Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 2, с. 71 – 79

Генерация мощного фемтосекундного излучения ближнего и среднего ИК диапазона (1.2–2.4 мкм) с использованием широкополосного параметрического преобразования частоты в кристалле BBO (II типа взаимодействия) с накачкой титан-сапфировым лазером и его применение для генерации ТГц излучения в органических кристаллах

Д. З. Сулейманова[1)], *Н. А. Жидовцев*, *Ф. В. Потемкин*

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2021 г.
После переработки 25 ноября 2021 г.
Принята к публикации 26 ноября 2021 г.

Создан двухкаскадный оптический параметрический усилитель на основе кристаллов BBO II типа взаимодействия с накачкой мощным излучением титан-сапфирового лазера. Получена генерация фемтосекундного излучения, перестраиваемого от ближнего до среднего инфракрасного диапазона длин волн 1.1–1.6 мкм (сигнальная волна) и 1.6–2.6 мкм (холостая волна) с суммарной эффективностью преобразования по энергии 8 %. Выходная энергия генерируемых инфракрасных импульсов составила 840 и 280 мкДж на длинах волн 1.3 и 2 мкм соответственно. Экспериментально продемонстрирована возможность последующей генерации терагерцевого излучения в органическом кристалле DAST на основе процесса оптического выпрямления при накачке сгенерированным излучением среднего инфракрасного диапазона. Разработанная модель генерации терагерцевого излучения показала, что увеличение эффективности оптико-терагерцевого преобразования до 3.6 % может быть достигнуто при чирпировании фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона ($\sim$2 мкм) до 200 фс.

DOI: 10.31857/S1234567822020021

В последнее время растет интерес к генерации мощного терагерцевого (ТГц) излучения (0.1–10 ТГц) в связи с развитием нелинейной оптики в ТГц диапазоне и различного рода приложений, таких как спектроскопия с временным разрешением, исследование сверхбыстрого намагничивания, визуализация (построение изображений) и др [1]. С помощью интенсивных импульсов ТГц диапазона (с напряженностью поля порядка МВ/см) открываются новые возможности для исследования нелинейного взаимодействия ТГц излучения с различными средами, а также для понимания множества интересных явлений, в том числе исследования гигантской нелинейности в ТГц диапазоне, генерации высоких гармоник ТГц поля и определения ТГц нелинейных откликов новых метаматериалов [2, 3]. В связи с наличием большого числа приложений мощного ТГц излучения были предложены различные методы его генерации [4, 5], включая оптическое выпрямление в нелинейных органических [6] и неорганических кристаллах [7], а также двухцветная филаментация в газах [8].

Эффективная генерация ТГц импульсов длительностью в несколько периодов поля (0.1–10 ТГц) от оптической накачки ближнего инфракрасного (ИК) диапазона (1.2–1.5 мкм) с напряженностью поля до десятков МВ/см (с энергией ТГц излучения до 0.9 мДж) была продемонстрирована в нелинейных органических кристаллах (таких как DAST, DSTMS и OH1) с эффективностью оптико-терагерцевого преобразования (по энергии) до 3 % [9–12]. Данные кристаллы обеспечивают высокую нелинейность и обладают прозрачностью, как для оптической накачки, так и для ТГц поля, что делает процесс оптического выпрямления эффективным (1–3 %). В случае генерации ТГц импульсов на основе двухцветной филаментации эффективность оптико-терагерцевого преобразования намного ниже и составляет порядка $\sim$0.01 %, а энергия генерируемого ТГц излучения составляет до 30 мкДж в газах [13–15]. Также существенным недостатком является сильная угловая расходимость и коническая структура ТГц излу-

[1)]e-mail: dina020698@gmail.com

чения [16, 17]. Однако данный метод позволяет получать более широкий спектр ТГц излучения (до 60 ТГц), по сравнению с методом на основе оптического выпрямления в органических кристаллах, в которых из-за фононных резонансных линий присутствует поглощение в высокочастотной области (>4 ТГц). Также преимуществом данного метода является отсутствие повреждения газовых сред, что позволяет использовать лазерное излучение высокой интенсивности, не ограничивая энергию накачки. Поэтому увеличение энергии генерируемого ТГц излучения может быть реализовано за счет увеличения энергии накачки, а именно за счет использования лазерных систем высокой мощности [18]. В то же время в случае генерации ТГц излучения в органических кристаллах возможно получение мощных импульсов при использовании меньшей энергии накачки за счет большей эффективности оптико-терагерцевого преобразования. Поэтому для получения большей энергии ТГц излучения достаточно перспективным и компактным методом является оптическое выпрямление в органических кристаллах. Однако эффективность преобразования в органических кристаллах ограничена процессом многофотонного поглощения и, как следствие, порогом пробоя данных кристаллов. Переход к более длинным волнам, находящимся в полосе прозрачности кристалла, позволяет уменьшить многофотонное поглощение и повысить порог повреждения, а также увеличить эффективность преобразования за счет уменьшения квантового дефекта, что было показано в [19]. Так, например, в органическом кристалле DAST параметр многофотонности увеличивается от 3 до 4 при увеличении длины волны излучения накачки от 1.24 до 2 мкм.

На данный момент перед исследователями стоит вопрос о возможности расширения спектра ТГц излучения, получаемого в нелинейных органических кристаллах, а также увеличения эффективности оптико-терагерцевого преобразования за счет использования перестраиваемого источника накачки ближнего и среднего ИК диапазона длин волн. Однако, на сегодняшний день существует лишь ограниченное число лазерных сред, способных обеспечить мощное (десятки мДж) фемтосекундное (менее 100 фс) излучение накачки в ближнем и среднем ИК диапазоне [20, 21]. Доступные длительности импульсов, а также доступный спектральный диапазон, связанные с этими технологиями, ограничены. Наиболее простым и эффективным способом генерации излучения в ближнем и среднем ИК диапазоне является оптическое параметрическое усиление (ОПУ)[22–25]. Применяя подход прямого параметрического усиления, сообщается о возможности получения излучения ближнего и среднего ИК диапазона с энергией мДж уровня (до 7 мДж на длине волны 1.4 мкм [22] и до 2.2 мДж на длине волны 2.05 мкм [23]) с суммарной эффективностью преобразования до 40 %. Поэтому задача создания эффективных параметрических источников с накачкой доступными лазерными системами, например, на основе титан-сапфира, остаются актуальными до сих пор, благодаря возможности масштабирования выходной энергии титан-сапфировых лазеров при сохранении длительности на уровне 20–50 фс.

В нашей предыдущей работе [26] было проведено теоретическое сравнение схем прямого усиления при использовании спектрально-ограниченных и чирпированных импульсов для преобразования в ближний и средний ИК диапазон (1.3–2.2 мкм) длин волн на основе численного моделирования, основанного на решении системы укороченных уравнений, описывающих трехволновое взаимодействие. Было показано, что наиболее перспективным оказывается подход прямого усиления в нелинейно-оптических кристаллах BBO II типа взаимодействия в случае использования излучения накачки тераваттного титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 50 фс в силу большей эффективности преобразования по энергии и возможности получения коротких импульсов.

В данной работе мы экспериментально реализовали параметрическое усиление в кристаллах BBO II типа взаимодействия при накачке субтераваттным излучением титан-сапфирового лазера и сгенерировали перестраиваемое фемтосекундное излучение в среднем ИК диапазоне (1.1–2.6 мкм) с энергией ~ 1 мДж с суммарной эффективностью преобразования 8 %. Также в работе показана возможность последующей генерации ТГц излучения в органическом кристалле DAST на основе процесса оптического выпрямления при накачке сгенерированным излучением среднего ИК диапазона.

Схема двухкаскадного оптического параметрического усилителя (ПУ) изображена на рис. 1. В качестве накачки используется тераваттный титан-сапфировый лазер с энергией до 60 мДж и длительностью импульсов 50 фс на центральной длине волны 810 нм с частотой следования импульсов 10 Гц. Для накачки двух каскадов ПУ была использована энергия титан-сапфирового лазера порядка 14 мДж, а остальная часть энергии впоследствии может быть использована для накачки третьего каскада ПУ.

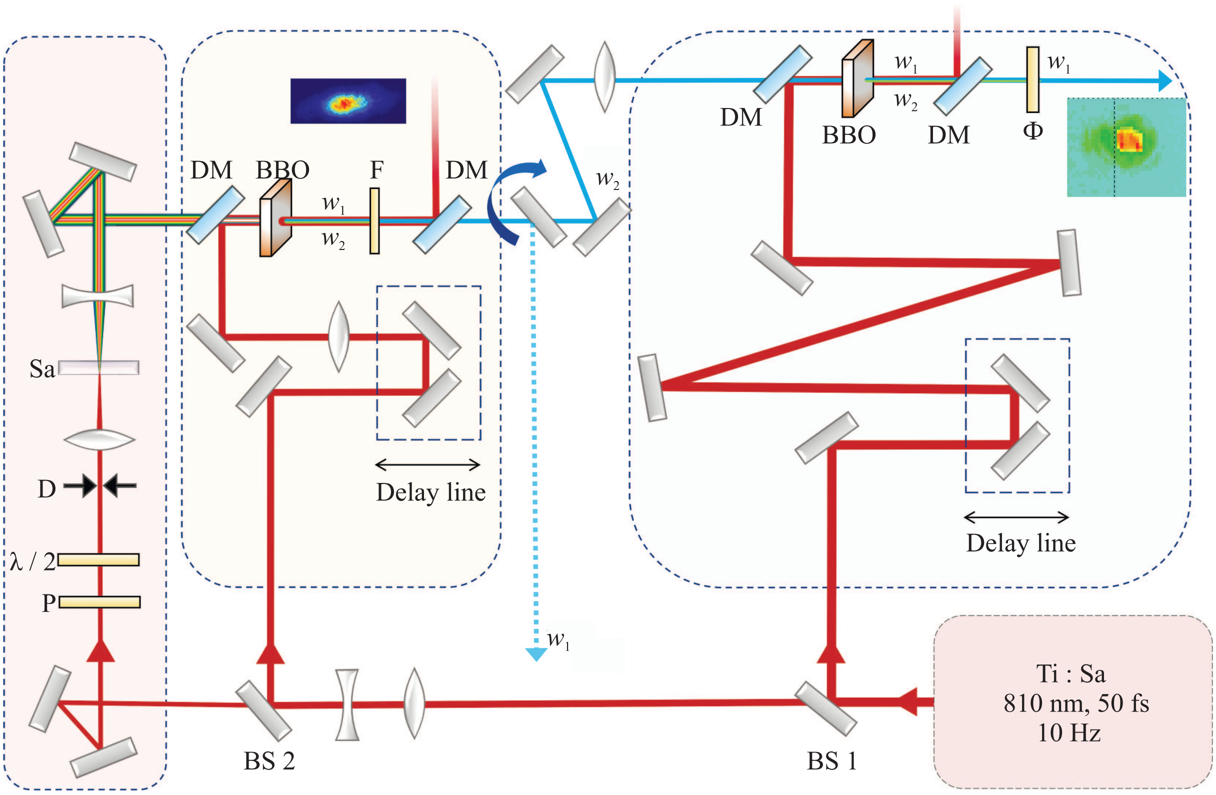

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная схема двухкаскадного ПУ на кристаллах BBO II-ого типа взаимодействия с накачкой излучением титан-сапфирового лазера. DM – дихроичное зеркало, BS1 и BS2 – первый и второй светоделители, Sa – кристалл сапфира, D – ирисовая диафрагма, P – поляризатор, F – длинноволновый светофильтр, w_1 – сигнальная волна, w_2 – холостая волна. На вставках изображены пространственные профили сигнальной волны на длинах волн 1.18 мкм (после первого кристалла BBO) и 1.33 мкм (после второго кристалла BBO), измеренные с помощью камер MindVision MV-SUA231GC-T и Spiricon Pyrocam III, соответственно

Диаметр пучка излучения накачки составляет порядка 16×12 мм (по уровню $1/e^2$).

В данной схеме в обоих каскадах усиления используются кристаллы бета-бората бария (β – BaB_2O_4, BBO) длиной 2 мм, вырезанные под углами $\theta = 25.9°$, $\phi = 0°$ для реализации синхронизма II типа. В [26] было показано, что использование кристалла BBO II типа взаимодействия является предпочтительным благодаря возможности получения большей эффективности преобразования по энергии, что связано с отсутствием паразитных процессов (генерации вторых гармоник сигнальной и холостой волн), несмотря на меньший коэффициент эффективной нелинейности ($d_{\text{eff}} = 1.57$ пм/В) по сравнению с таковым в случае синхронизма I типа ($d_{\text{eff}} = 1.94$ пм/В).

Малая часть выходного излучения титан-сапфирового лазера с энергией ~ 25 мкДж, прошедшая через второй светоделитель, использовалась для генерации суперконтинуума, используемого в роли инжекции для первого каскада ПУ. Низкоэнергетичное излучение проходило через полуволновую пластинку, поляризатор и ирисовую диафрагму, а затем фокусировалось в кристалл сапфира линзой с фокусным расстоянием 50 мм. Кристалл был установлен на трансляционный столик. Линза с фокусным расстоянием 30 мм, установленная на линейный транслятор после кристалла, использовалась для коллимации излучения суперконтинуума. Полуволновая пластинка использовалась для поворота поляризации излучения инжекции для первого каскада ПУ. На рисунке 2 приведен спектр суперконтинуума, зарегистрированный с помощью спектрометра ближнего ИК диапазона (Solar SDH-IV). Экспериментально генерация суперконтинуума исследовалась в кристаллах сапфира (Sa) толщиной 3 мм и алюмоиттриевого граната (YAG) толщиной 10 мм. Наибольший интерес представляло сравнение спектральной яркости компонент в диапазоне длин волн 1.1–1.5 мкм (сигнальная волна) для реализации схемы прямого параметрического усиления. Спектральная яркость генерируемого суперконти-

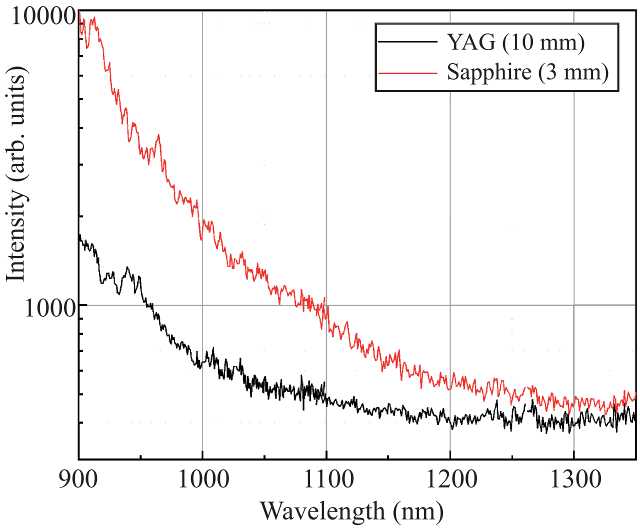

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры суперконтинуума, полученного в кристалах сапфира (красная кривая) и алюмоиттриевого граната (черная кривая) при филаментации излучения титан-сапфирового лазера

нуума существенно зависит как от свойств среды (нелинейный показатель преломления, дисперсия групповой скорости, спектр поглощения и др.), так и от параметров лазерного импульса (энергия, длительность, длина волны и др.). Так, для излучения на длине волны 810 нм дисперсия групповой скорости в кристалле сапфира составляет ~ 56 фс^2/мм, а в кристалле YAG ~ 100 фс^2/мм, что с учетом толщины используемых кристаллов приводит к большему уширению спектра суперконтинуума и меньшему временному разбеганию спектральных компонент в случае использования кристалла сапфира [27]. На рисунке 2 представлены результаты измерений спектра суперконтинуума, генерируемого в кристаллах сапфира и алюмоиттриевого граната в режиме одиночного филамента. Исходя из полученных результатов, было обнаружено, что суперконтинуум с наибольшей спектральной яркостью в указанном диапазоне длин волн генерируется в кристалле сапфира.

Часть излучения накачки с энергией ~ 1.5 мДж, отраженная от второго светоделителя, проходила через линию задержки для согласования по времени с излучением суперконтинуума и направлялась в первый кристалл BBO. Для осуществления первого каскада параметрического преобразования при использовании энергии излучения накачки порядка 1.5 мДж для поддержания интенсивности излучения накачки на кристалле ~ 250 ГВт/см^2 размер пучка составлял около 4 мм (по уровню $1/e^2$), поэтому для уменьшения размера пучка накачки использовался двухлинзовый телескоп 1:2. Для осуществления второго каскада преобразования использовалась большая часть излучения накачки с энергией порядка 12.5 мДж, отраженная от первого светоделителя. Это излучение проходило через вторую линию задержки и направлялось во второй кристалл BBO без использования фокусирующих линз, чтобы уменьшить влияние нежелательных эффектов самофокусировки и фазовой самомодуляции излучения накачки в этой части схемы. Интенсивность излучения накачки на втором кристалле BBO составляла порядка 200 ГВт/см^2. В эксперименте было выбрано данное значение интенсивности, так как при интенсивности накачки, превышающей данное значение, наблюдалось уширение спектра накачки за счет процесса фазовой самомодуляции в кристалле. Спектральная селекция сигнальной и холостой волны от излучения накачки после первого и второго кристаллов BBO осуществлялось с помощью дихроичных зеркал. В качестве затравочного излучения для второго каскада ПУ использовалась холостая волна. В этом случае сигнальная волна отделялась от холостой с помощью длинноволнового светофильтра. В работе [23] было отмечено значительное улучшение пространственного качества пучка холостой волны при ее усилении в ПУ.

В результате параметрического преобразования было получено излучение, перестраиваемое в диапазонах 1.1–1.6 мкм (сигнальная волна) и 1.6–2.6 мкм (холостая волна) за счет изменения углов наклона кристаллов BBO и плавной регулировки положения линий задержек. На рисунке 3 изображены спектры сигнальной и холостой волн, генерируемых в параметрическом ИК усилителе и регистрируемых с помощью спектрометра ближнего ИК-диапазона (Solar SDH-IV).

Также на рисунке 3 представлена зависимость энергии сигнальной и холостой волн, измеренная в эксперименте, а также представлена аналогичная зависимость, полученная в результате численного моделирования. Стоит отметить, что данные зависимости достаточно хорошо качественно соотносятся (рис. 3). Однако, присутствует некоторое расхождение абсолютных значений энергий. Это может быть связано с тем, что численное моделирование, в котором процесс параметрического усиления рассматривался в приближении плоских волн, не учитывает пространственные эффекты. Энергия сигнальной волны остается порядка 500 мкДж во всем диапазоне перестройки, а соответствующая измеренная энергия холостой волны составляет порядка 200 мкДж или меньше. Наибольшая энергия сигнальной вол-

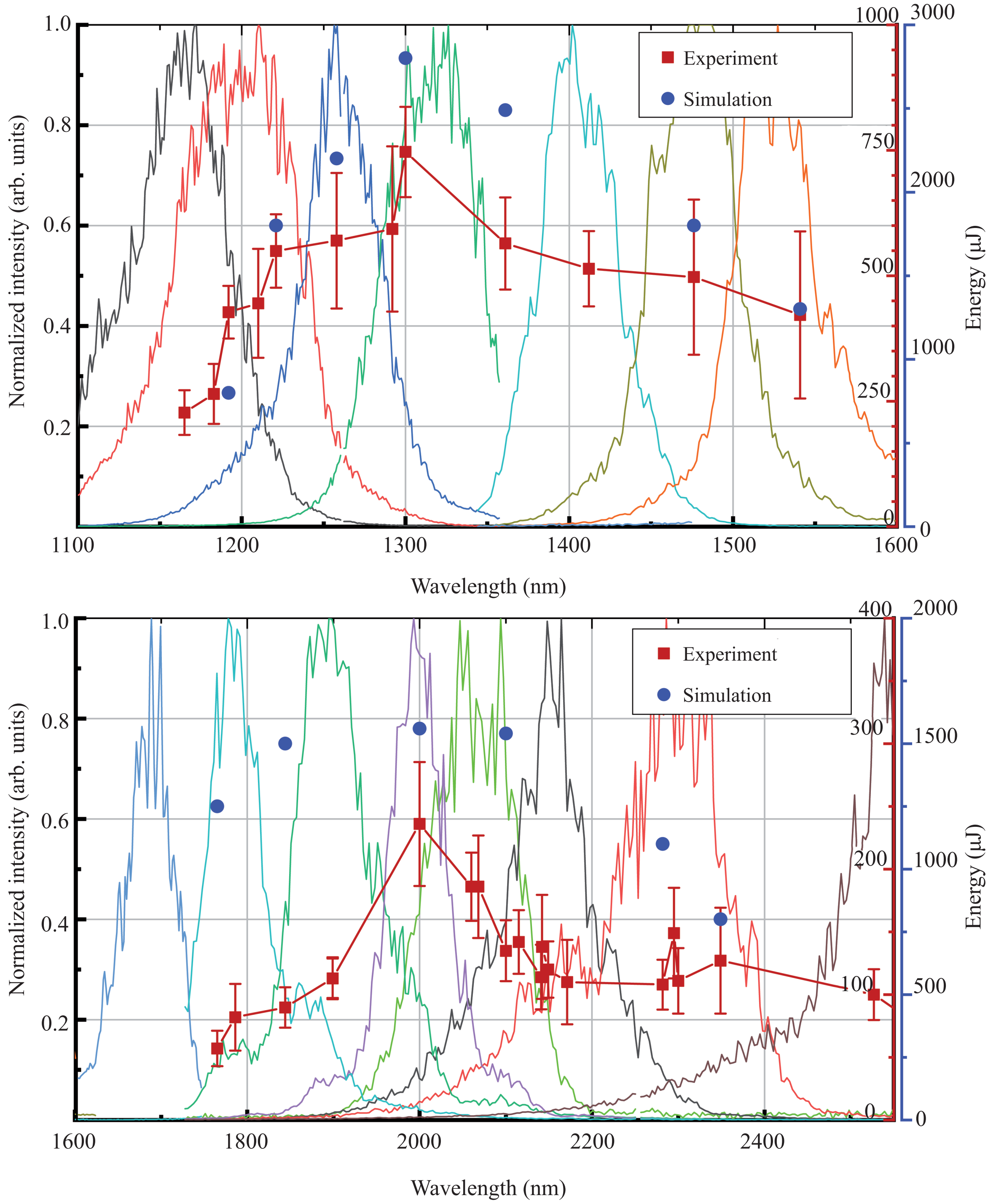

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры сигнальной (сверху) и холостой (снизу) волн, а также зависимости энергии сигнальной и холостой волн, измеренные в эксперименте (квадратные точки) и полученные в результате моделирования (круглые точки)

ны составляла порядка 840 мкДж на длине волны ~1.3 мкм, а энергия холостой волны в этом случае составляла порядка 280 мкДж на длине волны ~2 мкм, что достаточно хорошо соотносится с результатами моделирования и связано с тем, что расстройка групповых скоростей импульсов сигнальной волны и накачки, а также расстройка групповых скоростей импульсов холостой волны и накачки имеют разные знаки в диапазонах длин волн 1.25–1.6 мкм (сигнальная волна) и 1.6–2.3 мкм (холостая волна), соответственно (рис. 4). Поэтому импульсы сигнальной и холостой волн остаются локализованными в области импульса накачки при распространении в кристалле, что обеспечивает максимальную эффективность в этом диапазоне длин волн. Однако достаточно резкий спад энергии ИК излучения около 1.4 мкм может быть объяснен низкой спектральной яркостью излучения суперконтинуума в диапазоне длин волн, превышающих 1.3 мкм, что связано со спектральной характеристикой дихроичных зеркал. Кроме того, энергия импульсов холостой волны явно ниже на длинах волн выше 2.1 мкм, что объясняется поглощением кристаллов BBO на длинах волн более 2 мкм. Так, суммарная эффективность преобразования по энергии составила 8 % (на длинах волн 1.3 и 2 мкм).

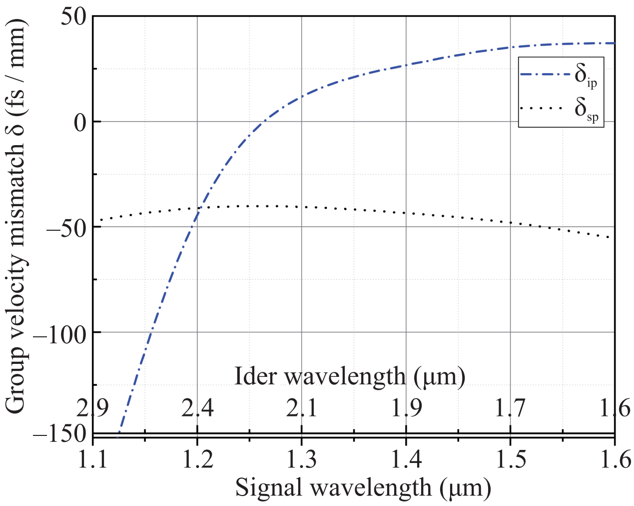

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость расстроек групповых скоростей взаимодействующих импульсов от длины волны для кристалла BBO II типа взаимодействия с накачкой излучением титан-сапфирового лазера на длине волны 810 нм. $\delta_{\rm sp}$ – сигнальная волна – накачка, $\delta_{\rm ip}$ – холостая волна – накачка

Спектральная ширина генерируемых сигнальных и холостых импульсов составляет до 95 и до 180 нм (по полувысоте) на центральных длинах волн 1.2 и 2.3 мкм, что соответствует длительности спектрально-ограниченных импульсов 25 и 40 фс. При перестройке сигнальной волны в более длинноволновый диапазон происходит уменьшение спектральной ширины генерируемых импульсов до 65 нм (на длине волны ∼1.5 мкм), что хорошо согласуется с результатами моделирования и связано с уменьшением спектральной ширины синхронизма кристалла BBO II типа взаимодействия с увеличением сигнальной длины волны (при использовании излучения накачки на длине волны 800 нм) [28]. А при перестройке холостой волны в более коротковолновый диапазон происходит аналогичное уменьшение спектральной ширины импульсов до 70 нм (на длине волны 1.7 мкм).

Также на рисунке 1 приведены изображения пространственного профиля генерируемого излучения на длинах волн 1.18 мкм (после первого кристалла BBO) и 1.33 мкм (после второго кристалла BBO), измеренные с помощью камер MindVision MV-SUA231GC-T и Spiricon Pyrocam III, соответственно. При распространении мощного излучения накачки в схеме ПУ происходит накопление фазового набега, определяющего мелкомасштабную самофокусировку, что приводит к большим значениям B-интеграла ($B > 3$) на входе в кристаллы BBO. При таких значениях B-интеграла мелкомасштабная самофокусировка приводит к сильной модуляции интенсивности пучка накачки, что негативно влияет на качество пучков сигнальной и холостой волн [29]. Поэтому на данный момент стоит вопрос об оптимизации схемы параметрического усилителя с целью увеличения эффективности преобразования по энергии в ближний и средний ИК диапазоны, а также улучшения пространственного качества пучков сигнальной и холостой волн.

С использованием сгенерированного излучения параметрического ИК усилителя были проведены предварительные эксперименты по генерации ТГц излучения в органическом кристалле DAST (Swiss Terahertz LLC). Излучение ближнего и среднего ИК диапазона на длинах волн 1.3 мкм (сигнальная волна) и 2 мкм (холостая волна) с суммарной энергией порядка 200 мкДж использовалось в качестве накачки нелинейного органического кристалла. Спектральная ширина сигнального и холостого импульсов составляла ∼65 и 130 нм соответственно (рис. 5), что соответствует длительности спектрально-ограниченных импульсов 40 и 45 фс. Плотность энергии излучения накачки на кристалле составляла порядка 5 мДж/см^2. ТГц излучение, полученное в результате оптического выпрямления, отделялось от излучения накачки ИК диапазона с помощью ТГц фильтра низких частот и собиралось с помощью параболического зеркала с фокусным расстоянием 150 мм в калиброванный детектор Голея (Tydex, GC-1P) (рис. 5). Эффективность оптико-терагерцевого преобразования в кристалле DAST толщиной 500 мкм составляла порядка 0.015 %, а энергия генерируемого ТГц излучения в этом случае

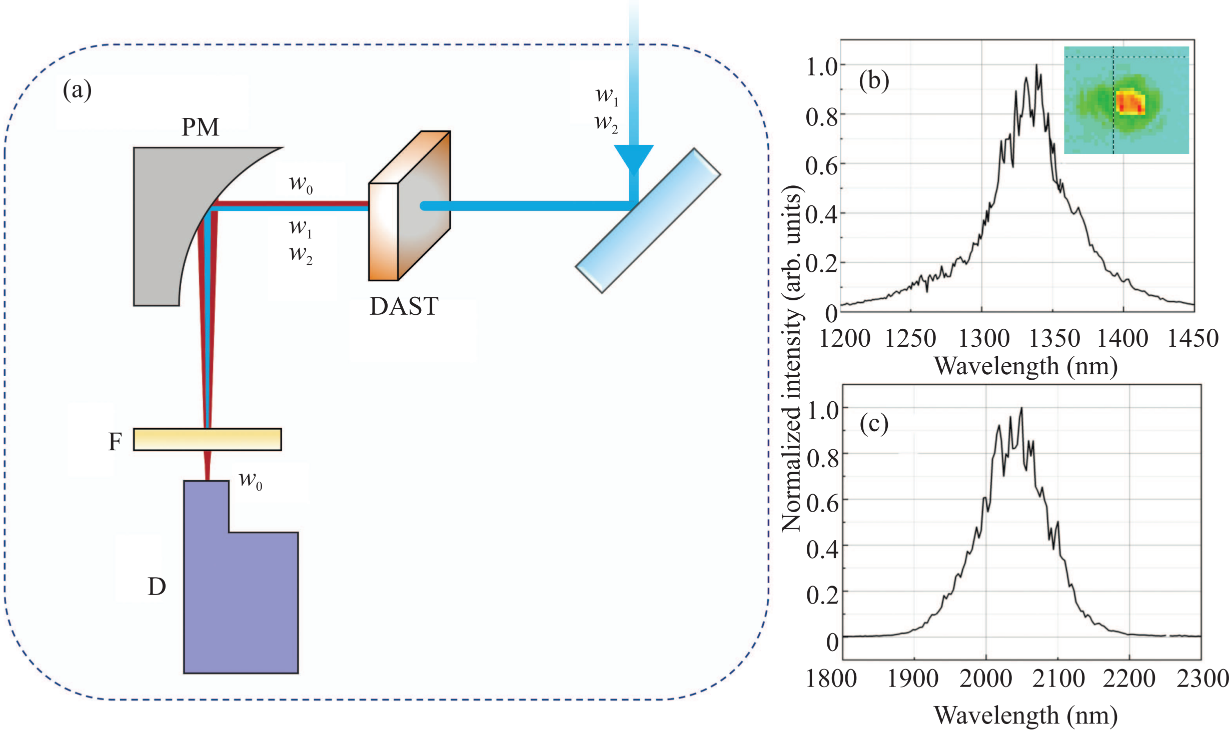

Рис. 5. (Цветной онлайн) Генерация ТГц излучения в органическом кристалле DAST. (a) – Экспериментальная схема генерации ТГц излучения в органическом кристалле. PM – параболическое зеркало, F – ТГц фильтр низких частот, D – детектор Голея, w_1 – сигнальная волна, w_2 – холостая волна, w_0 – ТГц излучение. (b) – Спектр сигнальной волны на центральной длине волны 1.33 мкм. На вставке изображен пространственный профиль сигнальной волны на длине волны 1.33 мкм, измеренный с помощью камеры Spiricon Pyrocam III. (c) – Спектр холостой волны на центральной длине волны 2.04 мкм

составляла ~30 нДж. Достаточно низкое значение эффективности преобразования может быть объяснено неоптимальной длиной используемого кристалла и недостаточной областью прозрачности используемого фильтра для селекции ТГц излучения.

Для исследования возможности увеличения эффективности преобразования нами было проведено численное моделирование, основанное на решении системы укороченных уравнений, описывающих трехволновое взаимодействие. Процессы генерации суммарной и разностной частот рассматривались в приближениях медленно меняющихся амплитуд [30] и плоских волн с учетом материальной дисперсии и поглощения в органическом кристалле DAST [31, 32]. Численное решение уравнений проводилось с помощью метода Рунге–Кутта 4-го порядка с пространственным разрешением 1 мкм. В результате моделирования было обнаружено, что в случае использования сигнальной волны (на длине волны 1.3 мкм) в качестве накачки кристалла DAST основным фактором, ограничивающим эффективность оптико-терагерцевого преобразования, является наличие двухфотонного поглощения в данном кристалле в диапазоне длин волн излучения накачки до 1.4 мкм. Чирпирование импульсов сигнальной волны до 140 фс может позволить уменьшить влияние этого эффекта за счет уменьшения интенсивности излучения накачки на кристалле и, следовательно, увеличить эффективность преобразования до 2.3 %. А в случае использования холостой волны (на длине волны 2 мкм) в качестве накачки кристалла DAST увеличение эффективности преобразования возможно за счет увеличения длительности импульсов холостой волны. Это связано с тем, что увеличение длительности импульсов накачки нелинейного кристалла приводит к уменьшению ширины спектра, генерируемого ТГц излучения. Так, чирпирование импульсов холостой волны позволяет уменьшить ширину спектра ТГц излучения до ~2 ТГц, что обеспечивает лучшее согласование скоростей импульсов накачки и ТГц излучения, так как в этом случае длина когерентности оказывается равной длине используемого кристалла и составляет ~500 мкм (рис. 6). Согласно результатам моделирования, чирпирование импуль-

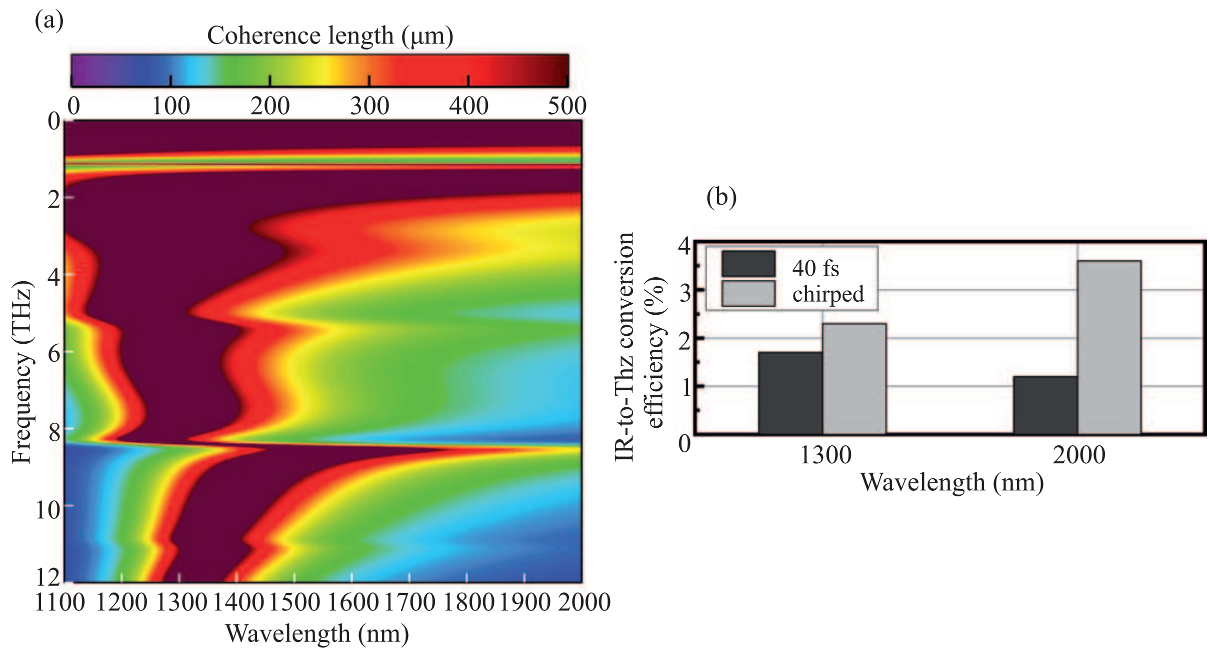

Рис. 6. (Цветной онлайн) Результаты моделирования процесса генерации ТГц излучения в органическом кристалле DAST толщиной 500 мкм. (a) – Рассчитанная длина когерентности для кристалла DAST при различных значениях длины волны излучения накачки и генерируемых ТГц частот. (b) – Зависимость эффективности оптико-терагерцевого преобразования от длины волны накачки в случае использования спектрально-ограниченных и чирпированных импульсов накачки

сов холостой волны до 200 фс позволяет увеличить эффективность оптико-терагерцевого преобразования до 3.6 % (рис. 6), а оптимальная плотность энергии излучения накачки на кристалле, соответствующая режиму насыщения генерации ТГц излучения, возрастает до 16 мДж/см^2. Более того, возможно дальнейшее увеличение эффективности преобразования за счет увеличения плотности энергии накачки на кристалле, что связано с отсутствием двухфотонного поглощения и увеличением порога повреждения кристалла. Однако данная возможность не была рассмотрена в моделировании в связи с отсутствием данных о показателе преломления для оптического излучения в диапазоне 2.3–4 мкм в кристалле DAST.

В заключение, в работе был продемонстрирован двухкаскадный оптический параметрический усилитель на основе кристаллов BBO II типа взаимодействия с накачкой излучением титан-сапфирового лазера. Было получено перестраиваемое излучение ближнего и среднего ИК диапазона длин волн от 1.1 до 2.6 мкм с суммарной эффективностью преобразования по энергии 8 %. Выходная энергия генерируемых ИК импульсов составила 840 и 280 мкДж на длинах волн 1.3 и 2 мкм соответственно. Было показано, что данный параметрический ИК усилитель может быть использован в качестве компактного источника накачки для генерации ТГц излучения в органических кристаллах на основе процесса оптического выпрямления. Отметим, что при накачке кристалла DAST толщиной 500 мкм сгенерированным излучением параметрического усилителя на длине волны 2 мкм с энергией $\sim$ 3 мДж, что можно ожидать после третьего каскада ПУ согласно нашим расчетам в [26], возможно получение ТГц излучения с энергией до 90 мкДж при эффективности оптико-терагерцевого преобразования $\sim$ 3.6 % при использовании чирпированных импульсов холостой волны и выше при увеличении плотности энергии накачки на кристалле. Согласно расчетам, можно получить ТГц импульсы с напряженностью поля до 3 МВ/см. Более того, наибольший интерес представляет накачка кристалла DAST в диапазоне длин волн около 2.3 мкм, что соответствует линии резонансного поглощения оптического излучения. В области поглощения можно ожидать увеличение групповой длины за счет существования области аномальной дисперсии в кристалле в этом диапазоне, что должно привести к увеличению эффективности генерации. Более того, параметрический ИК усилитель позволяет перестраивать генерируемое излучение в диапазоне длин волн 2–2.6 мкм, что позволит в дальнейшем исследовать генерацию

ТГц излучения в области резонансного взаимодействия.

Исследования поддержаны грантом Российского научного фонда # 20-19-00148.

Выражаем искреннюю благодарность Е. А. Мигаль и А. В. Пушкину за помощь в проведении экспериментов.

1. S. W. Smye, J. M. Chamberlain, A. J. Fitzgerald, and E. Berry, Phys. Med. Biol. **46**, R101 (2001).
2. X. C. Zhang, A. Shkurinov, and Y. Zhang, Nature Photon. **11**, 16 (2017).
3. T. Kampfrath, K. Tanaka, and K. A. Nelson, Nature Photon. **7**, 680 (2013).
4. K. Reimann, Rep. Prog. Phys. **70**, 1597 (2007).
5. R. A. Lewis, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 374001 (2014).
6. M. Jazbinsek, U. Puc, A. Abina, and A. Zidansek, Applied Sciences **9**, 882 (2019).
7. F. Junginger, A. Sell, O. Schubert, B. Mayer, D. Brida, M. Marangoni, G. Cerullo, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Opt. Lett. **35**, 2645 (2010).
8. H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kreb, and A. T. Loffler, Laser Photonics Rev. **1**, 349 (2007).
9. C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, Appl. Phys. Lett. **99**, 161116 (2011).
10. C. Vicario, C. Ruchert, and C. P. Hauri, J. Mod. Opt. **62**, 1480 (2015).
11. C. Vicario, M. Jazbinsek, A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, and C. P. Hauri, Opt. Express **23**, 4573 (2015).
12. C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, and C. P. Hauri, Opt. Lett. **39**, 6632 (2014).
13. T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Ki, New J. Phys. **15**, 075002 (2013).
14. T. I. Oh, Y. J. Yoo, Y. S. You, and K. Y. Kim, Appl. Phys. Lett. **105**, 041103 (2014).
15. D. Kuk, Y. J. Yoo, E. W. Rosenthal, N. Jhajj, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, Appl. Phys. Lett. **108**, 121106 (2016).
16. C. D'Amico, A. Houard, and M. Franco, Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007).
17. Д. В. Пушкарев, А. А. Ушаков, Е. В. Митина, Н. А. Панов, Д. С. Урюпина, Д. Е. Шипило, Р. В. Волков, П. А. Чижов, А. П. Шкуринов, О. Г. Косарева, А. Б. Савельев, Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия **2**, 55 (2019).
18. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. (Collaboration), High Power Laser Science and Engineering **7**, 54 (2019).
19. C. Gollner, M. Shalaby, C. Brodeur, I. Astrauskas, R. Jutas, E. Constable, L. Bergen, A. Baltuška, and A. Pugžlys, APL Photonics **6**, 046105 (2021).
20. S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, V. Smolski, D. Martyshkin, V. Fedorov, S. Mirov, and V. Gapontsev, Ultrafast Bandgap Photonics II **10193**, 101930U (2017).
21. E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy, V. Gordienko, N. Minaev, A. Sirotkin, and F. Potemkin, Opt. Lett. **44**, 2550 (2019).
22. E. J. Takahashi, T. Kanai, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa, Appl. Phys. Lett. **93**, 041111 (2008).
23. G. Xu, S. F. Wandel, and I. Jovanovic, Rev. Sci. Instrum. **85**, 023102 (2014).
24. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, М. В. Рожко, А. А. Воронин, П. Б. Глек, С. В. Рябчук, Е. Е. Серебрянников, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **112**, 22 (2020).
25. И. Б. Мухин, М. Р. Волков, И. А. Викулов, Е. А. Перевезенцев, О. В. Палашов, Квантовая электроника **50**, 321 (2020).
26. Е. А. Мигаль, Д. З. Сулейманова, Ф. В. Потемкин, Квантовая электроника **51**, 601 (2021).
27. H. Liang, P. Krogen, R. Grynko, O. Novak, C. Chang, G. J. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. X. Kärtner, and K. Hong, Opt. Lett. **40**, 1069 (2015).
28. G. Cerullo and S. De Silvestri, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1 (2003).
29. В. Н. Гинзбург, А. А. Кочетков, А. К. Потемкин, Е. А. Хазанов, Квантовая электроника **48**, 325 (2018).
30. J. Li, R. Rana, L. Zhu, C. Liu, H. Schneider, and A. Pashkin, Opt. Express **29**, 22494 (2021).
31. M. Jazbinsek, L. Mutter, and P. Gunter, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **14**, 1298 (2008).
32. P. D. Cunningham and L. M. Hayden, Opt. Express **18**, 23620 (2010).