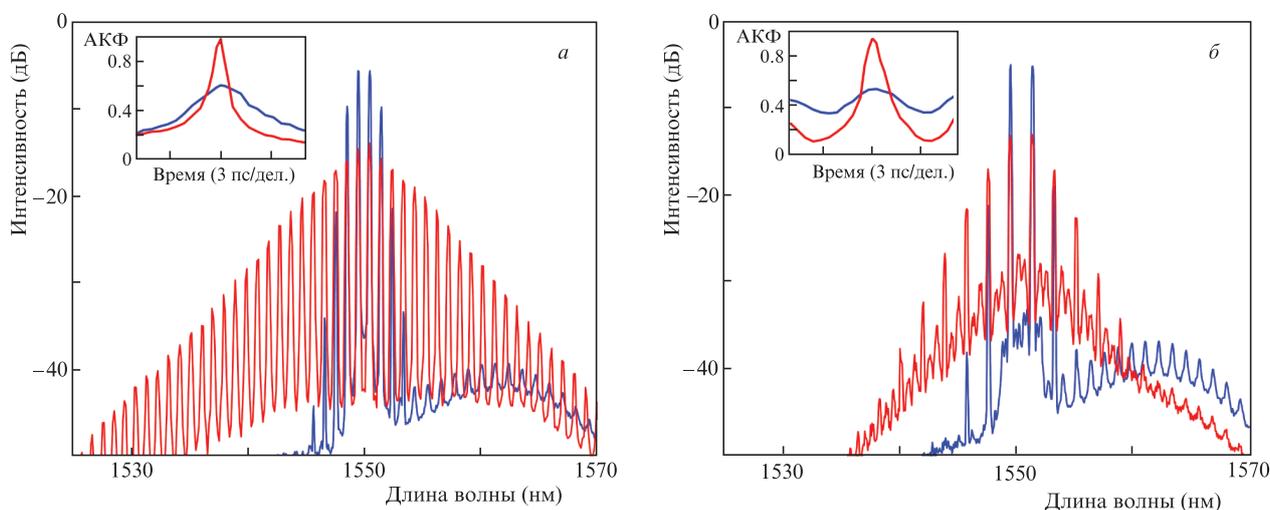


Рис.4. Спектры излучения при прохождении двухсекционного световода Corning LEAF+ ВУД. Частота модуляции  $\nu \sim 120$  ГГц ( $\Delta\lambda = 1$  нм) (а) и  $\sim 240$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2$  нм) (б). На вставках показаны АКФ формируемых импульсов. Синие линии соответствуют излучению, прошедшему только через световод LEAF, красные – излучению, прошедшему обе секции (Corning LEAF+ ВУД). Цветные варианты рис.4 и 5 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

дисперсии волокна LEAF, диапазон модуляционного усиления в нем (обратно пропорциональный величине дисперсии) недостаточен для формирования контрастного импульса на частоте модуляции  $\nu \sim 240$  ГГц (рис.4,б). Последовательность импульсов в данном случае формируется фактически только за счет развития МН при прохождении излучения по ВУД.

### 3. Оценка дисперсионных параметров ВУД

Как уже отмечалось выше, задача определения дисперсионных параметров образцов ВУД весьма актуальна. Ниже показано, что оценка дисперсионных параметров исследуемого образца ВУД может быть получена при сравнении экспериментальных данных с результатами численного моделирования процесса МН. К преимуществам такого подхода можно отнести следующие: 1) возможность достаточно быстро и точно моделировать распространение излучения в волокне даже на общедоступных компьютерах с помощью известного и давно себя зарекомендовавшего метода пошагового преобразования Фурье [3], разработанного для решения НУШ;

2) для метрологических измерений образцов волокон можно использовать стандартные установки, которые применяются в экспериментах, например, по усилению и компрессии оптических импульсов, и не собирать дополнительные системы, зачастую содержащие дорогостоящие объемные компоненты [30]; 3) предлагаемый способ относится к методам неразрушающего контроля, т. к. позволяет оценивать параметры целого образца, что особенно актуально для ВУД. Кроме того, в стандартных методах определения дисперсионных параметров оптических волокон используются небольшие образцы, дисперсия которых полагается постоянной.

К недостаткам предлагаемого нами метода можно отнести то, что он не является самодостаточным, т. е. предполагает наличие определенной информации о параметрах исследуемого волокна (эффективной площади моды, распределении дисперсии по длине), которая в дальнейшем будет использована в численном моделировании. В то же время эту информацию вполне можно получить исходя из данных о структуре исследуемого образца – об изменении диаметра по длине, о диаметре сердцевинки, разности показателей преломления сердцевинки и оболочки.

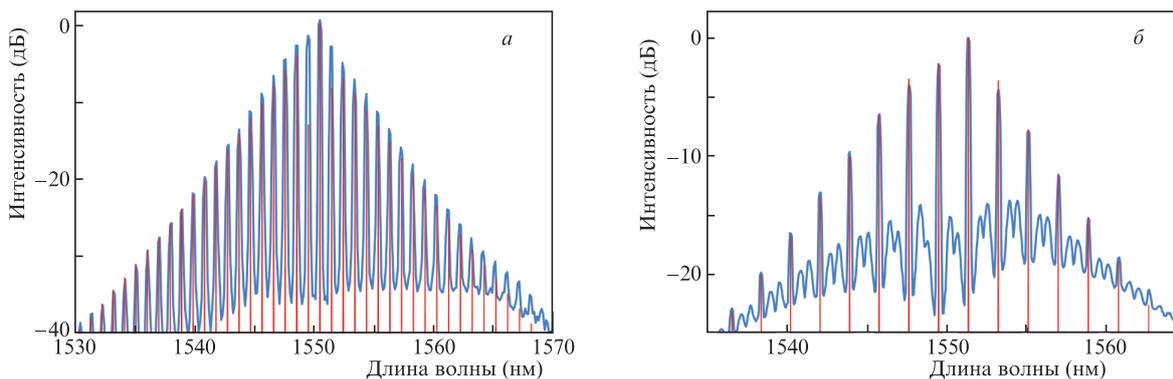


Рис.5. Спектры модулированного излучения после прохождения двухсекционного световода Corning LEAF+ ВУД. Частота модуляции  $\nu \sim 120$  ГГц ( $\Delta\lambda = 1$  нм) (а) и  $\sim 240$  ГГц ( $\Delta\lambda = 2$  нм) (б). Синие линии – спектры, полученные экспериментально, красные – полученные в результате моделирования при оптимально подобранном профиле дисперсии.

Тем не менее определение нелинейных характеристик волокна со сложной W-образной структурой ППП является весьма нетривиальной задачей. Главной трудностью здесь является поиск эффективной площади моды  $A_{\text{eff}}$ , которая вместе с нелинейным показателем преломления  $n_2$  определяет параметр керровской нелинейности волокна  $\gamma$ . В нашем случае мы допустили упрощение задачи, представив сложный W-образный ППП в виде ступенчатого с диаметром сердцевинки  $a = 7.5$  мкм и разностью показателей преломления сердцевинки и оболочки  $\Delta n = 8.5 \times 10^{-3}$ . Оценка эффективной площади моды по формуле Маркузе дает  $A_{\text{eff}} \approx 52$  мкм<sup>2</sup>, что в итоге позволяет определить значение керровского параметра:  $\gamma = 0.0025$  Вт<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. Изменение диаметра оболочки волокна не приводит к существенному изменению эффективной площади моды, поэтому величину  $\gamma$  в рассматриваемом приближении мы полагаем постоянной по длине световода.

Для определения дисперсионного профиля  $\beta_2(z)$  ВУД проводилось моделирование решения НУШ [3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - i\gamma |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где  $A(z, t)$  – амплитуда распространяющейся волны. Начальные условия определялись из эксперимента по распространению модулированного излучения в двухсекционном световоде и отвечали картине излучения на входе в ВУД (рис.4) с учетом потерь в точке сварки волокон ( $\sim 25\%$  по мощности). На начальном этапе расчета полагалось, что дисперсия третьего порядка  $\beta_3 = 0$ . Тестовые расчеты, проведенные с учетом нелинейных эффектов ВКР и самообострения [24], показали, что их влияние на искомый результат пренебрежимо мало – различие результатов не превышало 0.5%. Поэтому в итоговом варианте для ускорения расчетов проводилось моделирование уравнения (1) без учета влияния этих нелинейных эффектов.

Алгоритм подбора профиля дисперсии состоял в следующем. Незвестный дисперсионный профиль  $\beta_2(z)$  в соответствии с линейным изменением диаметра оболочки аппроксимировался линейной зависимостью  $\beta_2(z) = \beta_2(0)(1 - \xi z)$  (здесь  $\xi \approx 10^{-3}$  – неизвестная константа), определяемой значениями дисперсии групповых скоростей в начале и в конце ВУД  $\beta_2(0)$  и  $\beta_2(L)$ . Указанные дисперсионные параметры изменялись с шагом  $0.25$  пс<sup>2</sup>·км<sup>-1</sup> в диапазонах  $-15 < \beta_2(0) < -2$  пс<sup>2</sup>·км<sup>-1</sup> и  $-10 < \beta_2(0) <$

$5$  пс<sup>2</sup>·км<sup>-1</sup>. Целью расчетов было нахождение минимума функционала

$$\sum_k |I_{\text{th}}(\omega_k) - I(\omega_k)|,$$

где

$$I_{\text{th}}(\omega_k) = \frac{|A(\omega_k, L)|^2}{\max |A(\omega_k, L)|^2}$$

– расчетная относительная интенсивность спектра;  $I(\omega_k)$  – относительная интенсивность спектра, измеренная экспериментально. Суммирование проводилось по точкам  $\omega_k$ , соответствующим максимумам гребенчатого спектра, в которых  $I(\omega_k)$  превышало пороговое значение (составляющее, например,  $-40$  дБ). Расчеты, проведенные для частот модуляции  $\nu \sim 120$  и  $240$  ГГц, дали схожие результаты. Наилучшее совпадение расчетного и экспериментального спектров получено при  $\beta_2(0) = -7.5$  пс<sup>2</sup>·км<sup>-1</sup> и  $\beta_2(L) = 0$ . Аналогичным способом для полученного профиля дисперсии групповых скоростей было вычислено постоянное по длине значение дисперсии третьего порядка,  $\beta_3 = 0.015$  пс<sup>3</sup>·км<sup>-1</sup>. Расчетные спектры, соответствующие распространению модулированного излучения в ВУД с оптимально подобранным профилем дисперсии, и экспериментальные спектры показаны на рис.5.

#### 4. Заключение

С использованием нового образца кварцевого ВУД, изготовленного в ИОФ РАН, была разработана экспериментальная установка для генерации последовательностей высокочастотных импульсов из исходно модулированного непрерывного излучения телекоммуникационного диапазона. В ходе экспериментов зафиксировано получение контрастных стабильных последовательностей импульсов с частотой следования в диапазоне 100–300 ГГц и генерация гребенчатого спектра шириной до 80 нм по уровню  $-20$  дБ. Проведены также эксперименты, в которых данный образец ВУД был успешно применен для компрессии отдельного импульса из высокочастотной последовательности до субпикосекундной длительности. Рассмотренная схема может послужить основой для разработки семейства генераторов гребенчатого спектра и представлять интерес для работ в области телекоммуникаций, спектроскопии, радиофотоники и т.д.

Дисперсионный профиль  $\beta_2(z)$  рассматриваемого образца ВУД, восстановленный по результатам численного моделирования, однозначно соответствует показателям дисперсии, закладываемым при вытяжке волокна, а именно малой дисперсии групповых скоростей по всей длине образца с близким к нулю значением на его узком конце. При этом полученное малое значение дисперсии третьего порядка  $\beta_3$  вполне отвечает структуре образца. Предложенный в работе способ восстановления дисперсионного профиля образца может применяться в качестве оперативного метода метрологии дисперсионных параметров исследуемых образцов неоднородных по длине волокон.

Выражаем признательность ИОФ РАН за предоставленный образец ВУД.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (Программа «Мегагрантов», заявка 2020-220-08-1369), а также РНФ (грант № 19-72-10037) и РФФИ (грант № 19-42-730009).

1. Scott A.C. *The Nonlinear Universe: Chaos, Emergence, Life* (Berlin: Springer, 2007).
2. Tai K., Hasegawa A., Tomita A. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 135 (1986).
3. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
4. Marhic M.E. *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices* (New York: Cambridge University Press, 2008).
5. Lugiato L.A., Lefever R. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2209 (1987).
6. Bonatto C., Feyereisen M., Barland S., Giudici M., Masoller C., Rios Leite J.R., Tredicce J.R. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 053901 (2011).
7. Korobko D.A., Fotiadi A.A., Zolotovskii I.O. *Opt. Express*, **25**, 21180 (2017).
8. Kip D., Soljacic M., Segev M., Eugenieva E., Christodoulides D.N. *Science*, **290**, 495 (2000).
9. Clerc M.G., González-Cortés G., Wilson M. *Opt. Lett.*, **41**, 2711 (2016).
10. Malendevich R., Jankovic L., Stegeman G., Aitchison J.S. *Opt. Lett.*, **26**, 1879 (2001).
11. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Лапин В.А. *Квантовая электроника*, **44**, 42 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 42 (2014)].
12. Tajima K. *J. Lightwave Technol.*, **4**, 900 (1986).
13. Mamyshev P.V., Chernikov S.V., Dianov E.M., Prokhorov A.M. *Opt. Lett.*, **15**, 1365 (1990).
14. Närhi M., Wetzel B., Billet C., Toenger S., Sylvestre T., Merolla J.M., Dudley J.M. *Nature Commun.*, **7**, 1 (2016).
15. Mussot A., Conforti M., Trillo S., Copie F., Kudlinski A. *Adv. Opt. Photon.*, **10**, 1 (2018).
16. Swanson E.A., Chinn S.R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **6**, 796 (1994).
17. Lecaplain C., Grelu P. *Opt. Express*, **21**, 10897 (2013).
18. Korobko D.A., Stoliarov D.A., Itrin P.A., Odnoblyudov M.A., Petrov A.B., Gumenyuk R.V. *Opt. Laser Technol.*, **133**, 106526 (2021).
19. Saarinen E.J., Rantamäki A., Chamorovskiy A., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **48**, 1355 (2012).
20. Peccianti M., Pasquazi A., Park Y., Moss D.J., Little B.E., Chu S.T., Morandotti R. *Nat. Commun.*, **3**, 765 (2012).
21. Pasquazi A., Peccianti M., Razzari L., Moss D.J., Coen S., Erkintalo M., Morandotti R. *Phys. Rep.*, **729**, 1 (2018).
22. Chernikov S.V., Dianov E.M., Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 293 (1993).
23. Xu W., Zhang S., Chen W., Luo A., Liu S. *Opt. Commun.*, **199**, 355 (2001).
24. Dudley J.M., Taylor J.R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (New York: Cambridge University Press, 2010).
25. Chernikov S.V., Mamyshev P.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1633 (1991).
26. Chernikov S., Richardson D., Payne D., Dianov E. *Opt. Lett.*, **18**, 476 (1993).
27. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysolyatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**, 692 (2015).
28. Золотовский И. О., Коробко Д.А., Охотников О.Г., Сысолятин А.А., Фотиади А.А. *Квантовая электроника*, **42**, 828 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 828 (2012)].
29. Yang C., Li W., Yu W., Liu M., Zhang Yu., Ma G., Lei M., Liu W. *Nonlin. Dynam.*, **92**, 203 (2018).
30. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 265 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 265 (2003)].
31. Fatome J., Pitois S., Fortier C., Kibler B., Finot C., Millot G., Courde C., Lintz M., Samain E. *Opt. Commun.*, **283**, 2425 (2010).
32. Fatome J., Garnier J., Pitois S., Petit M., Millot G., Gay M., Clouet B., Bramerie L., Simon J.C. *Opt. Fiber Technol.*, **14**, 84 (2008).