Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 6, с. 427 – 434 © 2026 г. 25 марта

Пространственное профилирование фемтосекундных импульсов в системе оптического параметрического усиления

Е. А. Степанов[+*], *Р. М. Алиев*[*], *А. А. Воронин*[+*], *И. В. Савицкий*[+*], *А. А. Ланин*[*×], *А. Б. Федотов*[+*1)]

[+]*Российский квантовый центр, 121205 Сколково, Москва, Россия*

[*]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*ООО "ЛИФТ Центр", 121205 Сколково, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 2025 г.
После переработки 12 февраля 2026 г.
Принята к публикации 15 февраля 2026 г.

Применение неоднородных фильтров с задаваемым пространственным профилем поглощения позволило добиться улучшения пространственно-временного профиля усиленных импульсов сигнальной и холостой волн в двухкаскадной схеме параметрического усиления фемтосекундных импульсов. Измеренная зависимость спектра излучения сигнальной волны от поперечной координаты показывает высокую однородность при подавлении центральной части пучка импульса затравки, а 2+1-мерное численное моделирование процесса параметрического усиления фемтосекундных импульсов предсказывает соответствующее увеличение однородности временного профиля импульсов сигнальной и холостой волн и уменьшение их длительности, при этом эффективность параметрического преобразования импульсов субмиллиджоулевого уровня энергии достигала 50 %.

DOI: 10.7868/S3034576626030182

1. Введение. Предложенное более шестидесяти лет назад оптическое параметрическое усиление (ОПУ) лазерного излучения [1, 2] остается важнейшим инструментом современной лазерной физики, лежащим в основе перестраиваемых источников мощных сверхкоротких импульсов в различных спектральных диапазонах. Со времени своей первой экспериментальной демонстрации [3] методика продемонстрировала свою эффективность и гибкость. Низкая тепловая нагрузка на нелинейный кристалл и высокий временной контраст позволяют использовать параметрическое усиление чирпированных импульсов для создания мощных источников фемтосекундных импульсов [4–6]. В связи с ограниченным выбором лазерных материалов, позволяющих напрямую генерировать фемтосекундные импульсы среднего инфракрасного (ИК) диапазона, наиболее распространенные методы их формирования основаны на ОПУ с понижением частоты как в фемтосекундном режиме, так и в режиме чирпированных импульсов [7–9]. Еще одним важным свойством процесса параметрического усиления с затравкой суперконтинуумом является нулевая фаза поля относительно огибающей холостой волны, что позволяет создавать источники предельно коротких импульсов с управляемой фазой без необходимости стабилизации фазы осциллятора и предусилителя [10, 11].

Эффективность параметрического преобразования пространственно-неоднородных пучков, как было показано в ранних исследованиях [12], ограничена цикличным перетеканием энергии между импульсами накачки, сигнальной и холостой волн с отличающимися в разных частях профиля пучка периодами по длине распространения. Так, взаимодействующие пучки с гауссовым профилем за счет большей интенсивности имеют более высокий коэффициент преобразования в центре, и истощение накачки там происходит на меньшей длине кристалла, далее сменяясь обратным процессом генерации суммарной частоты, что приводит к неравномерному по апертуре истощению накачки и не позволяет достичь максимальных коэффициентов преобразования. Одним из решений этой проблемы является предварительное профилирование пучков накачки и затравки, придание им супер-гауссовой (в идеальном случае – плоской) формы. Этот метод может быть эффективно использован при ОПУ чирпированных импульсов [13], где в качестве накачки выступают наносекундные импульсы, однако формирование однородного профиля для пучков мощных фемтосекундных импульсов накачки осложнено нежелательными нелинейными эффектами.

[1)]e-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru

С другой стороны, вместо придания обоим взаимодействующим пучкам однородного пространственного распределения возможно профилирование только одной из двух волн – затравочной, придавая ей сложную форму, конформную по отношению к профилю пучка накачки, обеспечивающую одновременное истощение накачки по большей части профиля. В 1990 году проведены эксперименты с наносекундными импульсами [14], показавшие возможность повышения эффективности энергообмена между интенсивной волной накачки и оптимально профилированным затравочным сигналом. Получение высокого (до 67 %) коэффициента преобразования энергии волны накачки в усиливаемые параметрические волны оказалось возможным за счет формирования у сигнальной волны конформного профиля. Тогда же были обозначены и основные трудности реализации данного метода, связанные с необходимостью формирования профиля сложной формы с высоким контрастом. Аналитические зависимости оптимальных пространственно-временных профилей импульсов затравки и накачки получены [15] для процесса ОПУ чирпированных импульсов, в котором исходные фемтосекундные импульсы растягиваются во времени до сотен пикосекунд, и эффектами, связанными с групповым разбеганием, материальной дисперсией и нелинейными явлениями третьего и более высоких порядков, можно пренебречь. В то же время процесс ОПУ фемтосекундных импульсов, как правило, анализируется при помощи численного моделирования, и на практике успешно применяется спектрально-временное профилирование входных импульсов для обеспечения высокой эффективности преобразования, равномерного спектрального усиления и формирования более короткого усиленного импульса [16]. Создание конформного пучка излучения затравки является сложной задачей, так как требует точного подбора профиля под реальный пучок накачки, который отличается от идеальной гауссовой функции. В настоящей работе мы показываем, что применение неоднородного поглощающего фильтра с гауссовым профилем позволяет уменьшить влияние неоднородности параметрического усиления и добиться увеличения эффективности преобразования одновременно с улучшением спектрально-временных свойств выходных импульсов.

2. Методы. В эксперименте использовался оригинальный двухкаскадный оптический параметрический усилитель на кристаллах BBO с затравкой белым светом и накачкой усиленными фемтосекундными импульсами на центральной длине волны 810 нм [11]. Импульс на выходе килогерцового титан-сапфирового регенеративного усилителя длительностью 50 фс с энергией 2 мДж разделяется на несколько реплик: 100 мкДж используются для генерации затравочного излучения в кристалле сапфира, 100 мкДж накачивают первый каскад параметрического усилителя на кристалле BBO толщиной 2.5 мм, 1.5 мДж выступают в качестве накачки основного, второго, каскада параметрического усилителя, а остаток выводится наружу для использования в других экспериментах. В работе исследуются методы увеличения эффективности нелинейно-оптического преобразования второго каскада параметрического усилителя на кристалле BBO, в котором в качестве излучения затравки выступает импульс сигнальной волны из первого каскада с энергией порядка 10 мкДж. Усиление осуществляется в коллинеарной схеме, перед сведением с импульсом накачки на дихроичном зеркале пучок затравочного излучения проходит сквозь неоднородный поглощающий фильтр (“Film mask” на рис. 1a), формиру-

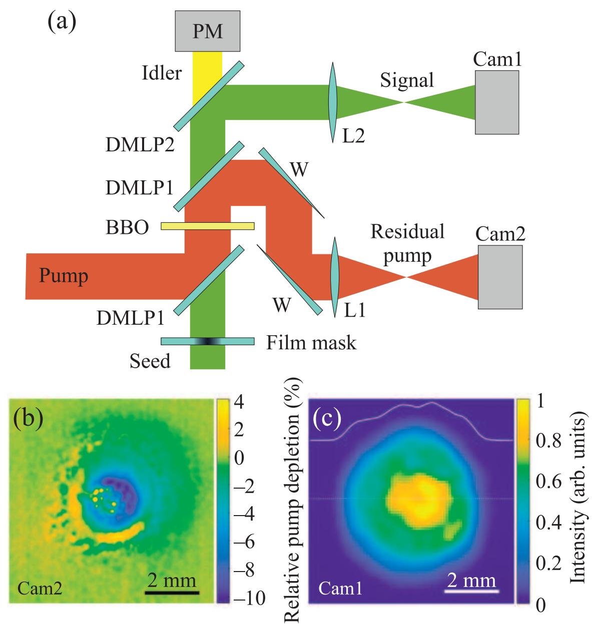

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема второго каскада оптического параметрического усилителя на кристалле BBO с формированием неоднородного профиля пучка затравочного излучения. DMLP1, 2 – дихроичное зеркало; W – клин; L1, 2 – линзы; PM – измеритель мощности; Cam1, 2 – профилометры среднего (Spiricon Pyrocam IIIHR) и ближнего (Thorlabs DCC1240M-G) ИК диапазона. (b) – Профиль пучка накачки после ее истощения в кристалле BBO, измеренный относительно усиления без профилирования пучка затравочного излучения. (c) – Профиль усиленной сигнальной волны на выходе кристалла BBO

ющий нужный пространственный профиль. Пучки усиленной сигнальной волны и истощившейся накачки ослабляются, и пространственное распределение их интенсивности на выходе нелинейного кристалла перестраивается системой линз на профилометры Spiricon Pyrocam IIIHR и Thorlabs DCC1240M-G соответственно.

Для формирования профиля пучка затравочного излучения, близкого к конформному по отношению к накачке, были использованы самодельные маски, проявленные на черно-белой фотопленке, предварительно засвеченной набором гауссовых профилей с различными параметрами (рис. 2a, b). Данный

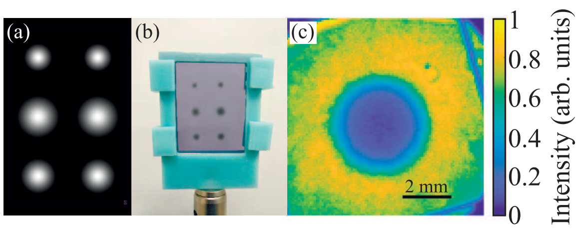

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Изображение маски с несколькими гауссовыми профилями с разными параметрами, которое переносилось на пленку методом фотографирования. (b) – Результирующий кадр проявленной пленки с несколькими неоднородными фильтрами, проявленный на пленку и закрепленный в оправу, напечатанную на 3D принтере. (c) – Сформированный неоднородным фильтром профиль пучка затравочного излучения до преобразования в кристалле, измеренный ИК профилометром Spiricon Pyrocam IIIHR

подход позволил быстро создать большое количество различных неоднородных фильтров для подбора оптимальных параметров: значения полуширины гауссовой функции и оптической плотности. Проявленная пленка при помощи трехкоординатного столика устанавливалась в пучок затравочного излучения, формируя на входе в кристалл неоднородный профиль пучка с ослаблением интенсивности в центре в 10–20 раз (рис. 2c). Точное положение неоднородного фильтра определяется в основном распределением интенсивности накачки, влияющей на экспоненциальный коэффициент усиления, поэтому позиционирование фильтра осуществлялось по изображению профиля истощенной накачки, перестроенного на профилометр после отражения от двух клиньев (рис. 1a). Для удобства и более точного позиционирования на экран выводилась разность двух изображений: в отсутствие неоднородного фильтра и при его наличии (рис. 1b). Таким образом, сразу видны области, в которых изменяется истощение накачки, что позволяет точно сцентрировать фильтр.

Незасвеченная пленка также поглощает часть излучения в ближнем ИК-диапазоне, что приводит к однородному ослаблению пучка на 40 %, которое может быть до некоторой степени скомпенсировано увеличением длины нелинейного кристалла, ограниченной лишь условиями фазового и группового синхронизма участвующих во взаимодействии волн. Также в действительности пространственный профиль взаимодействующих пучков описывается более сложной, несимметричной функцией, поэтому неоднородные маски с фиксированным распределением оптической плотности, выполненные в наших экспериментах на основе фотопленки, должны рассматриваться лишь как прототип более гибкого адаптивного амплитудного пространственного модулятора с обратной связью. В качестве такого модулятора может быть использовано цифровое микрозеркальное устройство (Digital Micromirror Device – DMD), дополненное низкочастотным фильтром волновых векторов отраженного излучения.

Для определения влияния профилирования пучка затравки на пространственно-временную форму усиленных импульсов сигнальной и холостой волн было проведено 2+1-мерное (в координатах z, r и t для осесимметричного излучения) компьютерное моделирование процесса ОПУ, которое включало в себя численное решение системы связанных уравнений для амплитуд импульсов накачки, сигнальной и холостой волн, в системе координат, двигающейся вместе с импульсом накачки [17, 18]

$$\frac{\partial \tilde{E}_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s(\omega)}\nabla_\perp^2 \tilde{E}_s + i\left(k_s(\omega) - \frac{\omega}{v_p^{gr}}\right)\tilde{E}_s = \\ = i\gamma_s^{(1)}F[E_pE_i^*] + i\gamma_s^{(2)}F[\,|E_s|^2E_s] + \\ + 2i\gamma_s^{(2)}F[\,|E_i|^2E_s] + 2i\gamma_s^{(2)}F[\,|E_p|^2E_s],$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_i}{\partial z} + \frac{i}{2k_i(\omega)}\nabla_\perp^2 \tilde{E}_i + i\left(k_i(\omega) - \frac{\omega}{v_p^{gr}}\right)\tilde{E}_i = \\ = i\gamma_i^{(1)}F[E_pE_s^*] + i\gamma_i^{(2)}F[\,|E_i|^2E_i] + \\ + 2i\gamma_i^{(2)}F[\,|E_s|^2E_i] + 2i\gamma_i^{(2)}F[\,|E_p|^2E_i],$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_p}{\partial z} + \frac{i}{2k_p(\omega)}\nabla_\perp^2 \tilde{E}_p + i\left(k_p(\omega) - \frac{\omega}{v_p^{gr}}\right)\tilde{E}_p = \\ = i\gamma_p^{(1)}F[E_sE_i] + i\gamma_p^{(2)}F[\,|E_p|^2E_p] + \\ + 2i\gamma_p^{(2)}F[\,|E_i|^2E_p] + 2i\gamma_p^{(2)}F[\,|E_s|^2E_p], \quad (1)$$

где $E_q(z,r,t)$ – комплексные представления поля накачки ($q = p$), сигнальной ($q = s$) и холостой ($q = i$) волн, $\tilde{E}_q(z,r,\omega)$ – их Фурье-образы, $F[\cdot]$ –

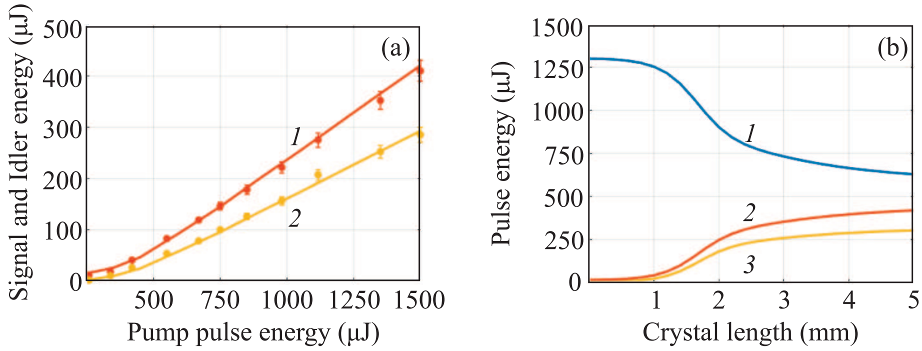

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости энергий импульсов сигнальной (кривая *1*) и холостой (кривая *2*) волн на выходе из кристалла BBO толщиной 5 мм от начальной энергии импульса накачки. Точки – эксперимент; кривая линия – результаты моделирования. (b) – Зависимости энергии импульсов накачки (*1*), сигнальной (*2*) и холостой (*3*) волн от длины распространения для максимального значения начальной энергии импульса накачки (1500 мкДж), полученные в результате численного моделирования

оператор преобразования Фурье, $k_q(\omega) = n_q(\omega)\omega/c$, $n_q(\omega) = (2.3753 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01627\lambda^2 + 0.0005716\lambda^4 - 0.00006305\lambda^6)^{1/2}$ при $q = p, q = i$ и $n_s(\omega) = (2.7359 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01471\lambda^2 + 0.0006081\lambda^4 - 0.00006740\lambda^6)^{1/2}$, где λ выражена в микрометрах [19], $\gamma_q^{(1)}(\omega) = 2d_{\mathrm{eff}}\omega/[n_q(\omega)c]$, $d_{\mathrm{eff}} \approx 1.34$ пВ/м [20], $\gamma_q^{(2)}(\omega) = 2n_q(\omega)n_2\varepsilon_0\omega$, $n_2 \approx 4.5 \times 10^{-16}$ см^2/Вт [21], $v_p^{gr} = \partial k_p(\omega)/\partial(\omega)|_{\omega=\omega_p}$ – групповая скорость импульса накачки с центральной частотой ω_p. Система (1) решалась методом разделения по физическим факторам, в котором дифракция вычисляется с помощью преобразования Ханкеля на сетке, узлы которой находятся в нулях функции Бесселя [22], дисперсия учитывается с помощью преобразования Фурье, а нелинейная часть вычисляется методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности. Кристалл при моделировании предполагается вырезанным строго под углом синхронизма для центральных длин волн взаимодействующих импульсов, падающих на него перпендикулярно поверхности, что позволило не учитывать поперечный снос пучков при распространении в кристалле, и ограничиться приближением осесимметричного распределения интенсивности. Начальные энергии, временная форма импульса и пространственный профиль пучка были взяты из восстановленных из эксперимента данных.

Критическая мощность самофокусировки для кристалла BBO $P_c = 3.72\lambda^2/(8\pi n_0 n_2)$, где $n_0 = 1.6$, $n_2 = 4.5 \cdot 10^{-16}$ см^2/Вт, составляет $P_c \approx 1.4$ МВт, что на четыре порядка меньше пиковой мощности импульса накачки в наших экспериментах $P \approx 20$ ГВт при длительности 50 фс и средней энергии в кристалле около 1 мДж. Проведенное двумерное моделирование не способно адекватно учесть эффекты самофокусировки, возникающие при распространении в кристалле импульсов, мощность которых на несколько порядков превышает критическую. Однако детальные исследования на основе полного трехмерного моделирования, проведенные в работах [23–25], показали, что рост неустойчивостей в пространственном Фурье-спектре поля происходит пропорционально $\sim \exp(z/l_{nl})$, где $l_{nl} = (\omega n_2 I/c)^{-1}$ – нелинейная длина, I – интенсивность. Пространственная частота максимального роста неустойчивости определяется обратным диаметром области пучка, содержащей одну критическую мощность P_c. Для типичных пучков параметрического усилителя, мощность которых на 3–4 порядка превышает P_c, начальная интенсивность компонент пространственного спектра, имеющих максимальный рост, оказывается на 6–8 порядков меньше максимальной интенсивности в центре Фурье-спектра пучка. Поэтому допустим рост неустойчивостей до значений $z/l_{nl} \approx 5$, при которых неустойчивости поля вырастут в $\exp(z/l_{nl}) \approx 150$ раз на выходе кристалла, а их интенсивность вырастет в $[\exp(z/l_{nl})]^2 \approx 20000$ раз, т.е. меньше, чем начальная разность интенсивности неустойчивости и максимальной интенсивности спектра пучка. Импульсы такой мощности могут распространяться на небольшие дистанции $z/l_{nl} \leq 5$ в условиях неустойчивости без значительной деградации своего качества. В наших экспериментах нелинейная длина $l_{nl} \approx 1$ мм, поэтому даже в самом длинном образце данное условие все еще выполнено. У импульсов сигнальной и холостой волн энергия меньше, поэтому для них также выполняется это условие.

3. Результаты. На рисунке 3 показано сравнение экспериментальной и теоретической эффектив-

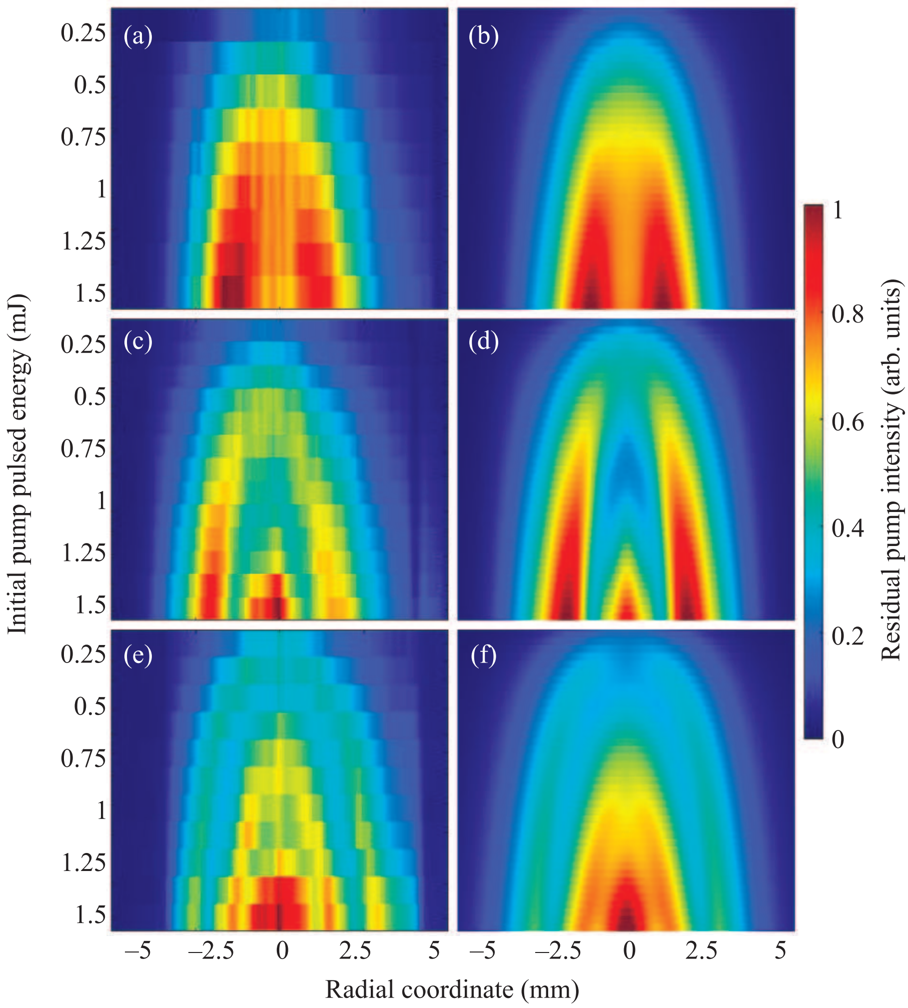

Рис. 4. (Цветной онлайн) Интенсивность импульса накачки после нелинейно-оптического преобразования на выходной грани кристалла BBO толщиной 1.2 мм (a), (b), 2 мм (c), (d) и 5 мм (e), (f), перестроенного $4f$-системой линз на инфракрасный профилометр Spiricon Pyrocam IIIHR (a), (c) и полученного в результате численного моделирования (b), (d), в зависимости от начальной энергии импульса накачки и радиальной координаты

ности ОПУ импульсов сигнальной и холостой волн в зависимости от начальной энергии импульса накачки для кристалла BBO толщиной 5 мм (a), а также динамику усиления импульсов по мере распространения в кристалле (b) при максимальной энергии накачки 1.5 мДж. На данной зависимости (рис. 3b) можно выделить два сменяющихся участка: первый, продолжающийся до примерно 2 мм, характеризуется быстрым ростом энергий импульсов сигнальной и холостой волн одновременно с истощением центральной части пучка накачки (см. рис. 4d). Далее, от 2 до 5 мм, наблюдается медленное увеличение энергии усиливаемых импульсов, происходящее за счет преобразования излучения накачки на периферии пучка, при этом в центральной его части происходит периодическая перекачка энергии между взаимодействующими импульсами (см. рис. 4f). Из-за группового разбегания импульсов по мере распространения в кристалле, а также их неоднородного временного профиля, энергия между ними перетекает не полностью, постепенно сглаживая интегральную видность концентрических колец в пучке импульса накачки, но при этом формируется сложная пространственно-временная форма усиленных импульсов. Принципиальная задача неоднородного фильтра – позволить сохранить высокую степень истощения накачки (до 50 %) в параметрическом процессе, предотвратив при этом формирование нежелательных искажений пространственно-временного профиля усиливаемых импульсов за счет ослабления нелинейного коэффициента усиления в центре пучка.

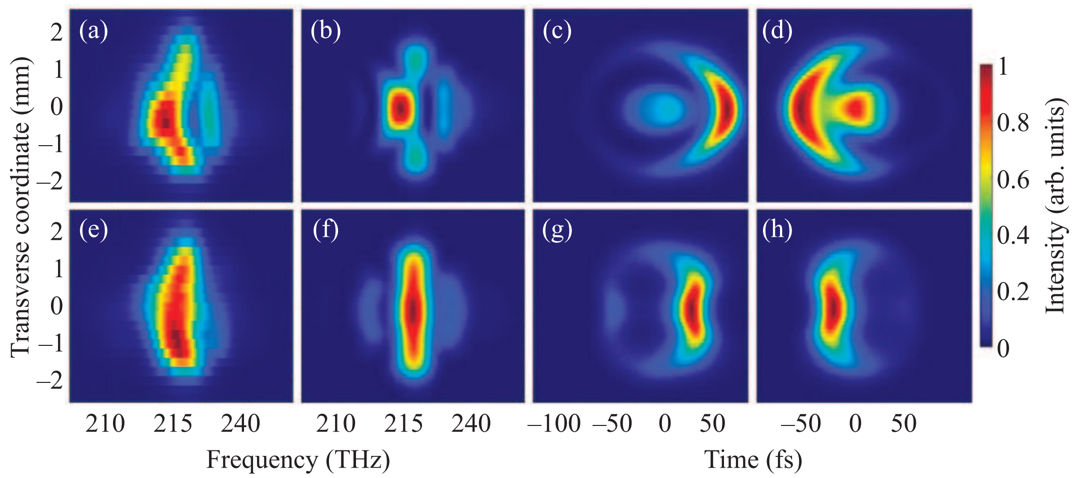

Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственные профили импульсов на выходе кристалла BBO для усиления в режиме без предварительного профилирования излучения затравки (a)–(e) и с использованием неоднородного фильтра (e)–(h): спектр сигнальной волны от поперечной координаты, эксперимент (a), (e) и численное моделирование (b), (f), длительность сигнального (c), (g) и холостого (d), (h) импульсов

Одиночный неоднородный фильтр на основе фотопленки в наших экспериментах обладает достаточно низкой контрастностью: разница оптической плотности (OD) незасвеченной и засвеченной областей составляет всего около 1.2. Наибольшую эффективность преобразования импульса накачки в сигнальную и холостую волны удалось получить при последовательной установке в пучок затравочного излучения двух пленок, со значением среднеквадратичного отклонения гауссова профиля $\sigma \approx \approx 1.1$ мм. При начальной энергии импульса накачки $E_p = 1500$ мкДж на длине волны 810 нм, измеренной непосредственно перед кристаллом, получены значения энергии усиленного импульса сигнальной волны $E_s = 420$ мкДж на длине волны 1400 нм и энергии импульса холостой волны $E_i = 310$ мкДж на длине волны 1900 нм. Эффективность преобразования накачки на данном каскаде составила 49 %, при этом неоднородность истощения накачки по сравнению с усилением в таких же условиях без профилирования затравочного излучения заметно уменьшилась: на рис. 1b в центральной части пучка уменьшение прошедшей сквозь кристалл накачки составило около 10 %. В то же время небольшая остаточная ошибка в подборе размера неоднородного фильтра и его позиционировании приводит к небольшому уменьшению эффективности преобразования в кольцевом слое диаметром около 3 мм на границе фильтра, что соответствует искажению пространственного профиля пучка усиленной сигнальной волны (рис. 1c). Интегральная эффективность преобразования излучения по всем каскадам (генерация суперконтинуума, первый и второй каскады усиления), оцененная как отношение суммарной энергии импульсов сигнальной и холостой волн на выходе усилителя ($420 + 310$ мкДж) к общей мощности накачки (2000 мкДж), составила ~ 36.5 %.

Пространственный профиль спектра сигнальной волны после усиления был измерен InGaAs-спектрометром (Solar LS SDH-IV) в зависимости от поперечной координаты при помощи сканирования волноводом с диаметром сердцевины 100 мкм вдоль диаметра пучка. Измерение выполнено для режимов усиления без профилирования затравочного излучения (рис. 5a) и с установкой неоднородного фильтра (рис. 5e). Сопоставление полученных зависимостей с результатами моделирования (рис. 5b, f) показывает хорошее сходство, что позволяет говорить о достигнутом существенном улучшении пространственно-временных свойств усиленных импульсов. На рисунке 5 представлены соответствующие данным спектрам зависимости длительности импульсов от поперечной координаты сигнальной (c), (g) и холостой (d), (h) волн для параметрического усиления без профилирования затравки (c), (d) и с установкой неоднородного фильтра (g), (h). Важным результатом профилирования затравочного излучения стало увеличение однородности длительности усиленных импульсов по поперечной координате, что особенно ярко проявляется для холостой волны, в центральной части пучка которой импульс разваливается на две части без профилирования (рис. 5d).

Предложенный метод профилирования пучка затравки обладает преимуществом по сравнению с другим современным методом повышения эффективности ОПУ, заключающимся в генерации второй гармоники (ГВГ) одновременно с параметрическим усилением [26, 27]. Синхронная ГВГ обеспечивает выведение из взаимодействия одну из образующихся волн (сигнальную или холостую), таким образом снижая пространственную неоднородность усиления и подавляя процесс обратного перетекания энергии в излучение накачки. Однако применение данного метода ограничено специфичными условиями фазового синхронизма для двух одновременных нелинейных процессов, а также невозможно в задачах, где необходимо сохранить энергию и сигнальной и холостой волн, например, для их дальнейшего преобразования в разностную частоту.

4. Заключение. Применение неоднородных поглощающих фильтров на основе фотопленки для ограничения эффекта обратного перетекания энергии в процессе ОПУ позволило добиться улучшения пространственно-временного профиля усиленных импульсов сигнальной и холостой волн в условиях высокой эффективности преобразования фемтосекундных импульсов накачки на уровне 49 % во втором каскаде усиления. Экспериментально измеренная зависимость спектра излучения от поперечной координаты показывает более высокую однородность при подавлении центральной части пучка импульса затравки, а трехмерное численное моделирование процесса параметрического усиления фемтосекундных импульсов предсказывает соответствующее увеличение однородности временного профиля импульсов сигнальной и холостой волн, и уменьшение их длительности в центральной части пучка.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. М. Желтикову за всестороннюю поддержку. Работа выполнена с использованием оборудования по Программе развития МГУ. И. В. Савицкий и Р. М. Алиев благодарят фонд "Базис" (# 22-2-2-4-1, # 24-2-1-90-1).

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 24-72-00139.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, "Об одной возможности усиления световых волн", ЖЭТФ **43**, 351 (1962) [S. A. Akhmanov and R. V. Khokhlov, "Concerning one possibility of amplification of light waves", Sov. Phys.-JETP. **16**, 252 (1962)].
2. N. M. Kroll, "Parametric Amplification in Spatially Extended Media and Application to the Design of Tuneable Oscillators at Optical Frequencies", Phys. Rev. **127**, 1207 (1962).
3. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. С. Пискарскас, В. В. Фадеев, Р. В. Хохлов, "Наблюдение параметрического усиления света в оптическом диапазоне", Письма в ЖЭТФ **2**, 300 (1965) [S. A. Akhmanov, A. I. Kovrigin, A. S. Piskarskas, V. V. Fadeev, and R. V. Khokhlov, "Observation of parametric amplification in the optical range", JETP Lett. **2**, 191 (1965)].
4. S. Buck, P. Oliveira, T. Angelides, M. Galimberti, "A Review of Optical Parametric Amplification at the Vulcan Laser Facility", Photonics **11**, 495 (2024).
5. I. Y. Kostyukov, E. A. Khazanov, A. A. Shaikin, A. G. Litvak, and A. M. Sergeev, "International Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS): Laser System and Experiment Program", Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, S635 (2023).
6. Y. Peng, Y. Xu, L. Yu, X. Wang, Y. Li, X. Lu, C. Wang, J. Liu, C. Zhao, Y. Liu, C. Wang, X. Liang, Y. Leng, and R. Li, "Overview and Status of Station of Extreme Light toward 100 PW", Rev. of Laser Eng. **49**, 93 (2021).
7. H. Pires, M. Baudisch, D. Sanchez, M. Hemmer, and J. Biegert, "Ultrashort pulse generation in the mid-IR", Prog. Quantum Electron. **43**, 1 (2015).
8. K. Tian, L. He, X. Yang, and H. Liang, "Mid-infrared few-cycle pulse generation and amplification", Photonics **8**, 290, (2021).
9. E. A. Migal, F. V. Potemkin, and V. M. Gordienko, "Highly efficient optical parametric amplifier tunable from near-to mid-IR for driving extreme nonlinear optics in solids", Opt. Lett. **42**, 5218 (2017).
10. G. Cerullo, A. Baltuška, O. D. Mücke, and C. Vozzi, "Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization", Laser Photonics Rev. **5**, 323 (2011).
11. I. V. Savitsky, E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, "Single-Cycle, Multigigawatt Carrier–Envelope-Phase-Tailored Near-to-Mid-Infrared Driver for Strong-Field Nonlinear Optics", ACS Photonics **9**, 1679 (2022).
12. G. V. Mironov and N. N. Filonenko, "Optical inhomogeneity of nonlinear crystals and maximum efficiencies of parametric frequency amplifiers pumped by beams with inhomogeneous transverse intensity distributions", Sov. J. Quantum Electron. **12**, 723 (1982).
13. L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel, "High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses", Opt. Lett. **28**, 1245 (2003).

14. I. A. Begishev, A. A. Gulamov, E. A. Erofeev, E. A. Ibragimov, Sh. R. Kamalov, T. Usmanov, and A. D. Khadzhaev, "Highly efficient parametric amplification of optical beams. II. Parametric interaction of waves with conformal profiles", Sov. J. Quantum Electron. **20**, 1104 (1990).
15. J. Moses and S. W. Huang, "Conformal profile theory for performance scaling of ultrabroadband optical parametric chirped pulse amplification", JOSA B **28**, 812 (2011).
16. G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier", Opt. Lett. **36**, 2755 (2011).
17. R. W. Boyd, *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics* (Springer International Publishing, Cham, Switzerland, 2023), p. 1097.
18. J. Seres and J. Hebling, "Nonstationary theory of synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillators", JOSA B **17**, 741 (2000).
19. D. Zhang, Y. Kong, and J. Zhang, "Optical parametric properties of 532-nm-pumped beta-barium-borate near the infrared absorption edge", Opt. Commun. **184**, 485 (2000).
20. R. S. Klein, G. E. Kugel, A. Maillard, A. Sifi, and K. Polgar, "Absolute non-linear optical coefficients measurements of BBO single crystal and determination of angular acceptance by second harmonic generation", Opt. Mat. **22**, 163 (2003).
21. M. Bache, H. Guo, B. Zhou, and X. Zeng, "The anisotropic Kerr nonlinear refractive index of the beta-bariumborate (β-BaB_2O^4) nonlinear crystal", Opt. Mater. Express **3**, 357 (2013).
22. M. Guizar-Sicairos and J. C. Gutiérrez-Vega, "Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields", JOSA A **21**, 53 (2004).
23. V. Shumakova, P. Malevich, S. Ališauskas, A. Voronin, A. M. Zheltikov, D. Faccio, D. Kartashov, A. Baltuška, and A. Pugžlys, "Multi-millijoule few-cycle Mid-IR pulses through nonlinear self-compression in bulk", Nat. Commun. **7**, 12877 (2016).
24. A. V. Mitrofanov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, V. Ya. Panchenko, and A. M. Zheltikov, "Free-beam spectral self-compression at supercritical peak powers", Opt. Lett. **43**, 5693 (2018).
25. A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, "Pulse self-compression to single-cycle pulse widths a few decades above the self-focusing threshold", Phys. Rev. A **94**, 023824 (2016).
26. N. Flemens, N. Swenson, and J. Moses, "Efficient parametric amplification via simultaneous second harmonic generation", Opt. Express **29**, 30590 (2021).
27. Z. Wang, L. Xu, S. Peng, F. Hu, D. Zhao, Z. Hong, Q. Zhang, and P. Lu, "High efficiency broadband parametric amplification assisted by second harmonic generation", Opt. Laser Technol. **181**, 111887 (2025).