

# Источник широкополосного пикосекундного излучения на основе неколлинеарного оптического параметрического усилителя

В.Г.Аракчеев, А.К.Верещагин, К.А.Верещагин, В.Б.Морозов, В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев

*Реализовано усиление широкополосного излучения безрезонаторного лазера на красителе с помощью неколлинеарного оптического параметрического усилителя на кристалле КТР при накачке импульсами второй гармоники Nd:YAG-лазера длительностью 63 пс. При центральной длине волны излучения 685 нм получены импульсы с шириной спектра 21 нм, длительностью 26 пс и энергией 1.2 мДж.*

**Ключевые слова:** пикосекундные импульсы, неколлинеарный параметрический усилитель, генерация широкополосного излучения.

## 1. Введение

Излучение с широким спектром, простирающимся на десятки и сотни нанометров, используется в целом ряде спектроскопических методов. Одновременная регистрация сигнала в различных областях спектра позволяет кардинально сократить время, необходимое для записи информации, повысив при этом точность и воспроизводимость измерений. Оптические источники излучения с широким спектром применяются в различных модификациях спектроскопии поглощения. Для оценки концентраций вредных примесей в атмосфере до сих пор эффективно используются и нелазерные источники, такие как светодиоды [1, 2], излучающие в различных областях спектра с полосой в несколько десятков нанометров, дейтериевые и ксеноновые лампы [3–5].

Универсальным способом получения излучения от субнаносекундной до фемтосекундной длительности с широким спектром является генерация суперконтинуума. Для этого может использоваться фокусировка лазерных импульсов в слой прозрачного конденсированного вещества (тяжелая вода, этиленгликоль, четыреххлористый углерод, плавный или кристаллический кварц и др.) [6]. В последнее время для генерации суперконтинуума широко используются фотонно-кристаллические волокна [7]. В [8] суперконтинуум с полосой от 600 до 1600 нм, генерируемый в фотонно-кристаллическом волокне при заведении в него импульсов субнаносекундной длительности на

длине волны излучения 1064 нм, применялся для регистрации спектров поглощения водяных паров в атмосфере. Количественное детектирование следовых концентраций газовых примесей осуществлялось с помощью высокочувствительной спектроскопии поглощения в полосе частот 620–740 нм, выделяемой из протяженного спектра суперконтинуума, который генерировался в фотонно-кристаллическом световоде [9]. При длительности импульсов задающего волоконного иттербиевого лазера 5 пс длительность импульсов суперконтинуума в выделенной спектральной области оценивалась в 200 пс. Кроме того, полученный в фотонно-кристаллическом световоде суперконтинуум от чирпированных, растянутых во времени и усиленных импульсов волоконного иттербиевого лазера (700–1700 нм, 300 пс) использовался для регистрации спектров поглощения и изучения лазерно-стимулированного пробоя в микроплазменных каналах [10].

Микроскопия ближнего поля позволяет изучать структуру поверхности органических материалов путем анализа изображений, регистрируемых с применением широкополосного излучения в различных спектральных диапазонах с пространственным разрешением, превышающим дифракционный предел [11].

Источники широкополосного излучения активно применяются для исследования молекул на поверхности или вблизи границы раздела сред, осуществляемого с помощью спектроскопии частотного суммирования (sum-frequency) [12–16]. В обзорной работе [12] приведены примеры колебательных спектров при адсорбции молекул на поверхности, наблюдаемых в спектральных диапазонах шириной от 200 см<sup>-1</sup> (CO/Rb, CO/Pt, CN<sup>-</sup>/Ag) до 1000 см<sup>-1</sup> (водяной пар/вода и растворы) и даже до 2000 см<sup>-1</sup> (C<sub>60</sub>/Ag). Получение спектральных распределений за одну лазерную вспышку в полосе частот 250 см<sup>-1</sup> при изучении самосборки молекулярных слоев на поверхности золота исключает необходимость сканирования, а также позволяет избежать искажений сигнала из-за флуктуаций амплитуды и пространственного перекрытия пучков [13, 14]. Генерация широкополосного излучения с центральной длиной волны 3400 нм и энергией одиночного импульса в несколько микроджоулей осуществляется при этом в результате оптического параметрического

**В.Г.Аракчеев, В.Б.Морозов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: morozov@phys.msu.ru

**А.К.Верещагин, К.А.Верещагин.** Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

**В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vgtunkin@mail.ru, dmyak@physics.ru

Поступила в редакцию 5 сентября 2013 г., после доработки – 12 февраля 2014 г.

усиления и последующей генерации разностной частоты от сигнальной и холостой волн.

Одним из распространенных методов, использующих широкополосную регистрацию спектров, является когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) [17]. К одной из его модификаций принадлежит спектроскопия двойного чисто вращательного КАРС [18]. В этой схеме когерентное возбуждение низкочастотных чисто вращательных комбинационно-активных переходов осуществляется парой одинаковых импульсов с широким спектром, перекрывающим значительную часть линий вращательной структуры (несколько сотен обратных сантиметров, что определяется типичной шириной вращательных полос), сходящихся в объеме взаимодействия под небольшим углом, тогда как спектр пробного импульса достаточно узок. В качестве источника широкополосного излучения в КАРС и его модификациях оказывается удобным использовать лазеры на красителе безрезонаторного типа с необходимыми усилительными каскадами [19, 20]. Излучение безрезонаторного лазера лишено модовой структуры [21], что является существенным для равномерного возбуждения и правильного определения соотношения амплитуд вращательных компонент в спектрах КАРС молекулярных газов [22].

В последнее время получила распространение модификация широкополосного КАРС, в которой используются возбуждающие импульсы пикосекундной [23–25] или фемтосекундной [26] длительности. Внесение небольшой задержки между возбуждением и зондированием позволяет исключить из регистрируемого сигнала нерезонансный фон [27], обусловленный вкладом электронной подсистемы [17]. В то же время сравнительно небольшая ширина спектра пробного пикосекундного импульса вполне позволяет разделить в регистрируемом сигнале резонансные вклады различных спектральных компонент.

Ширина спектра возбуждающих импульсов, необходимая для регистрации, например, вращательного спектра молекулярного азота при температурах до 2500 К, должна быть не меньше  $400 \text{ см}^{-1}$  [23] (что многократно превышает спектральную ширину пробного импульса, который может быть и спектрально ограниченным). При этом значительное превышение оптимальной ширины полосы возбуждения является также нежелательным из-за возможного возбуждения сопутствующих нелинейных процессов, дающих вклад в сигнал в той же спектральной области [27]. В связи с этим использование импульсов фемтосекундной длительности в ряде случаев может оказаться менее удобным. Оптимальным решением в таком случае является применение пикосекундных импульсов с достаточно широким спектром. Что касается требуемой энергии импульсов, то, например, для широкополосной пикосекундной КАРС-спектроскопии молекулярных газов ее оптимальные значения вследствие нелинейного характера взаимодействия [17] составляют единицы миллиджоулей [28], что существенно меньше, чем при реализации наносекундной КАРС-спектроскопии [18–20].

Таким образом, создание эффективных широкополосных источников излучения пикосекундной длительности в заданном спектральном диапазоне является весьма актуальной задачей. Подбор оптимальных спектрально-временных характеристик излучения в зависимости от исследуемого класса объектов и применяемой спектроскопической схемы осуществляется в каждом случае индивидуально.

При получении усиленного излучения в определенной, достаточно широкой полосе частот, например при решении задач усиления фемтосекундных импульсов, во многих работах используется неколлинеарный оптический параметрический усилитель (НОПУ). В [15] излучение суперконтинуума, генерируемое в сапфировой пластине импульсами длительностью 55 фс на длине волны 800 нм, усиливалось в НОПУ на кристалле КТР, накачиваемом импульсами с той же длительностью и на той же длине волны. Было получено излучение, перестраиваемое в диапазоне 1100–1500 нм с полосой  $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 1200 \text{ нм}$ ) в виде цуга импульсов, близких к спектрально ограниченному, с длительностью 25 фс, энергией до 44 нДж и частотой следования 250 кГц. Импульсы задающего генератора с той же длиной волны 800 нм, но с длительностью 140 фс и с заметно большей энергией накачивали в [16] двухкаскадный НОПУ на кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{KNbO}_3$ . Генерируемые импульсы, перестраиваемые в диапазоне 1800–3500 нм, с полосой  $\sim 600 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 3500 \text{ нм}$ ) совместно с узкополосными импульсами на длине волны задающего генератора позволили реализовать спектроскопию частотного суммирования для изучения колебательных спектров молекул воды на поверхности кварца. Для получения фемтосекундного излучения высокой мощности в области 1.5 мкм chirпированные импульсы эрбиевого волоконного лазера усиливались в НОПУ на кристалле  $\text{KTiOAsO}_4$  (КТА) с накачкой импульсами Nd:YLF-лазера длительностью 100 пс [29]. На выходе компрессора получены импульсы с длительностью 130 фс и энергией 500 мкДж. С использованием трехкаскадной системы широкополосных параметрических усилителей на кристаллах  $\text{KD}^*\text{P}$  достигнута энергия chirпированных импульсов 38 Дж с центральной длиной волны 910 нм [30]. В качестве задающего источника излучения здесь использовался волоконный фемтосекундный лазер, генерирующий последовательность импульсов с длиной волны 1250 нм, длительностью 40 фс и энергией 2 нДж. Накачка первых двух каскадов осуществлялась второй гармоникой импульсов наносекундного Nd:YLF-лазера с Nd:YLF-услителем. Для накачки третьего каскада использовались преобразованные во вторую гармонику импульсы с выхода усилителя на неодимовом стекле. На выходе компрессора получены импульсы длительностью 43 фс с энергией 24 Дж.

Величина коэффициента параметрического усиления может быть достаточно большой. Например, в НОПУ на кристалле КТА [29] усиление составило  $10^8$ . В двухкаскадном параметрическом усилителе на кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  при накачке импульсами пикосекундного Nd:YAG-лазера усиление излучения непрерывного одночастотного полупроводникового лазера составило  $10^9$  [31], и на длине волны 1400 нм были получены спектрально ограниченные импульсы с длительностью 18 пс и энергией 2 мДж. Подобный же подход был использован и для получения перестраиваемых спектрально ограниченных пикосекундных импульсов с длиной волны излучения 566 нм в оптическом параметрическом генераторе на кристалле ВВО [32], в который инжестировалось излучение затравки от полупроводникового лазера на длине волны 950 нм.

Из приведенных примеров [15, 16, 29–31] видно, что требования к длительности импульсов накачки параметрического усилителя и к спектральному диапазону усиления, определяемые спецификой решаемых задач, могут существенно различаться. Например, при усилении растянутых во времени chirпированных импульсов [29, 30]

импульсы накачки обычно выбираются существенно длиннее усиливаемых. А необходимая ширина спектрального диапазона усиления диктуется в этом случае, в основном, большой шириной спектра исходных фемтосекундных импульсов. При параметрическом усилении непрерывной широкополосной затравки [31, 32] длительность получающихся импульсов определяется, главным образом, длительностью импульсов накачки. То же можно сказать и о спектральной ширине. Если и усиливаемое излучение, и накачка НОПУ имеют общее происхождение [15, 16], результирующие импульсы могут оказаться заметно короче исходных. Чтобы избежать сужения спектра при усилении, область синхронизма должна быть достаточно широкой, и это можно реализовать соответствующим выбором параметрического преобразователя.

Таким образом, применение НОПУ для получения достаточно мощных широкополосных пикосекундных импульсов в требуемом спектральном диапазоне представляется вполне оправданным. В качестве усиливаемой широкополосной затравки может использоваться излучение одного из источников безрезонаторного типа – генератора суперконтинуума, лазера на красителе или суперлюминесцентного диода. Задачей настоящей работы являлось получение излучения пикосекундной длительности с шириной спектра примерно  $400 \text{ см}^{-1}$  и энергией  $\sim 1 \text{ мДж}$  путем усиления излучения безрезонаторного лазера на красителе в неколлинеарном параметрическом усилителе при пикосекундной накачке.

## 2. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Пикосекундный лазер LS-2151 (LOTIS ТП) состоял из задающего Nd:YAG-генератора с длительностью импульсов 75 пс на длине волны 1064 нм и преобразователя во вторую гармонику и работал с частотой следования до 10 Гц. Излучение второй гармоники на длине волны 532 нм с энергией 11 мДж делилось на две части. Первая из них, с энергией 2.3 мДж, служила в качестве накачки лазера на красителе, а вторая, с энергией 8.7 мДж, накачивала параметрический усилитель на кристалле КТР. Излучение накачки фокусировалось цилиндрической линзой Л5 с фокусным расстоянием 5 см в кювету с раство-

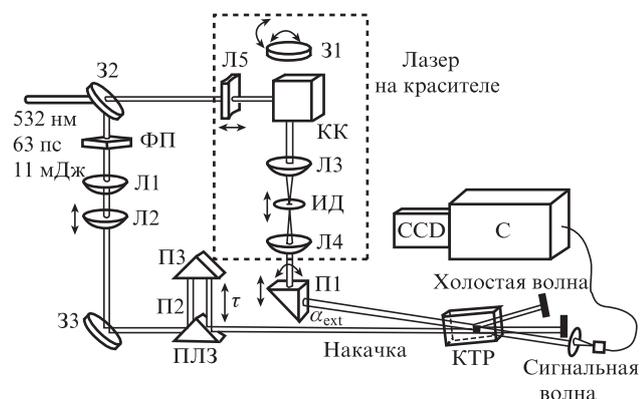


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

Л1–Л4 – сферические линзы; Л5 – цилиндрическая линза; 31–33 – зеркала; КК – кювета с раствором красителя; ИД – ирисовая диафрагма; ФП – фазовая пластина, поворачивающая плоскость поляризации излучения второй гармоники на  $90^\circ$ ; П1–П3 – призмы; ПЛЗ – призменная линия задержки; С – спектрограф с волоконным вводом;  $\alpha_{\text{ext}}$  – внешний угол неколлинеарности.

ром красителя *pyridine* в этаноле. Безрезонаторный лазер на красителе с поперечной накачкой реализовывался с помощью зеркала 31 по схеме двухпроходного усилителя спонтанной люминесценции. Лазер генерировал излучение с шириной спектра 24 нм ( $520 \text{ см}^{-1}$ ), центральной длиной волны 685 нм и энергией в импульсе около 10 мкДж. Выбор типа красителя в частности обусловлен тем, что при данной центральной длине волны возможна реализация схемы возбуждения колебательно-вращательного КАРС в водороде [19]. То, что длина волны широкополосного излучения лежит в красной области спектра, является удобным и при реализации двойного широкополосного КАРС.

Использовался кристалл КТР ( $4 \times 6 \times 10 \text{ мм}$ ), вырезанный для коллинеарной схемы взаимодействия в плоскости ZX (горизонтальная плоскость) волны накачки ( $\lambda_p = 532 \text{ нм}$ ), а также сигнальной ( $\lambda_s = 670 \text{ нм}$ ) и холостой ( $\lambda_i = 2583 \text{ нм}$ ) волн. При нормальном падении волны накачки на входную грань кристалла угол  $\theta_p$  между осью Z кристалла и волновым вектором накачки составлял  $46 \pm 1^\circ$ . Для достижения неколлинеарного взаимодействия световых волн кристалл поворачивался вокруг вертикальной оси на необходимый угол. Использовалось взаимодействие ооe-типа (накачка и холостая волна – обыкновенные волны, сигнальная волна – необыкновенная). Выходное излучение лазера накачки на длине волны 532 нм имело горизонтальную поляризацию, поэтому для получения пучка накачки с о-поляризацией после делительного зеркала 32 стояла полуволновая пластина ФП, поворачивающая поляризацию излучения второй гармоники на  $90^\circ$ . Далее это излучение с исходным диаметром пучка 8 мм формировало пучок накачки параметрического усилителя диаметром 2.7 мм с помощью телескопа из сферических линз Л1 и Л2 с фокусными расстояниями 300 и  $-100 \text{ мм}$  соответственно. С помощью линии задержки в канале накачки параметрического усилителя на призмах П2 и П3 обеспечивалось совмещение по времени в кристалле КТР импульсов накачки и лазера на красителе. Излучения накачки, сигнальной и холостой волн на выходе кристалла вследствие неколлинеарного взаимодействия естественным образом пространственно разделялись: накачка и холостая волна блокировались, а сигнальная волна, представляющая собой усиленное излучение лазера на красителе, направлялась посредством оптического волокна на спектрограф или на стрик-камеру.

## 3. Широкополосное параметрическое усиление

Как отмечалось в ряде работ по параметрическому усилению при накачке фемтосекундными или пикосекундными импульсами [33, 34], в тех направлениях в кристалле усилителя, в которых выполняется условие группового синхронизма, наблюдается увеличение интенсивности параметрической люминесценции. На рис.2 показано, как выглядит усиленное излучение лазера на красителе на экране, расположенном на расстоянии 40 см от кристалла НОПУ. Изображение на рис.2,а получено при ослаблении излучения лазера на красителе перед входом в кристалл КТР в 200 раз с помощью нейтральных светофильтров. При этом наблюдалось кольцо параметрической люминесценции, соответствующей спектральной области сигнальной волны. Некоторая модуляция интенсивности параметрической люминесценции по азимутальному углу,

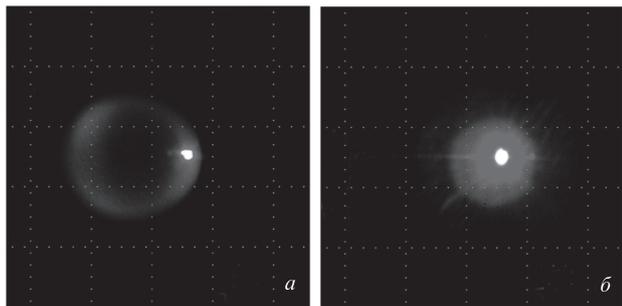


Рис.2. Параметрическая люминесценция и усиленное излучение лазера на красителе при его ослаблении на входе в кристалл КТР нейтральными светофильтрами в 200 раз (а) и усиленное излучение лазера на красителе в отсутствие нейтральных светофильтров (б). Поперечные размеры поля изображения – 10 см.

повторяющаяся от вспышки к вспышке, связана, по-видимому, с пространственным распределением излучения накачки.

Нами были выполнены расчеты зависимостей длины волны  $\lambda_s$  сигнальной волны от угла  $\theta_p$  между пучком накачки и осью Z для ряда внутренних углов неколлинеарности  $\alpha_{int}$  (рис.3). Значения показателей преломления вычислялись по формулам Селлмейера [35]. Рассматривались два случая: в одном сигнальная волна распространяется внутри угла между осью Z и пучком накачки, в другом – вне этого угла. Нашей экспериментальной ситуации соответствует второй случай (рис.3,б).

Ширина параметрического синхронизма в точке минимума  $\theta_{min}$  зависимости  $\theta_p(\lambda_s)$  определяется второй про-

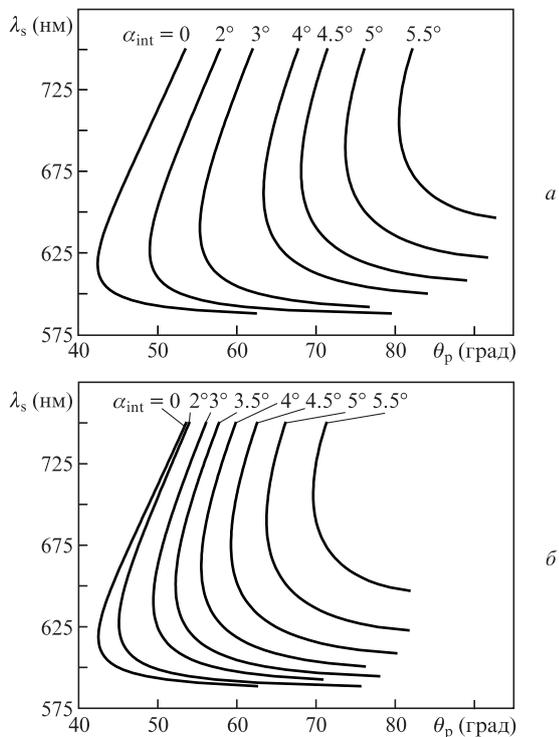


Рис.3. Зависимости длины сигнальной волны  $\lambda_s$  от угла  $\theta_p$  между осью Z и волновым вектором волны накачки с  $\lambda_p = 532$  нм при выполнении условий фазового синхронизма в плоскости XZ кристалла КТР при различных углах неколлинеарности  $\alpha_{int}$  в случае нахождения волнового вектора сигнальной волны между осью Z и волновым вектором волны накачки (а) и между осью X и волновым вектором волны накачки (б).

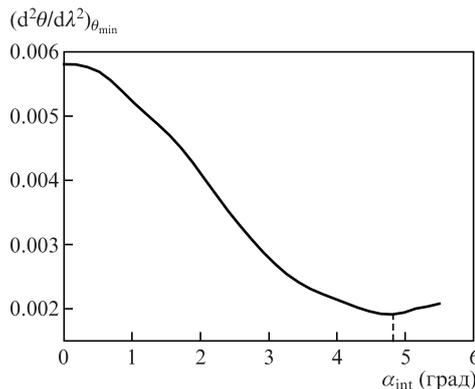


Рис.4. Зависимость  $(d^2\theta/d\lambda^2)_{\theta_{min}}$  от внутреннего угла неколлинеарности  $\alpha_{int}$ .

изводной  $(d^2\theta/d\lambda^2)_{\theta_{min}}$ : чем меньше вторая производная, тем более полого зависимость угла  $\theta_p$  от длины волны  $\lambda_s$  и, следовательно, шире параметрический синхронизм. На рис.4 представлена вторая производная  $(d^2\theta/d\lambda^2)_{\theta_{min}}$  в точке минимума  $\theta_{min}$  как функция внутреннего угла неколлинеарности  $\alpha_{int}$ . Как следует из расчетов, максимальная ширина параметрического синхронизма и, следовательно, спектра параметрического усиления имеет место при  $\alpha_{int} \sim 4.5-5^\circ$ , при этом угол синхронизма  $\theta_p$  должен составлять  $59-64^\circ$ . В таких условиях обеспечивается минимальное сужение спектра излучения лазера на красителе при усилении.

Экспериментально угол ввода пучка накачки в кристалл и угол между пучками накачки и лазера на красителе подбирались следующим образом. Излучение параметрической люминесценции, идущее в плоскости XZ вправо, вводилось в световод и далее направлялось в спектрограф МДР-6. Поворотом кристалла КТР в плоскости XZ длина волны параметрической люминесценции настраивалась на центральную длину волны излучения лазера на красителе (685 нм), при этом угол между пучком накачки и направлением, в котором наблюдалось максимальная интенсивность параметрической люминесценции (см. рис.2,а), изменялся, а световод соответствующим образом перемещался. В результате угол между нормалью к поверхности и пучком накачки составил примерно  $24^\circ$ . Угол между осью Z и пучком накачки внутри кристалла был равен, следовательно,  $\sim 60^\circ$ , что отвечает указанным выше оптимальным значениям угла синхронизма  $59-64^\circ$ .

Угол падения на КТР пучка излучения лазера на красителе, совмещённого в кристалле с пучком накачки, подбирался таким, чтобы после кристалла он попал в световод, настроенный на ввод излучения параметрической люминесценции на длине волны 685 нм. Инжектированное под этим углом широкополосное излучение лазера на красителе эффективно усиливалось. После удаления нейтральных светофильтров пятно усиленного излучения (сигнальной волны) становилось существенно ярче, вокруг него наблюдался интенсивный ореол, а яркость параметрической люминесценции уменьшалась настолько, что уже не регистрировалась фотокамерой (см. рис.2,б).

Энергия импульса накачки на входе в кристалл КТР, измеренная с помощью измерителя мощности ИМО-2, составила 8.7 мДж. С учетом отражения на входной непросветленной поверхности кристалла КТР, имеющего показатель преломления  $\sim 1.8$ , реальная энергия импульса накачки составила 8 мДж. Энергия импульса сигналь-

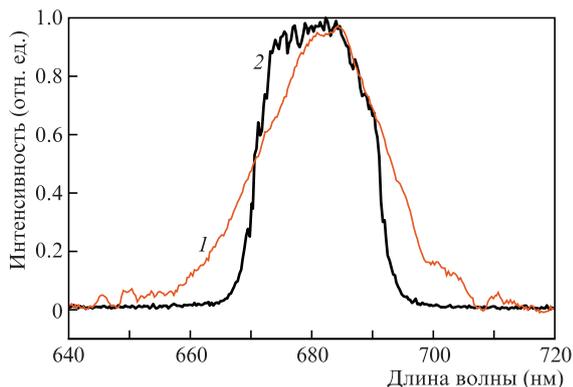


Рис.5. Исходный спектр излучения лазера на красителе (ширина спектра 24 нм ( $520 \text{ см}^{-1}$ )) (1) и после параметрического усилителя (21 нм ( $450 \text{ см}^{-1}$ )) (2).

ной волны оказалась равной 1.2 мДж; таким образом, было получено 15%-ное преобразование энергии накачки в энергию сигнальной волны. Следует отметить заметное улучшение пространственного качества пучка усиленной сигнальной волны по сравнению с исходным излучением. Ширина спектра по полувысоте составила 21 нм ( $450 \text{ см}^{-1}$ ). Результаты измерения спектров исходного и усиленного излучений представлены на рис.5, временные профили излучений – на рис.6. Усиленный импульс (длительность 26 пс) оказывается заметно короче импульсов исходного излучения лазера на красителе (57 пс) и накачки (63 пс).

НОПУ, используемый в качестве источника импульсов пикосекундной длительности при решении задач нелинейной спектроскопии, в частности методом двойного широкополосного КАРС, обладает, на наш взгляд, несомненными достоинствами. Это высокий коэффициент усиления, возможность заметного укорочения импульса усиленного излучения по сравнению с импульсом накачки, а также высокий контраст по отношению к уровню шума, обусловленного спонтанным параметрическим рассеянием: во временном профиле усиленного излучения практически отсутствует пьедестал, присущий лазерным усилителям и обусловленный люминесценцией активной среды. Следует отметить, что излучение любого другого лазерного или суперлюминесцентного источника с широким спектром, в том числе и непрерывного, например суперлюминесцентного полупроводникового диода, может быть использовано в качестве инжектируемого в пикосекундном НОПУ.

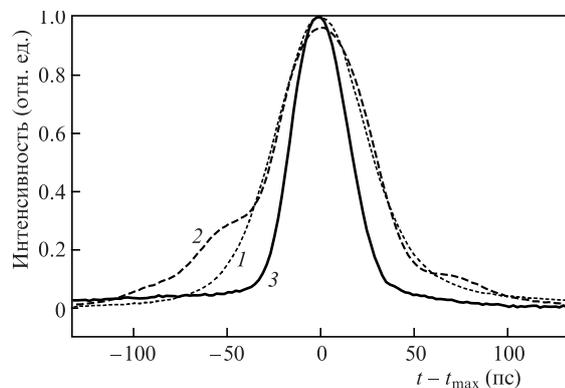


Рис.6. Временные профили импульсов – второй гармоники Nd:YAG-лазера, длительность 63 пс (1), лазера на красителе, длительность 57 пс (2) и усиленного излучения лазера на красителе, длительность 26 пс (3).

кундном НОПУ. В [36] дан обзор различных типов суперлюминесцентных диодов, применяемых в оптической когерентной томографии. Ширина спектра этих диодов доходит до 60 нм, мощность составляет от единиц до десятков милливольт, центральная длина волны – от 660 до 1600 нм. Совмещение излучений двух суперлюминесцентных диодов с несколько сдвинутыми относительно друг друга спектрами позволило расширить спектр излучения вплоть до 100 нм с сохранением его колоколообразной формы [37].

При накачке второй гармоникой излучения Nd:YAG-лазера и при центральной длине сигнальной волны 685 нм вместо кристалла КТР можно использовать кристалл ВВО [38–40]. При этом центральная длина холостой волны равна 2380 нм и еще не попадает в область поглощения ВВО (выше 2550 нм) [35]. Кристалл ВВО чаще других используется в НОПУ для усиления chirпированных и растянутых во времени фемтосекундных импульсов [41] вследствие исключительно высокого порога пробоя, поскольку для получения полосы усиления в  $2000 \text{ см}^{-1}$  и более приходится использовать кристаллы толщиной около 1 мм и, следовательно, жестко фокусировать излучение накачки в кристалл. Требуемая в нашем случае ширина полосы усиления в  $400\text{--}500 \text{ см}^{-1}$  достигается при неколлинеарной геометрии и длине кристалла КТР 10 мм, поэтому необходимость в жесткой фокусировке отпадает. При этом, согласно [35], эффективная нелинейность КТР выше, чем у ВВО.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе реализована схема параметрического усиления в кристалле КТР широкополосного пикосекундного излучения безрезонаторного лазера на красителе. Параметрический усилитель накачивался импульсами второй гармоники излучения Nd:YAG-лазера длительностью 63 пс. Широкополосное усиление достигалось за счет группового синхронизма при неколлинеарном взаимодействии световых волн. Получены импульсы длительностью 26 пс со средней длиной волны 685 нм, шириной спектра 21 нм ( $450 \text{ см}^{-1}$ ) и энергией 1.2 мДж при 15%-ном преобразовании энергии накачки в энергию сигнальной волны. Подобные источники пикосекундных импульсов могут использоваться в различных схемах нелинейной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №3-02-01126) и Программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

1. Ball S.M., Langridge J.M., Jones R.L. *Chem. Phys. Lett.*, **398**, 68 (2004).
2. Wu T., Zhao W., Chen W., Zhang W., Gao X. *Appl. Phys. B*, **94**, 85 (2009).
3. Xu F., Liu Z., Zhang Y.G., Somesfalean G., Zhang Z.G. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 231109 (2006).
4. Fiedler S.E., Hese A., Ruth A.A. *Chem. Phys. Lett.*, **371**, 274 (2003).
5. Fiedler S.E., Hoheisel G., Ruth A.A., Hese A. *Chem. Phys. Lett.*, **382**, 447, (2003).
6. Alfano R.R. *Supercontinuum Laser Source* (New York: Springer-Verlag, 1989).
7. Желтиков А.М. *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004).
8. Brown D.M., Shi K., Liu Z., Philbrick C.R. *Opt. Express*, **16**, 8457 (2008).
9. Langridge J.M., Laurila T., Watt R.S., Jones R.L., Kaminski C.F., Hult J. *Opt. Express*, **16**, 10178 (2008).
10. Niermann B., Budunghu I.L., Gurel K., Boke M., Ilday F.O., Winter J. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**, 245202 (2012).

11. Pomraenke R., Ropers C., Renard J., Lienau C., Luer L., Polli D., Cerullo G. *J. Microscopy*, **229**, 197 (2008).
12. Vidal F., Tadjeddine A. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 1095 (2005).
13. Richter L.J., Petrally-Mallow T.P., Stephenson J.C. *Opt. Lett.*, **23** (20), 1594 (1998).
14. Lagutchev A., Lozano A., Mukherjee H., Hambir S.A., Dlott D. *Acta A Mol. Biomol. Spectrosc.*, **75**, 1289 (2010).
15. Isaenko O., Bourguet E., Vöhringer P. *Opt. Lett.*, **35**, 3832 (2010).
16. Isaenko O., Bourguet E. *Opt. Express*, **20**, 547 (2011).
17. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981).
18. Eckbreth A.C., Anderson T.J. *Appl. Opt.*, **24**, 2731 (1985).
19. Klauss W., Fabelinsky V.I., Kozlov D.N., Smirnov V.V., Stelmakh O.M., Vereshagin K.A. *Appl. Phys. B*, **70**, 127 (2000).
20. Kozlov D.N., Weikl M.C., Kiefer J., Seeger T., Leipertz A. *Opt. Express*, **16**, 18379 (2008).
21. Ewart P. *Opt. Commun.*, **55** (2), 124 (1985).
22. Roy S., Meyer T.R., Gord J.R. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 264103 (2005).
23. Seeger T., Kiefer J., Leipertz A., Patterson B., Kliewer C.J., Settersten N.B. *Opt. Lett.*, **34** (23), 3755 (2009).
24. Bohlin A., Nordström E., Patterson B.D., Bengtsson P.-E., Kliewer C.J. *J. Chem. Phys.*, **137**, 074302 (2012).
25. Montello A., Nishihara M., Rich J.W., Adamovich I.V., Lempert W.R. *Exp. Fluids*, **54**, 1422 (2013).
26. Richardson D.R., Lucht R.P., Roy S., Kulatilaka W.D., Gord J.R. *Proc. Combust. Inst.*, **33**, 839 (2011).
27. Seeger T., Kiefer J., Gao Y., Patterson B.D., Kliewer C.J., Settersten N.B. *Opt. Lett.*, **35** (12), 2040 (2010).
28. Kliewer C.J., Gao Y., Seeger T., Kiefer J., Patterson B.D., Settersten N.B. *Proc. Combust. Inst.*, **33**, 831 (2011).
29. Kraemer D., Cowan M.L., Hua R., Franjic K., Miller R.J.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (4), 813 (2007).
30. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Las. Phys. Lett.*, **4** (6), 421 (2007).
31. Magnitskii S.A., Malachova V.I., Tarasevich A.P., Tunkin V.G., Yakubovich S.D. *Opt. Lett.*, **11**, 18 (1986).
32. Hsu P.S., Roy S., Gord J.R. *Opt. Commun.*, **281**, 6068 (2008).
33. Gerullo G., Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S. *Opt. Lett.*, **23**, 1283 (1998).
34. Shorakawa A., Kobayashi T. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 147 (1998).
35. Nikogosyan D.N. *Appl. Phys. A*, **52**, 359 (1991).
36. Shidlovski V., in *Optical Coherence Tomography*. Ed. by W.Drexler, J.G.Fujimoto (Berlin: Springer-Verlag, 2008, pp 281–300).
37. Андреева Е.В., Ильченко С.Н., Костин Ю.О., Ладугин М.А., Лапин П.И., Мармалюк А.А., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **43** (8), 751 (2013).
38. Homann C., Breuer M., Setzpfandt F., Pertch T., Riedle E. *Opt. Express*, **21** (1), 730 (2013).
39. Krylov V., Ollikainen O., Gallus J., Wild U., Rebane A., Kalintsev A. *Opt. Lett.*, **23** (2), 100 (1998).
40. Nikolov I., Gaydardzhiev A., Buchvarov I., Tzankov P., Noack F., Petrov V. *Opt. Lett.*, **32** (22), 3342 (2007).
41. Dubietis A., Jonsauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).