

Высокоэффективная генерация второй гармоники интенсивного фемтосекундного излучения при существенном влиянии кубической нелинейности

С.Ю.Мионов, В.Н.Гинзбург, В.В.Ложкарев, Г.А.Лучинин, А.В.Кирсанов, И.В.Яковлев, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин

Экспериментально получена высокоэффективная (73%) генерация второй гармоники фемтосекундного излучения в нелинейном кристалле KDP толщиной 1 мм при пиковой интенсивности излучения первой гармоники 2 ТВт/см². В кристалле KDP толщиной 0.5 мм достигнуто 50%-ное преобразование при пиковой интенсивности 3.5 ТВт/см². Рассмотрены основные факторы, ограничивающие эффективность преобразования. Представлены результаты численного моделирования процесса дополнительной временной компрессии импульсов второй гармоники.

Ключевые слова: интенсивное фемтосекундное излучение, генерация второй гармоники, кубическая нелинейность.

1. Введение

Генерация второй гармоники (ГВГ) находит широкое применение при создании лазерных систем петаваттной мощности [1–3]. Лазерное излучение с удвоенной частотой используется в первую очередь для накачки как Ti:сапфировых лазеров, так и параметрических усилителей. Процесс преобразования частоты важен также с точки зрения увеличения пиковой интенсивности сфокусированного излучения, поскольку позволяет уменьшить диаметр пучка в перетяжке в два раза. ГВГ может использоваться и для улучшения временных характеристик сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов. Особый интерес представляют задачи уменьшения длительности и повышения временного контраста [4]. Повышение контраста происходит из-за существенно нелинейной зависимости КПД преобразования во вторую гармонику от интенсивности излучения. Уменьшение длительности импульса второй гармоники также становится возможным за счет уширения спектра (вследствие само- и кроссвоздействия) и последующей коррекции фазы с использованием дисперсионных устройств.

Преобразование частоты оптического излучения во вторую гармонику происходит благодаря квадратичной нелинейности в кристаллах без центра инверсии. Оптический импульс возбуждает в среде волны поляризации на частотах, кратных несущей частоте. В классической нелинейной оптике для эффективного преобразования необходимо выполнение условий фазового синхронизма между генерируемой волной на частоте второй гармоники и волной поляризации [5]. Фазовый синхронизм выполняется при равенстве фазовых скоростей, что возможно при одинаковых невозмущенных показателях преломления волн для первой и второй гармоник. В отсутствие

фазового синхронизма эффективность процесса незначительна.

При удвоении частоты излучения с петаваттной мощностью оптический импульс генерирует волны не только с квадратичной поляризацией, но и соизмеримые с ними волны с кубической поляризацией. Последние, находясь в резонансе с волнами первой и второй гармоник, обеспечивают дополнительный набег фазы, называемый *B*-интегралом [6, 7]. Возникшая из-за большой интенсивности модуляция показателя преломления приводит к нарушению синхронного взаимодействия волн первой и второй гармоник [8–10]. В этом случае увеличить перекачку энергии можно за счет корректировки угла распространения излучения в нелинейном элементе на величину, пропорциональную интенсивности излучения первой гармоники на входе в кристалл [4, 9, 11]. Создаваемое таким образом рассогласование фазовых скоростей позволяет частично компенсировать фазовый набег, обусловленный кубической поляризацией.

Исследование зависимости оптимального угла взаимодействия от интенсивности входного излучения было представлено в [11]. Важность учета влияния кубической поляризации на процесс удвоения частоты обсуждалась в работах [4, 8–10, 12, 13]. Однако к настоящему времени высокоэффективная (более 50%) ГВГ при существенном влиянии кубической нелинейности (при значении *B*-интеграла, большем единицы) еще не получена.

В настоящей работе обсуждается ГВГ интенсивного фемтосекундного излучения: основные факторы, ограничивающие эффективность преобразования, а также экспериментальные результаты по преобразованию частоты излучения с пиковой интенсивностью до 3.5 ТВт/см² в нелинейных кристаллах KDP. Выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов трехмерного моделирования процесса преобразования частоты. С помощью численных методов установлено неоднородное распределение длительности импульса по сечению пучка второй гармоники. Проанализирована возможность коррекции фазы излучения второй гармоники с целью уменьшения длительности импульса и повышения временного контраста для экспериментально реализуемых лазерных пучков.

С.Ю.Мионов, В.Н.Гинзбург, В.В.Ложкарев, Г.А.Лучинин, А.В.Кирсанов, И.В.Яковлев, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: Sergey.Mironov@mail.ru

Поступила в редакцию 13 июля 2011 г., после доработки – 9 сентября 2011 г.

2. Теоретическая модель ГВГ сверхсильного лазерного поля

Процесс удвоения частоты излучения интенсивных импульсов сверхкороткой длительности в условиях оо-е-взаимодействия описывается системой дифференциальных уравнений [8, 14, 15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} A_1 \\ = -i\beta A_2 A_1^* \exp(-i\Delta k z) - i\gamma_{11} |A_1|^2 A_1 - i\gamma_{12} |A_2|^2 A_1, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho \frac{\partial A_2}{\partial y} \\ = -i\beta A_1^2 \exp(i\Delta k z) - i\gamma_{21} |A_1|^2 A_2 - i\gamma_{22} |A_2|^2 A_2, \end{aligned} \tag{1}$$

где A_1 и A_2 – комплексные амплитуды напряженностей полей первой и второй гармоник; z – продольная координата распространения волн; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – модуль расстройки волновых векторов; β и γ_{ij} ($i, j = 1, 2$) – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядков [8]; ρ – угол сноса необыкновенной волны; $k_2^{(i)} = \partial^2 k_i / \partial \omega^2 |_{\omega=\omega_i}$. Слагаемые с коэффициентами γ_{11} и γ_{22} ответственны за самовоздействие волн первой и второй гармоник, а слагаемые с γ_{12} и γ_{21} – за кроссвоздействие. Система уравнений (1) учитывает различие групповых скоростей импульсов первой (u_1) и второй (u_2) гармоник, дисперсионное расплывание, дифракцию лазерных пучков и угловой снос необыкновенной волны второй гармоники. В случае гауссовых импульсов граничные условия для системы (1) имеют вид

$$\begin{aligned} A_1(r_{\perp}, z = 0) = A_{10}(r_{\perp}) \exp[-2 \ln 2 (t^2/T^2)], \\ A_2(r_{\perp}, z = 0) = 0, \end{aligned} \tag{2}$$

где T – длительность импульса; $A_{10}(r_{\perp})$ – пространственное распределение его амплитуды.

Кубическая нелинейность приводит к нарушению условий фазового синхронизма. Дополнительный нелинейный фазовый набег может быть скомпенсирован за счет изменения угла между волновым вектором первой гармоники и оптической осью кристалла на величину $\Delta\theta$. Согласно [4] угловая отстройка $\Delta\theta$, при которой происходит оптимальное преобразование в модели плоских монохроматических волн, для оо-е-взаимодействия определяется выражением

$$\Delta\theta = \frac{\Delta n}{n_1^3 (n_1^{-2} - n_o^{-2})} \sqrt{\frac{n_1^{-2} - n_o^{-2}}{n_e^{-2} - n_1^{-2}}}. \tag{3}$$

Здесь $\Delta n = \lambda_1 A_{10}^2 (2\gamma_{11} + 2\gamma_{12} - \gamma_{21} - \gamma_{22}) / (8\pi)$; λ_1 – длина волны первой гармоники; n_1 – показатель преломления для излучения первой гармоники; n_o, n_e – главные значения показателя преломления для излучения второй гармоники. Выражения для коэффициентов γ_{ij} ($i, j = 1, 2$) кристалла KDP можно найти в работах [4, 8]. Например, для излучения с интенсивностью 3.5 ТВт/см² угловая отстройка $\Delta\theta$, необходимая для эффективной ГВГ в кристалле KDP, составляет -0.35° . Знак минус соответствует уменьшению угла между направлением распространения излучения и опти-

ческой осью кристалла. Важно отметить, что в случае дополнительного учета временной и пространственной структур излучения эффективность такой компенсации уменьшается, т.к. интенсивность, а следовательно, и добавка Δn к показателю преломления становятся функциями времени и поперечных координат.

Очевидным следствием рассмотренной модели является то, что оптимальный режим ГВГ достигается в квазистатическом режиме взаимодействия импульсов: пространственный масштаб разбегания импульсов первой и второй гармоник превышает характерную длину преобразования. Кроме того, при экспериментальном исследовании ГВГ интенсивного лазерного поля необходимо обеспечить, чтобы эффекты само- и кроссвоздействия приводили к незначительным изменениям параметров излучения первой и второй гармоник.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для экспериментального исследования процесса удвоения частоты интенсивного лазерного поля использовалось выходное излучение стартовой части петаваттного фемтосекундного лазерного комплекса PEARL [1]. Принципиальная схема вакуумного стенда для высокоэффективной ГВГ представлена на рис.1. Необходимость вакуумирования для проведения подобных экспериментов обусловлена сильным влиянием кубической нелинейности воздуха для лазерных пучков с интенсивностью несколько ТВт/см². Влияние мелкомасштабной самофокусировки на процесс ГВГ подробно рассмотрено в [16]. Расстояния между оптическими элементами в схеме были рассчитаны в соответствии с принципом самофильтрации гармонических возмущений интенсивных лазерных пучков, изложенным в работе [11]. Правильно выбранные расстояния позволили избежать оптического пробоя зеркал и кристалла KDP несмотря на то, что значение B -интеграла (для второй гармоники $B = \gamma_{21} |A_{10}|^2 L + \gamma_{22} |A_{10}|^2 L$, где L – толщина кристалла) превышало 4.8.

Система формирования и контроля параметров излучения первой гармоники включала в себя зеркальный

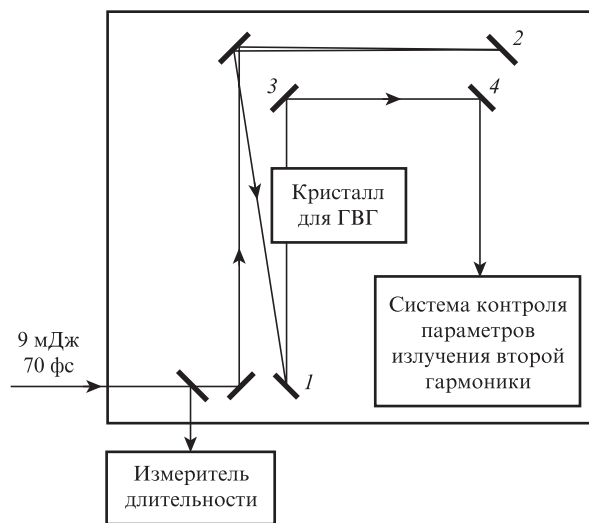


Рис.1. Блок-схема экспериментального вакуумированного стенда для высокоэффективной ГВГ интенсивного фемтосекундного излучения: 1, 2 – сферические зеркала сужающего телескопа; 3, 4 – спектрально-селективные зеркала.

телескоп (с кратностью увеличения $f_2/f_1 = 0.3$, где $f_{1,2}$ – фокусные расстояния) для уменьшения диаметра пучка, измеритель длительности одиночных фемтосекундных импульсов (автокоррелятор интенсивности второго порядка), измерители энергии, профиля пучка и частотного спектра. Длительность импульса первой гармоники измерялась до и после экспериментальных серий. Контроль длительности каждого импульса осложнен необходимостью использования делительной пластины (проходного оптического элемента), которая при интенсивности несколько ТВт/см² приводит к значительной модификации параметров излучения. Центральная длина волны излучения первой гармоники контролировалась спектрометром и в ходе экспериментов составляла ~910 нм.

Для удвоения частоты использовались нелинейные элементы из кристалла KDP толщиной 1 и 0.5 мм, угол среза относительно оптической был равен 42°. Параметры излучения на входе в кристалл KDP были следующими: энергия в импульсе достигала 9 мДж, длительность на полувысоте по интенсивности (в предположении гауссова профиля) составляла ~70 фс. Спектральная ширина синхронизма в рассматриваемой задаче равна 34 нм на полувысоте функции $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$ для кристалла толщиной 1 мм. Отметим, что спектрально ограниченный гауссов импульс длительностью 36 фс имеет такую же ширину спектра. Ширина углового синхронизма для рассматриваемого случая составляет 9.36 мрад, что значительно превышает полную расходимость лазерного излучения в эксперименте 0.19 мрад. Для излучения с указанными параметрами длина группового запаздывания импульсов равна 1.9 мм, а длина нелинейного преобразования во вторую гармонику для интенсивности 3 ТВт/см² составляет 0.23 мм. Угол сноса необыкновенной волны второй гармоники равен 28.8 мрад. Распределение интенсивности излучения в зоне Френеля в экспериментах с кристаллом толщиной 1 мм представлено на рис.2. Для данного профиля при энергии импульса 9 мДж и длительности 70 фс пиковая интенсивность входного излучения составляет 3 ТВт/см², а средняя по апертуре пучка – 1 ТВт/см². Характерный масштаб распределения интенсивности в пространстве $d = 4$ мм. Расстояния, на которых дифракция и угловой снос необыкновенной волны второй гармоники становятся существенными, для кристалла KDP равны соответственно $k_1 d^2 = 166$ м и $d/(2\rho) = 69.4$ мм.

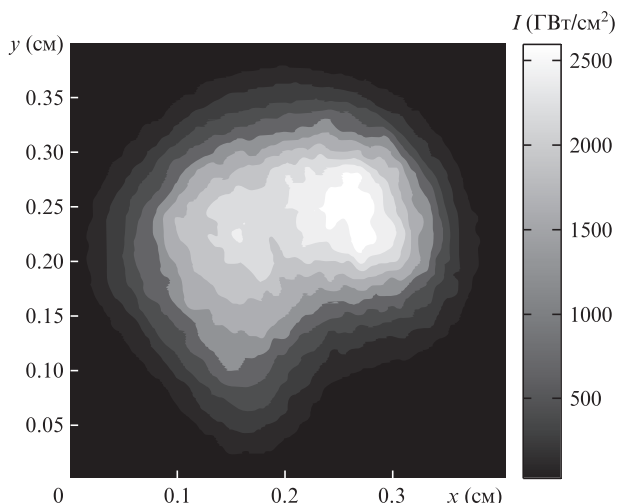


Рис.2. Распределение интенсивности первой гармоники на входе в кристалл KDP.

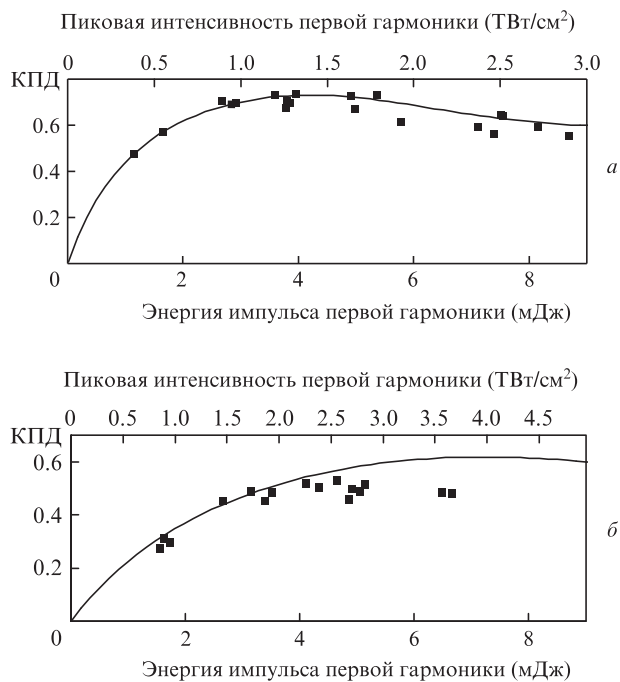


Рис.3. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошные кривые) зависимости энергетической эффективности ГВГ в кристалле KDP толщиной 1 (а) и 0.5 мм (б) от энергии и пиковой интенсивности импульса первой гармоники на входе в кристалл.

Система диагностики параметров излучения второй гармоники состояла из измерителей энергии, спектра и профиля пучка в зоне Френеля. Для разделения излучения первой и второй гармоник использовались диэлектрические зеркала, при этом полный коэффициент дискриминации первой гармоники составлял 10^{-4} . Измерения энергии проводились с использованием калиброванных пироприемников.

На рис.3,а показаны экспериментальная и теоретическая зависимости КПД ГВГ в кристалле KDP толщиной 1 мм. Численное моделирование процесса выполнено с использованием базовых уравнений (1), граничных условий (2) и распределения интенсивности первой гармоники, приведенного на рис.2, при угловой отстройке от угла синхронизма $\Delta\theta = 0.95$ мрад. Временной профиль импульса предполагался гауссовым.

Из рис.3,а видно, что повышение интенсивности первой гармоники позволяет увеличивать эффективность преобразования только до определенного уровня. Для кристалла KDP толщиной 1 мм и рассматриваемых параметров лазерного излучения оптимальная пиковая интенсивность составляет ~1.5 ТВт/см². Дальнейшее повышение плотности энергии приводит к снижению эффективности преобразования. Уменьшение КПД обусловлено проявлением кубической нелинейности в среде удвоителя частоты. Как показано в работах [4, 11], угловая отстройка нелинейного элемента от угла синхронизма позволяет повысить эффективность преобразования для лазерного излучения с П-образным профилем пучка. Для каждой интенсивности оптимальная угловая отстройка своя. Для лазерных пучков, подобных используемому в эксперименте (см. рис.2), при дополнительном учете углового сноса необыкновенной волны второй гармоники отстройка от угла синхронизма способствует лишь незначительному повышению эффективности преобразования (рис.4). Наблюдаемое снижение эффективности (см. рис.3,а) при уве-

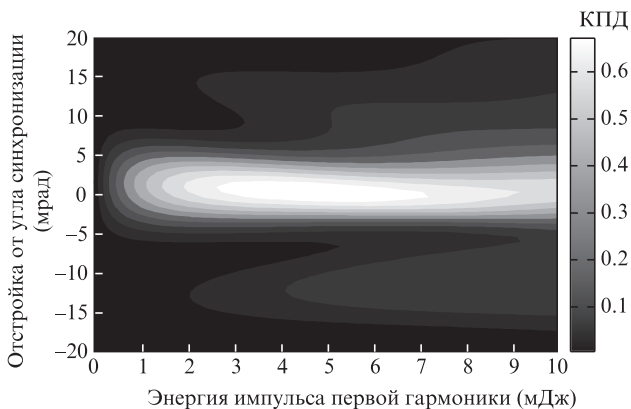


Рис.4. Зависимость эффективности преобразования в кристалле KDP толщиной 1 мм от энергии излучения первой гармоники и отстройки от угла синхронизма.

личении энергии свыше 6 мДж объясняется тем, что большие значения *B*-интеграла (при этой энергии для импульса второй гармоники он уже составляет 4.8) приводят к значительной модуляции спектра. Характерные спектры первой и второй гармоник представлены на рис.5.

Уменьшение влияния кубической нелинейности возможно за счет снижения интенсивности входного излучения первой гармоники, что, в свою очередь, ведет к увеличению апертуры кристалла, а также за счет использования более тонких нелинейных элементов. На рис.3,б представлена зависимость эффективности ГВГ в нелинейном элементе KDP толщиной 0.5 мм. В этой эксперимен-

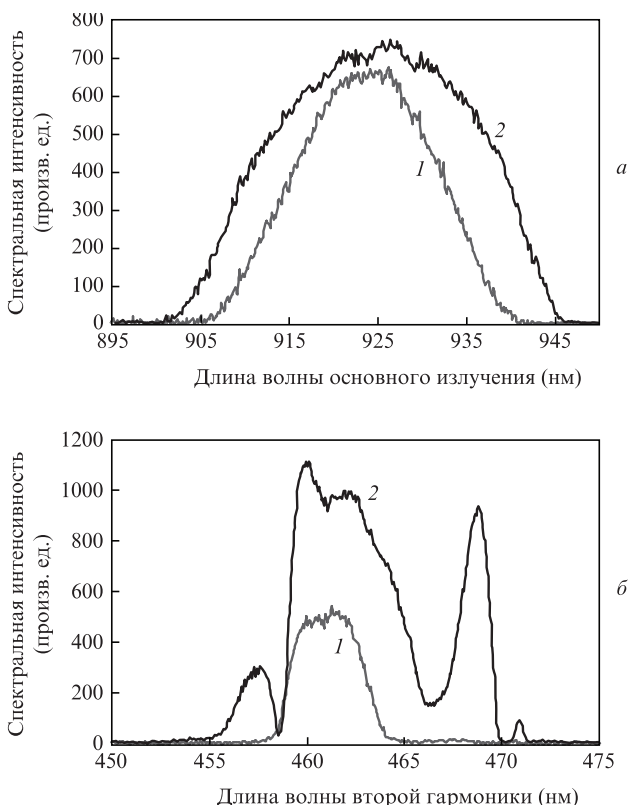


Рис.5. Характерные спектры излучения первой гармоники до входа в нелинейный кристалл (а) и соответствующие им спектры излучения второй гармоники, полученной в кристалле KDP толщиной 1 мм (б), при энергии излучения первой гармоники на входе в кристалл 2.7 (1) и 4.7 мДж (2). Значения *B*-интеграла для излучения второй гармоники составляют 2.2 (1) и 3.7 (2).

тальной серии профиль пучка незначительно отличался от приведенного на рис.2 коэффициентом заполнения *F* (0.26 вместо 0.34), который определяется по формуле

$$F = \frac{\iint_{\Omega} I(x,y) dx dy}{\iint_{\Omega} \max[I(x,y)] dx dy},$$

где *x, y* – поперечные координаты; Ω – область, занимаемая пучком. Уменьшение толщины кристалла-удвоителя привело к снижению КПД до 50%, но при этом стало возможным увеличение пиковой интенсивности, при которой кубическая нелинейность еще не является существенной, до 3.5 ТВт/см². При моделировании использовался экспериментальный профиль пучка и угловая отстройка $\Delta\theta = -1$ мрад. Различие между теоретической зависимостью и экспериментальными данными может быть связано с незначительным изменением формы пучка в ходе экспериментов.

Из рис.3 видно, что экспериментальные и теоретические результаты достаточно хорошо согласуются друг с другом. Следовательно, можно утверждать, что используемый теоретический подход для описания ГВГ в условиях существенного влияния кубической поляризации экспериментально проверен и является справедливым для рассмотренных параметров излучения и толщин нелинейных элементов. В то же время дальнейшее повышение интенсивности излучения требует дополнительного учета нелинейности четвертого порядка. Использование более коротких длительностей импульсов излучения первой гармоники делает необходимым учет эффектов нестационарности поляризации среды: зависимости групповой скорости от интенсивности и дисперсии тензоров нелинейной восприимчивости [14].

4. Дополнительная временная компрессия импульсов излучения второй гармоники

Кубическая нелинейность среды удвоителя частоты приводит к проявлению само- и кроссвоздействия взаимодействующих волн первой и второй гармоник. В результате спектр излучения уширяется (см. рис.5), а импульсы приобретают фазовую модуляцию и на выходе из кристалла не являются спектрально ограниченными. Приобретенная фазовая модуляция может быть частично скомпенсирована за счет отражения излучения от зеркал с аномальной дисперсией (чирпирующие зеркала). Призмные компрессоры не могут использоваться для дополнительной компрессии, поскольку в них интенсивное излучение, проходя через материальную среду, сильно модифицируется. Кроме того, вследствие мелкомасштабной самофокусировки становится возможным оптический пробой в стекле. Экспериментальное подтверждение возможности компрессии импульсов излучения первой гармоники дано в работе [17], а подробный теоретический анализ представлен в [14].

Полная коррекция фазы в экспериментах – достаточно сложная задача. Однако даже коррекция ее квадратичной составляющей позволяет существенным образом уменьшить длительность. Математически указанная процедура может быть записана следующим образом:

$$A_{2c}(t) = \Phi[\exp(-i\alpha\omega^2/2)\Phi^{-1}(A_2(t, L))],$$

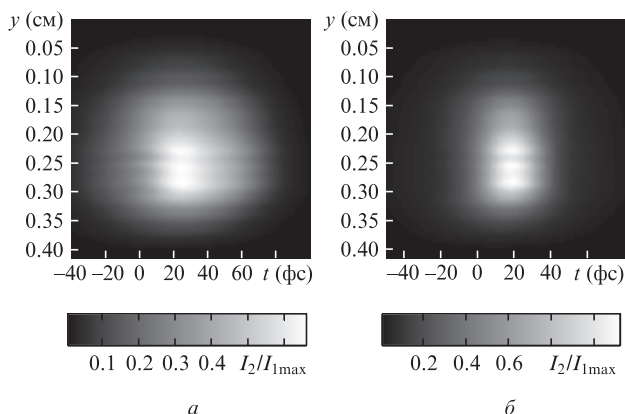


Рис.6. Нормированные на пиковую интенсивность первой гармоники $I_{1\max}$ пространственно-временные распределения интенсивности излучения второй гармоники I_2 на выходе из кристалла KDP толщиной 1 мм до (а) и после (б) коррекции квадратичной фазы. Энергия падающего излучения 5 мДж, длительность импульса 70 фс (B -интеграл равен 4).

где $A_2(t, L)$ – комплексная амплитуда поля второй гармоники на выходе из кристалла-удвоителя; Φ и Φ^{-1} – прямое и обратное преобразования Фурье; α – коэффициент квадратичной дисперсии.

На рис.6 приведены пространственно-временные зависимости интенсивности излучения второй гармоники на выходе из нелинейного элемента (удвоителя частоты) до и после коррекции квадратичной составляющей фазы. Зависимости получены численным решением системы уравнений (1) с граничными условиями (2) с учетом профиля пучка первой гармоники, представленного на рис.2 (длительность импульса 70 фс, толщина нелинейного элемента KDP 1 мм). Коррекция фазы позволяет существенным образом уменьшить длительность импульса излучения второй гармоники в сечении статистически среднего центра пучка – с 54 фс на выходе из кристалла до 35 фс. Параметр α подбирался для минимизации длительности лазерного импульса в этом сечении. Отметим, что распределение длительности по сечению пучка у излучения второй гармоники на выходе из нелинейного элемента значительно зависит от отстройки от угла синхронизма.

Как правило, пространственное распределение интенсивности излучения первой гармоники на входе в нелинейный кристалл не является однородным. Следовательно, накопленный B -интеграл для различных областей пучка второй гармоники неодинаков. Это приводит к тому, что применение методики коррекции квадратичной составляющей фазы не позволяет обеспечить однородную по сечению пучка длительность импульса. Численное моделирование ГВГ излучения с профилем пучка, представленным на рис.2, показало, что по сечению пучка длительность импульса второй гармоники после дополнительной компрессии может изменяться в два раза. Увеличение коэффициента заполнения пучка первой гармоники позволит уменьшить влияние указанного эффекта. Заметим, что профиль пучка сверхмощных фемтосекундных импульсов обычно близок к П-образному.

Увеличение энергии первой гармоники приводит к увеличению B -интеграла и еще большему уширению спектра. В рамках рассматриваемой модели для импульсного излучения на основной частоте с энергией 9 мДж и дли-

тельностью 70 фс импульс второй гармоники может быть сжат до импульса длительностью 20 фс при $\alpha = -202$ фс². Подчеркнем, что в этом случае у излучения второй гармоники остаются нескомпенсированными более высокие порядки в разложении фазы в ряд Тейлора, поскольку длительность спектрально ограниченного импульса в сечении статистически среднего центра пучка составляет 17 фс, что на 15% меньше 20 фс.

5. Заключение

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты преобразования во вторую гармонику излучения с пиковой интенсивностью до нескольких ТВт/см². В кристалле KDP толщиной 1 мм получено преобразование с КПД по энергии 73% при пиковой интенсивности ~ 2 ТВт/см². Достигнута 50%-ная эффективность в кристалле KDP толщиной 0.5 мм при пиковой интенсивности до 3.5 ТВт/см².

Трехмерное моделирование процесса ГВГ позволило проанализировать возможность применения дополнительной компрессии импульсного излучения не только для модельных пучков, но и для пучков с экспериментальным распределением интенсивности; теоретически показана возможность уменьшения длительности импульса второй гармоники с 70 до 20 фс.

- 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. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
- Pennington D.M., Perry M.D., Stuart B.C., Boyd R.D., Britten J.A., Brown C.G., Herman S.M., Miller J.L., Nguyen H.T., Shore B.W., Tietbohl G.L., Yanovsky V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 490 (1997).
- Gaul E., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebberts C.A., Ditmire T. *Appl. Opt.*, **49**, 1676 (2010).
- Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
- Цернике Ф., Мидвинтер Д. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Мир, 1976).
- Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
- Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
- Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **11**, 2026 (1984).
- Ditmire T., Rubenchik A.M., Eimerl D., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 649 (1996).
- Choe W., Banerjee P.P., Caimi F.C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1013 (1991).
- Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Yakovlev I., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E., Babin A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A., Mourou G. <http://ieeexplore.ieee.org/article/Sarticle.jsp?arnumber=5607343>.
- Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., Squier J., Mourou G., Craхton R.S. *Opt. Lett.*, **20**, 353 (1995).
- Гордиенко В.М., Гречин С.С., Иванов С.С., Подшивалов А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 525 (2005).
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 30, 113, 67).
- Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1999, p. 61).
- Гинзбург В.Н., Ложкарев В.В., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Хазапов Е.А. *Квантовая электроника*, **40**, 503 (2010).
- Mevel E., Tcherbakov O., Salin F., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).