

Полностью волоконная система оптического стробирования для измерения периодически повторяющегося широкополосного сигнала сложной формы с пикосекундным разрешением в наносекундном временном окне

А.В. Андрианов

На основе полностью волоконного оптического затвора в виде нелинейного петлевого зеркала и фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод разработана система оптического стробирования для непрерывного наблюдения периодически повторяющегося сложного оптического сигнала с пикосекундным разрешением в наносекундном временном окне. Особенности системы являются возможность исследования сигналов с очень широкой спектральной полосой, возможность использования стробирующего источника с длиной волны в полосе исследуемого сигнала, а также полностью волоконное исполнение с использованием стандартных волокон и стандартных телекоммуникационных компонентов.

Ключевые слова: измерение ультракоротких импульсов, оптическое стробирование, нелинейный оптический затвор, нелинейный волоконный интерферометр Саньяка.

1. Введение

Несмотря на большие успехи в области измерения ультракоротких оптических импульсов, проблема измерения импульсов очень сложной формы, а также последовательностей многих импульсов, имеющих в своем составе структуры с сильно различающимися временными масштабами, привлекает большое внимание. Применимость стандартных полностью оптических методов, позволяющих восстановить временную форму импульса (таких как FROG, SPIDER и их модификации [1]) с фемтосекундным разрешением, ограничена как трудностью достижения широкого временного диапазона сканирования (обычно реализуемого с помощью механически перестраиваемых оптических линий задержки), так и сложностью обратной задачи восстановления формы импульсов, что ярко проявляется для импульсов сложной формы и последовательностей нескольких близкорасположенных импульсов. Современные быстродействующие фотодетекторы и осциллографы позволяют регистрировать оптические сигналы с разрешением, достигающим десятков пикосекунд, однако они имеют очень высокую стоимость и принципиальные ограничения, связанные с искажениями измеряемой формы сигнала (например, появление «звона» или протяженного «хвоста» импульса) из-за ограничений ширины полосы фотодиодов и электронных схем и сложностей согласования СВЧ трактов [2]. Таким образом, перечисленные методы трудно применимы для исследования сигналов в «промежуточном» диапазоне времен (1–100 пс) и практически неприменимы для исследования очень длинных (наносекундных и более) импульсов или длинных последовательностей импульсов, при одновременной необходимости пикосекундного разрешения.

Большой класс методов, позволяющих исследовать сигналы очень сложной формы с высоким временным разрешением и в широком временном окне, основан на оптическом стробировании (см. обзоры [2–4]) исследуемого сигнала с помощью ультракороткого стробирующего импульса, генерируемого независимым отдельным источником (обычно лазером с синхронизацией мод). Данный метод применим для исследования периодически повторяющихся сигналов и последовательностей, что является стандартной ситуацией во многих экспериментах. Важно отметить, что частота повторения стробирующих импульсов не обязательно должна быть в точности равна частоте повторения исследуемого сигнала. Напротив, небольшая расстройка частот позволяет осуществлять сканирование стробирующего сигнала относительно исследуемого в полностью оптической схеме без перестраиваемых линий задержки и движущихся частей, что лежит в основе так называемых систем асинхронного стробирования [5] (рис. 1). Если частота следования импульсов исследуемого сигнала f_1 (период $T_1 = 1/f_1$) и частота следования стробирующих импульсов f_2 (период $T_2 = 1/f_2$), то стробоскопический метод за время измерения $1/|f_1 - f_2|$ позволяет накопить число отсчетов, достаточное для полного восстановления формы сигнала на протяжении всего периода T_1 , при этом эффективное временное разрешение составляет $|T_1 - T_2|$.

Основным элементом всех систем оптического стробирования помимо источника стробирующих импульсов является оптический затвор – схема, которая обеспечивает на своем выходе сигнал, пропорциональный входному исследуемому сигналу в момент прихода стробирующего импульса (см. обзор [6]). Это может быть, например, как среда с квадратичной нелинейностью, в которой генерируется сигнал суммарной или разностной частоты [7], так и среда с кубичной нелинейностью, где в основе стробирования лежат процессы фазовой кросс-модуляции в различных вариантах [8], четырехволнового смешения [2, 9] и параметрического усиления [10]. Большое число работ посвящено исследованию оптических затворов на основе

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

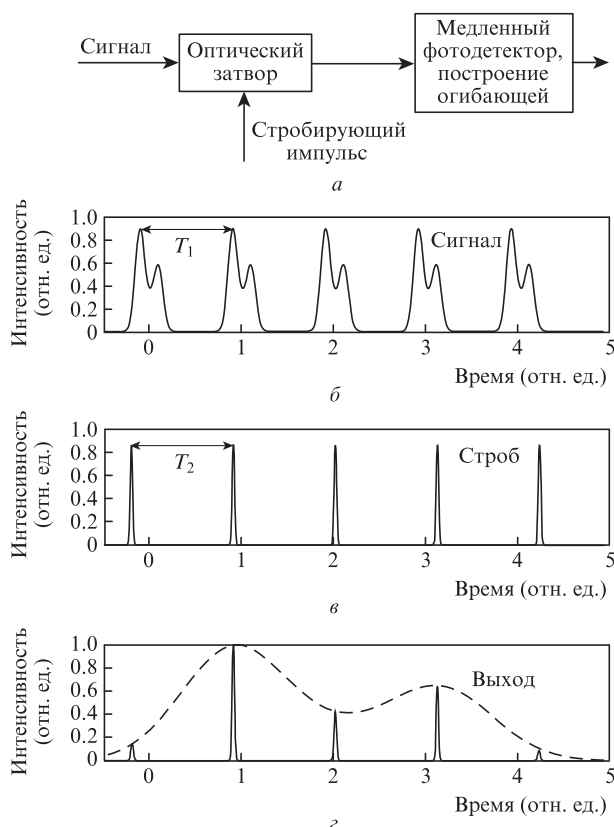


Рис.1. Общая схема метода асинхронного оптического стробирования периодически повторяющегося сложного сигнала (а), а также входной сигнал с периодом повторения T_1 (б), стробирующие импульсы с периодом повторения T_2 (в) и сигнал на выходе оптического затвора (сплошные кривые) и его огибающая (штриховая кривая) (г).

высоконелинейных волокон [2] и волноводов [11, 12]. Во всех известных нам работах работоспособность схем на основе волокон и волноводов с кубичной нелинейностью обеспечивается только в том случае, если центральные длины волн исследуемого и стробирующего сигналов достаточно сильно разнесены и их спектры не перекрываются, что позволяет использовать на выходе схемы спектральный фильтр для разделения этих сигналов. Это накладывает существенные ограничения на ширину спектра как исследуемого, так и стробирующего сигналов, поскольку их центральные длины волн обычно выбираются весьма близкими в силу необходимости обеспечения их квазисинхронного распространения в волокне или волноводе. В связи с тенденцией расширения спектрального диапазона в системах передачи данных, а также в целях мониторинга широкополосных импульсов в лазерных системах, например импульсного суперконтинуума или сильно chirпированных импульсов, задача широкополосного оптического стробирования приобретает все большую актуальность.

В настоящей работе мы предлагаем модифицированный метод оптического стробирования в полностью волоконной, основанной на нелинейном интерферометре Саньяка и поляризационном разделении сигнального и стробирующего импульсов системе, которая позволяет использовать стробирующий источник с длиной волны в полосе исследуемого сигнала. Метод успешно протестирован в эксперименте по наблюдению сложной последовательности широкополосных импульсов со специально-

го волоконного лазера с синхронизацией мод на высоких гармониках резонатора [13]. Проведены приближенные аналитические оценки временного разрешения данного метода, хорошо согласующиеся с экспериментом.

2. Описание метода

Полностью волоконная схема, реализующая предложенный нами метод, представлена на рис.2. Источником стробирующих импульсов служит волоконный лазер с синхронизацией мод, частота следования импульсов которого f_2 должна быть близка к частоте следования исследуемых импульсов f_1 . В качестве оптического затвора в нашем методе предполагается использовать нелинейный волоконный интерферометр Саньяка (нелинейное петлевое зеркало Саньяка). Исследуемый сигнал поступает на вход 1 волоконного делителя интерферометра, который при отсутствии стробирующего импульса является полностью сбалансированным и, следовательно, не пропускает сигнал на выход 2. Ввод в петлевое зеркало стробирующего импульса осуществляется с помощью дополнительного волоконного объединителя 3, при этом стробирующий импульс проходит в петлевом зеркале только в одном направлении (по часовой стрелке на рис.2). За счет фазовой кросс-модуляции под действием стробирующего импульса сигнальное излучение, распространяющееся в направлении по часовой стрелке, приобретает дополнительный несбалансированный фазовый сдвиг, в результате часть сигнального излучения проходит на выход 2.

Принципиальной особенностью нашей схемы является разделение сигнального и стробирующего излучения по поляризациям. Для этого стробирующий импульс вводится в нелинейное петлевое зеркало с поляризацией, ортогональной поляризации сигнального излучения, а на выходе схемы предусмотрен поляризатор, пропускающий только сигнальное излучение. Отметим, что в качестве объединителя 3 может быть использован стандартный волоконный поляризационный делитель, что позволяет практически без потерь использовать всю мощность сигнального и стробирующего излучения. Кроме того, для построения интерферометра Саньяка может применяться стандартный поляризующий волоконный делитель 50/50 (пропускающий излучение только одной из поляризаций) что делает необязательным выходной поляризатор. Излучение на выходе схемы регистрируется с помощью фотодетектора (например, фотодиода) с временным разрешением, позволяющим различать отдельные импульсы стробирующего лазера (типичные частоты

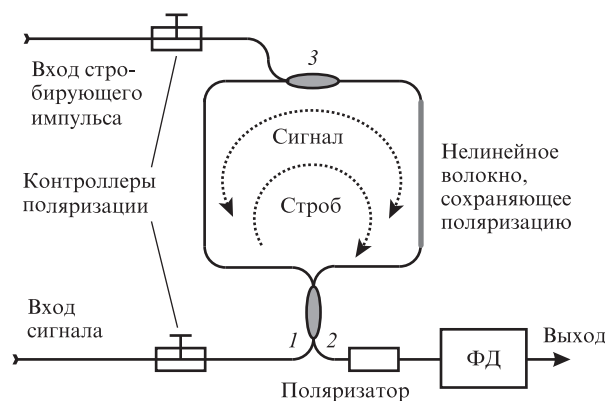


Рис.2. Схема оптического затвора (см. текст).

следования которого лежат в диапазоне 10–100 МГц). Дальнейшая обработка и визуализация формы исследуемого сигнала осуществляется с помощью цифрового осциллографа, подключенного к компьютеру. В простейшем случае наблюдение формы сигнала может быть осуществлено визуально на осциллографе в виде огибающей принятых фотодиодом импульсов.

Надо отметить, что некоторые схемы на основе нелинейного интерферометра Саньяка рассматривались ранее в качестве нелинейного затвора в системах оптического стробирования [14, 15]. В первоначальной реализации [14] сигнальное излучение и стробирующие импульсы объединялись с помощью мультиплексора WDM и подавались совместно во входной порт нелинейного интерферометра. В последующей работе [15] было предложено вводить стробирующие импульсы через дополнительный волоконный объединитель, установленный непосредственно в нелинейном интерферометре. Тем не менее на выходе схем был предусмотрен полосовой фильтр для разделения сигнального и стробирующего излучения, что вносило недостатки, присущие основанным на спектральном разделении сигналов схемам.

Нелинейный интерферометр Саньяка с дополнительным портом, в который вводится ортогонально поляризованное излучение, исследовался ранее с точки зрения построения оптического переключателя для очень длинных (наносекундных) импульсов [16] и коротких солитонных импульсов [17], однако нам не известно о применении данной конфигурации для целей оптического стробирования.

3. Экспериментальная реализация метода

Для экспериментальной проверки разработанного метода была построена следующая схема. Исследуемый сигнал поступал от специального волоконного лазера с синхронизацией мод на высоких гармониках резонатора [13], который в данных экспериментах был настроен на генерацию пачек ультракоротких импульсов. Частота следования пачек составляла 25.04 МГц, а расстояние между соседними импульсами внутри пачки могло плавно регулироваться. В настоящей работе мы не будем затрагивать вопросы, связанные с механизмом и особенностями генерации пачек импульсов в нашем лазере, а сосредоточимся исключительно на исследовании схемы оптического стробирования.

Для генерации стробирующих импульсов был построен стандартный фемтосекундный полностью волоконный кольцевой лазер, работающий на основной гармонике резонатора. С помощью последовательного укорочения (небольшими порциями) волоконного резонатора лазера частота следования его импульсов была установлена близкой к частоте следования пачек (25.04 МГц). Разность частот составляла около 600 Гц и могла быть подстроена с помощью регулировки температуры стробирующего лазера. Специальных мер по стабилизации частот и синхронизации лазеров не принималось, оба лазера работали независимо в режиме пассивной синхронизации мод. Импульсы стробирующего лазера исходной длительностью около 400 фс усиливались в волоконном усилителе с компенсацией дисперсии активных и пассивных волокон до средней мощности 30 мВт (что соответствует энергии около 1 нДж). Исследуемый сигнал также усиливался в волоконном усилителе с частичной компенсацией дисперсии до

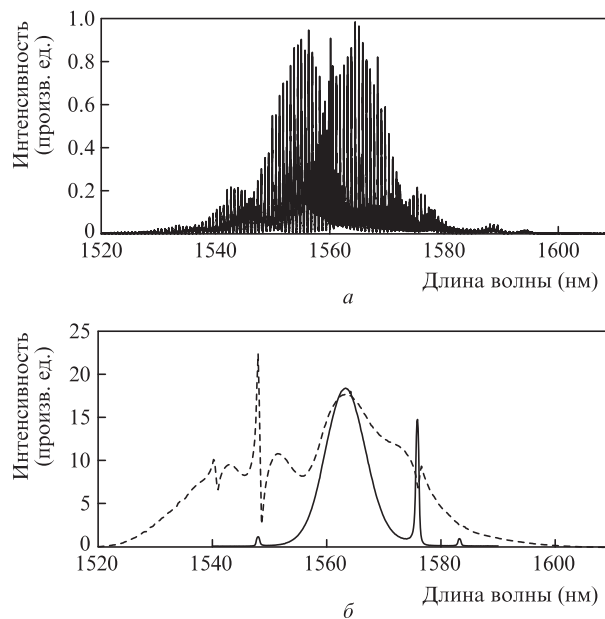


Рис.3. Спектр исследуемого сигнала (а), а также спектр импульсов на выходе стробирующего лазера (сплошная кривая) и спектр усиленных стробирующих импульсов на входе нелинейного затвора (штриховая кривая) (б).

средней мощности 200 мВт, что при характерном числе циркулирующих в резонаторе лазера импульсов 200–400 соответствует энергии одного импульса лишь 20–40 пДж. Поскольку оба лазера и усилителя были выполнены на волокнах, не сохраняющих состояние поляризации, перед входом в оптический затвор были установлены контроллеры поляризации и поляризирующие изоляторы Фарадея.

Типичный спектр исследуемого сигнала приведен на рис.3 вместе со спектром стробирующего импульса. Спектр сигнала имел сильно изрезанную форму, обусловленную наличием пачек близкорасположенных импульсов, его центр лежал около 1560 нм, а его огибающая была весьма широка – спектр имел ширину более 80 нм по уровню 10^{-3} от максимума и простирался от 1520 до 1600 нм. Спектр стробирующего импульса испытывал достаточно сильное уширение в усилителе за счет нелинейности и полностью перекрывался со спектром исследуемого сигнала. Сигнал на выходе нелинейного затвора детектировался фотодиодом с шириной полосы 1 ГГц и поступал на цифровой осциллограф (полоса пропускания 300 МГц, скорость АЦП – 2 Гвыб/с, глубина памяти – 28 млн. точек).

На рис.4,а показан сигнал, полученный в результате непрерывной записи и обработки (фильтрации шумов, построения огибающей и перенормировки временной оси) четырех периодов следования импульсов лазера (один период равен 39.9 нс). Лазер во время данного измерения работал в режиме генерации пачек близкорасположенных импульсов: в резонаторе циркулировали 2 пачки импульсов (одна содержала 51 импульс, вторая – 73 импульса), расстояние между соседними импульсами составляло 92 пс. За счет стробоскопического принципа реальное время измерения временного отрезка в 40 нс составляет около 12 мс. Эквивалентное временное разрешение (расстояние между временными отсчетами) составляет 1.3 пс, и полное число отсчетов на одном периоде составляет около 30000. На рис.4,б показан увеличенный фрагмент сигнала, на котором видна одна из пачек импульсов и четко различаются отдельные импульсы. Наконец, на рис.4,в

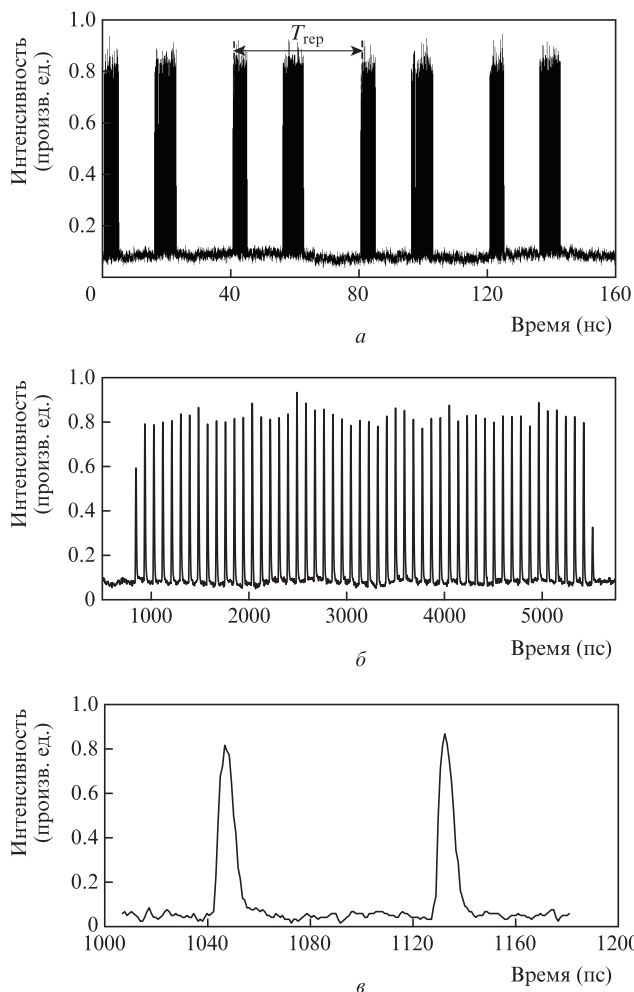


Рис.4. Форма сигнала, измеренная методом оптического стробирования на протяжении четырех периодов повторения лазера (а), увеличенный фрагмент, демонстрирующий одну пачку импульсов (б), увеличенный фрагмент, показывающий два соседних импульса (в).

представлен фрагмент с еще большим временным разрешением, где видны два соседних импульса. Таким образом, данные измерения позволяют на одной осциллограмме исследовать весь временной интервал, соответствующий периоду следования сигнала (40 нс), с высоким разрешением (несколько пикосекунд). В частности, это позволило нам точно посчитать число импульсов в пачке, проверить эквидистантность импульсов внутри нее, а также исследовать ее структуру и свойства отдельных импульсов. Так, например, было обнаружено, что первый и последний импульс в пачке всегда имеют амплитуду, отличную от амплитуды импульсов в ее середине.

Предельное временное разрешение построенной схемы может быть оценено на основе следующих измерений. На рис.5 показаны сигнал непосредственно с фотодиода на выходе системы до обработки и обработанный сигнал, который построен как его огибающая, а также измеренные независимо методом FROG формы стробирующего и сигнального импульсов. Видно, что длительность обоих импульсов заметно меньше ширины огибающей, измеренной в схеме оптического стробирования. Это позволяет считать, что основной вклад в уширение импульса дает именно сама схема оптического стробирования и ее предельное временное разрешение может быть оценено как ширина измеренного импульса, что составляет около 5 пс.

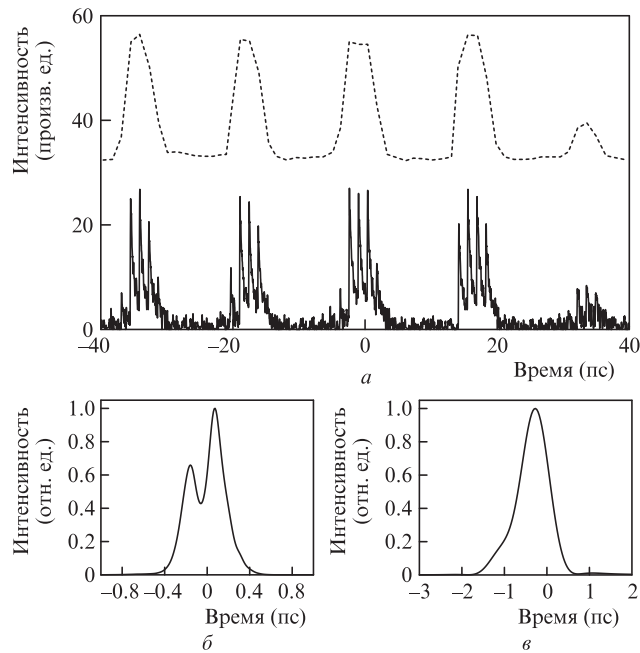


Рис.5. Формы сигнала на выходе фотодетектора системы оптического стробирования до обработки (сплошная кривая) и огибающая сигнала (штриховая кривая) (а), а также измеренные методом FROG формы стробирующего импульса (б) и одного из импульсов сигнального излучения (в).

4. Оценка предельного временного разрешения

Для оценки предельного временного разрешения рассмотрим более подробно процессы, протекающие в построенной нами схеме оптического затвора. Прежде всего заметим, что при использовании симметричного делителя (50/50) в интерферометре Саньяка все линейные и даже нелинейные эффекты для сигнального излучения линейной поляризации приводят к одинаковому набегу фаз во всех составляющих интерферометр волокон при распространении излучения в обоих направлениях (в отсутствие стробирующих импульсов). При этом в силу свойств интерферометра Саньяка сигнальное излучение полностью отражается от интерферометра и не попадает на выход схемы. Поэтому мы детально рассмотрим только отрезок двулучепреломляющего волокна, где за счет взаимодействия со стробирующим импульсом сигнальное излучение при распространении по часовой стрелке может приобретать нескомпенсированный фазовый набег. Будем считать, что сигнальный и стробирующий импульсы распространяются, имея ортогональные собственные поляризации световода, ориентированные вдоль осей x и y .

Электрическое поле представим в виде $E_{\text{sign}} = e_x U \exp(i\beta_x z)$, $E_{\text{strob}} = e_y V \exp(i\beta_y z)$, где e_x и e_y – единичные векторы вдоль осей x и y ; β_x и β_y – постоянные распространения для x - и y -поляризованных мод; U и V – медленные огибающие сигнального и стробирующего импульсов соответственно. Основные уравнения, описывающие нелинейное распространение излучения вдоль оси z двулучепреломляющего световода, имеют вид [18]

$$\frac{\partial U}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = i\gamma U (|U|^2 + \frac{2}{3}|V|^2) + i\frac{\gamma}{3} U^* V^2 \exp(-2i\Delta\beta z), \tag{1}$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{1}{\Delta v} \frac{\partial V}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = i\gamma V \left(\frac{2}{3} |U|^2 + |V|^2 \right) + i \frac{\gamma}{3} V^* U^2 \exp(2i\Delta\beta z). \tag{2}$$

Здесь β_2 – коэффициент квадратичной дисперсии; γ – коэффициент нелинейности волокна; $1/\Delta v = 1/v_y - 1/v_x$; v_x и v_y – групповые скорости x - и y -поляризованных мод; $\Delta\beta = \beta_y - \beta_x$. Данные уравнения справедливы в сопровождающей системе отсчета, для перехода в которую произведена замена времени t на $t - z/v_x$ и в которой импульс сигнала излучения (U) покоится.

Несмотря на то что сигнальный и стробирующий импульсы распространяются с ортогональными поляризациями, нелинейное взаимодействие в общем случае чувствительно к фазе между ними, что выражается в когерентной связи между уравнениями (последние слагаемые в правой части). Однако за счет существенной разности между фазовыми скоростями сигналов с ортогональными поляризациями ($\Delta\beta$) фаза между ними быстро осциллирует, и усредненный эффект от когерентных слагаемых в правой части уравнений стремится к нулю, что позволяет ими пренебречь. Далее, в силу малой интенсивности сигнального излучения можно пренебречь его самовоздействием (членом $U|U|^2$ в (1)) и воздействием на стробирующий импульс (членом $V|U|^2$ в (2)), что делает уравнение (2) не зависимым от (1), т.е. позволяет рассматривать эволюцию стробирующего импульса независимо от сигнального излучения на основе стандартного нелинейного уравнения Шредингера.

Для дальнейшего упрощения сделаем следующие допущения. Во-первых, предположим, что влияние дисперсии на сигнальный импульс невелико, что вполне справедливо для характерной длительности импульса порядка 1 пс и более и длины стандартного волокна 1 м. Во-вторых, предположим, что профиль интенсивности стробирующего импульса также слабо меняется на длине волокна, что может быть либо в случае слабого влияния дисперсии (длинного стробирующего импульса), либо если импульс представляет собой фундаментальный солитон. Тогда форма профиля интенсивности стробирующего импульса $I = |V|^2$ вдоль волокна может быть записана в виде $I(z, t) = I_0(t - z/\Delta v)$, а уравнение для сигнального излучения приобретает простой вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i\gamma U I_0(t - z/\Delta v). \tag{3}$$

Его решение $U(z, t) = U(z = 0, t)\exp(i\varphi(t))$, где $\varphi(t)$ – нелинейный набег фазы сигнального излучения, обусловленный кросс-модуляцией. В отрезке волокна длиной L набег фазы

$$\varphi(t) = \frac{2\gamma}{3} \int_0^L [I_0(t - z/\Delta v)]^2 dz = \frac{2\gamma v}{3} \int_0^{T_g} [I_0(t - t')]^2 dt'. \tag{4}$$

Можно заметить, что набег фазы фактически пропорционален свертке квадрата интенсивности стробирующего импульса и прямоугольного импульса длительностью $T_g = L/\Delta v$. Эта длительность (групповой разбег) определяется разностью групповых скоростей сигнального и стробирующего импульсов на длине волокна.

В рамках сделанных нами приближений импульсы, которые распространяются в петлевом зеркале в проти-

воположных направлениях, приобретают к моменту возврата к разветвлению разность фазовых набегов, определяемых формулой (4). Профиль интенсивности импульса J на выходе нелинейного петлевого зеркала может быть найден как

$$J(t) = J_0(t)[1 - \cos(\varphi(t))], \tag{5}$$

где J_0 – профиль интенсивности на входе. Мы предполагаем, что максимальный нелинейный набег фазы невелик, тогда

$$J(t) \propto J_0(t)\varphi^2(t). \tag{6}$$

Отклик фотодетектора на один сигнальный импульс на выходе пропорционален энергии этого импульса. При работе схемы стробирующие импульсы приходят с плавно изменяющейся временной задержкой T относительно сигнальных. В итоге форма осциллограммы, полученная на выходе системы после обработки, может быть представлена в виде

$$S(T) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} J(t)A(t - T)dt, \tag{7}$$

где

$$A(t) = \left[\int_0^{T_g} [I_0(t - t')]^2 dt' \right]^2. \tag{8}$$

Таким образом, измеряемая осциллограмма имеет вид свертки профиля интенсивности исследуемого сигнала и аппаратной функции стробирующей системы $A(t)$.

На рис.6,а представлена форма аппаратной функции нашей экспериментальной схемы, рассчитанная в рамках сделанных допущений на основе измеренной формы стробирующего импульса. Измеренный с помощью наблюде-

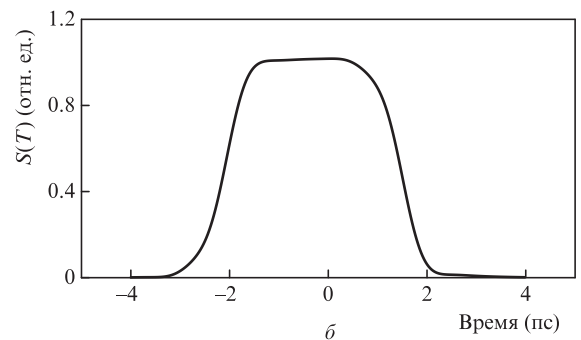
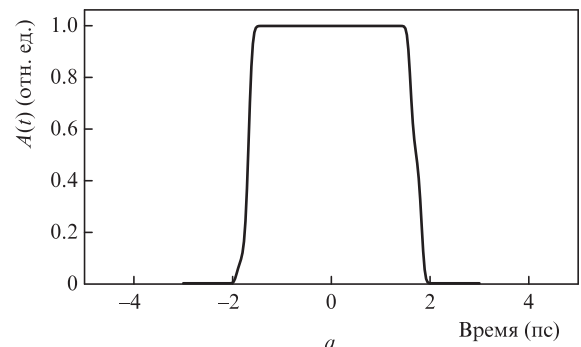


Рис.6. Рассчитанные формы аппаратной функции нашей схемы оптического стробирования (а) и осциллограммы одного импульса сигнального излучения (б).

ния спектральной интерференции групповой разбег между сигналами с ортогональными поляризациями в нашем отрезке волокна составил $T_g = 3.56$ пс, и именно он вносит основной вклад в уширение аппаратной функции. Расчетная форма осциллограммы на выходе системы для одного сигнального импульса показана на рис.6,б.

Ширина расчетной осциллограммы составляет около 4 пс, что согласуется с измеренной в эксперименте шириной 5 пс. Дополнительное уширение измеренного импульса может быть вызвано влиянием дисперсионного расплывания как стробирующего, так и сигнального импульсов, а также другими неучтенными нами факторами.

5. Обсуждение

Проведенные экспериментальные исследования и аналитические оценки показали, что наша схема оптического стробирования с разделением сигнального и стробирующего излучения по поляризациям может быть успешно применена для исследования сигнала, перекрывающегося по спектру со стробирующим источником. Принципиально важным в нашей схеме является использование в качестве нелинейной среды, в которой происходит нелинейное взаимодействие импульсов, двулучепреломляющего световода, что позволяет избавиться от фазовой чувствительности нелинейного взаимодействия ортогонально поляризованных импульсов. Надо отметить, что в принципе не чувствительное к относительной фазе нелинейное взаимодействие может быть организовано в изотропной среде в случае использования циркулярно поляризованных импульсов (с левой и правой циркулярной поляризациями). Однако нам не удалось в эксперименте добиться надежной работы схемы, в которой мы использовали отрезок изотропного волокна и поляризационные контроллеры для получения циркулярно поляризованных сигналов. По-видимому, это было связано со сложностью достижения и контроля циркулярной поляризации при настройке волоконных контроллеров, а также с остаточным двулучепреломлением световода, которое быстро нарушает циркулярную поляризацию и приводит к заметной фазовой чувствительности схемы.

Необходимость использования двулучепреломляющего световода приводит к ухудшению временного разрешения системы. Одним из способов обойти данное ограничение является использование составного нелинейного элемента из нескольких отрезков двулучепреломляющего волокна, сваренных друг с другом с поворотом ориентации осей на 90° (при этом длина каждого из отрезков волокна должна быть тем не менее существенно больше длины биений), как это предлагалось в работах [17, 19]. Групповое разбегание импульсов в одном отрезке световода компенсируется в следующем отрезке, при этом сохраняется нечувствительность к фазе сигналов, а суммарная длина световода может быть достаточно большой. Мы считаем, что данное решение позволит достичь в нашей схеме временного разрешения на уровне 1 пс, что ограничивается уже дисперсионным расплыванием сигнала.

6. Заключение

Итак, разработана система оптического стробирования («полностью оптический стробоскопический осциллограф») для непрерывного наблюдения периодически повторяющегося сложного оптического сигнала с пикосекундным разрешением на основе полностью волоконного оптического затвора в виде нелинейного петлевого зеркала и фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод. Возможность исследования сигналов с очень широкой спектральной полосой, возможность использования стробирующего источника с длиной волны в полосе исследуемого сигнала, полностью волоконное исполнение с использованием стандартных волокон, сохраняющих поляризацию, и стандартных телекоммуникационных компонентов являются преимуществами данной системы. Мы считаем, что она может найти широкое применение как для исследования сложных импульсных последовательностей, содержащих различные временные масштабы, так и для мониторинга формы широкополосных и достаточно длинных импульсов, например в системах усиления chirпированных импульсов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-72-10236).

1. Walmsley I.A., Dorrer C. *Adv. Opt. Photonics*, **1**, 308 (2009).
2. Andrekson P.A., Westlund M. *Laser Photonics Rev.*, **1**, 231 (2007).
3. Berrettini G., Bogoni A., Fresi F., Meloni G., Poti L., in *Advances in Lasers and Electro Optics* (InTech, 2010).
4. Liu Y., Zhang J.G., Tang D. *Opto-Electron. Rev.*, **24**, 62 (2016).
5. Westlund M., Sunnerud H., Karlsson M., Andrekson P.A. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 1088 (2005).
6. Fok M.P., Prucnal P.R., in *Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials* (Woodhead Publishing, 2010, pp 181–205).
7. Jungerman R.L., Lee G., Buccafusca O., Kaneko Y., Itagaki N., Shioda R., Harada A., Nihei Y., Sucha G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **14**, 1148 (2002).
8. Li J., Westlund M., Sunnerud H., Olsson B.E., Karlsson M., Andrekson P.A. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16**, 566 (2004).
9. Miyazaki T., Kubota F. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **15**, 1008 (2003).
10. Li J., Hansryd J., Hedekvist P.O., Andrekson P.A., Knudsen S.N. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13**, 987 (2001).
11. Ji H., Pu M., Hu H., Galili M., Oxenløwe L.K., Yvind K., Hvam J.M., Jeppesen P. *J. Lightwave Technol.*, **29**, 426 (2011).
12. Van Erps J., Luan F., Pelusi M.D., Iredale T., Madden S., Choi D.Y., Bulla D.A., Luther-Davies B., Thienpont H., Eggleton B.J. *J. Lightwave Technol.*, **28**, 209 (2010).
13. Андрианов А.В., Мильников В.М., Коптев М.Ю., Муравьев С.В., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **46** (4), 387 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (4), 387 (2016)].
14. Nelson B.P., Doran N.J. *Electron. Lett.*, **27**, 204 (1991).
15. Hall K.L., Rauschenbach K.A., Swanson E.A., Chinn S.R., Raybon G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **7**, 935 (1995).
16. Avramopoulos H., French P.M.W., Gabriel M.C., Houh H.H., Whitaker N.A., Morse T. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **3**, 235 (1991).
17. Leng L., Koehler S.D., Kutz J.N., Bergman K., in *Ultrafast Electronics and Optoelectronics* (OSA, 1997, Vol. 13 of OSA Trends in Optics and Photonics Series, paper UB9).
18. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (Academic press, 2007).
19. Moores J.D., Bergman K., Haus H.A., Ippen E.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 594 (1991).