

# ОПТИКА И КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 535.015

## ДИСПЕРСИОННОЕ РАСПЛЫВАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СО СКОШЕННЫМ ФРОНТОМ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2011 г.

*Е.А. Машкович, М.И. Бакунов*

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

eamashkovich@gmail.com

*Поступила в редакцию 25.04.2011*

Применительно к задачам генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах исследовано искажение формы лазерного импульса со скошенным, по отношению к фазовым фронтам, фронтом интенсивности при его распространении в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{GaAs}$ . Расчеты проведены для перспективной схемы, в которой скос импульса создается с помощью пропускающей дифракционной решетки, расположенной на входной грани кристалла. Показано, что в  $\text{LiNbO}_3$  импульс расплывается, в основном, вследствие угловой дисперсии (из-за отличия в направлениях распространения различных частотных компонент импульса), а в  $\text{GaAs}$  – из-за материальной дисперсии среды. Даны рекомендации по выбору оптимальных (с точки зрения эффективности оптико-терагерцового преобразования) параметров дифракционной решетки и лазерного импульса.

*Ключевые слова:* ультракороткие лазерные импульсы, генерация терагерцового излучения, угловая дисперсия, электрооптические кристаллы.

### Введение

Оптическое выпрямление ультракоротких лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах – метод, обеспечивающий рекордные на сегодня значения эффективности оптико-терагерцового преобразования, до 0.1% [1]. В этом методе, предложенном в работе [2], используются лазерные импульсы, у которых фронт интенсивности скошен под определенным углом  $\alpha$  по отношению к фазовым фронтам. Импульс распространяется в электрооптическом кристалле с групповой скоростью  $V$  вдоль нормали к фазовым фронтам. При этом проекция групповой скорости на направление, перпендикулярное фронту интенсивности  $V\cos\alpha$ , может быть сделана равной фазовой скорости терагерцовой волны нужной частоты за счет выбора угла скоса  $\alpha$ . Тем самым достигается фазовый синхронизм с квазиплоской терагерцовой волной нужной частоты, распространяющейся вдоль нормали к фронту интенсивности лазерного импульса. Применение данного метода позволяет преодолеть значительную фазовую расстройку между оптическим импульсом накачки и терагерцовыми волнами в кристаллах с высокой нелинейностью, такими как  $\text{LiNbO}_3$ .

Недостатком лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности является их быстрое (при больших углах скоса) расплывание вследствие угловой дисперсии. Действительно, само получение скошенных импульсов основано на использовании оптических элементов (дифракционных решеток или призм), обладающих угловой дисперсией [3]. В результате воздействия такого элемента на исходный лазерный импульс различные частотные компоненты импульса оказываются распространяющимися в нескольких различных направлениях, что и приводит к последующему расплыванию импульса.

Еще одним фактором, который приводит к расплыванию лазерного импульса накачки в электрооптических кристаллах и, как следствие, к снижению эффективности оптико-терагерцового преобразования, является материальная дисперсия кристалла. Данный фактор может становиться определяющим в кристаллах с небольшой расстройкой между групповой скоростью оптического импульса и фазовой скоростью терагерцовых волн. В таких кристаллах для достижения фазового синхронизма достаточно небольшого угла скоса оптического импульса и, следовательно, влияние угловой дисперсии менее существенно.

В настоящей работе исследовано искажение формы ультракороткого оптического импульса под влиянием факторов угловой и материальной дисперсии для недавно предложенной схемы оптико-терагерцового преобразования, в которой скос импульса создается с помощью пропускательной дифракционной решетки, расположенной непосредственно на входной грани электрооптического кристалла [4, 5]. Конкретные расчеты проведены для двух практически важных ситуаций оптико-терагерцового преобразования – наиболее часто используемого в экспериментах преобразования импульсов титан-сапфирового лазера (с центральной длиной волны  $\lambda_0 \approx 0.8$  мкм) в кристалле стехиометрического  $\text{LiNbO}_3$  и перспективного случая преобразования импульсов с  $\lambda_0 \approx 1.8$  мкм в кристалле GaAs [6].

Расплывание оптических импульсов со скошенным фронтом интенсивности под действием угловой дисперсии исследовалось ранее приближенными методами – на основе интеграла Френеля [7, 8] и с помощью расширенного метода матричной оптики (Q-matrix formalism) [9]. Расчёты проводились с учётом дисперсионных эффектов только первого порядка. В настоящей работе проводятся точные расчеты на основе фурье-метода.

### Постановка задачи. Метод решения

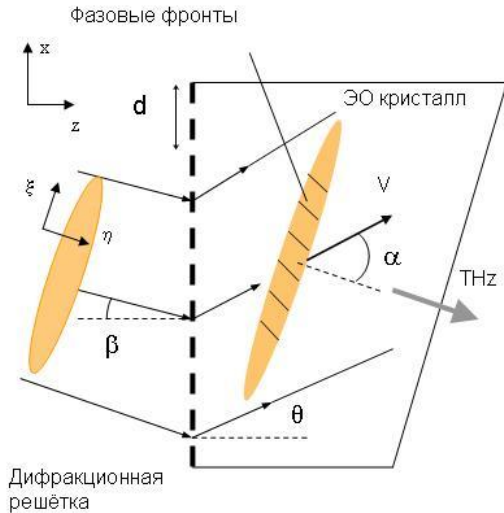


Рис.1. Схема генерации терагерцового излучения импульсом со скошенным фронтом интенсивности

Рассматриваемая схема оптико-терагерцового преобразования представлена на рис. 1. Ультракороткий лазерный импульс падает из вакуума под углом  $\beta$  на дифракционную решетку

с периодом  $d$ , нанесенную на входную грань электрооптического кристалла.

Пусть падающий на решетку импульс имеет центральную частоту  $\omega_0$ , огибающую  $F(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$ , где  $\tau$  – длительность импульса, и поперечный профиль  $G(\xi) = \exp(-\xi^2/l_\perp^2)$ , где  $l_\perp$  – ширина лазерного пучка. Представим этот импульс в виде интеграла Фурье по частоте  $\omega$  и поперечному волновому числу  $g$

$$E_i(x, z, t) = \iint e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{4}} e^{\frac{-g^2 l_\perp^2}{4}} e^{i\omega t - ik_x x + ik_z z} d\omega dg, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} k_x &= g \cos \beta - \sqrt{\omega^2/c^2 - g^2} \sin \beta, \\ k_z &= g \sin \beta - \sqrt{\omega^2/c^2 - g^2} \cos \beta \end{aligned} \quad (3)$$

– проекции волновых векторов на оси  $x$  и  $z$  соответственно.

При расчете прошедшего через решетку импульса ограничимся рассмотрением первого порядка дифракции. При этом согласно формуле решетки компонента волнового вектора  $k_x$  изменяется после прохождения решетки на величину  $2\pi/d$ , а дифрагированный импульс может быть записан в виде

$$E(x, z, t) = \iint e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{4}} e^{\frac{-g^2 l_\perp^2}{4}} e^{i\omega t - iK_x x - iK_z z} d\omega dg, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} K_x &= k_x - 2\pi/d, \\ K_z &= \sqrt{n\omega^2/c^2 - K_x^2} \end{aligned} \quad (5)$$

– проекции волновых векторов дифрагированного импульса, а  $n(\omega)$  – показатель преломления среды (кристалла) за решеткой. Проведём замену переменных интегрирования  $\omega, g$  на  $K_x, K_z$ . Тогда для дифрагированного импульса окончательно получим

$$E(x, z, t) = \iint e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{4}} e^{\frac{-g^2 l_\perp^2}{4}} e^{i\omega t - iK_x x - iK_z z} \left| \frac{D(\omega, g)}{D(K_x, K_z)} \right| dK_x dK_z. \quad (6)$$

Зависимости  $\omega = \omega(K_x, K_z)$  и  $g = g(K_x, K_z)$  в формуле (6) находятся из (5). Для описания дисперсии показателя преломления  $n$  будем использовать формулу Селлмейера [10]

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E} \quad (7)$$

со своим набором эмпирических коэффициентов  $A, B, C, D, E$  для каждого из кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{GaAs}$  [10]. Для вычисления интеграла (6) будем использовать метод быстрого преобразования Фурье.

### Результаты и их обсуждение

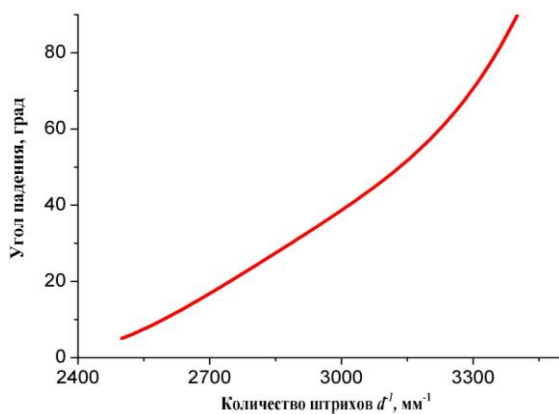


Рис. 2. Связь угла падения с периодом решетки при фиксированном угле скоса  $\alpha=63.7^\circ$  в кристалле  $\text{LiNbO}_3$

Минимальный угол скоса, необходимый для достижения синхронизма с терагерцовой волной, определяется отношением индекса группового запаздывания оптического импульса  $n_g$  и предельного (при  $\omega \rightarrow 0$ ) показателя преломления терагерцовых волн  $\sqrt{\epsilon_0}$  [11]

$$\alpha_0 = \arccos(n_g / \sqrt{\epsilon_0}).$$

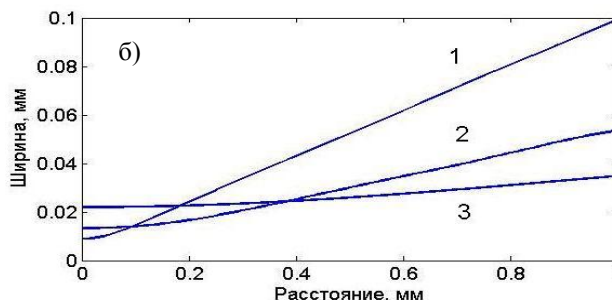
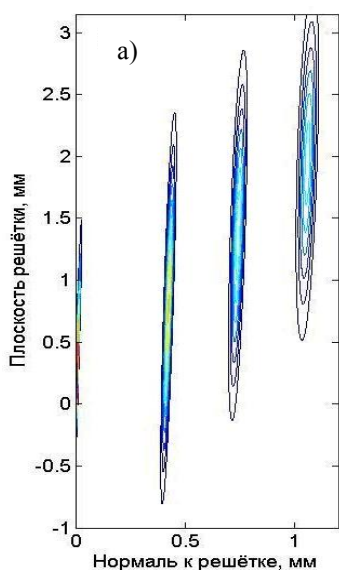


Рис. 3. (а) Моментальные снимки для  $\tau = 100$  фс и (б) зависимость ширины импульса от расстояния для  $\tau = 50$  фс, 100 фс и 200 фс (кривые 1, 2, 3 соответственно) при распространении в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\lambda_0=0.8$  мкм,  $\alpha=63.7^\circ$ ,  $d=0.4$  мкм и  $\beta=5^\circ$

В кристалле  $\text{LiNbO}_3$  при накачке импульсами титан-сапфирового лазера (длина волны 0.8 мкм)  $\alpha_0 = 62.7^\circ$ , в кристалле  $\text{GaAs}$  при накачке на длине волны 1.8 мкм  $\alpha_0 = 13^\circ$ .

В работе [6] в пренебрежении расплыванием оптического импульса накачки было показано, что величина отстройки от синхронизма  $|\alpha - \alpha_0|$  определяет оптимальную для оптико-терагерцовой конверсии длину электрооптического кристалла. Чем меньше отстройка, тем больше эффективность оптико-терагерцовой конверсии и тем больше оптимальная длина кристалла. В реальной ситуации максимальная длина кристалла ограничена расплыванием импульса. При отстройке от синхронизма около  $1^\circ$  оптимальная длина кристалла составляет 1 мм для случая  $\text{LiNbO}_3$  и 10 мм для случая  $\text{GaAs}$ . Таким образом, желательно обеспечить отсутствие заметного расплывания импульса накачки на этих длинах.

При расчете дифрагированного импульса по формуле (6) его угол скоса находится численно как угол между нормалью к фронту интенсивности и направлением распространения центральной частотной составляющей импульса  $\omega_0$ . На рис. 2 приведена связь  $d$  и  $\beta$ , обеспечивающих фиксированную отстройку  $\alpha - \alpha_0 = 1^\circ$  для случая  $\text{LiNbO}_3$ . Широкий диапазон значений  $d$  и  $\beta$  позволяет подстроить параметры схемы под конкретную экспериментальную установку. Для получения требуемого угла скоса  $\alpha$  в эксперименте наиболее практичным является подбор угла падения импульса на решетку  $\beta$  при фиксированном периоде решетки  $d$ .

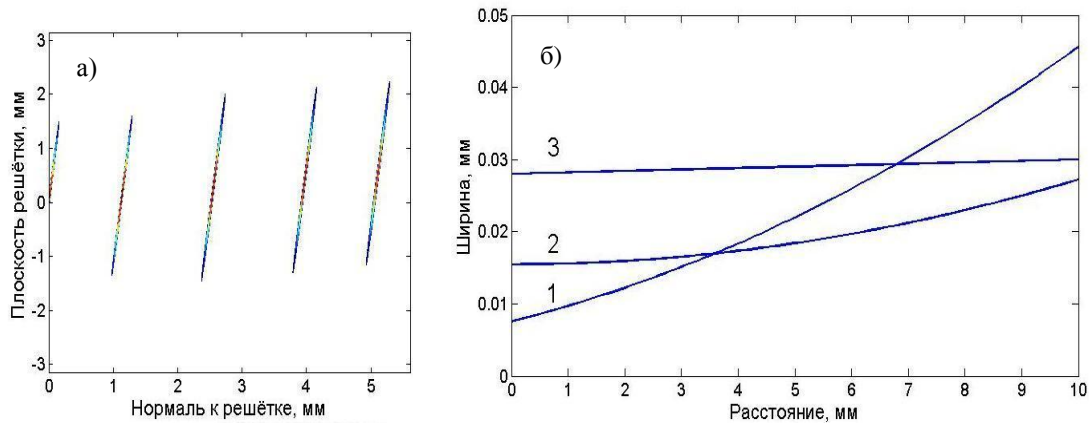


Рис. 4. (а) Моментальные снимки для  $\tau = 100$  фс и (б) зависимость ширины импульса от расстояния для  $\tau = 50$  фс, 100 фс и 200 фс (кривые 1, 2, 3 соответственно) при распространении в кристалле GaAs,  $\lambda_0 = 1.8$  мкм,  $\alpha = 14^\circ$ ,  $d = 2.5$  мкм и  $\beta = 22^\circ$

На рис. 3а и 4а приведены моментальные снимки импульса при распространении в кристаллах LiNbO<sub>3</sub> и GaAs соответственно для длительности падающего импульса  $\tau = 100$  фс. Первый снимок из серии соответствует моменту времени, когда половина импульса прошла через решетку. На следующих снимках показано его распространение в кристалле от дифракционной решетки в фиксированные моменты времени. Плоскость решетки совпадает с осью ординат. Из рис. 3а и 4а видно, что импульс испытывает расплывание как в продольном, так и в поперечном направлениях.

На рис. 3б и 4б показана зависимость ширины импульса (на уровне 0.5 в направлении нормали к фронту интенсивности) от пройденного импульсом расстояния в кристалле. Кривые 1, 2 и 3 на графиках соответствуют длительности падающего импульса 50, 100 и 200 фс. Из рисунков видно, что импульс в кристалле LiNbO<sub>3</sub> расплывается значительно сильнее, чем в GaAs. Введём длину дисперсионного расплывания как расстояние, на котором ширина импульса увеличивается в два раза по сравнению с начальной шириной импульса после решетки. Для длительности падающего импульса 50 фс длина дисперсионного расплывания составляет 150 мкм в LiNbO<sub>3</sub> и 3 мм в GaAs. Малое значение длины дисперсионного расплывания в LiNbO<sub>3</sub> связано с сильной угловой дисперсией. Использование импульсов большей длительности приводит к увеличению длины дисперсионного расплывания. Однако при этом пропадают высокочастотные составляющие спектра, участвующие в нелинейном преобразовании (терагерцовой генерации), и эффективность

нелинейного преобразования уменьшается. Для обеспечения эффективной терагерцовой генерации необходимо выбирать такую длительность падающего импульса, при которой длина дисперсионного расплывания равна оптимальной длине кристалла [6]. Для кристаллов LiNbO<sub>3</sub> и GaAs такая оптимальная длительность импульса составляет 200 и 100 фс соответственно (кривые 3 и 2 на рис. 3б и 4б соответственно).

### Заключение

Проведён точный расчёт расплывания оптического импульса со скошенным фронтом интенсивности при его распространении в электрооптическом кристалле в схеме с дифракционной решеткой, нанесённой на входную грань кристалла. Найдена связь угла падения и периода дифракционной решетки, обеспечивающая определенный угол скоса. Построены моментальные снимки оптического поля импульса в кристаллах LiNbO<sub>3</sub> и GaAs. Показано, что в LiNbO<sub>3</sub> импульс расплывается, в основном, вследствие угловой дисперсии, а в GaAs – из-за материальной дисперсии среды. Выяснено, что для эффективной терагерцовой генерации в LiNbO<sub>3</sub> импульсами титан-сапфирового лазера (длина волны 0.8 мкм) оптимальная длительность импульса составляет 200 фс, а при накачке GaAs на длине волны 1.8 мкм – 100 фс.

### Список литературы

1. Stepanov A.G., Bonacina L., Chekalin S.V., Wolf J.-P. // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 2497-2499.

2. Hebling J., Almási G., Kozma I.Z., Kuhl J. // *Opt. Express*. 2002. V. 10. P. 1161–1166.
3. Torres J.P., Hendrych M., Valencia A. // *Adv. Opt. Photon.* 2010. V. 2. P. 319–369.
4. Pálfalvi L., Fülöp J.A., Almási G., Hebling J. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. 171107.
5. Fülöp J.A., Pálfalvi L., Almási G., Hebling J. // *Opt. Express*. 2010. V. 18. P. 12311–12327.
6. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Mashkovich E.A. // *Proc. SPIE*. 2011. V. 7917. P. 79170J-1.
7. Martínez O.E. // *Opt. Commun.* 1986. V. 59. P. 229–232.
8. Martínez O.E. // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1986. V. 3. P. 929–934.
9. Akturk S., Gu X., Trebino R. // *Opt. Express*. 2005. V. 13. P. 8642–8661.
10. Ghosh G. *Handbook of thermo-optic coefficients of optical materials with applications*. Academic Press. 1998. 337 p.
11. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev M.V. // *J. Appl.* 2008. V. 104. P. 073105.

## DISPERSION SPREADING OF ULTRASHORT LASER PULSE WITH A TILTED INTENSITY FRONT

*E.A. Mashkovich., M.I. Bakunov*

In relation to the problems of terahertz generation, we study the distortion of an ultrashort laser pulse with a tilted intensity front propagating in LiNbO<sub>3</sub> and GaAs crystals. Calculations are carried out for an advanced scheme in which the tilt of the pulse front is created by a diffraction grating located on the input surface of the crystal. It is shown that in LiNbO<sub>3</sub> the pulse is spread mainly by angular dispersion (due to the difference between directions of propagation of different pulse spectral components), while in GaAs it is spread by material dispersion of the medium. Recommendations for choosing optimal (in terms of optics-to-THz conversion efficiency) parameters of the grating and of the laser pulse are given.

*Keywords:* ultrashort laser pulses, terahertz generation, angular dispersion, electro-optic crystals.