

УДК 535.1

## ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ КРИСТАЛЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ

О.А. Мохнатова, С.Э. Путилин, В.Г. Беспалов, С.А. Козлов

Представлены экспериментальные результаты отражения фемтосекундного излучения с плотностью мощности  $4 \text{ ТВт/см}^2$  и длительностью около 40 фс от нелинейного кристалла LiF при падении света на границу раздела сред, близком к нормальному. Показано, что при отражении излучения от передней грани кристалла происходит генерация излучения на утроенной частоте, которое регистрировалось в отраженном пучке вместе с излучением основной частоты и энергия которого составляла значение порядка  $10^{-4}$  относительно энергии падающего излучения. Полуширина пространственного распределения светового пучка, отраженного на утроенной частоте излучения, оказывается в три раза уже полуширины пучка, отраженного на основной частоте.

**Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, отражение предельно коротких импульсов, нелинейный кристалл LiF, генерация третьей гармоники.

## Введение

В последнее время были созданы и стали доступны фемтосекундные лазерные системы, генерирующие высокоинтенсивные сверхкороткие световые импульсы с плотностью мощности в десятки  $\text{ТВт/см}^2$ . Это упростило проведение экспериментов по наблюдению нелинейных эффектов. Одним из таких эффектов является генерация излучения на утроенной частоте при отражении высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов от поверхности диэлектриков [1, 2]. В отличие от этих работ, в которых исследовалась генерация третьей гармоники при отражении от поверхности диэлектрических кристаллов излучения с интенсивностями  $15\text{--}150 \text{ ГВт/см}^2$  и длительностями 130–300 фс, в настоящей работе исследовалось нелинейное отражение более интенсивных (порядка  $\text{ТВт/см}^2$ ) и более коротких (около 40 фс) световых импульсов. Показано, что энергетическая эффективность генерации излучения утроенных частот при отражении высокоинтенсивных фемтосекундных световых импульсов может достигать  $1 \cdot 10^{-4}$ .

## Экспериментальные результаты

В экспериментах была использована фемтосекундная лазерная система на кристаллах титан-сапфира с усилением chirпованного импульса с пиковой мощностью 30 ГВт [3]. Система имела следующие параметры: длительность импульса 40 фс, средняя мощность излучения до 75 мВт, энергия одиночного импульса до 1,5 мДж, частота повторения импульсов 50 Гц. Кристалл фтористого лития был выбран из-за большой ширины запрещенной зоны – область прозрачности у него простирается до длин волн 200 нм. Также этот кристалл обладает достаточно большим коэффициентом нелинейного показателя преломления  $\tilde{n}_2$ .

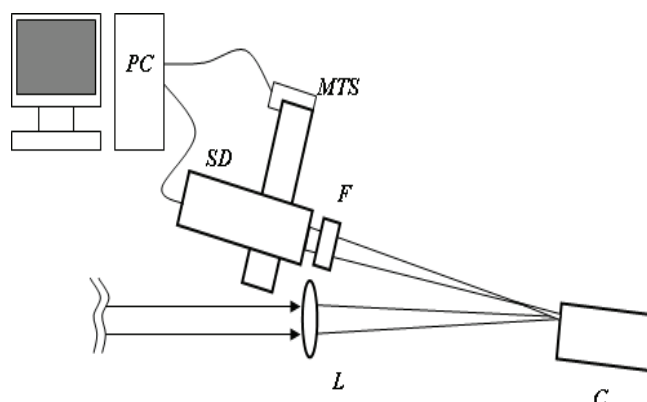


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Излучение от фемтосекундной системы, пройдя линзу  $L$  (рис. 1) с фокусным расстоянием 51 см, попадало на переднюю грань кристалла фтористого лития  $C$ . Чтобы избежать влияния излучения, отраженного от задней грани, кристалл был наклонен относительно падающего луча (угол падения составлял  $5,5^\circ$ ), а область взаимодействия была максимально приближена к матовой боковой грани кристалла. Фо-

кальная плоскость линзы была расположена на расстоянии 6 см за передней гранью кристалла. Плотность мощности была близка к энергии пробоя, но не превышала ее, и составляла  $4 \text{ ТВт/см}^2$ .

Отраженное от кристалла излучение проходило через фильтры УФС1  $F$  суммарной толщиной 10 мм. За фильтрами на линейный транслятор с шаговым двигателем  $MTS$  был установлен спектрограф  $ASP100 SD$ . Работа шагового двигателя линейного транслятора и спектрографа управлялись при помощи компьютера  $PC$ . Ширина входной щели спектрометра составляла 12 мкм, и с помощью линейного транслятора можно было провести сканирование с шагом 250 мкм в плоскости падения, получив сечение пространственного распределения отраженного пучка.

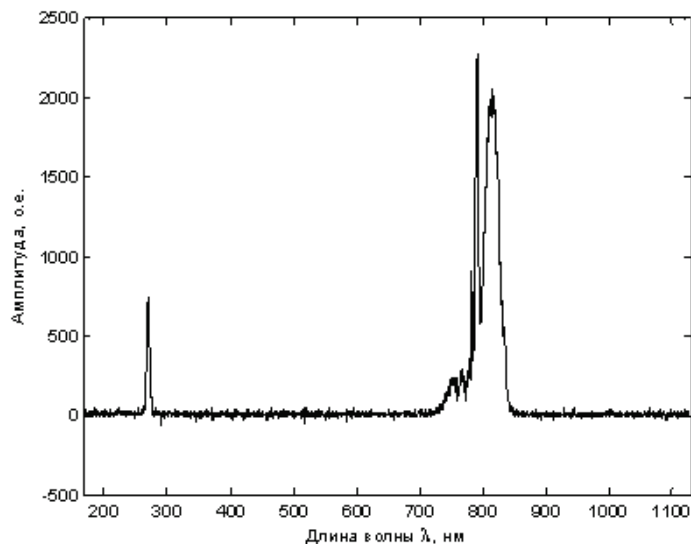


Рис. 2. Спектр отраженного излучения после прохождения фильтров УФС

На рис. 2 представлен спектр излучения, отраженного от передней грани кристалла  $\text{LiF}$  в центре пучка, на утроенной частоте (расстояние по оси  $x$  равно 4,75 мм).

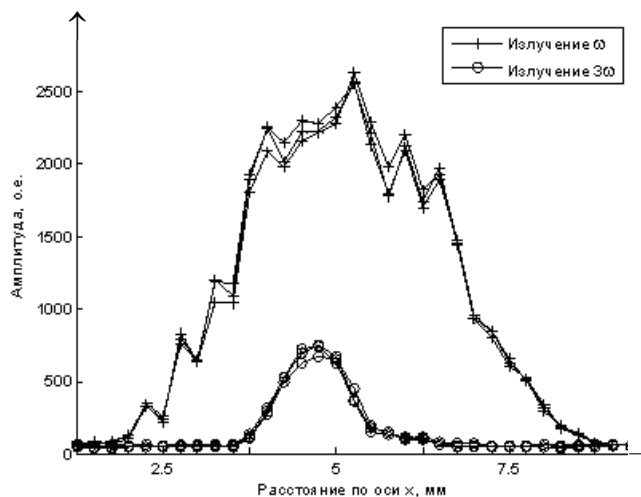


Рис. 3. Сечение пространственного распределения отраженного излучения в плоскости падения

На рис. 3 представлено сечение пространственного распределения излучения, отраженного от кристалла  $\text{LiF}$ , в плоскости падения, которое было получено сканированием отраженного пятна щелью спектрометра. Для излучения основной частоты и утроенной частоты представлены по три экспериментальных кривые, хорошо согласующиеся между собой. Отклонение от гауссовского распределения, хорошо видное для основной гармоники, следует отнести к имеющимся дефектам на использованных нами фильтрах. Как видно из рисунка, пятно отраженного на утроенной частоте излучения примерно в три раза уже пятна отраженного излучения основной частоты по полувысоте сигнала ( $\text{FWHM}$ ). Это связано с меньшей длиной волны сгенерированного при отражении излучения на утроенной частоте и с тем, что размер области генерации меньше размера взаимодействия, так как эффект является нелинейным.

Учитывая пропускание УФС-фильтров, можно сказать, что эффективность генерации излучения на утроенной частоте при отражении фемтосекундного лазерного пучка по энергии составляла значение порядка  $10^{-4}$  относительно падающего излучения.

### Теоретическое обоснование результатов

В работах [4–6] были получены соотношения, связывающие параметры поля отраженного излучения с характеристиками падающего на нелинейный диэлектрик света, спектр которого может занимать значительную часть диапазона прозрачности диэлектрической среды, для случая нормального падения плоской поперечно однородной волны. Особенностью этих работ было использование непосредственно полевых уравнений при выводе зависимостей, а не уравнений для огибающих, которые становятся неприменимыми в случае лазерных импульсов с широким временным спектром, в том числе содержащих малое число колебаний. В работе [7] также на основе полевых уравнений были получены аналоги формул Френеля для случая отражения от нелинейного диэлектрика поперечно слабонеоднородной (параксиальной) волны со сверхшироким временным спектром.

В работе [7] была выведена зависимость пространственно-временного спектра светового импульса, отраженного от диэлектрической среды с нерезонансной дисперсией и нелинейностью, от параметров пространственно-временного спектра падающего параксиального пучка, временной спектр которого рассматривается сверхшироким, вида

$$G_{ref}(\omega, k_x, k_y) = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left( 1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_{inc} - \frac{gcS}{3(n_1 + n_2)}, \quad (1)$$

где  $G_{inc}$  и  $G_{ref}$  – пространственно-временные спектры падающего и отраженного излучения соответственно,  $n_1(\omega)$  и  $n_2(\omega)$  – линейные показатели преломления граничащих сред, для которых зависимость от частоты имеет вид

$$\begin{cases} n_i(\omega) = N_i + \Delta n_i(\omega), \\ \Delta n_i(\omega) = ca_i \omega^2 - c \frac{b_i}{\omega^2}, \end{cases}$$

$N_i$ ,  $a_i$ ,  $b_i$  – константы, характеризующие нерезонансную дисперсию линейного показателя преломления среды,  $g = 2\tilde{n}_2 / c$  описывает безынерционную нелинейность поляризационного отклика среды,  $\tilde{n}_2$  – коэффициент нелинейного показателя преломления среды по квадрату поля,  $c$  – скорость света в воздухе,

$$\begin{aligned} S(\omega, k_x, k_y) &= \int \int \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}^3(t, x, y) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^6} \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) G_{inc}(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ &\quad \times G_{inc}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y, \end{aligned}$$

$E_{inc}$  – напряженность электрического поля падающей волны.

Пусть поле падающего излучения имеет вид

$$E_{inc}(t, x, y) = E_0 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\rho_0}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{y}{\rho_0}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0 t), \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – поперечный размер пучка,  $\tau_0$  – длительность импульса, предполагаемая немногим большей центральной периода колебаний  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ ,  $\omega_0$  – центральная частота,  $E_0$  – амплитуда. Соответственно, спектр падающего импульса (2) имеет вид

$$G_{inc}(\omega, k_x, k_y) = G_0 e^{-\left(\frac{\rho_0 k_x}{2}\right)^2} e^{-\left(\frac{\rho_0 k_y}{2}\right)^2} \left[ e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega + \omega_0)}{2}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega - \omega_0)}{2}\right)^2} \right], \quad (3)$$

где  $\tilde{G}_{inc} = \frac{E_0}{2i} \tau_0 \rho_0^2 \pi^{3/2}$ . Тогда согласно (1) спектр импульса, отраженного на утроенной частоте, имеет вид

$$G_{3\omega_0}(\omega, k_x, k_y) = -\frac{gcS}{3(n_1 + n_2)} = \frac{F}{n_1 + n_2} \times \tilde{G}_{3\omega_0} e^{-\left(\frac{\rho_0 k_x}{\sqrt{3} \cdot 2}\right)^2} e^{-\left(\frac{\rho_0 k_y}{\sqrt{3} \cdot 2}\right)^2} \left( e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega + 3\omega_0)}{\sqrt{3} \cdot 2}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega - 3\omega_0)}{\sqrt{3} \cdot 2}\right)^2} \right), \quad (4)$$

где  $\tilde{G}_{3\omega_0} = \frac{\tilde{G}_{inc}}{4 \cdot 3\sqrt{3}}$ ,  $F = \frac{g}{3} c E_0^2 = \frac{2}{3} \tilde{n}_2 I$  описывает нелинейность отражающей среды (здесь  $I$  – интенсивность падающего излучения).

Коэффициент  $F$  формулы (4) при указанных параметрах эксперимента ( $I = 4 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) для кристалла LiF ( $N_2 = 1,3871$ ,  $a_2 = 1,94 \cdot 10^{-44}$  с<sup>3</sup>/см,  $b_2 = 3,94 \cdot 10^{-17}$  (с·см)<sup>-1</sup> и  $\tilde{n}_2 = 9 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>/Вт) равен  $2,4 \cdot 10^{-4}$ , из чего можно сделать вывод о высокой степени совпадения полученных в настоящей работе результатов эксперимента и результатов теории, построенной нами в [7].

### Заключение

Эффективность генерации излучения на утроенной частоте при отражении фемтосекундного импульса с плотностью мощности 4 ТВт/см<sup>2</sup> и длительностью 40 фс от нелинейного кристалла LiF составляет величину порядка  $10^{-4}$  относительно падающего излучения. Это означает, что эффективной может оказаться и генерация излучения на комбинационных частотах при одновременном отражении двух фемтосекундных импульсов разной частоты, рассмотренном в [7]. Следовательно, возможно предсказанное в [7] получение отраженных импульсов на новых частотах, причем существенно меньшей длительности, чем у импульсов падающего излучения.

Работа поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы» (грант РНП 2.1.1.4923) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант 08-02-00902), а также грантом Российской научной школы НШ-5707.2010.2.

### Литература

1. Liipke G., Bottomley D.J., and van Driel H.M. Second- and third-harmonic generation from cubic centrosymmetric crystals with vicinal faces: phenomenological theory and experiment // J. Opt. Soc. Am. B. – 1994. – Vol. 11. – №1. – P. 33–44.
2. Tsang T. Reflected optical harmonics from dielectric mirrors // App. Optics. – 1994. – Vol. 33. – № 33. – P. 7720–7724.
3. Беспалов В.Г., Киселев В.М., Кисляков И.М. и др. Антистоксовый самосдвиг и уширение спектра излучения фемтосекундного лазера в сильно поглощающей среде // Опт. и спектр. – 2009. – Т. 106. – №4. – С. 670–679.
4. Украинский А.О. Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург (2003).
5. Розанов Н.Н. Отражение сверхкоротких импульсов от границы среды Друде–Лоренца // Опт. и спектр. – 2003. – Т. 94. – № 3. – С. 449–452.
6. Ястребова Н.В., Шполянский Ю.А., Козлов С.А. Нелинейное отражение импульсов из малого числа колебаний светового поля от просветленной границы раздела сред // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71. – № 6. – С. 78–83.
7. Мохнатова О.А., Козлов С.А. Нелинейное отражение фемтосекундного лазерного суперконтинуума. // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 13. – В. 2. – С. 260–270.
8. Мохнатова О.А., Берковский А.Н., Козлов С.А. Нелинейное параксиальное отражение от диэлектриков импульсов из малого числа колебаний светового поля // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2006. – В. 34. – С. 8–13.

- Мохнатова Ольга Александровна** – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, аспирант, o.mokhnatova@mail.ru
- Козлов Сергей Аркадьевич** – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, доктор физ.-мат. наук, профессор, декан, kozlov@mail.ifmo.ru
- Беспалов Виктор Георгиевич** – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, доктор физ.-мат. наук, профессор, victorbepaloff@gmail.com
- Путилин Сергей Эдуардович** – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат физ.-мат. наук, ст. научный сотрудник, seputilin@yandex.ru