

Метод измерения в режиме реального времени флуктуаций отношения пиковой мощности к длительности ультракоротких импульсов, следующих с высокой частотой повторения

А.В.Андрианов, Е.А.Анашкина, М.Ю.Коптев, А.В.Ким

Предложен метод оценки флуктуаций отношения пиковой мощности к длительности УКИ на основе измерения нелинейно уширенного в керровской среде спектра излучения только для четырех длин волн. Метод предусматривает достаточно простую обработку измерений, которая может быть выполнена в реальном времени с помощью аналоговой схемотехники даже без оцифровки сигналов, при этом быстродействие ограничено лишь временем отклика фотодетекторов и аналоговых схем. Численные исследования показали возможность применения метода даже для импульсов, имеющих существенную асимметрию и содержащих значительный пьедестал. Экспериментально продемонстрировано применение разработанного метода для исследования флуктуаций параметров импульсов мощной лазерной системы, при этом для уширения спектра использовался короткий отрезок волоконного световода.

Ключевые слова: измерение УКИ, фазовая самомодуляция, уширение спектра.

1. Введение

В последнее время наблюдается интерес к разработке лазерных систем УКИ с достаточно большой пиковой мощностью и высокой частотой следования, лежащей в мегагерцевой области и в более высокочастотной области [1]. Это во многом обусловлено большим потенциалом данных систем для проведения экспериментов по нелинейному взаимодействию лазерного излучения с веществом, например по генерации высоких гармоник с достаточно большой средней мощностью, в которых высокая частота следования помогает накапливать статистику за короткое время [2]. Лазеры УКИ с еще более высокой частотой следования (свыше 1 ГГц) и высокой стабильностью важны для задач метрологии и радиофотоники [3, 4]. Существенным является измерение характеристик импульсов, генерируемых лазерными системами и получающихся в результате нелинейных взаимодействий, в экспериментах [5]. Интересная, но мало исследованная задача в этой области – разработка методов быстрой оценки ключевых параметров импульсов (например, пиковой интенсивности, длительности, доли энергии в пьедестале), которая могла бы осуществляться с высокой скоростью, в идеальном варианте в режиме реального времени. На наш взгляд, детальному исследованию стабильности параметров УКИ, генерируемых мощными системами, уделяется в настоящее время недостаточно большое внимание.

Исследования в данной области были бы полезны с точки зрения создания мощных лазерных систем с большими энергией и средней мощностью, например активно развиваемых сейчас волоконных систем с когерентным

суммированием пучков [6]. Особенность волоконных систем – их сильная чувствительность к нелинейным искажениям в процессе усиления мощного импульса, что требует разработки способов компенсации искажений, например с помощью систем с обратной связью для управления формой и фазой импульса на основе модуляторов света. Необходимой частью подобной системы являются схема быстрой диагностики формы фемтосекундного импульса, а также схема быстрой (в режиме реального времени) оценки его ключевых параметров (длительности и пиковой интенсивности).

К настоящему времени существует достаточно большое число методов диагностики УКИ, основанных на различных принципах и типах нелинейности [5]. Однако большая часть их используется в режиме усреднения по многим импульсам, а для тех методов, которые могут работать в режиме одного импульса, алгоритмы восстановления требуют заметного времени.

С точки зрения быстрого измерения параметров импульсов большие перспективы, на наш взгляд, имеют методы, основанные на наблюдении изменений спектра при прохождении импульса через среду с керровской нелинейностью [7–9]. Особенностью данных методов является их чувствительность к пиковой мощности импульса, что проявляется в легко регистрируемых качественных изменениях уширенного спектра при изменении этой мощности. Нужно отметить, что большинство не прямых методов оценки пиковой мощности на основе измерений энергии импульса, его формы и длительности методами FROG, автокорреляции, SPIDER и др. [5], в которых могут не учитываться некоторые принципиально важные факторы (например, наличие протяженного пьедестала импульса), иногда дают искаженные данные о пиковой мощности. Поэтому методы, основанные на керровской нелинейности, могут обеспечить независимую оценку пиковой мощности: так, например, наблюдение порога самофокусировки позволяет оценить пиковую мощность мощных волоконных систем [10]. В последнее время наблюдается всплеск интереса к измерениям в режиме одно-

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

го импульса для систем, работающих с высокой частотой следования [11, 12].

В большинстве лазерных систем, работающих с высокой частотой следования, импульсы в последовательности не сильно отличаются друг от друга. При этом усредненные характеристики импульса, в том числе формы профилей интенсивности и фазы, могут быть достаточно легко найдены такими методами, как FROG, SPIDER и др. Значительный интерес в данном случае представляют флуктуации параметров импульса вокруг средних значений. Несомненно, в идеальном случае, измерение формы импульса и его фазы в каждом импульсе в реальном времени давало бы наиболее полную информацию о системе. Однако для многих приложений информация о ключевых характеристиках импульса, таких как пиковая мощность и длительность, была бы очень полезной и достаточной.

В настоящей работе численно и экспериментально исследована возможность быстрого (в реальном времени) измерения флуктуаций отношения пиковой мощности УКИ к их длительности с помощью измерения флуктуаций уширенного в керровской нелинейной среде спектра излучения всего лишь для четырех длин волн. Также обсуждаются возможности восстановления значений пиковой мощности и длительности импульса по отдельности при наличии дополнительной информации об импульсе.

2. Метод измерения

Идея предлагаемого метода достаточно проста и проиллюстрирована на рис.1. Исследуемое излучение прохо-

дит через среду с керровской нелинейностью (например, нелинейное волокно), в которой спектр сигнала существенно уширяется. Затем уширенный спектр регистрируется для нескольких частот с помощью быстрых фотодетекторов. При использовании быстрых фотодиодов это может быть сделано для каждого импульса в высокочастотной последовательности в режиме реального времени. Далее мы продемонстрируем, что достаточно измерить спектр в четырех точках по частоте, чтобы оценить флуктуации отношения пиковой мощности к длительности импульса вокруг его средних значений. Для настройки схемы желательно также иметь возможность наблюдать полный спектр сигнала, однако это можно осуществить с помощью медленного сенсора в режиме усреднения по многим импульсам. Кроме того, для калибровки измерений нужна информация о характерной форме и длительности импульса, которая может быть извлечена из измерений методом FROG или SPIDER также в режиме усреднения по многим импульсам.

Пусть исследуемый сигнал представляет собой последовательность импульсов с комплексной амплитудой импульса

$$A(t) = |A(t)| \exp[i\varphi(t)]. \tag{1}$$

Мы предполагаем, что формы импульсов в последовательности не сильно различаются, при этом допускаем возможность флуктуаций всех параметров (пиковой интенсивности, длительности, форм огибающей и фазы). В результате прохождения через керровскую нелинейную

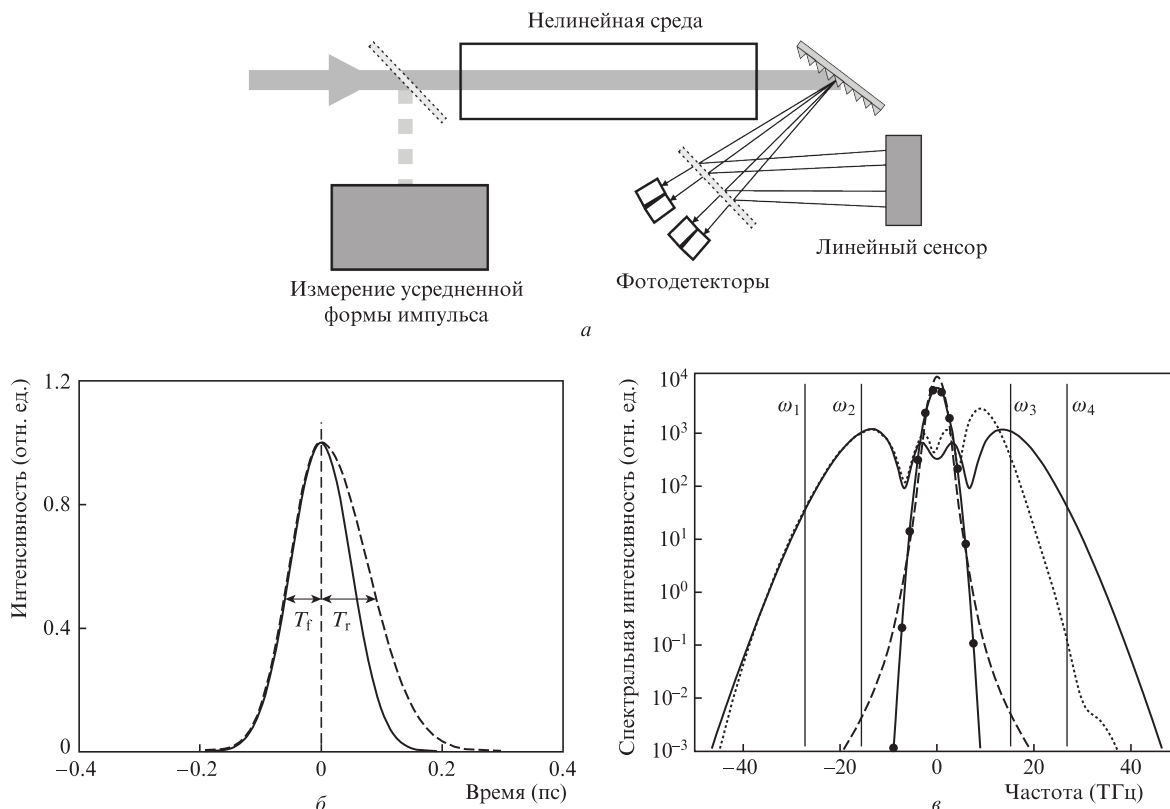


Рис.1. Схема, иллюстрирующая принцип метода оценки характеристик импульса по измерениям уширенного спектра исследуемого импульса (а), симметричный (сплошная кривая) и асимметричный (штриховая кривая) тестовые импульсы (б), спектры симметричного (сплошная кривая с точками) и асимметричного (штриховая кривая) импульсов, а также уширенные спектры симметричного (сплошная кривая) и асимметричного (пунктирная кривая) импульсов (в). Вертикальными линиями здесь и на рис.3,б указаны частоты, на которых регистрируется спектральная интенсивность на крыльях уширенного спектра.

среду с коэффициентом нелинейности γ импульс испытывает фазовую самомодуляцию (ФСМ), так что комплексная амплитуда на выходе $A_{\text{out}}(t)$ приобретает вид

$$A_{\text{out}}(t) = |A(t)| \exp[i\gamma |A(t)|^2 + i\varphi(t)]. \quad (2)$$

Нелинейный набег фазы дает вклад в мгновенную частоту

$$\omega(t) = \frac{\partial}{\partial t} [\gamma |A(t)|^2 + \varphi(t)]. \quad (3)$$

Вследствие появления новых частотных компонент спектр испытывает уширение, при этом участки импульса, для которых мгновенная частота $|\omega(t)|$ велика, вносят определяющий вклад в крылья уширенного спектра. Передний фронт импульса вносит основной вклад в низкочастотное крыло спектра, а задний фронт – в высокочастотное (в случае положительного знака нелинейности). Сделаем следующие предположения о форме входного импульса и величине нелинейности, которые позволят связать характеристики импульса с формой крыльев уширенного спектра. Предположим, что области, где мгновенная частота достигает больших (по модулю) значений, достаточно хорошо локализованы во времени, как это наблюдается для гладких колоколообразных импульсов: максимальные и близкие к максимальным значения мгновенной частоты достигаются на фронтах импульса. В этом случае протяженности низкочастотного и высокочастотного крыльев уширенного спектра определяются в основном величиной производной интенсивности по времени на переднем и заднем фронтах импульса. Данное предположение хорошо выполняется не только для импульсов с одним пиком, но также и для структур, содержащих один довольно гладкий основной пик с достаточно высокой интенсивностью и протяженный низкоинтенсивный пьедестал (который может иметь сложную структуру со множеством локальных максимумов). Нежелательной ситуацией являются, например, сдвоенные импульсы, имеющие одинаковые по порядку величины интенсивности и длительности; в этом случае вклад в крылья спектра будут давать оба импульса, что приведет к сильной изрезанности спектра.

Далее предположим, что производная нелинейного набега фазы существенно превышает производную фазы исходного импульса, что имеет место для входных импульсов, близких к спектрально-ограниченным, и при достаточно высокой нелинейности. В этом случае форма и протяженность крыльев уширенного спектра практически не зависят от фазы исходного импульса и определяются лишь профилем его интенсивности. Отметим, что при масштабировании импульса по времени, т.е. при замене $A(t)$ амплитудой $A(\alpha t)$, его спектр (исходный и уширенный) также масштабируется по длинам волн: спектр $S(\omega)$ меняется на $S(\omega/\alpha)$. Теперь можно выдвинуть гипотезу о том, что вариации формы крыльев уширенного спектра при вариациях формы и пиковой мощности импульса задаются в основном вариациями отношения P_{peak}/T , где P_{peak} – пиковая мощность, а T – длительность импульса.

В качестве величины, характеризующей форму крыльев уширенного спектра и достаточно легко измеряемой в эксперименте, используем отношение спектральных ин-

тенсивностей, взятых в двух точках по частоте на низкочастотном и высокочастотном крыльях спектра: $s_L = S_1/S_2$ и $s_H = S_4/S_3$, где S_{1-4} – спектральные интенсивности, взятые в четырех точках по частоте (рис.1,б). С учетом выдвинутой нами гипотезы и возможной асимметрии импульса данные отношения определяются производными интенсивности по времени на переднем и заднем фронтах импульса, или приближенно отношениями P_{peak}/T_f и P_{peak}/T_r , где T_f и T_r – характерные длительности переднего и заднего фронтов соответственно. Полная длительность импульса $T \approx T_f + T_r$. Если форма импульса флуктуирует в небольших пределах, то флуктуации величин P_{peak}/T_f и P_{peak}/T_r могут быть однозначно связаны с флуктуациями измеренных отношений s_H и s_L . Функция, которая определяет данную связь, может быть найдена при численном моделировании на основе приближенно измеренной формы импульса. После этого измерить отношение P_{peak}/T можно очень быстро (фактически, в режиме реального времени), используя данные лишь четырех одноэлементных фотодетекторов.

3. Численное моделирование

Для проверки применимости предложенного метода мы провели численные эксперименты, в которых попытались смоделировать ситуацию, типичную для реального эксперимента. Тестовым импульсом служил гауссов импульс. Мы считали, что уширение спектра происходит на коротком отрезке нелинейной среды, поэтому пренебрегли дисперсионными эффектами и учли только мгновенную керровскую нелинейность. Предполагалось, что нелинейность достаточно высокая (B -интеграл равен ~ 10), поэтому уширение спектра довольно сильное (рис.1). Спектр имеет характерную для ФСМ форму: наблюдается осциллирующая структура, в которой число пиков увеличивается с ростом нелинейности. В качестве опорных точек в спектре, в которых будет измеряться спектральная интенсивность, было выбрано по две точки на высокочастотном и на низкочастотном крыльях импульса, соответствующие частотам $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и ω_4 , указанным на рис.1,б вертикальными линиями. Алгоритм выбора этих точек описан ниже в разд.4.

Для калибровки мы провели серию численных экспериментов, в которых пиковая мощность входного импульса изменялась в диапазоне 0.9–1.26, а длительность – в диапазоне 0.8–1.15 относительно их исходных значений. На рис.2 показано отношение спектральных интенсивностей в выбранных точках спектра $s_L = S_1/S_2$ в зависимости от отношения $(p/\tau)^{-1}$. Здесь p/τ – нормированное на невозмущенное значение отношение пиковой мощности к длительности импульса, $p = P_{\text{peak}}/P_{\text{peak}0}$, $\tau = T/T_0$, $P_{\text{peak}0}$ и T_0 – пиковая мощность и длительность невозмущенного импульса. Оказалось, что зависимость логарифма отношения s_L от параметра τ/p хорошо аппроксимируется прямой линией практически для всех значений P_{peak} и T_0 в выбранной области параметров. Это подтверждает наше исходное предположение о том, что именно отношение пиковой мощности к длительности импульса определяет протяженность крыльев уширенного спектра. С помощью линейной регрессии были найдены коэффициенты $h = -4.931$ и $q = 3.516$ в аппроксимации

$$\ln s = h(\tau/p) + q, \quad (4)$$

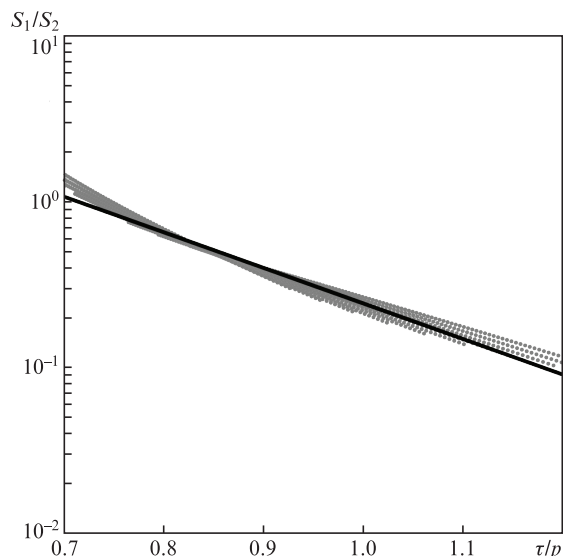


Рис.2. Отношение спектральных интенсивностей S_1/S_2 в зависимости от нормированного отношения τ/p , полученное при численном моделировании для различных длительностей и пиковых мощностей входного тестового импульса (серые точки), а также экспоненциальная функция, аппроксимирующая данную зависимость (сплошная линия).

которая далее использовалась в численных экспериментах.

Для того чтобы смоделировать ситуацию, приближенную к условиям реальных экспериментов, мы попытались

далее восстановить параметры сигнала со случайными возмущениями. В типичной ситуации импульс на выходе лазерных систем имеет асимметричную форму огибающей, отличную от нуля фазу (например, из-за расстройки системы стретчер–компрессор), а также может содержать достаточно протяженный пьедестал с заметной долей энергии. Чтобы учесть данные факторы, мы задали форму возмущенного импульса в следующем виде:

$$A(t) = A \exp\{-[t + f(t)]^2/T_0^2 + i\phi(t)\} + D \exp[-(t - t_{pd})^2/T_{pd}^2]. \tag{5}$$

Здесь $f(t)$ – функция, определяющая временные искажения формы импульса (в том числе вариацию длительности и асимметрию); $\phi(t)$ – функция, задающая искажения фазы импульса; D – амплитуда пьедестала импульса; T_{pd} – длительность пьедестала; t_{pd} – сдвиг пьедестала относительно основного импульса. Функция $f(t)$ – кусочно-линейная с длиной сегментов $0.8T_0$ и наклоном сегментов, задаваемых равномерно распределенными случайными числами в диапазоне $-0.25 \div 0.25$. Данная функция привносит случайные вариации длительности и асимметрию в основной импульс.

Амплитуды основного импульса (A) и пьедестала (D) задавались равномерно распределенными случайными числами в диапазонах $0.95-1.05$ и $-0.7 \div 0.7$ соответственно. Длительность и сдвиг пьедестала были постоянными: $T_{pd} = 5T_0$, $t_{pd} = 0.5T_0$. Результирующая нормированная пиковая

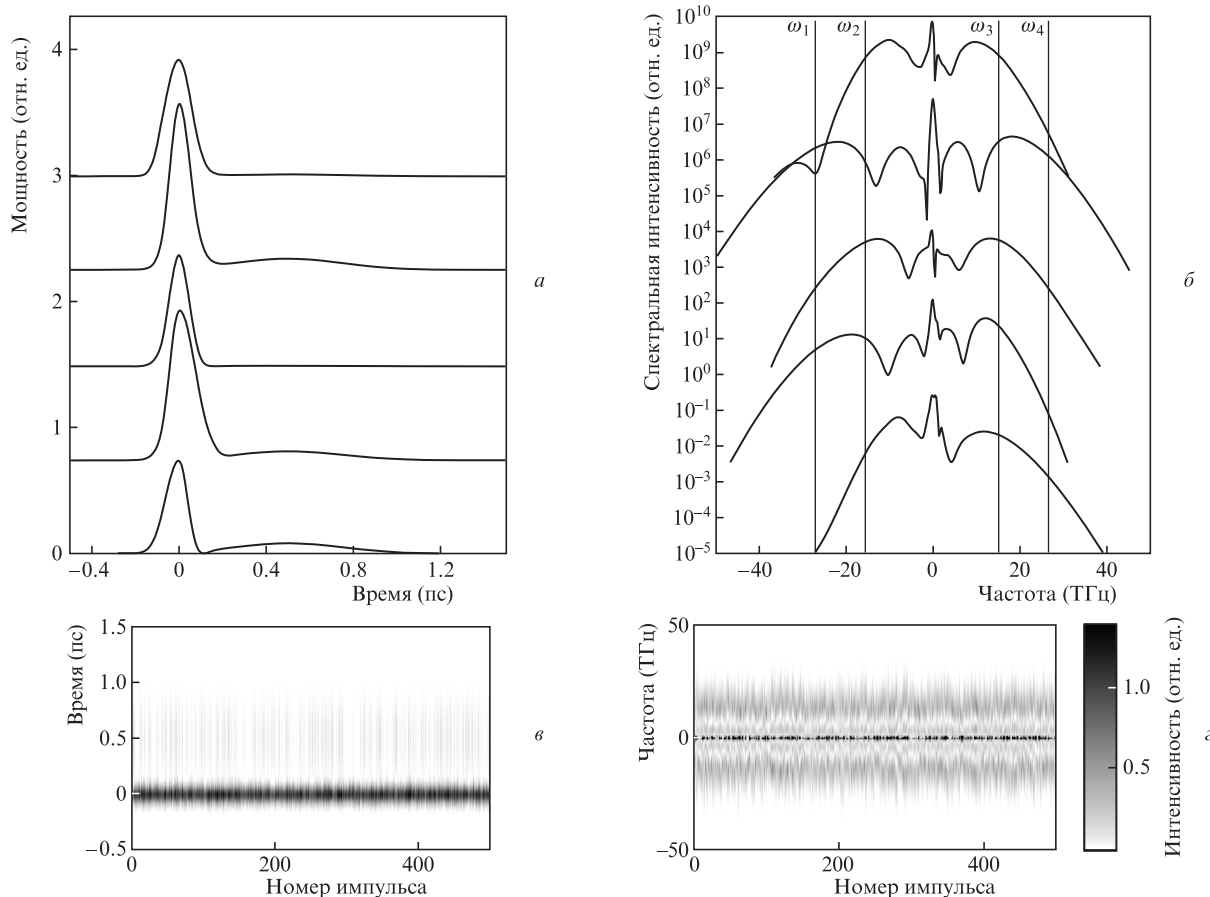


Рис.3. Несколько реализаций профиля мощности возмущенных импульсов (а) и соответствующих им уширенных спектров (б), использованных при численном исследовании (для наглядности профили мощности сдвинуты по вертикальной оси на 1.5 отн. ед., а спектры – на 20 дБ), а также профили мощности (в) и уширенные спектры (г) для 500 реализаций импульсов.

мощность импульса флуктуировала около среднего значения, равного 1, в диапазоне 0.7–1.35 (среднеквадратичное отклонение 0.158). Искажения фазы, определяемые с помощью функции $\phi = \beta_2 t^2 + \beta_3 t^3$, где β_2, β_3 – случайные числа, равномерно распределенные в диапазонах $(-0.3 \div 0.3) \times T_0^{-2}$ и $(-0.09 \div 0.09) T_0^{-3}$ соответственно. Всего было смоделировано 10000 реализаций искаженного импульса. Нормированная энергия импульса флуктуировала в значительных пределах: 0.09–0.27 (среднее значение 0.15, среднеквадратичное отклонение 0.038). Несколько характерных форм импульса, его исходного и уширенного спектров показаны на рис.3. Нелинейно уширенный спектр приобретает заметную асимметрию, а его ширина значительно флуктуирует. Тем не менее в целом характерная форма спектра, а в особенности форма его крыльев, остается похожей на форму крыльев невозмущенного импульса.

Для каждого смоделированного спектра применялся алгоритм восстановления отношения $(p/\tau)_r$, а также были рассчитаны точные значения этого отношения p/τ . Чтобы учесть асимметрию импульса мы отдельно вычисляли отношения $(p/\tau)_L$ и $(p/\tau)_H$ на основе информации о низкочастотном и высокочастотном крыльях спектра. Результирующее отношение $(p/\tau)_r$ рассчитывалось как среднее гармоническое: $(p/\tau)_r = 2[(p/\tau)_L^{-1} + (p/\tau)_H^{-1}]^{-1}$. При таком выборе метода усреднения были достигнуты наилучшие результаты. Данные численного эксперимента показаны на рис.4. Видно, что точные и восстановленные значения достаточно хорошо соответствуют друг другу – все точки на графике лежат около прямой с коэффициентом наклона 1.0047, коэффициент корреляции равен 0.959. Среднеквадратичное отклонение восстановленного значения $(p/\tau)_r$ от точного (p/τ) составило 0.042. Полученный результат подтверждает возможность использования нашего алгоритма для восстановления отношения пиковой мощности импульса к его длительности по измерениям всего лишь на четырех длинах волн уширенного за счет ФСМ спектра. Нужно отметить, что наличие как пьедестала, который содержит значительную часть энергии и вносит дополнительную асимметрию, так и небольшой

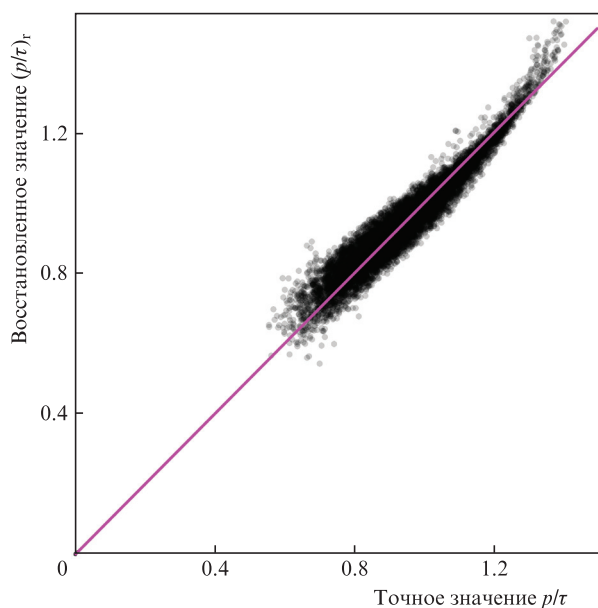


Рис.4. Восстановленные в численном эксперименте значения отношения $(p/\tau)_r$ в зависимости от точного отношения p/τ для 10000 реализаций импульса со случайными искажениями (серые точки) и линейная аппроксимация (сплошная линия).

квадратичной и кубической фаз у исходного импульса, существенно не ухудшает результаты восстановления отношения p/τ , что дает основания для применения нашего метода в реальных экспериментах.

Одним из ограничений рассматриваемого метода является то, что уширение спектра в нелинейном элементе должно происходить без значительного искажения его временной формы, т.е. влияние дисперсионных эффектов на длине нелинейного элемента должно быть мало. Для оценки можно использовать следующий критерий: $\delta_2 L \Delta\omega \ll T$, где δ_2 – коэффициент квадратичной дисперсии, L – длина нелинейного элемента, а $\Delta\omega$ – ширина уширенного спектра. Кроме того, для применения нашего метода должны быть справедливы указанные ранее предположения о форме импульса. Показателем того, что данные предположения не выполняются, является наличие мелко-масштабной модуляции на крыльях уширенного спектра.

4. Экспериментальные результаты

Мы реализовали предложенный метод в эксперименте, схема которого, показанная на рис.5,а, основана на волоконной лазерной системе с мощным усилителем chirпированных импульсов и решеточным компрессором. Лазерная система представляет собой модернизированный вариант системы, описанной в работе [13]. Система генерирует импульсы излучения с центральной длиной волны 1.56 мкм и максимальной энергией до 10 мкДж при частоте следования 200 кГц. Длительность импульса, сжатого в компрессоре на пропускающих дифракционных

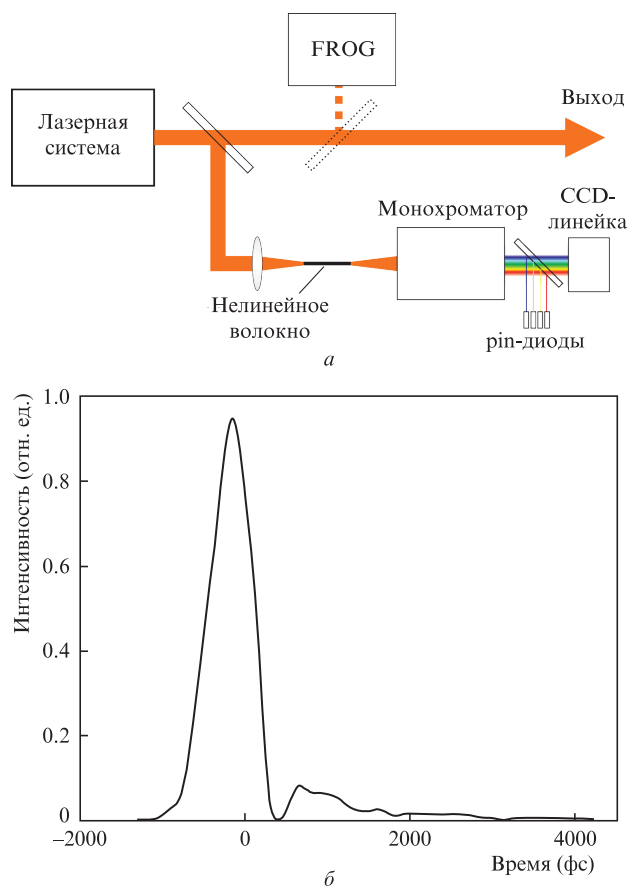


Рис.5. Схема экспериментальной установки (а) и усредненная форма импульса на выходе лазерной системы, измеренная методом FROG (б).

решетках, составляет около 0.6 пс. Для мониторинга стабильности параметров импульса применялся разработанный нами метод. Для этого небольшая часть излучения (с энергией импульса 50 нДж) отщепляется и фокусируется в отрезок нелинейного волокна длиной 2 см. Нелинейное волокно имеет достаточно тонкую одномодовую сердцевину, сильно легированную оксидом германия. Дисперсия волокна на длине волны около 1.55 мкм – нормальная ($-20 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$), что исключает развитие модуляционной неустойчивости и солитонных эффектов. Благодаря малой длине световода обеспечивается режим распространения излучения, в котором основным эффектом является уширение спектра за счет ФСМ. Дисперсионное распыливание импульса пренебрежимо мало, что было проверено с помощью численного моделирования распространения импульса на основе нелинейного уравнения Шредингера. Основная настройка схемы сводилась к оптимизации ввода излучения в нелинейное волокно для достижения максимального уширения спектра.

Уширенный спектр импульса регистрировался с использованием монохроматора и линейного CCD-сенсора на InGaAs. Быстродействие сенсора было достаточным для регистрации спектра в режиме одного импульса при невысокой частоте следования импульсов (200 кГц). Кроме того, для отдельных длин волн спектральная интенсивность могла регистрироваться с помощью одноэлементных детекторов – быстрых pin-фотодиодов. На рис.6 показано несколько спектров, измеренных в режиме одного импульса, а также спектр исходного импульса. Видно, что уширение спектра довольно сильное, прослеживается форма, характерная для процесса самомодуляции, при этом ширина спектра заметно флуктуирует от импульса к импульсу, а это говорит о неидеальной стабильности импульсов лазерной системы. Для применения нашего метода измерения флуктуаций отношения p/t были выбраны четыре точки на крыльях спектра, отмеченные на рис.6 вертикальными линиями.

Алгоритм выбора точек, в которых регистрируются спектральные интенсивности, следующий. Необходимо измерить усредненную форму спектра и набрать (при наличии такой возможности) статистику спектров, измеренных в режиме одного импульса. Типичный спектр, уши-

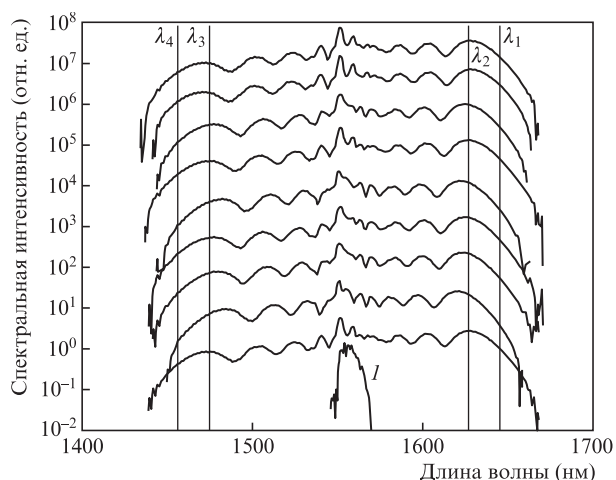


Рис.6. Спектр на выходе лазерной системы (I) и примеры уширенных в нелинейном волокне спектров (для наглядности спектры смещены по вертикальной оси на 10 дБ). Вертикальными линиями указаны длины волн λ_{1-4} , на которых регистрируется спектральная интенсивность на крыльях уширенного спектра.

ренный за счет ФСМ, имеет осциллирующую структуру, в которой число пиков увеличивается с ростом нелинейности. Для успешного применения нашего метода точки должны быть выбраны на крыльях спектра за пределами крайних максимумов, т. е. $\omega_1, \omega_2 < \omega_{m1}$, а $\omega_3, \omega_4 > \omega_{m2}$, где ω_{m1} и ω_{m2} – частоты, отвечающие самому низкочастотному и самому высокочастотному максимумам соответственно. В то же время слишком сильный сдвиг выбранных частот от частот, отвечающих максимумам спектра, нежелателен из-за уменьшения отношения сигнал/шум. В эксперименте мы выбирали частоты ω_2, ω_3 так, чтобы они лежали близко к частотам, соответствующим крайним максимумам в спектре, а частоты ω_1, ω_4 – так, чтобы характерные отношения S_1/S_2 и S_4/S_3 были порядка 0.1.

Настройка положения одноэлементных детекторов осуществлялась путем их перемещения поперек разложенного в спектр пучка после монохроматора. Пучок после монохроматора перекрывался в точках, отвечающих частотам $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и ω_4 , с помощью набора тонких проволок, при этом спектр измерялся с использованием заранее откалиброванной CCD-линейки. Фотодетекторы устанавливались в позициях, соответствующих перекрытым участкам спектра. Зависимость чувствительности фотодиодов от длины волны была учтена путем умножения сигнала от фотодиода на калибровочный коэффициент.

Дальнейший алгоритм предполагает проведение калибровки отклика отношения спектральных интенсивностей на флуктуации параметров импульса. Калибровку необходимо выполнить с учетом характерной формы импульса, которая должна быть измерена одним из доступных методов. В нашем эксперименте методом FROG была измерена усредненная форма импульса (рис.5.б). Затем проводилось численное моделирование уширения спектра в соответствии с выражением (2), при котором форма импульса была взята из измерений методом FROG. Среднее значение нелинейности (соответствующее значению B -интеграла, равному 29) подбиралось таким, чтобы смоделированный спектр был наиболее схож с характерным спектром на выходе волокна, при этом в первую очередь контролировалось положение крайних максимумов в уширенном спектре. Для определения коэффициентов аппроксимирующей формулы (4) мы численно смоделировали уширение спектра для значений B -интеграла в диапазоне 26–32. Эти коэффициенты были найдены аналогично тому, как это делалось в численном эксперименте, и составили $h = -4.7$, $q = 3.6$.

Кроме того, в ходе численных экспериментов, в которых использовались входные импульсы с немного различающимися формами, полученными в нескольких реализациях при измерении методом FROG, мы убедились в том, что неточное знание формы входного импульса не мешает найти характерные значения требуемых коэффициентов. Проверка выполненной калибровки была осуществлена при управляемом уменьшении мощности сигнала на входе в волокно и сохранении его длительности с помощью фильтра с переменной оптической плотностью, а также при последующем сравнении измеренных спектров с рассчитанными численно.

Восстановленные с использованием нашего метода значения отношения p/t для экспериментальных измерений 48 последовательных импульсов приведены на рис.7.а. Там же показаны значения полной энергии импульсов, измеренные отдельным детектором. Интересно отметить, что в эксперименте отношение p/t оказалось антикорре-

лированным с полной энергией импульса, что, на первый взгляд, кажется контринтуитивным. Однако это можно объяснить тем, что при увеличении энергии увеличиваются также и нелинейные искажения в волоконном усилителе, приводящие к ухудшению компрессии импульса.

Если предположить, что энергия импульса связана с его длительностью и пиковой мощностью соотношением $W = P_{\text{peak}}T$, то длительность и пиковую мощность возмущенного импульса можно выразить через восстанавливаемую в эксперименте величину p/τ и измеряемую энергию W :

$$T = T_0 \sqrt{\frac{W}{(p/\tau)W_0}}, \quad P_{\text{peak}} = P_{\text{peak}0} \sqrt{\frac{(p/\tau)W}{W_0}}, \quad (6)$$

где W_0 – энергия невозмущенного импульса. Полученные из этих соображений значения параметров для нашего эксперимента приведены на рис. 7, б. Видно, что длительность импульса коррелирует с изменением энергии (рис. 7, а), а пиковая мощность остается практически неизменной.

Таким образом, в случае антикорреляции отношения p/τ и энергии импульса пиковая мощность импульса изменяется незначительно, а флуктуации энергии вызваны флуктуациями длительности импульса. Данная ситуация может реализоваться при наличии сильных нелинейных искажений в усилителе chirпированных импульсов. При флуктуациях энергии и пиковой мощности несжатого импульса флуктуирует и нелинейный набег фазы импульса в усилителе. При увеличении энергии увеличивается нелинейный набег фазы и ухудшается компрессия импульса, так что длительность сжатого импульса растет, а его пиковая мощность изменяется незначительно. Надо отметить, что предположение о том, что энергия импульса определяется произведением $P_{\text{peak}}T$, вообще говоря, верно не всегда, поскольку импульс может иметь длинный низкоинтенсивный пьедестал, содержащий значительную долю энергии. Поэтому, кроме увеличения длительности сжатого импульса при увеличении его энергии, возможно уве-

личение и доли энергии в несжатом пьедестале импульса на выходе компрессора. В пользу наших рассуждений говорит и тот факт, что при целенаправленном увеличении мощности накачки выходного усилителя ширина уширенного спектра в среднем уменьшалась, тогда как узкий пик на длине волны около 1.56 мкм, соответствующий, по нашему мнению, несжатому пьедесталу, становился выше. При небольшом уменьшении мощности накачки (примерно на 10%) спектр уширялся, а при дальнейшем ее уменьшении ширина спектра плавно уменьшалась.

Выяснение конкретного механизма, ответственного за наблюдаемую в нашем эксперименте антикорреляцию отношения p/τ и энергии импульса, выходит за рамки данной работы.

5. Обсуждение

В настоящей работе экспериментально продемонстрирована применимость предложенного нами метода для импульсов, имеющих не очень высокую частоту следования (0.2 МГц). Тем не менее данный метод может использоваться и для последовательностей импульсов с намного большей частотой следования [14], которая фактически ограничена лишь быстродействием фотодиодов и систем регистрации. Нужно отметить, что обработку измерений можно выполнить в реальном времени с помощью аналоговой схемотехники даже без оцифровки сигналов. Для проведения математических операций, предусмотренных алгоритмом, необходимо взять логарифм отношения сигналов фотодиодов, что эквивалентно разности логарифмов сигналов и может быть сделано с использованием логарифмических усилителей и дифференциального усилителя. Далее необходимо выполнить умножение на константу и суммирование, что также может быть сделано с помощью линейных усилителей.

Возможность непосредственного получения аналогового сигнала без цифровой обработки открывает широкие перспективы для применения нашего алгоритма в системах с обратной связью. Для использования разработанного метода при исследовании сверхвысокочастотных последовательностей импульсов, в которых пиковые интенсивности и энергии импульсов весьма малы, для уширения спектра могут применяться среды с очень высокой нелинейностью, например волокна из мягких стекол (теллуридных, халькогенидных), имеющие на несколько порядков больший коэффициент керровской нелинейности. Кроме того, использование мягких стекол, прозрачных в длинноволновой области спектра, открывает возможность применения нашего метода для среднего ИК диапазона, который мало освоен с точки зрения генерации и измерения УКИ.

Несмотря на то что для большого числа задач интерес представляют значения пиковой мощности и длительности по отдельности, их отношение во многих случаях также может содержать достаточную информацию о системе. По-видимому, непосредственное применение наш метод может найти в системах с быстрой обратной связью для стабилизации параметров лазерных систем. Кроме того, если имеется дополнительная информация об импульсе, появляется возможность восстановить значения пиковой мощности и длительности по отдельности. Например, если известно, что вся энергия сосредоточена в импульсе, а энергия пьедестала пренебрежимо мала, то дополнитель-

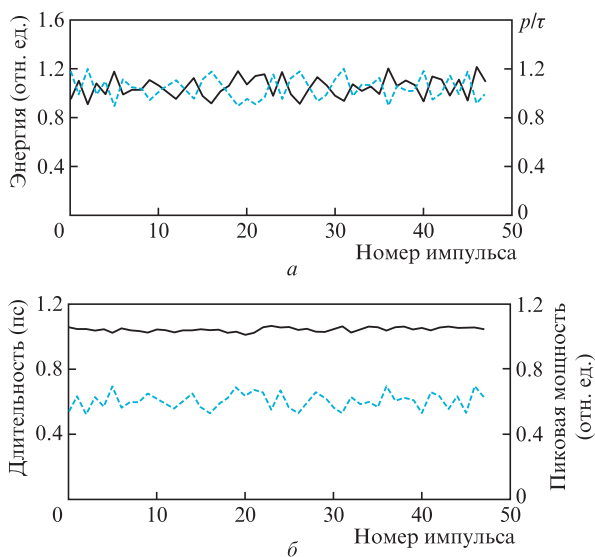


Рис. 7. Измеренная и нормированная на среднее значение энергии (сплошная кривая) и восстановленное по спектральным измерениям нормированное отношение p/τ для 48 последовательных импульсов (штриховая кривая) (а), а также оцененные по формулам (6) длительность (штриховая кривая) и нормированная на среднее значение пиковая мощность (сплошная кривая) (б).

ное измерение энергии импульса (которое легко можно выполнить также в реальном времени), позволяет легко вычислить P_{peak} и T . В более сложном варианте дополнительная информация может быть получена из измерений, основанных на использовании другого типа нелинейности, например с помощью измерений энергии или спектра второй гармоники исследуемого сигнала. Развитие методов быстрого измерения параметров импульсов на основе совместного использования различных типов нелинейности, на наш взгляд, очень перспективно.

6. Заключение

Предложен метод сверхбыстрой оценки флуктуаций отношения пиковой мощности P_{peak} и длительности T УКИ на основе измерения нелинейно уширенного в керровской нелинейной среде спектра только для четырех длин волн. Метод предусматривает достаточно простую обработку измерений, которая может быть выполнена в реальном времени с помощью аналоговой схемотехники даже без оцифровки сигналов, при этом быстродействие ограничено лишь временами отклика фотодетекторов и аналоговых схем. Численные исследования показали возможность использования метода даже для импульсов, имеющих существенную асимметрию и содержащих значительный пьедестал. Экспериментально продемонстрировано применение разработанного метода для исследования флуктуаций параметров импульсов мощной лазерной системы, при этом для уширения спектра использовался короткий отрезок волоконного световода.

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

1. Fu W., Wright L.G., Sidorenko P., Backus S., Wise F.W. *Opt. Express*, **26**, 9432 (2018).
2. Feehan J.S., Price J.H., Butcher T.J., Brocklesby W.S., Frey J.G., Richardson D.J. *Appl. Phys. B*, **123** (1), 43 (2017).
3. Udem T., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Nature*, **416** (6877), 233 (2002).
4. Pile B.C., Taylor G.W. *J. Lightwave Technol.*, **30**, 1299 (2012).
5. Walmsley I.A., Dorrer C. *Adv. Opt. Photon.*, **1**, 308 (2009).
6. Klenke A., Müller M., Stark H., Kienel M., Jauregui C., Tünnermann A., Limpert J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24** (5), 1 (2018).
7. Anashkina E.A., Ginzburg V.N., Kochetkov A.A., Yakovlev I.V., Kim A.V., Khazanov E.A. *Sci. Rep.*, **6**, 33749 (2016).
8. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Y., Kim A.V. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24** (3), 1 (2018).
9. Андрианов А.В., Ким А.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **47** (3), 236 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (3), 236 (2017)].
10. Bobkov K. et al. *Opt. Express*, **25**, 26958 (2017).
11. Wetzel B., Stefani A., Larger L., Lacourt P.A., Merolla J.M., Sylvestre T., Kudlinski A., Mussot A., Genty G., Dias F., Dudley J.M. *Sci. Rep.*, **2**, 882 (2012).
12. Ryzkowski P., Närhi M., Billet C., Merolla J.M., Genty G., Dudley J.M. *Nat. Photonics*, **12** (4), 221 (2018).
13. Котов Л.В., Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Муравьев С.В., Андрианов А.В., Бубнов М.М., Игнатъев А.Д., Липатов Д.С., Гурьянов А.Н., Лихачев М.Е., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **44** (5), 458 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (5), 458 (2014)].
14. 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)].