

УДК 621.373

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕРХУШИРЕННОГО СПЕКТРА, СФОРМИРОВАННОГО В ПРОЦЕССЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В КРИСТАЛЛЕ GaAs

Д.Л. ОГАНЕСЯН¹, В.О. ЧАЛТЫКЯН², А.С. МАРТИРОСЯН²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 18 сентября 2008 г.)

Приведены результаты теоретического исследования процесса формирования сверхуширенного спектра, возникающего в результате взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с изотропной нелинейной средой. Проведено численное интегрирование во времени системы нелинейных уравнений Максвелла конечно-разностным методом. Рассмотрено взаимодействие взаимноортогональных линейно-поляризованных импульсов с равными значениями центральных длин волн 1.98 мкм, равными длительностями 30 фс и равными значениями энергии 30 нДж, распространяющихся вдоль нормали к плоскости <110> в кристалле GaAs толщиной 1 мм. В нелинейной части поляризации среды учтена безынерционная нелинейная восприимчивость второго порядка. Исследован процесс формирования терагерцового импульса, полученного в результате фильтрации сверхуширенного спектра.

За последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в генерации и детектировании когерентного импульсного излучения в диапазоне частот от единиц до десятков ТГц [1-3]. Были исследованы различные материалы для генерации и детектирования терагерцового излучения (ТИ). В настоящее время существуют генераторы ТИ с длительностью импульса около сотни фемтосекунд, шириной спектра 0.2-70 ТГц и эффективностью преобразования энергии до 10^{-6} [1,2]. Для генерации терагерцового импульсного излучения используются, в частности, нелинейно-оптические кристаллы, где генерация ТГц излучения обусловлена эффектом оптического выпрямления [4]. Для детектирования когерентного фемтосекундного терагерцового излучения было предложено использовать электрооптический эффект в нелинейных кристаллах [5,6]. Для генерации ТИ используется изотропный кристалл GaAs, имеющий полосу прозрачности 0.9-17 мкм и коэффициент поглощения менее 5 см^{-1} в частотном диапазоне до 3 ТГц [7]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с соответствующими значениями для таких

кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации ТИ. Следует отметить, что длина волны фемтосекундного лазерного импульса накачки должна быть больше 1.75 мкм, так как на данной длине волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение. Следовательно, для генерации ТИ в кристалле GaAs весьма перспективным является использование, в частности, волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм [8].

В данной работе рассмотрено взаимодействие взаимноортогональных линейно-поляризованных импульсов с равными значениями центральных длин волн 1.98 мкм, равными длительностями 30 фс и равными значениями энергии 30 нДж, распространяющихся вдоль нормали к плоскости <110> в кристалле GaAs толщиной 1 мм.

Распространение взаимноортогональных линейно-поляризованных плоских волновых пакетов вдоль оси y , которая совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла GaAs, будем описывать в рамках следующей системы уравнений Максвелла для напряженностей электрического $E_{z,x}$ и магнитного $H_{z,x}$ полей:

$$\begin{aligned}\partial D_z / \partial t &= -\partial H_z / \partial y, \\ \partial H_z / \partial t &= -(1/\mu_0)(\partial E_z / \partial y),\end{aligned}\tag{1}$$

$$\begin{aligned}\partial D_x / \partial t &= \partial H_x / \partial y, \\ \partial H_x / \partial t &= (1/\mu_0)(\partial E_x / \partial y),\end{aligned}\tag{2}$$

где $D_{z,x}$ – компоненты электрической индукции, P_{zL}, P_{xL} – компоненты линейной, а P_{zNL}, P_{xNL} – нелинейной части поляризации среды. Электрические индукции D_z, D_x определяются из материальных уравнений, в которых последовательно учитываются линейная дисперсия, а также нелинейная поляризация среды:

$$D_z = \epsilon_0 E_z + P_{zL} + P_{zNL},\tag{3}$$

$$D_x = \epsilon_0 E_x + P_{xL} + P_{xNL}.\tag{4}$$

При выбранной геометрии нелинейная поляризация среды, обусловленная квадратичной восприимчивостью, в квазистатическом приближении может быть представлена в виде

$$P_{zNL}(t) = \epsilon_0 d_{14} E_x^2(t), \quad P_{xNL}(t) = \epsilon_0 d_{14} E_z(t) E_x(t) \sqrt{2},\tag{5}$$

где $d_{14} = 150 \cdot 10^{-12}$ м/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs. Квазистатическое приближение соответствует мгновенному нелинейному отклику среды и может быть использовано также в инфракрасном диапазоне длин волн [9]. В качестве изотропной нелинейной диспергирующей среды рассматривается кристалл GaAs, который прозрачен в спектральном диапазоне 0.97-17 мкм, а линейная восприимчивость, согласно [7], может быть представлена в виде

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = b_0 + \sum_{i=1}^3 b_i (2\pi c)^2 / (\omega_i^2 - \omega^2), \quad (6)$$

где $b_0 = 4.372514$, $b_1 = 27.83972$, $b_2 = 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2$, $b_3 = 0.00143636$, $\lambda_1 = 0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T$ мкм, $\lambda_2 = 0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2$ мкм, $\lambda_3 = 36.9166 - 0.011622 \Delta T$ мкм, $\lambda_i = 2\pi c / \omega_i$, ΔT – отклонение температуры от комнатной $t = 20^\circ\text{C}$ ($T = 293$ К). В соответствии с (6), линейный отклик среды определяется следующими выражениями для x - и z -поляризации:

$$\begin{aligned} P_{xL,zL}(\omega) &= \varepsilon_0 \left(b_0 + \sum_{i=1}^3 b_i (2\pi c)^2 / (\omega_i^2 - \omega^2) \right) E_{x,z}(\omega) = \\ &= \varepsilon_0 b_0 E_{x,z}(\omega) + P_{1xL,1zL}(\omega) + P_{2xL,2zL}(\omega) + P_{3xL,3zL}(\omega), \end{aligned} \quad (7)$$

где $i = 1, 2, 3$. Уравнения (7) описывают линейные дисперсионные свойства среды в полосе прозрачности в соответствии с классической моделью Лоренца.

Вышеописанная классическая модель взаимодействия взаимноортогональных поляризованных фемтосекундных лазерных импульсов (ФЛИ) с анизотропной диспергирующей нелинейной средой применялась нами для описания процесса параметрической генерации инфракрасного излучения [9]. В настоящей работе данная модель адаптирована и использована для исследования процесса генерации сверхширокого спектра, образующегося при нелинейном взаимодействии взаимноортогонально поляризованных ФЛИ, распространяющихся в кристалле GaAs. При этом рассматривается случай, когда несущие частоты взаимодействующих импульсов одинаковы. При расчетах использована численная схема, аналогичная приведенной в [10], которая ранее была применена нами для описания процесса формирования ИК излучения [11].

Рассмотрим процесс формирования терагерцового импульса, полученного в результате спектральной фильтрации сверхширокого спектра, образовавшегося на выходе нелинейного кристалла. Полоса прозрачности рассматриваемого фильтра находится в частотном диапазоне 10–70 ТГц, что соответствует диапазону длин волн 4.28–30 мкм. Численное моделирование было проведено при следующих начальных условиях:

$$E_{z,x}(t, z=0) = E_{z0,x0} \exp(-t^2/\tau_0^2) \cos(2\pi c t / \lambda_0), \quad (8)$$

где E_{x0} , E_{z0} – начальные значения амплитуд импульсов с взаимноортогональными поляризациями, $\tau_0 = 30$ фс – длительности импульсов, $\lambda_0 = 1.98$ мкм – их центральные длины волн. Длина среды выбиралась равной $L = 1$ мм, а начальные значения амплитуд импульсов $E_{x0} = E_{z0}$. Максимальное значение амплитуды импульсов с x и z -поляризациями выбиралось равным $E_{z0,x0,\max} = 234 \times 10^6$ В/м, что соответствует значениям напряженности электрического поля фемтосекундного импульса волоконно-оптического лазера [8]. Данному максимальному значению напряженности поля соответствует длина пути нелинейного преобразования $L_n = \lambda_0 / 2\gamma \sim 20$ мкм. Согласно численным расчетам, при толщине кристалла больше

77 мкм имеет место генерация терагерцового излучения в условиях отсутствия фазового синхронизма. На рис.1 приведена зависимость нормированной длительности взаимноортогонально поляризованных ФЛИ, определенной на уровне $1/e$, от длины кристалла, полученная в результате численных расчетов. Следует отметить, что при рассматриваемых начальных значениях амплитуды напряженностей полей взаимноортогонально поляризованных ФЛИ и из-за изотропности рассматриваемого кристалла скорость временного расплывания импульсов с изменением длины кристалла практически одинакова для z - и x -поляризованных импульсов.

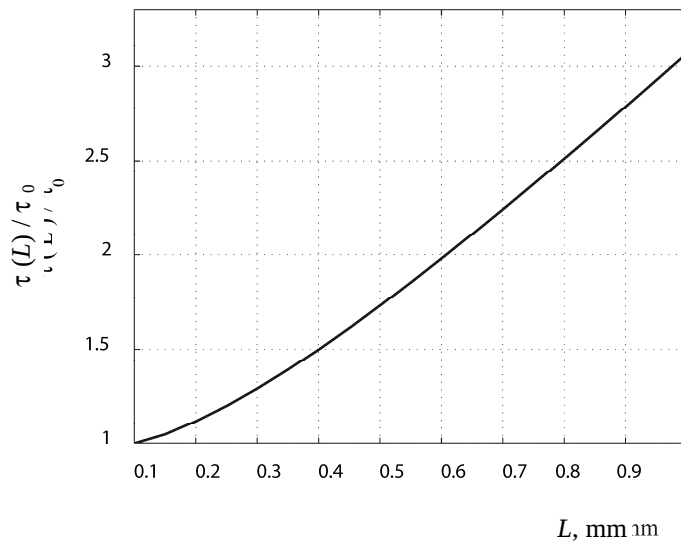


Рис.1. Зависимость длительности взаимноортогонально поляризованных лазерных импульсов от длины кристалла, полученная в результате численных расчетов.

Как видно из рис.1, при длине кристалла 100 мкм длительность лазерного импульса накачки на выходе кристалла примерно такая же, как на входе. В частности, при длине кристалла $L = 1$ мм длительность импульса на выходе кристалла в нашем случае увеличивается в 3.1 раза. На рис.2 приведены временной профиль (а) и спектральная плотность мощности (б) для z -поляризованного импульса на входе кристалла. На рис.2в,г представлены временной профиль и нормированная плотность мощности

$$S_z\left(v = \frac{c}{\lambda}, y = L\right) = 10 \lg \left(\frac{P_z}{P_{z0}} \right) = 10 \lg \left(\frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_z(t, y = L) \exp \left\{ j \frac{2\pi c t}{\lambda} \right\} dt \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_z(t, y = 0) \exp \left\{ j \frac{2\pi c t}{\lambda} \right\} dt \right|^2} \right) \quad (9)$$

для z -поляризованного импульса на выходе кристалла, полученные в результате

численных расчетов при $E_{z0} = E_{z0, \lambda 0, \max}$ и $L = 1$ мм. Длительность лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла, согласно рис.1 и рис.2в, составляет ~ 93 фс. Как видно из рис.2г, на выходе кристалла в спектре ФЛИ в области разностных частот формируется сверхширокое спектральное распределение. На рис.2г показан также вид спектрального окна в частотном диапазоне 10–70 ТГц, с помощью которого производится фильтрация. Следует отметить, что при фильтрации с помощью такого идеализированного математического фильтра фазовое соотношение между спектральными компонентами в области разностных частот в полосе пропускания фильтра остается таким же, каким оно формируется в процессе распространения импульса в кристалле. Полосовые фильтры в спектральном диапазоне 4.28(30 мкм могут быть реализованы на основе многослойных диэлектрических фильтров [12,13]. Очевидно, что при использовании реальных фильтров фазовое соотношение между спектральными компонентами в области разностных частот, попадающих в полосу его пропускания, будет определяться также фазочастотной характеристикой фильтра. Для разделения видимого и ближнего ИК диапазонов спектра от исследуемого инфракрасного диапазона необходимо импульсы с выхода нелинейного кристалла предварительно пропустить через кремниевый или германиевый фильтр [14].

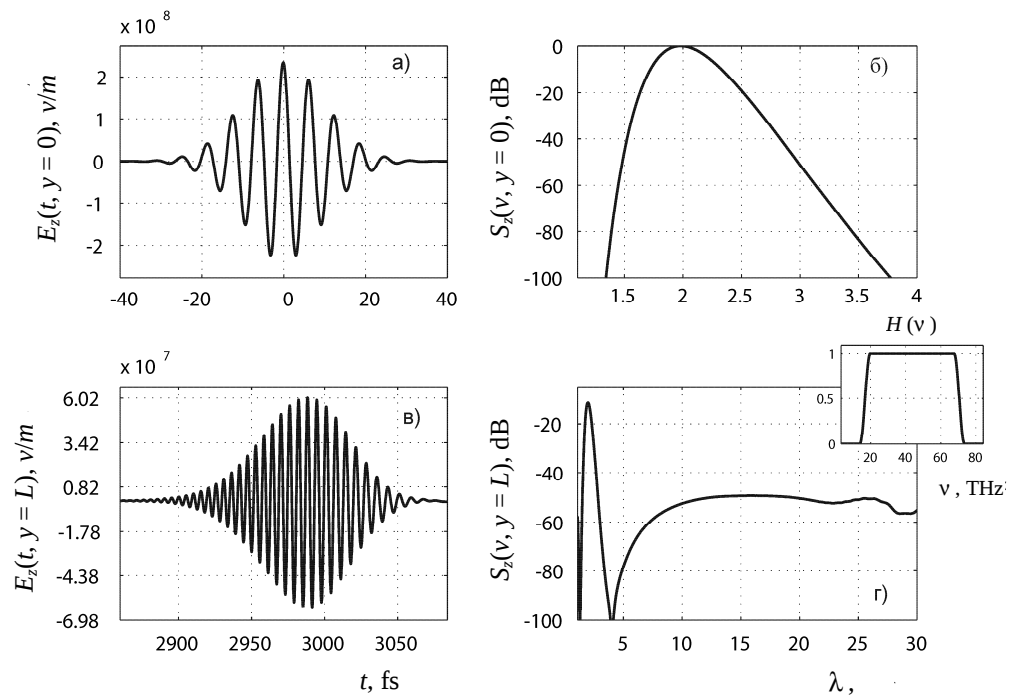
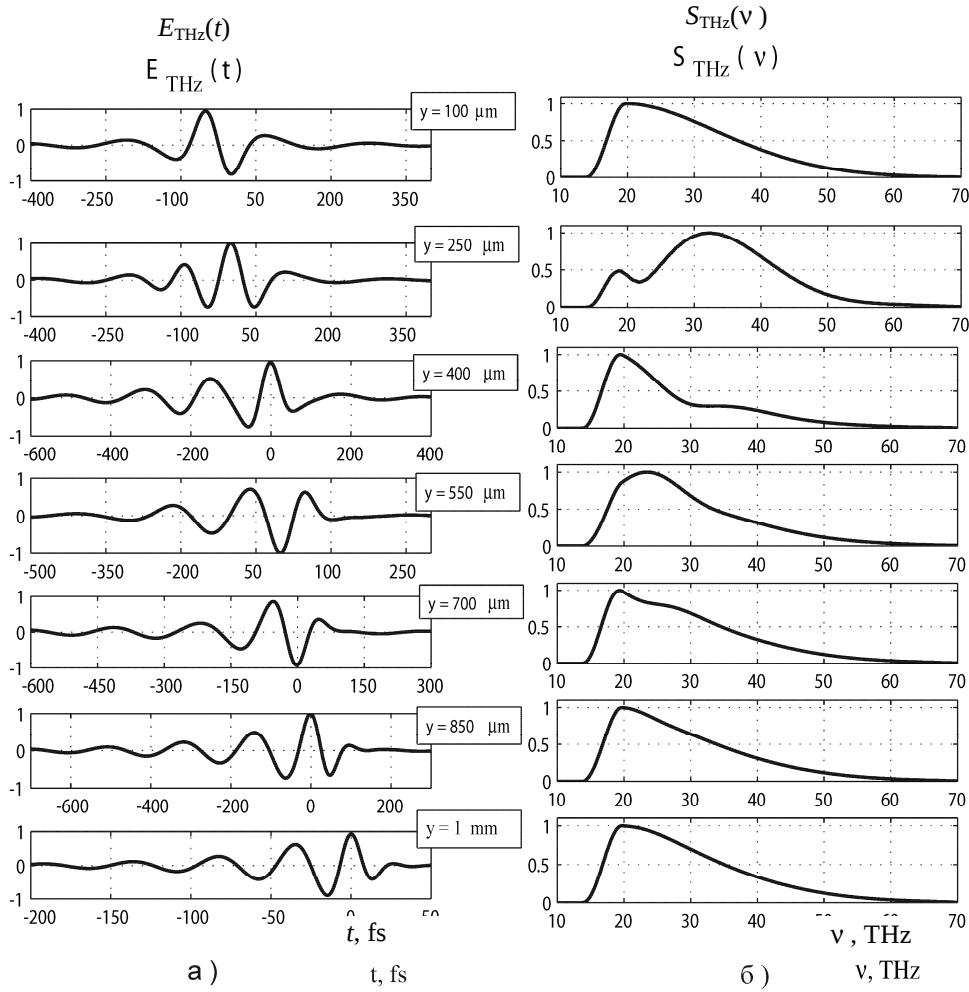


Рис.2. Временной профиль (а) и зависимость плотности мощности (б) для z -поляризованного импульса от длины волны на входе кристалла. Временной профиль (в) и зависимость нормированной плотности мощности для z -поляризованного импульса от длины волны на входе кристалла. На рис.2г показано также спектральное окно в частотном

диапазоне 10–70 ТГц, с помощью которого производится фильтрация образовавшегося суперконтинуума.



терагерцового импульса (б), полученного в результате фильтрации спектрального суперконтинуума, образовавшегося при распространении z -поляризованного импульса в кристалле, при различных значениях длины кристалла.

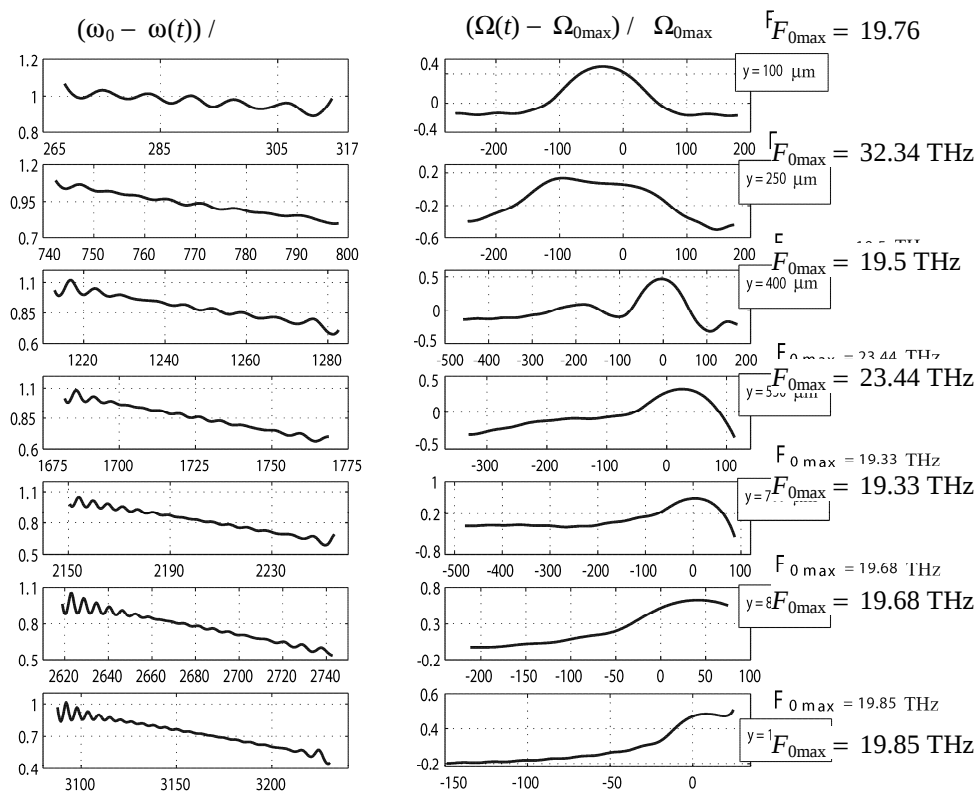
На рис.3 приведены временные профили и зависимости плотности мощности терагерцового импульса, полученного в результате фильтрации сверхширокого спектра, для разных значений толщины кристалла. На рис.4а представлены зависимости нормированного значения текущей частоты для z -поляризованного импульса накачки от текущего времени для разных значений толщины нелинейного кристалла:

$$\varpi(t) = \frac{\omega_0 - \omega(t)}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}. \quad (10)$$

На рис.46 показаны зависимости нормированного значения текущей частоты терагерцового импульса от времени при разных значениях толщины кристалла:

$$\bar{\Omega}(t) = \frac{\Omega(t) - \Omega_{0\max}}{\Omega_{0\max}}, \quad \Omega_{0\max} = \frac{2\pi c}{\Lambda_{0\max}}, \quad (11)$$

где $\Lambda_{0\max}$ – длина волны, соответствующая максимуму спектрального распределения в отфильтрованном спектральном суперконтинууме. Как видно из рис.36 и 46, для длин кристалла 100, 400, 700, 850 мкм и 1 мм в отфильтрованном спектральном суперконтинууме максимум спектрального распределения приходится на частоту терагерцового излучения ~ 19 ТГц (15.8 мкм). При длине кристалла 250 мкм максимум спектрального распределения приходится на частоту терагерцового излучения ~ 32 ТГц (9.4 мкм), а при длине кристалла 550 мкм этот максимум приходится на частоту ~ 23.4 ТГц (12.79 мкм). В соответствии с рис.4а, лазерный импульс в процессе распространения в кристалле, по мере вре



значениях длины нелинейного кристалла; б) Зависимости нормированного значения текущей частоты терагерцового импульса от времени при разных значениях толщины кристалла.

менного дисперсионного расплывания приобретает также частотную модуляцию (положительный чирп), в результате чего длинноволновые компоненты

начинают опережать коротковолновые компоненты. Это, в свою очередь, соответствует области нормальной дисперсии среды. Согласно рис.4а, зависимость текущей частоты для z -поляризованного импульса накачки является линейной функцией времени, которую можно представить в виде

$$\omega(t) = \omega_0 - 2\alpha t. \quad (12)$$

На рис.5 показана зависимость чирпа $\alpha\tau^2$ ($\tau = 2\tau_0\sqrt{\ln 2}$) от длины кристалла. Согласно результатам расчетов, по мере распространения в кристалле спектрально-ограниченный лазерный импульс (8) преобразуется в импульс с линейной частотной модуляцией, знак которого определяется дисперсией среды [15]. Как следует из вышеизложенного, если сформировать лазерный импульс накачки с отрицательным чирпом и подобрать величину чирпа в соответствии с зависимостью $\alpha(y)$, приведенной на рис.5а, а длительность импульса $\tau(y)$ (в соответствии с зависимостью, показанной на рис.1, то в процессе распространения в кристалле данного импульса длительность импульса на выходе кристалла будет определяться полной шириной спектра τ_0 , а скорость изменения частотной модуляции $\alpha(L) = 0$. Это в свою очередь приведет к увеличению эффективности генерации ТГц излучения с высокочастотными спектральными составляющими на выходе нелинейного кристалла.

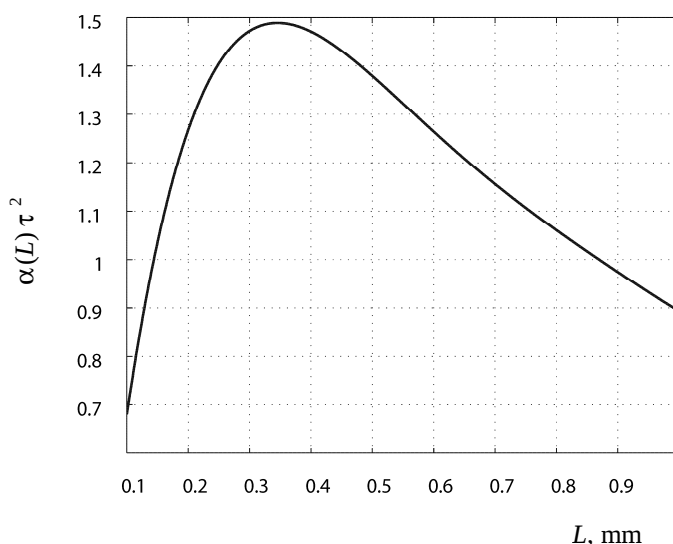


Рис.5. Зависимость чирпа $\alpha\tau^2$ импульса накачки от длины кристалла.

Таким образом, в данной работе приведены результаты теоретического исследования процесса генерации ТИ, полученного при фильтрации сверхширокого спектра, сформированного в процессе распространения ФЛИ в кристалле GaAs. Проведено численное интегрирование по времени системы нелинейных уравнений Максвелла конечно-разностным методом. Рассмотрено взаимодействие взаимноортогональных линейно-поляризованных ФЛИ с

равными значениями центральных длин волн 1.98 мкм, равными длительностями 30 фс и равными значениями энергии 30 нДж, распространяющихся вдоль нормали к плоскости <110> в кристалле GaAs толщиной 1 мм. Показано, что для повышения эффективности генерации ТИ при распространении ФЛИ в кристалле GaAs толщиной L необходимо сформировать лазерный импульс накачки с отрицательным чирпом в соответствии с зависимостью $\alpha(y=L_0)$ (рис.5) и длительностью импульса в соответствии с зависимостью $\tau(y)$ (рис.1). Действительно, при распространении такого ФЛИ в кристалле GaAs толщиной L_0 его длительность на выходе кристалла будет определяться полной шириной спектра, а скорость изменения частотной модуляции станет равной нулю. Это, в свою очередь, приведет к увеличению эффективности генерации ТИ с высокочастотными спектральными составляющими на выходе нелинейного кристалла. Получены зависимости текущей частоты для импульсов накачки от времени при разных значениях длины нелинейного кристалла и длительности импульсов накачки от длины кристалла. Получены также зависимости текущей частоты ТИ от времени при разных значениях длины кристалла.

Работа выполнена в рамках темы 768 Министерства образования и науки Республики Армения и при частичной поддержке грантов INTAS no. 06-1000017-9234 и ANSEF no. PS-opt-1347.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Grischowsky, S.Keiding, M. van Exter, Ch.Fattinger. J. Opt. Soc. Am. B, **7**, 2006 (1990).
2. D.M.Mittleman, M. Gupta, R. Neelmani, et al. Appl. Phys. B, **10**, 1007, (1999).
3. Q.Chen, X.-C.Zhang. Phys. Lett., **74**, 3435 (1999).
4. Y.Ding, I.Zotova. Opt. Quant. Electr., **32**, 531 (2000).
5. Q.Wu, X.-C.Zhang. Appl. Phys. Lett., **67**, 3523 (1995).
6. V.O.Chaltikyan, D.L.Hovhannisyan, E.M.Laziev, A.O.Melikyan, A.O.Vardanyan. Journal of Modern Optics, **53**, 919 (2006).
7. T.Skauli, P.S.Kuo, K.L.Vodopyanov, et al. J. Appl. Phys., **94**, 6447 (2003).
8. G.Imeshev, M.E.Fermann, K.L.Vodopyanov, M.M.Fejer, E.L.Ginzton, X.Yu, J.S.Harris. Optics Express, **14**, 4439 (2006).
9. D.L.Hovhannisyan, K.G.Stepanyan, R.A.Avagyan. Opt. Comm., **245**, 443 (2005).
10. M.Fujii, M.Tahara, I.Sakagami, W.Freude, P.Russer. IEEE Journal of QE, **40**, 175 (2004).
11. D.L.Hovhannisyan, A.O.Vardanyan. J. Lasers in Engineering, **8**, 35 (2008).
12. G.D.Holah. Infrared and Millimeter Waves, vol. **6**, ed. K.J.Button, New York, Academic Press, 1982, p. 305.
13. G.J.Hawkins, R.Hunneman, M.T.Gardner, G.T.Babcock. Infrared Physics & Technology, **39**, 297 (1998).
14. T.Zentgraf, R.Huber, N.C.Nielsen, D.S.Chemla, R.A.Kaindl. Optics Express, **15**, 5775 (2007).
15. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., Наука, 1988.

GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ
ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ԿԱԶՄԱՎՈՐՎԱԾ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՍՈՒՊԵՐԿՈՆՏԻՆՈՒՄԻ
ՖԻԼՏՐՄԱՄԲ ՏԵՂԻ ՈՒՆԵՅՈՂ ՏԵՐԱԶԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ
ՊՐՈՑԵՍԻ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Վ.Ն. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ, Ա.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են իզոտրոպ ոչ գծային միջավայրում տարածվող մի քանի պարբերություն տևողությամբ լազերային իմպուլսների փոխազդեցությունից առաջացող տերահերց ճառագայթման գեներացման պրոցեսի տեսական ուսումնասիրության արդյունքները: Կատարված է Մաքսվելի ոչ գծային հավասարումների համակարգի թվային ինտեգրում ըստ Ժամանակի վերջավոր տարբերությունների եղանակով: Դիտարկված է գծայնորեն փոխադրահայաց բեվեռացված իմպուլսների փոխազդեցությունը, որոնք ունեն 1.98 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարություն, 30 ֆվ տևողություն, 30 նՋ էներգիա և տարածվում են GaAs 1 մմ հաստությամբ բյուրեղում <110> հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Միջավայրի բևեռացվածության ոչ գծային բաղադրիչում հաշվի է առնված երկրորդ կարգի ոչ գծային ընկալունակությունը: Ուսումնասիրված է տերահերցային իմպուլսի՝ ոչ գծային բյուրեղի ելքի սպեկտրում կազմավորվող սուպերկոնտինուումի սպեկտրալ ֆիլտրման միջոցով առաջացման պրոցեսը:

MODELING THE TERAHERTZ RADIATION GENERATION PROCESS, OBTAINED BY
FILTRATION OF SPECTRAL SUPERCONTINUUM, FORMED DURING THE
FEMTOSECOND LASER PULSE PROPAGATION IN GaAs CRYSTAL

D.L. HOVHANNISYAN, V.O. CHALTYKYAN, A.S. MARTIROSYAN

We present the results of theoretical studies of the process of generation of terahertz radiation arising via interaction of few-cycle laser pulses propagating in an isotropic nonlinear medium. Numerical time-integration, by the finite-difference method, of the system of nonlinear Maxwell equations has been performed. We consider the interaction of mutually-orthogonal linearly polarized pulses, both having the central wavelength of 1.98 μm , durations of 30 fs, and the energies of 30 nJ, propagating along the normal to the <110> plane in the 1 mm-thickness GaAs crystal. In the nonlinear part of the medium polarization the without-inertia nonlinear second-order susceptibility is taken into account. The process of formation of a terahertz pulse arising via spectral filtration of supercontinuum formed in the spectra of pump pulses at the output of the nonlinear crystal is studied.