

УДК 535.31

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ И ЧЕТВЁРТОЙ ГАРМОНИК С СОХРАНЕНИЕМ ТРЁХМЕРНОГО КВАЗИЭЛЛИпсоИДАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ФОТОИНЖЕКТОРА

С. Ю. Миронов^{1}, Е. И. Гачева¹, А. К. Потемкин¹, Е. А. Хазанов¹,
М. А. Красильников², Ф. Штефан²*

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² Deutsches Elektronen-Synchrotron (PITZ), Zeuthen, Germany

В работе рассмотрена возможность генерации второй и четвёртой оптической гармоник лазерных импульсов с центральной длиной волны 1 030 нм с сохранением трёхмерного (3D) квазиэллипсоидального распределения интенсивности. Представленные результаты численного моделирования подтверждают, что угловое chirпирование позволяет сохранить 3D-структуру распределения интенсивности и увеличить эффективность преобразования по энергии. Предложенный подход был экспериментально апробирован на непрофилированных лазерных пучках. Достигнута эффективность преобразования по энергии 53 % и 21 % при генерации второй и четвёртой гармоник соответственно.

ВВЕДЕНИЕ

Профилированные импульсы находят применение в задачах оптимизации процесса генерации высоких гармоник [1], в нелинейной спектроскопии [2], в фотоинжекторах и лазерах на свободных электронах [3]. В последнее время достигнут значительный прогресс в управлении 3D-формой лазерных импульсов с линейной частотной модуляцией в ближнем инфракрасном диапазоне [4, 5]. В частности, в экспериментах были получены лазерные импульсы с 3D-квазиэллипсоидальным и цилиндрическим [4, 5] распределениями интенсивности в пространстве, а также с распределением интенсивности в форме прямоугольного треугольника во времени.

Применительно к задачам генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода инжектора электронов особый интерес представляют профилированные в форму 3D-эллипсоида лазерные импульсы видимого и ультрафиолетового диапазонов [6]. Такие импульсы позволяют генерировать электронные сгустки с распределением пространственного заряда соответствующей формы. В этом случае поперечная компонента обобщённой силы Лоренца линейно зависит от поперечной координаты и может быть скомпенсирована средствами электронной оптики [7]. Электронные сгустки с трёхмерным эллипсоидальным распределением пространственного заряда обладают минимальным поперечным нормализованным эмиттансом [7]. В связи с вышесказанным особый интерес представляет задача преобразования частоты профилированных лазерных импульсов во вторую и четвёртую гармоники без искажения их формы.

В данной работе представлено краткое описание созданного для фотоинжектора «Photo Injector Test Facility at the DESY location in Zeuthen» («DESY PITZ») катодного лазера [6, 8, 9] с возможностью управления 3D-распределением интенсивности лазерных импульсов. Обсуждается подход, позволяющий оптимизировать удвоение частоты за счёт создания углового chirпа в лазерном пучке. Условия, при которых каждая спектральная компонента поля распространяется в кристалле под углом фазового синхронизма, являются оптимальными с точки зрения эффективности преобразования по энергии и, как будет показано в работе, позволяют сохранить

* sergey.mironov@mail.ru

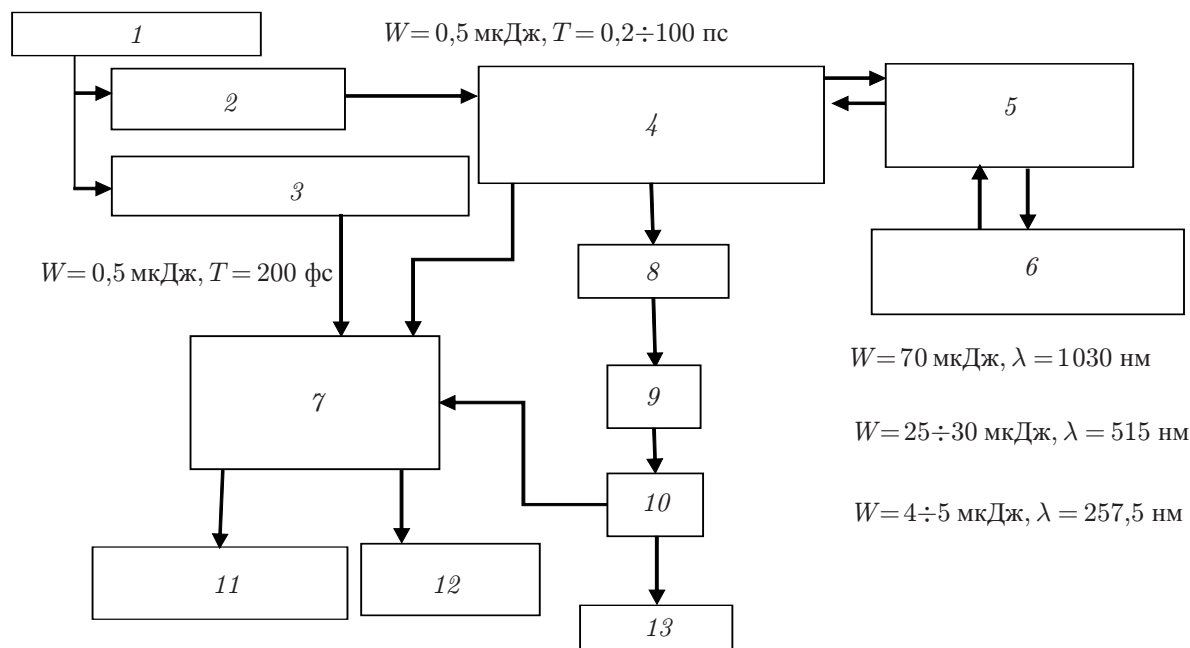


Рис. 1. Блок-схема лазера для линейного ускорителя «DESY PITZ»: 1 — волоконный задающий генератор, 2 — рабочий канал, 3 — диагностический канал, 4 — дисковый усилитель (Yb:KGW), 5 — формирователь 3D-структуры, 6 — вращатель пучка на 90° , 7 — сканирующий кросс-коррелятор, 8 — призма, 9 и 10 — генераторы второй и четвёртой гармоник соответственно, 11 — быстрая (10 кадров за 300 мкс) ПЗС-камера (на основе прибора с зарядовой связью), 12 — фотодиод, 13 — катод. Частота повторения задающего генератора составляет 300 импульсов через 1 мкс

3D-структуру распределения интенсивности. Также представлены результаты экспериментов по генерации второй и четвёртой гармоник при наличии и отсутствии углового чирпа.

1. ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА КАТОДНОГО ЛАЗЕРА

Созданный для фотоинжектора «DESY PITZ» лазер [6, 10–12] состоит из волоконной части, дискового Yb:KGW-усилителя с диодной накачкой, формирователя пространственно-временной структуры, генераторов второй и четвёртой гармоник, а также системы диагностики параметров излучения. Принципиальная схема со значениями параметров излучения (энергии импульса W , его длительности T , длины волны излучения λ) в ключевых узлах представлена на рис. 1. Работа лазерной системы с возможностью управления 3D-распределением интенсивности лазерных импульсов и её ключевых компонентов подробно описана в работах [6, 10–12]. Здесь ограничимся кратким обзором.

Волоконная часть лазера имеет два выходных канала: рабочий и диагностический. Центральная длина волны излучения составляет 1030 нм. Импульсы рабочего канала усиливаются, профилируются в пространстве и времени с целью получения 3D-квазиэллипсоидального распределения интенсивности, после чего их частоты последовательно преобразуются во вторую и четвёртую гармоники. Излучение диагностического канала используется в кросс-корреляторе для измерений пространственно-временных характеристик 3D-профилированных импульсов рабочего канала. В кристалле кросс-коррелятора организовано нелинейное взаимодействие импульсов диагностического канала и профилированных импульсов. Для диагностики 3D-распределения интенсивности в инфракрасном ультрафиолетовом диапазонах используется генерация второй

и разностной третьей гармоник соответственно. Длительность импульсов диагностического канала близка к своему фурье-пределу и составляет порядка 200 фс. Длительность импульсов рабочего канала — около 20 пс. При таком соотношении длительностей и малой эффективности преобразования в гармоники измеряемый сигнал кросс-коррелятора пропорционален распределению интенсивности в профилированном импульсе. Для регистрации могут использоваться как ПЗС-камеры, так и фотодиоды. Задерживая время прихода в нелинейный кристалл кросс-коррелятора импульсов диагностического канала по отношению к времени прихода импульсов рабочего канала, можно выполнить сканирование во времени профилированных импульсов. В экспериментах скоростная линия задержки была выполнена в виде отрезка (с длиной 80 м) оптического волокна диагностического канала, навитого на пьезокерамическую шайбу [9].

На выходе каждого из каналов расположены оптические компрессоры на дифракционной решётке, используемые для управления длительностью импульсов. После оптического компрессора излучение рабочего канала усиливается в многопроходном дисковом усилителе [8] на кристаллах Yb:KGW с диодной накачкой. После первого прохода усилителя импульсы направляются в формирователь пространственно-временной структуры [4]. После формирования 3D-структуры излучение ещё раз проходит усилитель и направляется в нелинейные кристаллы, где последовательно происходит преобразование его частоты во вторую и четвёртую гармоники (см. рис. 1). После этого при помощи транспортной линии ультрафиолетовое излучение направляется на фотокатод инжектора. Перед транспортной линией часть излучения ответвляется для диагностики в кросс-коррелятор. Более подробную информацию о структуре временной последовательности генерируемых импульсов, а также о работе скоростного сканирующего кросс-коррелятора можно найти в статье [9]. Отметим также, что в схеме лазера и транспортной линии реализован перенос изображения для корректной транспортировки профилированных лазерных пучков [13]. Далее рассмотрим особенности реализации генерации второй и четвёртой гармоник.

2. ОПТИМАЛЬНОЕ УГЛОВОЕ ЧИРПИРОВАНИЕ

После формирования 3D-структуры излучение направляется в нелинейные кристаллы, где его частота последовательно преобразуется во вторую и четвёртую гармоники. Для увеличения эффективности преобразования и сохранения 3D-распределения интенсивности у лазерных импульсов создаётся угловой чирп. Его величина в идеальном случае должна обеспечивать выполнение условий фазового синхронизма для каждой спектральной компоненты. В экспериментах угловой чирп может быть создан с использованием дисперсионных устройств (призм, дифракционных решёток). Величина углового чирпа может изменяться с помощью телескопов Кеплера. Определим связь между требуемым для оптимального преобразования в гармоники угловым чирпом и чирпом, который создаётся дисперсионным устройством. Другими словами, найдём параметры чирпующих устройств, которые обеспечивают наилучшее преобразование излучения в гармоники.

Известно, что угол фазового синхронизма θ_s (при взаимодействии двух обыкновенных и одной необыкновенной волны — оо-е взаимодействии) в одноосном кристалле может быть найден из формулы [14]

$$\sin^2[\theta_s(\lambda)] = \frac{N_o^{-2}(\lambda) - N_o^{-2}(\lambda/2)}{N_e^{-2}(\lambda/2) - N_o^{-2}(\lambda/2)}, \quad (1)$$

где N_o и N_e — главные значения эллипсоида показателя преломления для обыкновенной и необыкновенной волны соответственно, λ — длина волны излучения первой гармоники в вакууме. Для двухосного кристалла (например, ЛВО) определяющий направление синхронизма угол φ в плос-

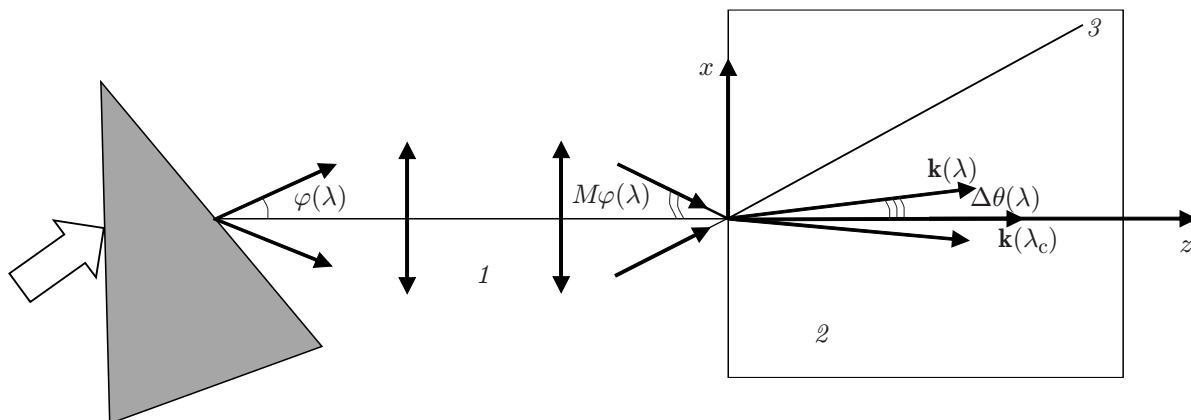


Рис. 2. Схема генерации второй гармоники излучения с угловым чирпом в критической к синхронизму плоскости: 1 – телескоп Кеплера (с кратностью M), 2 – нелинейный кристалл, 3 – оптическая ось кристалла

кости xy ($\theta = 90^\circ$) может быть найден путём решения уравнения [15]

$$2N_z(\lambda) - 2N_r(\lambda/2) \frac{(1 + \text{tg}^2 \varphi)^{1/2}}{\{1 + [2N_y(\lambda/2)/N_x(\lambda/2)] \text{tg}^2 \varphi\}^{1/2}} = 0, \tag{2}$$

где N_x , N_y и N_z – главные значения показателя преломления.

Будем характеризовать создаваемый угловой чирп внутри нелинейного кристалла функцией $\Delta\theta(\lambda)$, которая определяет угол в критической к синхронизму плоскости между направлением волнового вектора \mathbf{k} и направлением волнового вектора для центральной длины волны спектра (см. рис. 2). Очевидно, что с использованием призмы, дифракционной решётки и телескопов Кеплера в экспериментах невозможно реализовать точное равенство

$$\theta_s(\lambda) = \theta_s(\lambda_c) + \Delta\theta(\lambda), \tag{3}$$

где λ_c – центральная длина волны импульса первой гармоники. Однако достаточно просто обеспечить выполнение такого равенства с точностью до первого слагаемого в разложении в ряд Тейлора левой и правой частей (3), т. е. обеспечить равенство производных:

$$\left. \frac{d\theta_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} = \left. \frac{d\Delta\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c}. \tag{4}$$

Для одноосного кристалла, дифференцируя (1), нетрудно найти выражение для левой части равенства (4):

$$\frac{d\theta_s}{d\lambda} = \frac{1}{\sin(2\theta_s)} \frac{d}{d\lambda} \left[\frac{N_o^{-2}(\lambda) - N_o^{-2}(\lambda/2)}{N_e^{-2}(\lambda/2) - N_o^{-2}(\lambda/2)} \right]. \tag{5}$$

Выражение для правой части (4) определяется методом формирования углового чирпа. Предположим, что дисперсионное устройство создаёт угловой чирп $\varphi(\lambda)$, где $\varphi(\lambda)$ – угол между волновым вектором для длины волны λ и волновым вектором для центральной длины волны λ_c на выходе устройства. В частности, для дифракционной решётки и призмы соответствующие формулы можно найти в работе [16]. Для квазимонохроматического излучения (т. е. при $\Delta\lambda \ll \lambda_c$) формулы принимают достаточно простой вид; приведём их ниже для справки. Угол отражения от дифракционной решётки может быть записан в виде $\varphi(\lambda) = \alpha\theta + \gamma\Delta\lambda$, где θ – отклонение от

угла падения на решётку θ_0 , соответствующего центральной длине волны, $\alpha = -\cos \theta_0 / \cos \varphi_0$, φ_0 — угол отражения для центральной длины волны, $\gamma = m / (d \cos \varphi_0)$, m — порядок дифракции, d — пространственный период штрихов. Зависимость $\varphi(\lambda)$ для излучения, прошедшего через призму, может быть представлена в аналогичном виде: $\varphi(\lambda) = \alpha\theta + \gamma \Delta\lambda$, где

$$\alpha = -\frac{\cos \theta_0 \cos \delta_{20}}{\cos \varphi_0 \cos \delta_{10}}, \quad \gamma = \frac{\sin C}{\cos \varphi_0 \cos \delta_{10}} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_c}, \quad \sin \delta_{10} = \sin \theta_0 / n_0, \quad \sin \delta_{20} = \sin \varphi_0 / n_0,$$

C — угол при вершине призмы, $n(\lambda)$ — зависимость показателя преломления материала призмы от длины волны, $n_0 = n(\lambda_c)$, θ_0 — угол падения на входную грань призмы для центральной длины волны, θ — отстройка от θ_0 , φ_0 — угол выхода из призмы излучения с центральной длиной волны. В обоих случаях подразумевается, что $\theta \ll \theta_0$.

Телескоп Кеплера позволяет управлять величиной углового чирпа в соответствии со своей кратностью, т.е. после прохождения телескопа с кратностью M угловой чирп будет равен $\varphi(\lambda)/M$. Учитывая закон преломления света на границе (закон Снеллиуса), а также требуемое условие (3), получим формулу, связывающую кратность телескопа M , угловой чирп $\varphi(\lambda)$, который создаётся дисперсионным устройством, а также угловой чирп $\theta_s(\lambda)$, необходимый для оптимального преобразования во вторую гармонику (5):

$$\frac{1}{N_o(\lambda)M} \frac{d\varphi(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_c} = \frac{d\Delta\theta}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_c} = \frac{d\theta_s}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_c}. \quad (6)$$

Математическое описание оо-е-генерации оптических гармоник может быть выполнено в рамках связанных укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} A_1 &= -i\beta A_2 A_1^* \exp(-i \Delta k z), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho \frac{\partial A_2}{\partial y} &= -i\beta A_1^2 \exp(i \Delta k z), \end{aligned} \quad (7)$$

где Δ_{\perp} — поперечная составляющая оператора Лапласа, t — время, индекс * означает комплексное сопряжение, A_1 — напряжённость поля первой или второй гармоники, A_2 — второй или четвёртой гармоники соответственно, u_j и k_j — групповые скорости и волновые числа j -й компоненты поля ($j = 1, 2$), $\Delta k = k_2 - 2k_1$ — фазовая расстройка, β — коэффициент нелинейной связи волн второго порядка [17], ρ — угол сноса необыкновенной волны,

$$k_2^{(1)} = \frac{\partial^2 k_1}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_1}, \quad k_2^{(2)} = \frac{\partial^2 k_2}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_2},$$

ω_1 и $\omega_2 = 2\omega_1$ — частоты гармоник j . В качестве начальных условий на границе будем использовать следующие выражения для напряжённости полей:

$$\begin{aligned} A_1 = A_{10} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} P_1^4 \right) \exp \left(\frac{i}{2} \alpha_t t_1^2 \right), \quad P_1 = \left(\frac{2x}{D} \right)^2 + \left(\frac{2y}{D} \right)^2 + \left(\frac{2t_1}{T} \right)^2, \\ A_1(P_1 > 1) = 0, \quad t_1 = t - \alpha_1 x, \quad A_2 = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где x, y — поперечные координаты, D — диаметр пучка, T — длительность импульса, α_t — параметр, определяющий линейную частотную модуляцию и временное растяжение импульса. При создании углового чирпа происходит наклон амплитудного фронта интенсивности [16], т.е. амплитудный фронт не является перпендикулярным к направлению распространения лазерного

пучка. В связи с этим в выражение для квазиэллипсоидального поля первой (второй) гармоники A_1 входит параметр α_1 , характеризующий наклон амплитудного фронта. Наличие линейной квадратичной во времени фазы в начальных условиях на границе связано с тем, что для формирования трёхмерной квазиэллипсоидальной формы распределения интенсивности используются лазерные импульсы с линейной частотной модуляцией — так называемые спектроны [18]. В данной работе предполагается, что профилированные импульсы первой гармоники ($\lambda_c = 1030$ нм) формируются из импульсов с гауссовым распределением интенсивности во времени с длительностью фурье-предела 200 фс, растянутых до длительности 30 пс. В этом случае ширина спектра составляет 7,8 нм и $\alpha_t = 0,46$ пс⁻². Значения длительности и ширины спектра указаны по половинному уровню соответствующих распределений интенсивности. Отметим, что для импульсов второй гармоники ширина спектральной полосы в четыре раза уже.

При создании углового chirpa (наклона амплитудного фронта) частотный спектр исходного (без наклона амплитудного фронта и углового chirpa) импульса $S(x/\alpha, y, \Omega)$ модифицируется в $S(x, y, \Omega) \exp(-i\alpha_1 x \Omega)$ [18], где Ω — отстройка от центральной частоты. Используя соотношения

$$\frac{\kappa_{\perp}}{k(\lambda_c)} = \frac{\alpha_1 \Omega}{k(\lambda_c)} = -\Delta\theta, \quad \Delta\lambda = -\frac{\lambda_c^2}{2\pi c} \Omega,$$

нетрудно найти связь параметра α_1 и параметра, определяющего угловое chirpирование, $(d\Delta\theta/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_c}$:

$$\alpha_1 = \frac{\lambda_c N_o(\lambda_c)}{c} \frac{d\Delta\theta}{d\lambda}. \quad (9)$$

Здесь c — скорость света в вакууме и κ — поперечное волновое число. Далее покажем, что использование углового chirpирования позволяет сохранить структуру трёхмерного распределения интенсивности. С этой целью приведём результаты численного решения системы уравнений (7) с начальными условиями на границе (8) для генерации второй и четвёртой гармоник.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Будем рассматривать удвоение частоты в двухосном кристалле ЛВО (при синхронизме первого типа) с толщиной 4 мм, вырезанном под углами $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 13,8^\circ$ (плоскость xy). Перестроечные характеристики (зависимость угла синхронизма θ_s и его производной $(d\theta_s/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_s}$ от длины волны) для генерации второй гармоники (взаимодействие оо-е) представлены на рис. 3.

При численном решении системы уравнений (7) с начальными условиями на границе (8) использовались следующие параметры излучения (близкие к экспериментальным, см. ниже): диаметр пучка $D = 0,25$ мм, длительность импульса $T = 30$ пс, энергия в импульсе 20 мкДж, пиковая интенсивность $2,7$ ГВт/см², $\alpha_t = 0,46$ фс⁻², $(d\Delta\theta/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_c} = -64,5$ град./мкм и,

в соответствии с (9), $\alpha_1 = -62,12$ пс/см. Согласно приведённым на рис. 4 и 5 результатам угловое

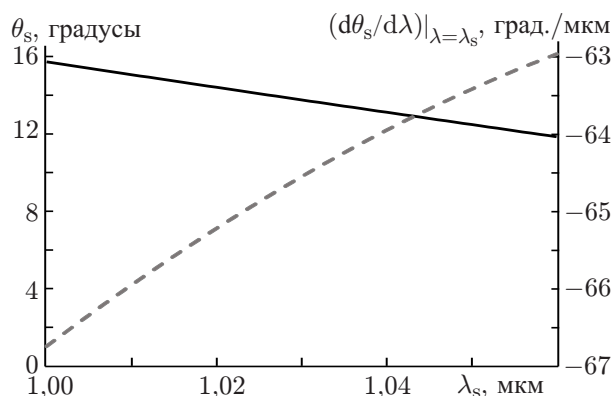


Рис. 3. Зависимости угла синхронизма θ_s (сплошная линия) и его производной $(d\theta_s/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_s}$ от длины волны первой гармоники в двухосном кристалле ЛВО

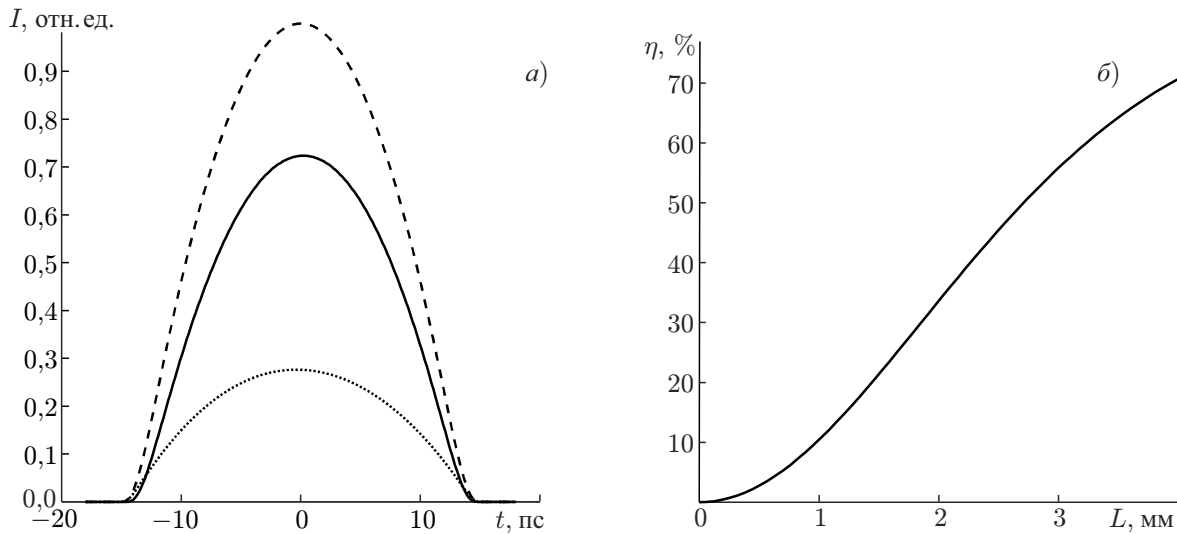


Рис. 4. Интегральные профили исходного импульса (штриховая линия), второй (сплошная линия) и первой (пунктирная линия) гармоники на выходе нелинейного кристалла (а) и эффективность преобразования по энергии при оптимальном угловом chirпировании в зависимости от толщины образца L (б)

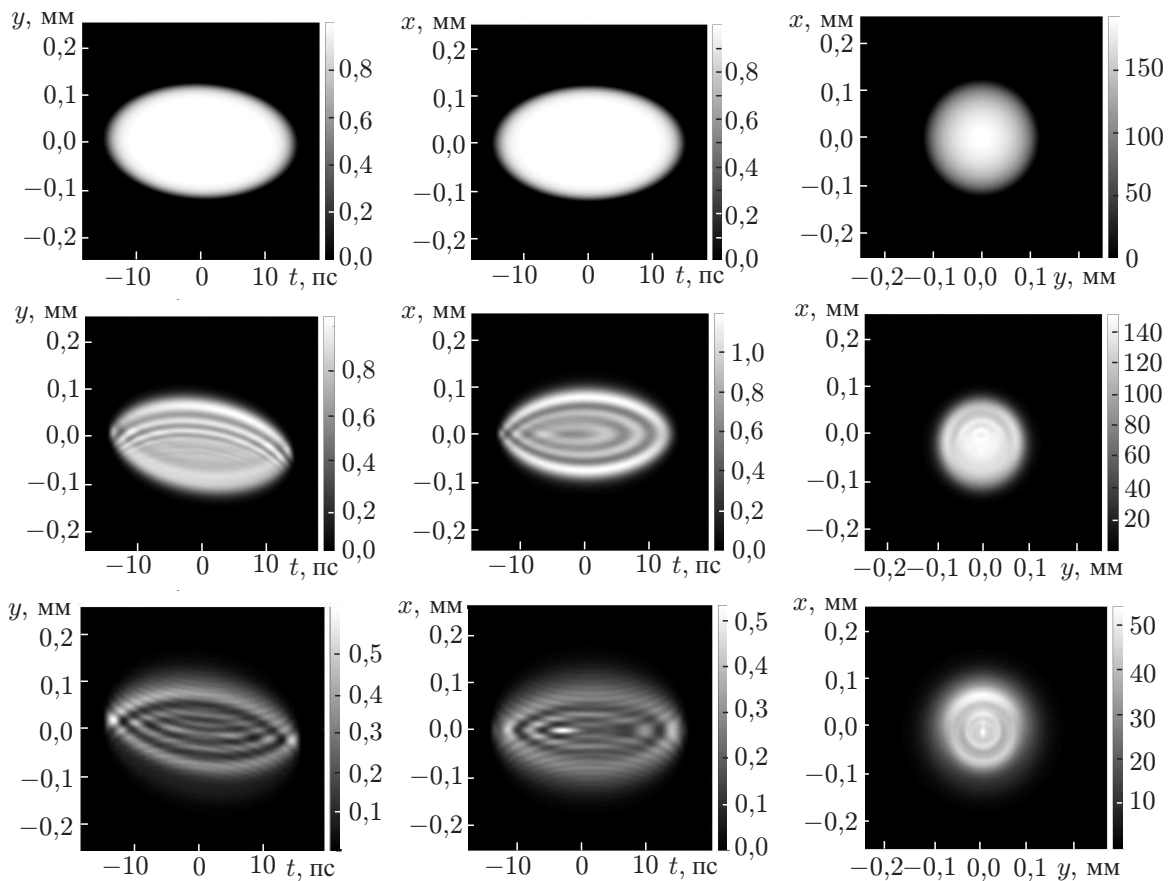


Рис. 5. Распределения интенсивности (выраженной в относительных единицах) исходного излучения (первая строка), излучения второй (вторая строка) и первой (третья строка) гармоник на выходе кристалла LBO при оптимальном угловом chirпировании

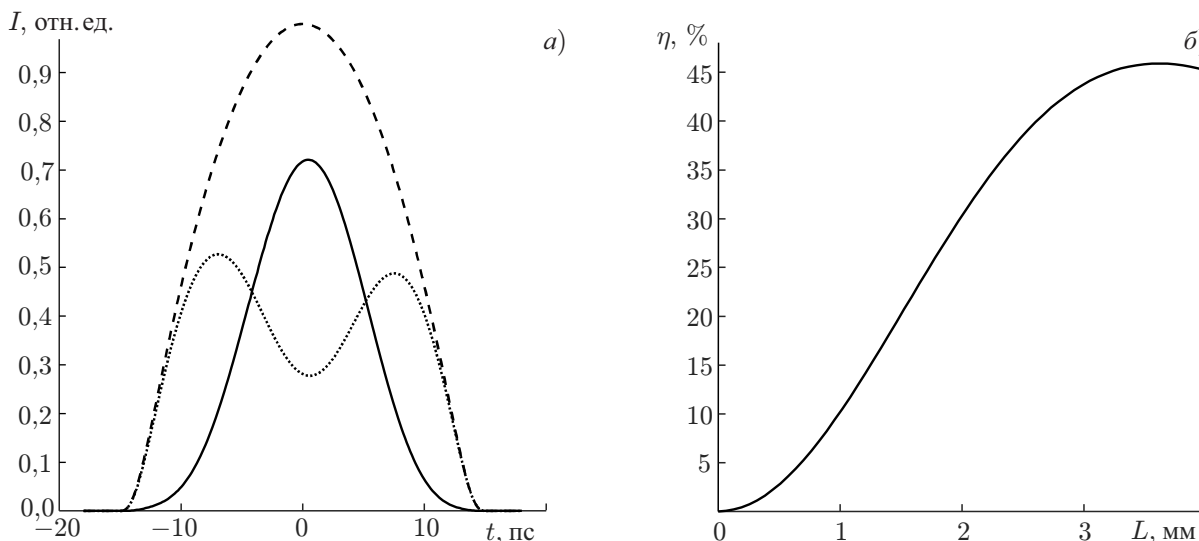


Рис. 6. Интегральные профили исходного импульса (штриховая линия), второй (сплошная линия) и первой (пунктирная линия) гармоники на выходе нелинейного кристалла (а) и энергетическая эффективность преобразования при обратном знаке углового chirпирования (б)

chirпирование позволяет сохранить трёхмерное квазиэллипсоидальное распределение интенсивности и обеспечить достаточно высокую эффективность преобразования по энергии.

Если знак углового chirпа неправильный (обратный), то эффективность преобразования снижается, а распределения интенсивности приобретают большую модуляцию (см. рис. 6).

Отметим также, что нулевой угловой chirп (коллимированный пучок) не позволяет достичь высокой эффективности преобразования и сохранить 3D-структуру поля. В этом случае для приведённых выше параметров величина η не превышает 61 %, как видно из рис. 7.

Зависимость эффективности η от параметра α_1 представлена на рис. 7. Максимум эффективности преобразования достигается при $\alpha_1 = -68,6$ пс/см и, с учётом (9), $d\Delta\theta/d\lambda = -71,2$ град./мкм. Отметим, что приведённые величины незначительно отличаются от рассмотренного выше случая ($d\Delta\theta/d\lambda = -64,5$ град./мкм и $\alpha_1 = -62,12$ пс/см), соответствующего оптимальному угловому chirпированию. Отличие может быть связано, например, с влиянием диафрагменно-апертурного эффекта [19].

Экспериментально была реализована генерация второй гармоники коллимированным пучком без углового chirпирования, а также пучком, chirпированным по углу. Угловой chirп создавался при симметричном прохождении лазерного пучка через 60-градусную равностороннюю призму, изготовленную из стекла марки ТФ12 с большой дисперсией. Величина углового chirпа на выходе призмы составляла $-5,8$ град./мкм. Далее его величина увеличивалась до оптимального значения $-64,5$ град./мкм (внутри кристалла) с использованием телескопа Кеплера. Знак chirпа изменялся в экспериментах путём разворота кристалла в критической к синхронизму плоскости на 180° . Максимальная энергия в импульсе первой гармоники составляла величину порядка

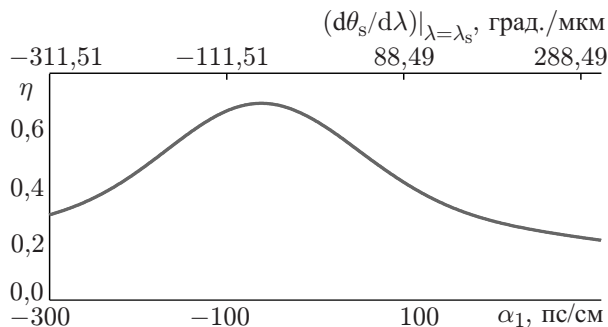


Рис. 7. Зависимость эффективности преобразования по энергии во вторую гармонику на выходе кристалла LBO, с толщиной 4 мм от параметра α_1 , характеризующего наклон амплитудного фронта

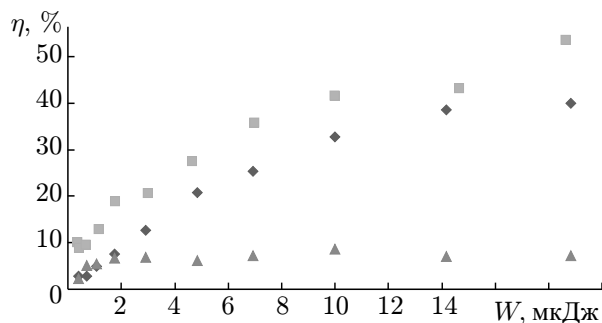


Рис. 8. Эффективность преобразования во вторую гармонику в кристалле LBO с толщиной 4 мм в эксперименте для коллимированного пучка (символ ◆) и пучков с оптимальным (■) и неоптимальным (▲) угловыми чирпами

20 мкДж, длительность импульса — около 30 пс по уровню половинной мощности, диаметр пучка 0,25 мм. Импульс не профилировался, временное распределение интенсивности имело функцию распределения, близкую к гауссовой.

Экспериментальные результаты по генерации второй гармоники представлены на рис. 8. Максимальная эффективность преобразования достигалась при правильном знаке углового чирпа, в то время как противоположенный знак приводил к её существенному снижению. Отметим также, что в экспериментах отличие в эффективности преобразования во вторую гармонику чирпированного по углу излучения (с оптимальными параметрами) и коллимированного излучения было несущественным. Такое поведение в полной мере соответствует результатам численного моделирования (см. рис. 7).

4. ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕТВЁРТОЙ ГАРМОНИКИ

Угловое чирпирование также может быть применено для генерации излучения на четвёртой гармонике. Без учёта линейного и многофотонного поглощения процесс генерации четвёртой гармоники (взаимодействие оо-е) описывается системой уравнений (7) с начальными условиями на границе (8) с тем отличием, что $A_1(t, x, y, z)$ — это комплексная амплитуда поля второй гармоники, а $A_2(t, x, y, z)$ — четвёртой.

Для генерации четвёртой гармоники будем рассматривать одноосный нелинейный кристалл ВВО с толщиной 2 мм. Перестроечные характеристики (зависимости от длины волны угла синхронизма θ_s и его производной по длине волны $(d\theta_s/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_s}$) представлены на рис. 9. Главные значения показателя преломления N_o и N_e для кристалла ВВО были взяты из работы [15].

Согласно (9), оптимальное значение параметра α_1 , определяющего наклон амплитудного фронта, составляет -74 пс/см внутри нелинейного элемента. Для численного моделирования будем использовать следующие параметры: энергия в импульсе 10 мкДж, диаметр пучка 0,2 мм, длительность 30 пс, центральная длина волны 515 нм, толщина кристалла ВВО 2 мм. На рис. 10 представлена зависимость эффективности преобразования от параметра α_1 . Максимум достига-

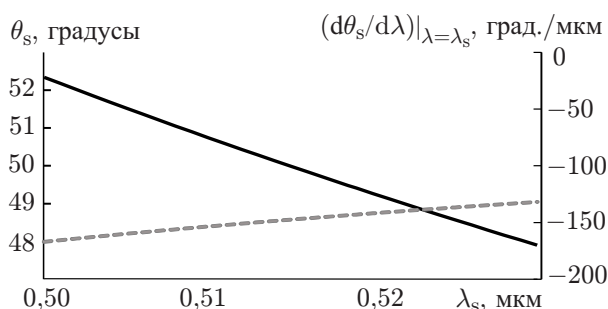


Рис. 9. Зависимости угла синхронизма (сплошная линия) и его производной (штриховая линия) от длины волны для кристалла ВВО

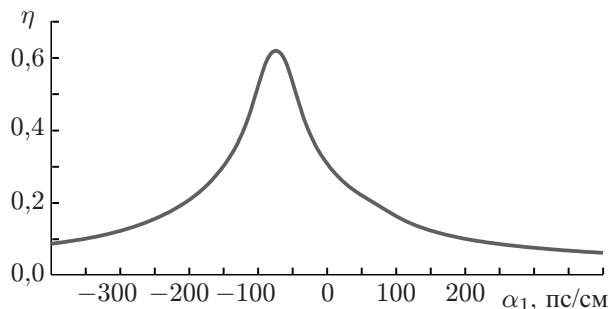


Рис. 10. Зависимость эффективности преобразования по энергии во вторую гармонику на выходе кристалла ВВО с толщиной 2 мм от параметра α_1 , характеризующего наклон амплитудного фронта

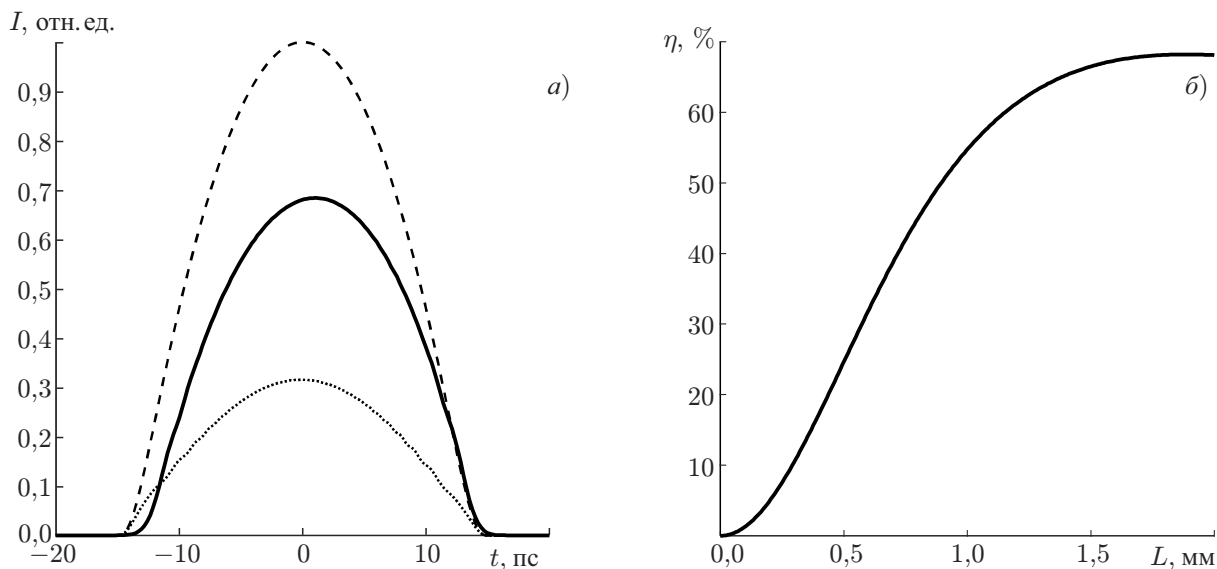


Рис. 11. Интегральные профили исходного импульса (штриховая линия), второй (пунктирная линия) и четвёртой (сплошная линия) гармоники на выходе нелинейного кристалла ВВО (а); энергетическая эффективность преобразования при оптимальном угловом chirпировании (б)

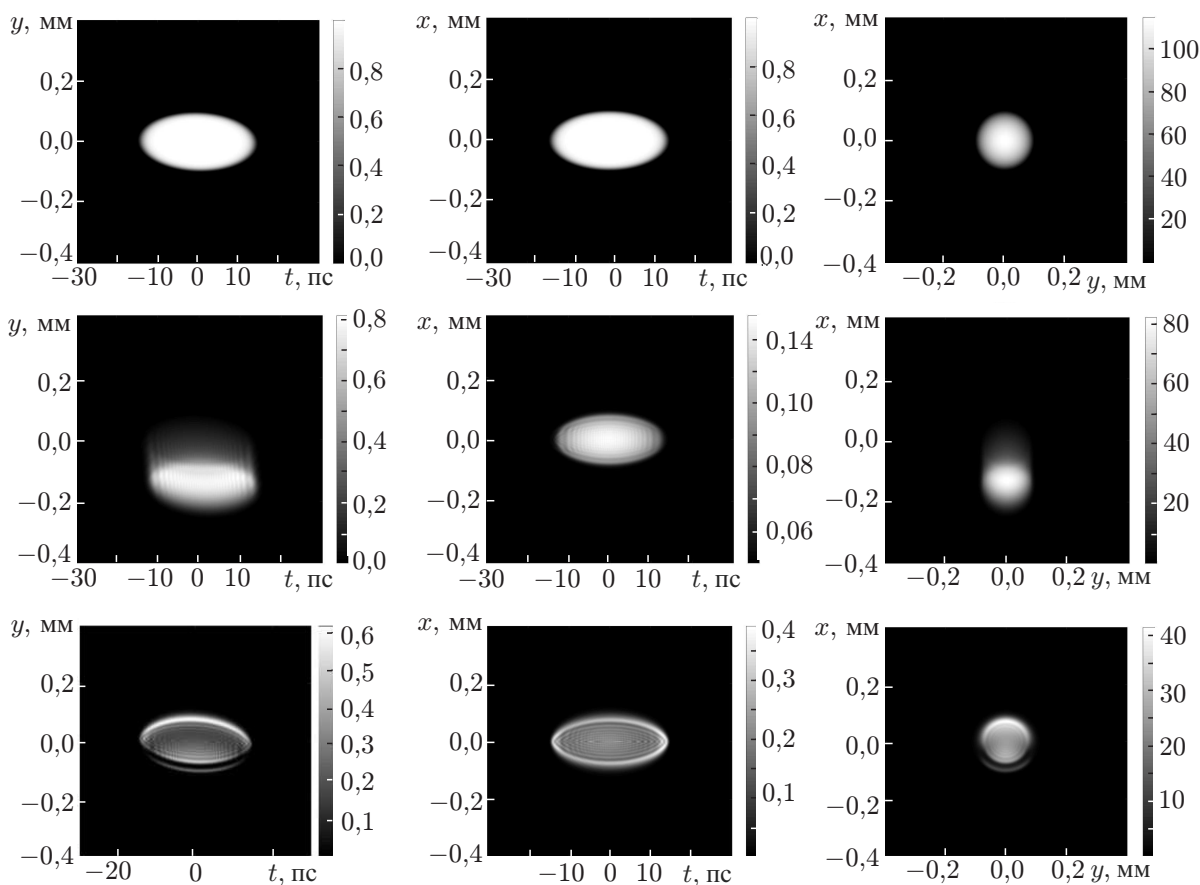


Рис. 12. Распределения интенсивности (выраженной в относительных единицах) излучения второй гармоники на входе в кристалл ВВО (первая строка); излучения четвёртой (вторая строка) и второй (третья строка) гармоник на выходе кристалла ВВО при оптимальном угловом chirпировании

ется при $\alpha_1 = -71,2$ пс/см, что незначительно отличается от вычисленного значения -74 пс/см.

Для значения $\alpha_1 = -74$ пс/см интегральные по поперечным координатам распределения интенсивности представлены на рис. 11. Искажения в распределение интенсивности в основном вносятся из-за апертурно-диафрагменного эффекта — сноса необыкновенной волны при распространении в кристалле.

На рис. 12 представлены распределения интенсивности второй и четвёртой гармоник на выходе кристалла ВВО с толщиной 2 мм. Из него видно, что угловой снос необыкновенной волны приводит к искажению распределения интенсивности. Уменьшить влияние этого эффекта можно за счёт уменьшения толщины нелинейного кристалла.

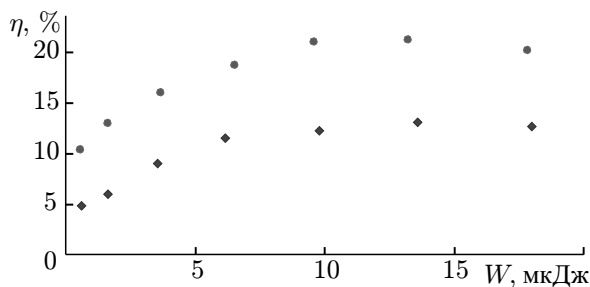


Рис. 13. Зависимости эффективности преобразования излучения второй гармоники в четвёртую в кристалле ВВО с толщиной 4 мм от энергии импульса второй гармоники для правильного (символ ●) и неправильного (◆) углового чирпа

Экспериментальные результаты генерации четвёртой гармоники в кристалле ВВО с толщиной 4 мм представлены на рис. 13.

Важно отметить, что для генерации как второй, так и четвёртой гармоник расчётные (с использованием формулы (9)) значения α_1 хорошо согласуются со значениями из численного решения системы уравнений (7) (см. рис. 7 и 10). В то же время экспериментальные значения эффективности преобразования ниже расчётных. В первую очередь это связано с тем, что при генерации гармоник использовались непрофилированные во времени лазерные импульсы. Отметим также, что параметры импульсов первой и, как

следствие, второй гармоники изменяются в зависимости от уровня накачки многопроходowego твердотельного усилителя. В этих условиях настройка кристаллов осуществлялась только для максимальных энергий. Сгенерированные лазерные импульсы ультрафиолетового диапазона были успешно использованы для создания электронных сгустков на линейном ускорителе «DESY PITZ». Более подробная информация представлена в работе [12].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены особенности реализации генерации второй и четвёртой гармоник линейно чирпированных лазерных импульсов катодного лазера, применяемого на действующем фотонинжекторе «DESY PITZ». С использованием численных методов показано, что угловое чирпирование позволяет увеличить эффективность преобразования и сохранить 3D-распределение интенсивности лазерных импульсов. В экспериментах достигнута эффективность (по энергии 53 %) генерации второй гармоники, а четвёртой гармоники — 21 %. Показана чувствительность эффективности преобразования к знаку углового чирпа в эксперименте. С использованием созданной лазерной системы на линейном ускорителе «DESY PITZ» были получены электронные сгустки с зарядом 0,5 нКл, длительностью порядка 15 пс и нормализованным поперечным эмиттансом 1,1 мм·мрад [12].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00348).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bartels R., Backus S., Zeek E., et al. // Nature. 2000. V. 406, No. 6 792. P. 164.

2. Silberberg Y. // *Annual Rev. Phys. Chemistry*. 2009. V. 60, No. 1. P. 277.
3. Will I., Klemz G. // *Opt. Express*. 2008. V. 16, No. 19. P. 14922.
4. Mironov S. Y., Potemkin A. K., Gacheva E. I., et al. // *Appl. Opt.* 2016. V. 55, No. 7. P. 1630.
5. Mironov S. Y., Potemkin A. K., Gacheva E. I., et al. // *Laser Phys. Lett.* 2016. V. 13, No. 5. Art. no. 055003.
6. Krasilnikov M., Khojoyan M., Stephan F., et al. // *Proc. 35th International Free Electron Laser Conf. Manhattan, USA, 26–30 August, 2013*. P. 303.
7. Kapchinskij I. M., Vladimirskij V. V. // *Proc. 2nd Conf. High Energy Accelerators and Instrumentation. Geneva, 14–19 September 1959*. P. 274.
8. Gacheva E. I., Zelenogorskii V. V., Andrianov A. V., et al. // *Opt. Express*. 2015. V. 23, No. 8. P. 9627.
9. Зеленогорский В. В., Андрианов А. В., Гачева Е. И. и др. // *Квантовая электроника*. 2014. Т. 44, № 1. С. 76.
10. Mironov S., Gacheva E., Andrianov A., et al. // *Proc. Adv. Photonics. Barcelona, July 27, 2014*. Art. no. JM5A.30.
11. Rublack T., Good J., Khojoyan M., et al. // *Nucl. Instrum. Methods*. 2016. V. 829. P. 438.
12. Миронов С. Ю., Андрианов А. В., Гачева Е. И. и др. // *Успехи физ. наук*. 2017. Т. 187, № 10, С. 1121.
13. Гачева Е. И., Потемкин А. К. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2015. Т. 58, № 4. С. 304.
14. Ярив А. *Квантовая электроника и нелинейная оптика*. М.: Сов. радио, 1973. 456 с.
15. Nikogosyan D. N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. New York: Springer-Verlag New York, 2005. 428 с.
16. Torres J. P., Hendrych M., Valencia A. // *Adv. Optics and Photonics*. 2010. V. 2, No. 3. P. 319.
17. Разумихина Т. Б., Телегин Л. С., Холодных А. И., Чиркин А. С. // *Квантовая электроника*. 1984. Т. 11, № 10. С. 2026.
18. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. М.: Наука, 1988. 312 с.
19. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. *Прикладная нелинейная оптика*. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.

Поступила в редакцию 13 апреля 2018 г.; принята в печать 29 июня 2018 г.

**GENERATION OF THE SECOND AND FOURTH HARMONICS
WHILE RETAINING THE THREE-DIMENSIONAL QUASI ELLIPSOID
DISTRIBUTION OF THE LASER PULSE INTENSITY FOR A PHOTOINJECTOR**

S. Yu. Mironov, E. I. Gacheva, A. K. Potemkin, E. A. Khazanov, M. A. Krasilnikov, and F. Stefan

We consider the possibility of generating the second and fourth optical harmonics of laser pulses with a central wavelength of 1030 nm while retaining the 3D quasiellipsoid intensity distribution. The presented results of numerical simulation confirm that angular chirping allows one to retain the 3D structure of the intensity distribution and enhance energy conversion. The proposed approach was tested experimentally using non-profiled laser beams. Energy conversion efficiency of 53% and 21% was achieved at the generation of the second and fourth harmonics, respectively.