

УДК 621.373

**ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ
КОЛЕБАНИЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В КРИСТАЛЛЕ
GaAs С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ**

А.А. АХУМЯН¹, Г.Д. ОГАНЕСЯН^{2*}

¹Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

²Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: gev199123@ysu.am

(Поступила в редакцию 25 февраля 2013 г.)

Рассмотрен процесс генерации излучения разностной частоты в GaAs с периодической доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной материальной дисперсии. Методом прямых получено численное решение системы связанных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих эволюцию электрического поля лазерного импульса длительностью в несколько колебаний в кристалле GaAs как с периодической, так и с chirпированной доменной структурой. Показано, что применение кристалла GaAs с chirпированной доменной структурой позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного импульсного излучения разностной частоты.

1. Введение

В настоящее время излучение разностной частоты в диапазоне длин волн 4–18 мкм находит широкое применение в спектроскопии и диагностике различных сред, включая биологические объекты, для радиоастрономических измерений, создания новых систем связи, исследований в области аэронавтики и мониторинга окружающей среды. Достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких импульсов в данном диапазоне длин волн оптическими методами, среди которых наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических материалов [1-3].

С целью эффективного преобразования излучения фемтосекундного лазерного импульса в излучение в указанном диапазоне длин волн широкое распространение получили периодические доменные структуры. Наиболее перспективными являются периодически поляризованные кристаллы – сегнетоэлектрики с регулярной одномерной доменной структурой [4,5]. При оптималь-

ном выборе периода и пространственной ориентации периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости на границах разделов доменов создает условия для квази-синхронизма сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. В задачах преобразования широкополосного непрерывного или импульсного излучения разностной частоты широко используются chirпированные доменные структуры [1]. Одним из основных факторов, ограничивающих эффективность преобразования частоты фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле с периодической доменной структурой являются дисперсия групповой скорости и дисперсионное расплывание импульса. Для генерации излучения разностной частоты оптическим методом широко используется изотропный кристалл GaAs с периодической доменной структурой [6-8], имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм и коэффициент поглощения в частотном диапазоне до 3 ТГц менее 5 см⁻¹ [9]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с соответствующими значениями для таких кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации излучения разностной частоты. Отметим, что длина волны фемтосекундного лазерного импульса накачки должна быть больше 1.75 мкм, так как в окрестности данной длины волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение [9]. Следовательно, для генерации излучения разностной частоты в кристалле GaAs одним из перспективных является использование волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм. GaAs – это кубический кристалл, который принадлежит точечной группе $43m$, имеет три отличных от нуля коэффициента нелинейной восприимчивости (d_{14} , d_{25} , d_{36} подобно кристаллам группы $42m$), которые в силу симметрии Клеймана равны между собой.

В настоящей работе исследуется процесс генерации излучения разностной частоты в поле фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs как с периодической, так и chirпированной доменной структурой. А именно, рассматривается процесс генерации разностной частоты, формирующийся при взаимодействии высокочастотной и низкочастотной компонент возбуждающего импульса фемтосекундной длительности, имеющего необходимую ширину спектра.

С целью описания процесса взаимодействия линейно поляризованного лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с периодической и chirпированной доменной структурой, в режиме слабо выраженной материальной дисперсии, используется система нелинейных связанных дифференциальных уравнений в частных производных, применяемая в приближении однонаправленных волн. В ходе численного решения системы нелинейных связанных дифференциальных уравнений в частных производных методом прямых рассчитаны временной профиль и спектр импульсного излучения разностной частоты (ИИРЧ). Получены зависимости мгновенных частот ИИРЧ от времени. Показано, что применение chirпированных доменных структур позволяет управлять законом частотной модуляции широкополосного ИИРЧ. Для иссле-

дования динамической спектрограммы широкополосного ИИРЧ использовано преобразование Вигнера.

2. Отклик квадратично-нелинейной среды с периодической доменной структурой в режиме слабо выраженной материальной дисперсии в приближении однонаправленной волны

Рассмотрим случай, когда линейно поляризованные лазерные импульсы с плоскими волновыми фронтами и с взаимноортогональными плоскостями поляризации E_z и E_y распространяются вдоль оси x , совпадающей с нормалью к плоскости $\langle 110 \rangle$, в изотропном кристалле GaAs. Импульс с y -поляризацией E_y падает на кристалл GaAs, а импульс с z -поляризацией E_z формируется в результате нелинейного взаимодействия y -поляризованного E_y импульса с кристаллом. Соответствующие волновые уравнения для полей E_z и E_y можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 E_{z(y)}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{z(y)}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{L,z(L,y)}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL,z(NL,y)}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $P_{L,z}$ и $P_{L,y}$ – линейные части поляризации среды, $P_{NL,z}$ и $P_{NL,y}$ – нелинейные части поляризации среды. Линейный отклик среды для z - и y -поляризаций определяется следующими выражениями:

$$P_{Lz,Ly}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) E_{y,z}(\omega), \quad (2)$$

где $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды.

Согласно [9], линейная восприимчивость GaAs, в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм, может быть представлена в виде

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

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), n – коэффициент преломления среды.

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

$$\begin{aligned} P_{NL,z}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t), \\ P_{NL,y}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t) \sqrt{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $d_{14} = 150 \times 10^{-12}$ м/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs. Коэффициент тензора d_{14} определяется через соответствующую компоненту тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ как $d_{14} = \chi^{(2)}_{XYZ}/2$, где X , Y и Z – кристаллографические оси кристалла. В выбранной нами лабораторной коорди-

натной системе ось z совпадает с осью Z , а оси X и Y составляют угол 45° с осью y . Рассматривается тип синхронизма при котором полярный угол $\theta = 90^\circ$, а азимутальный угол $\varphi = 45^\circ$.

Рассмотрим случай, когда спектр лазерных импульсов лежит ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. Иначе говоря, с учетом (3) можно сказать, что центральная длина волны взаимодействующих импульсов должна удовлетворять неравенству $0.8746 \text{ мкм} < \lambda_0 < 36.9166 \text{ мкм}$. Как показано в [10], при выполнении данного условия коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (3) в спектральном диапазоне $1.98 \text{ мкм} - 10 \text{ мкм}$, может быть представлен в виде ряда

$$n_{\text{ap}}(\omega, \Delta T) = \alpha(\Delta T) + \beta(\Delta T)c\omega^2 + \gamma(\Delta T)c\omega^4 - \frac{\theta(\Delta T)c}{\omega^2},$$

$$\alpha(\Delta T) = \sqrt{a_0(\Delta T)}, \quad \beta(\Delta T) = \frac{a_1(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \quad (5)$$

$$\gamma(\Delta T) = \frac{a_2(\Delta T)}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}}, \quad \theta(\Delta T) = \frac{a_3}{2c\sqrt{a_0(\Delta T)}},$$

$$\text{где } a_0(\Delta T) = 1 + b_0 + \frac{b_1(2\pi c)^2}{\omega_1^2(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^2(\Delta T)}, \quad (6)$$

$$a_1(\Delta T) = \frac{b_1(2\pi c)^2}{\omega_1^4(\Delta T)} + \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^4(\Delta T)}, \quad a_2(\Delta T) = \frac{b_2(\Delta T)(2\pi c)^2}{\omega_2^6(\Delta T)}, \quad a_3 = b_3(2\pi c)^2.$$

Согласно численным оценкам, учет слагаемых с ω^n , где $n \geq 6$ в спектральном диапазоне $1.98 \text{ мкм} - 10 \text{ мкм}$, является не существенным [10].

В периодических доменных структурах на границах раздела доменов происходит периодическое изменение знака квадратичной восприимчивости, что создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. Периодическое изменение знака коэффициента нелинейной восприимчивости для периодических доменных структур аналитически может быть описано выражением

$$d_{14}(x) = d_{14} \sum_{m=0}^M \frac{\sin(2\pi x[2m+1]/\Lambda)}{(2m+1)} \frac{\sin[\pi(m+1)/M]}{\pi(m+1)/M}, \quad (7)$$

где Λ – значение периода периодической доменной структуры, $m = 0, 1, 2, \dots, M$, M – количество слагаемых в сумме (7). В расчетах количество слагаемых принималось равным 50. Очевидно, что в данном случае нелинейная поляризация среды, обусловленная нелинейной квадратичной восприимчивостью, также будет периодической функцией от координаты: $P_{NL,z}(t, x)$, $P_{NL,y}(t, x)$. Выбор значения периода определяется из условий выполнения законов сохранения энергии и импульса:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{\text{THz}}},$$

$$\frac{n(\lambda_p)}{\lambda_p} = \frac{n(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n(\lambda_{\text{THz}})}{\lambda_{\text{THz}}} + \frac{1}{\Lambda}, \quad (8)$$

где λ_p и λ_s – коротковолновая и длинноволновая спектральные компоненты, в пределах ширины спектра лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, нелинейное взаимодействие которых в квадратичной нелинейной среде может привести к генерации излучения на разностной частоте λ_{THz} . В периодической доменной структуре фазовый квазисинхронизм осуществляется для всех пар коротковолновых и длинноволновых спектральных компонент, для которых выполняются условия (8). При этом, кроме спектральных компонент, находящихся в пределах ширины спектра начального импульса, следует учитывать также и вновь образовавшиеся спектральные компоненты, генерируемые в результате нелинейного взаимодействия начального импульса со средой. В частности, для лазерного импульса с гауссовским временным профилем и длительностью $\tau_0 = 30$ фс на центральной длине волны $\lambda_0 = 1.98$ мкм с шириной спектра $\Delta\nu = \sqrt{2 \ln 2} / \pi \tau_0 = 24.99$ ТГц ($\Delta\lambda = 329$ нм), спектральные компоненты с значениями длин волн от 1.813 мкм до 2.144 мкм находятся в пределах ширины спектра.

На рис. 1a показана зависимость периода Λ от длины волны коротковолнового компонента λ_p для случаев, когда длина волны длинноволновых компонентов удовлетворяет условию $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2), соответственно ($\Delta\lambda = 329$ нм). На рис. 1b показана зависимость значения длины излучения разностной частоты λ_{THz} от длины волны коротковолнового компонента λ_p при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2), соответственно. Кривые, представленные на рис. 1, получены с учетом формул (5) и (8). Известно, что использование chirпированных доменных структур приводит к увеличению полосы квазисинхронизма с некоторым уменьшением эффективности генерации излучения разностной частоты [4,5]. Ниже рассматриваются chirпированные доменные структуры, позволяющие формировать широкополосное излучение разностной частоты. В частности, рассматриваются структуры как с положительным, так и отрицательным пространственными chirпами периодической структуры. Толщина домена рассматриваемых chirпированных сред может быть представлена в виде

$$\Delta_i = \Delta_{\max} - i\delta\Delta, \quad (9)$$

$$\Delta_i = \Delta_{\min} + i\delta\Delta, \quad (10)$$

где $\Delta_{\max}$ и $\Delta_{\min}$ – максимальное и минимальное значение толщины структуры, $i = 0, 1, \dots, 2N$, где N – количество доменов структуры, $\delta\Delta = (\Delta_{\max} - \Delta_{\min})/(N - 1)$. Выражение (9) соответствует среде с отрицательным пространственным chirпом, а (10) – среде с положительным пространственным chirпом.

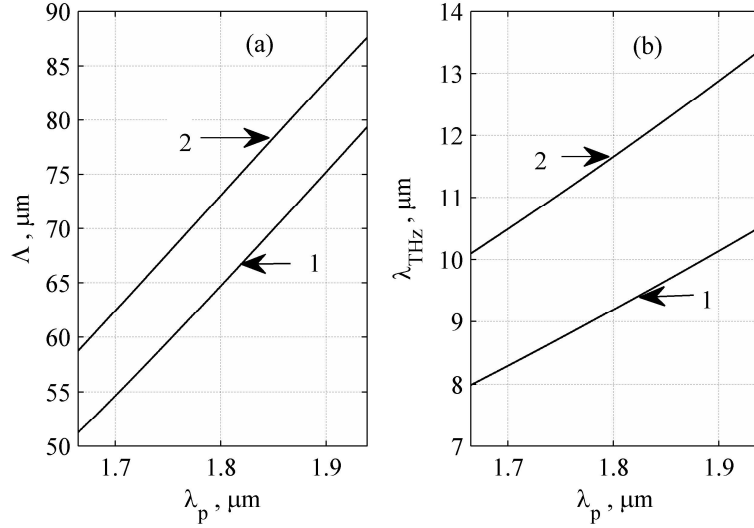


Рис.1. Зависимость периода Λ структуры от длины волны коротковолнового компонента λ_p для случаев, когда длина волны длинноволновых компонентов определяется из условий $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2) (а). Зависимость значения длины излучения разностной частоты λ_{THz} от длины волны коротковолнового компонента λ_p при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2) (б).

Как показано в [10], в приближении однонаправленных волн при взаимодействии лазерного импульса длительностью в несколько колебаний с нелинейной средой в режиме слабо выраженной материальной дисперсии волновые уравнения (1), в нормированном виде с учетом (5), могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial \Phi_z}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_z}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_z}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_z d\eta' + 4\pi C(\xi) \Phi_y \frac{\partial \Phi_y}{\partial \eta} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Phi_y}{\partial \xi} - \frac{\partial^3 \Phi_y}{\partial \eta^3} + A \frac{\partial^5 \Phi_y}{\partial \eta^5} + B \int_{-\infty}^{\eta} \Phi_y d\eta' + 2\sqrt{2}\pi C(\xi) \Phi_z \frac{\partial \Phi_y}{\partial \eta} + 2\sqrt{2}\pi C(\xi) \Phi_y \frac{\partial \Phi_z}{\partial \eta} = 0, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \tau &= t - \frac{\alpha(\Delta T)x}{c}, \quad \eta = 2\pi \frac{\tau}{T_0} = \omega_0 \tau, \quad T_0 = \frac{c}{\lambda_0}, \\ \xi &= x\beta^l(\Delta T) = x\omega_0^3\beta(\Delta T), \quad \Phi_z = E_z/E_{0\max}, \quad \Phi_y = E_y/E_{0\max}, \\ A &= \omega_0^2 \frac{\gamma(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \omega_0^2 \frac{a_2(\Delta T)}{a_1(\Delta T)}, \quad B = \frac{1}{\omega_0^4} \frac{\theta(\Delta T)}{\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^4} \frac{a_3(\Delta T)}{a_1(\Delta T)}, \\ C(\xi) &= \frac{1}{c\omega_0^2} \frac{\tilde{d}_{14}(\xi)}{\alpha(\Delta T)\beta(\Delta T)} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{4\tilde{d}_{14}(\xi)}{a_1(\Delta T)}, \quad \tilde{d}_{14}(\xi) = d_{14}(\xi)E_{0\max}, \end{aligned}$$

$E_{0\max}$ – максимальное значение амплитуды электрического поля. Согласно [10], в уравнениях (11), (12) коэффициент A соответствует отношению длины дисперсионного распывания, обусловленной дисперсией второго порядка, $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (\omega_0^3 a_1(\Delta T))$, к длине дисперсионного распывания, обусловленной дисперсией четвертого порядка, $L_{d4} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (\omega_0^5 a_2(\Delta T))$. Коэффициент B соответствует отношению длины дисперсионного распывания $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (\omega_0^3 a_1(\Delta T))$ к длине дисперсионного распывания, обусловленной ионным линейным поляризационным откликом, $L_i = 2c\omega_0\sqrt{a_0(\Delta T)} / a_3(\Delta T)$. Коэффициент C соответствует отношению длины дисперсионного распывания $L_{d2} = 2c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (\omega_0^3 a_1(\Delta T))$ к характеристической длине нелинейного взаимодействия $L_n = c\sqrt{a_0(\Delta T)} / (2\omega_0 \tilde{d}_{14})$. При $\lambda_0 = 1.98$ мкм и температуре $t = 22^\circ\text{C}$ для кристалла GaAs $L_{d2} = 7.457$ мкм, а $L_{d4} = 2.245$ мм ($A = L_{d4}/L_{d2} = 3.322 \times 10^{-3}$), $L_i = 368.899$ мкм ($B = 0.02$), и для $E_{0\max} = 100$ МВ/м $L_n = 34.62$ мкм, а коэффициент $C = 4.643$. Начальные условия для численного решения системы уравнений (11), (12) выбираются в виде

$$\Phi_y(\xi = 0, \eta) = \Phi_{y0} \exp(-\eta^2 / \tau_p^2) \cos(\eta), \quad \Phi_z(\xi = 0, \eta) = 0, \quad (13)$$

где Φ_{y0} – начальное нормированное значение амплитуды импульса с у-поляризацией, $2\tau_p = 30$ фс – длительность импульса, $\lambda_0 = 1.98$ мкм – центральная длина волны.

Как показано в [10], по мере распространения у-поляризованного лазерного импульса в кристалле формируется z-поляризованный импульс, спектр которого содержит спектральные компоненты на суммарной и разностной частотах, что обусловлено последним слагаемым в (11). При численном моделировании значение периода Λ регулярной доменной структуры выбирается равной $L_S = 10L_{d2} \approx 74.57$ мкм, а длина нелинейного кристалла выбирается равной $10\Lambda \approx 745.7$ мкм. Максимальное значение начальной амплитуды начального лазерного импульса $E_{0\max} = 100$ МВ/м. Таким образом, безразмерный параметр, определяющий величину нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости $d_{14}E_{0\max} = 0.014$, а фазовый набег $(2\pi/\lambda_0)L_S(n_{\text{nonlin}} - n_{\text{lin}}) = 0.701$, что меньше $\pi/4$. Как показано в [8], в рассматриваемом диапазоне длин волн дисперсией нелинейной восприимчивости можно пренебречь.

Выбранному значению периода регулярной доменной структуры Λ , согласно рис.1а, соответствует значение коротковолновой компоненты $\lambda_p = 1.894$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_p = 1.815$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2). Согласно рис.1б данному значению периода доменной структуры Λ соответствует значение длины волны излучения разностной частоты $\lambda_{\text{THz}} = 9.8$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ (кривая 1) и $\lambda_{\text{THz}} = 11.82$ мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$ (кривая 2).

При численном моделировании процесса генерации излучения разност-

ной частоты рассматривается чирпированная доменная структура (9) с отрицательным пространственным чирпом, когда толщина домена меняется от $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм до $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм, а количество доменов равно 20, т.е. значение толщины домена структуры от домена к домену убывает на 1.65 мкм. Рассматривается также чирпированная доменная структура (10) с положительным пространственным чирпом, когда толщина домена меняется от $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм до $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм, а количество доменов равно 20, т.е. значение периода структуры от домена к домену возрастает на 1.65 мкм. Выбор длины нелинейного кристалла и максимального значения амплитуды поля лазерного импульса определяется условием применимости метода однонаправленных волн, т.е. слабо выраженная материальная дисперсия и малая нелинейность. Что касается граничных условий системы уравнений (11) и (12), то они могут быть опущены, так как переменная η меняется в бесконечной области $-\infty \leq \eta \leq \infty$, а изменения решения происходят на конечном интервале по η и влиянием граничных условий на решение можно пренебречь. Решения (11) и (12) рассматриваются в прямоугольнике $0 \leq \xi \leq L$, $0 \leq \eta \leq T$, ограниченном прямыми $\eta_m = mh$ ($m = 0, 1, 2, \dots, M$), где $h = T/M$ и $\xi_n = nk$ ($n = 0, 1, 2, \dots, N$), где $k = L/N$. В работе [10] подробно описана численная схема решения системы уравнений (11), (12), основанная на использовании метода прямых [11]. Относительная погрешность в ходе вычислений была выбрана равной 10^{-6} .

Традиционные методы исследования динамики спектра лазерного импульса, сформированного на выходе нелинейного кристалла, основанные на преобразовании Фурье, не позволяют достаточно точно выявлять наличие и положение локальных особенностей во временном профиле предельного короткого фемтосекундного лазерного импульса вследствие неограниченности базисных функций и недостаточного время-частотного разрешения. Первый недостаток может быть устранен посредством применения вейвлет-анализа, хотя и в этом случае сохраняется определенная доля субъективизма, так как полученный результат зависит от конкретной использованной базисной функции-вейвлета. Для преодоления трудностей, связанных со вторым недостатком, представляется целесообразным использовать преобразование Вигнера (ПВ), которое имеет хорошее разрешение на время-частотной плоскости и позволяет эффективно выявлять особенности время-частотной структуры фемтосекундного импульса [12].

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

В данном разделе приводятся результаты время-частотного анализа, полученные с помощью ПВ, как для у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической доменной структурой, так и для z-поляризованного импульсного излучения разностной частоты. Для разделения излучения разностной частоты от излучения накачки на длине волны 1.98 мкм необходимо z-поляризованное излучение с выхода нелинейного кристалла предварительно пропустить через кремниевый или германиевый фильтр [13].

На рис.2 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла с регулярной периодической доменной структурой:

$$W_{\xi}(\eta, \tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_y \left(\xi, \eta + \frac{\eta_l}{2} \right) \Phi_y^* \left(\xi, \eta - \frac{\eta_l}{2} \right) \exp(-j\tilde{\omega}\eta_l) d\eta_l, \quad (14)$$

где $\tilde{\omega} = \omega/\omega_s$ – нормированная частота. Частота дискретизации $F_s = 2\pi/\omega_s$, соответствующей результатам, представленным на рис.2, равна 2.0084×10^{15} Гц. Как видно из рис.2, у-поляризованный фемтосекундный лазерный импульс на выходе нелинейного кристалла приобретает положительный линейный чирп, при котором мгновенная частота увеличивается во времени от значения 120.50 ТГц до 180.76 ТГц за промежуток времени 525.21 фс. Иначе говоря, коэффициент линейного чирпа $\Delta\nu/\Delta t$ у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла составляет 0.11474 ТГц/фс. Спектральная плотность лазерного излучения, на уровне 0.001 от максимального уровня распределения Вигнера, простирается от 84.354 ТГц (3.55 мкм) до 220.93 ТГц (1.358 мкм). Произведение длительности у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на ширину спектра $\Delta\nu\Delta t$ на выходе кристалла составляет 3.9969 (на входе кристалла $\Delta\nu\Delta t = 1$).

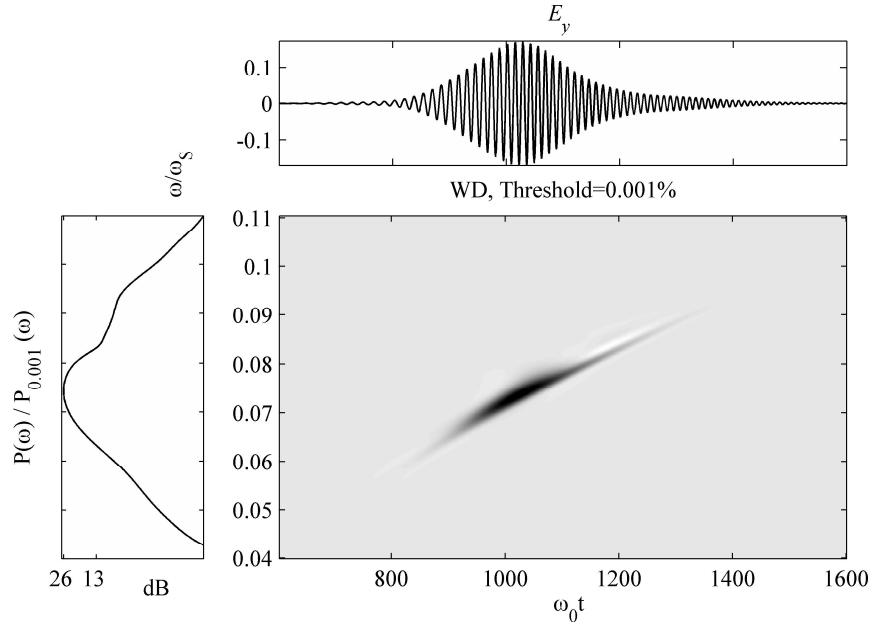


Рис.2. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера у-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса на выходе нелинейного кристалла.

В ходе численного эксперимента z-поляризованный лазерный импульс на выходе кристалла фильтруется низкочастотным фильтром с коэффициентом

пропускания $1/(1+(v/v_{s0})^6)$, где $v_{s0} = 108.18$ ТГц ($\lambda_{s0} = 2.77$ мкм). Таким образом, в результате фильтрации через фильтр пропускается только излучение разностной частоты. 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.

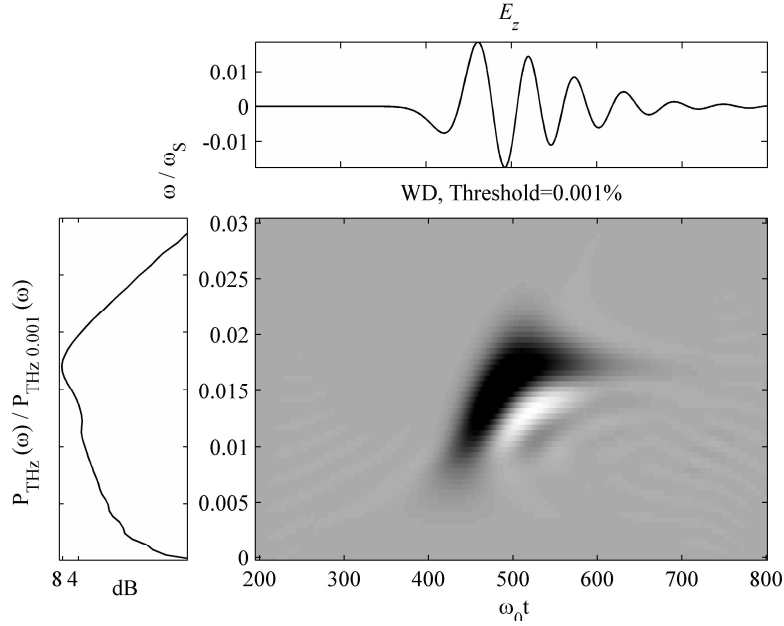


Рис.3. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов.

На рис.3 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с регулярной периодической доменной структурой, состоящей из 10 периодов. Как видно из рис.3 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 31.131 ТГц ($\lambda_{THz0} = 9.6367$ мкм), а значение мгновенной частоты возрастает нелинейным образом от значения 20.084 ТГц (14.937 мкм) до 40.168 ТГц (7.4686 мкм). Иначе говоря, импульс излучения разностной частоты обладает нелинейным положительным чирпом, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 0 до 56.236 ТГц (5.3347 мкм).

На рис.4 приведены зависимости мгновенной частоты z -поляризованного импульса излучения разностной частоты от времени на выходе среды, состоящей из 3, 6 и 10 периодов доменной структуры и восстановленные из

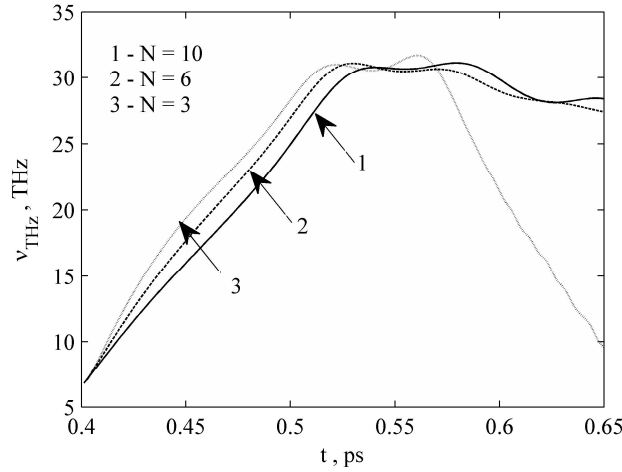


Рис.4. Зависимости мгновенной частоты z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты от времени на выходе среды, состоящей из 3, 6 и 10 периодов.

соответствующих распределений Вигнера. Согласно рис.4, максимум мгновенной частоты при количестве периодов $N = 10$ составляет 31.131 ТГц, $N = 6$ – 31.09 ТГц и $N = 3$ – 31.7 ТГц. Более того, при $N = 3$ временная зависимость мгновенной частоты практически квадратичная, а с увеличением количества периодов значение мгновенной частоты в течение времени 100 фс, увеличиваясь, доходит до своего максимального значения, а затем практически остается неизменным. При этом максимальное значение мгновенной частоты соответствует значению, вычисленному в соответствии с условием (9) (см. рис.1).

Эффективность генерации излучения разностной частоты

$$\gamma_{TH} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_z(\tilde{\omega}, \xi)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_y(\tilde{\omega}, \xi = 0)|^2 d\omega} \cdot 100 \% \quad (15)$$

при длине нелинейного кристалла $10\Lambda \approx 745.7$ мкм и максимальном значении начальной амплитуды начального y -поляризованного лазерного импульса $E_{0\max} = 100$ МВ/м составляет 0.1%. На рис.5 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с чирпированной доменной структурой, состоящей из 20 доменов с линейно убывающими значениями толщины (9). При этом протяженность домена уменьшается от значения $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм до $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм с шагом 1.65 мкм.

Как видно из рис.5 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 40.331 ТГц ($\lambda_{THz0} = 7.4386$ мкм), а значение мгновенной частоты в течение 100 фс возрастает от значения 20.165

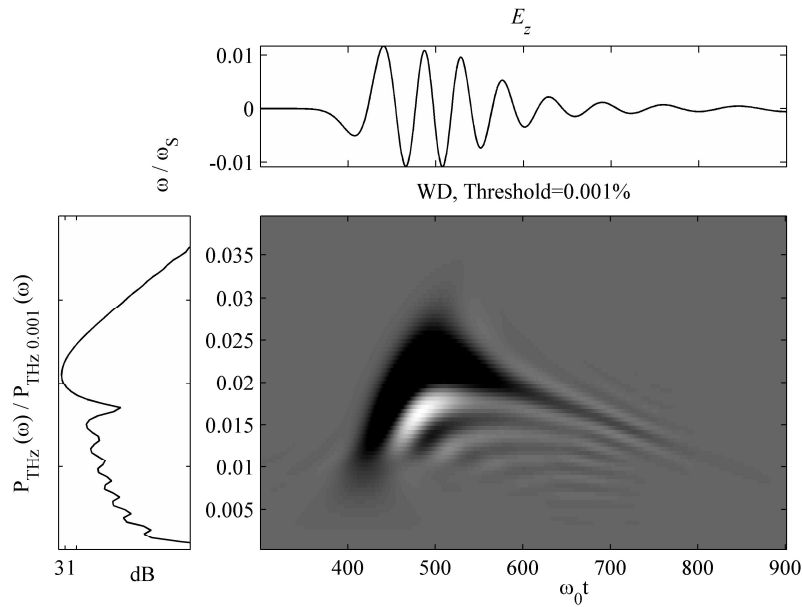


Рис.5. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с отрицательным пространственным чирпом.

ТГц (14.877 мкм) до 40.331 ТГц (7.4386 мкм), а затем уменьшается до 20 ТГц (15 мкм). Иначе говоря, импульс излучения разностной частоты имеет квадратичный закон частотной модуляции, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 2 ТГц до 72.3 ТГц (4.1493 мкм). В отличие от среды с регулярной периодической доменной структурой, в данном случае в соответствии с (8) каждому домену соответствует свое максимальное значение мгновенной частоты излучения разностной частоты. В частности, домену с протяженностью $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм соответствует длина волны излучения разностной частоты 14 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$, а домену с протяженностью $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм соответствует длина волны излучения разностной частоты 8.76 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + 4\Delta\lambda/3$ и 11.06 мкм при $\lambda_s = \lambda_p + \Delta\lambda$. Как видно из рис.5, во временном профиле импульса излучения на разностной частоте коротковолновые компоненты опережают длинноволновые. Эффективность генерации излучения разностной частоты при использовании аперидической среды с отрицательным пространственным чирпом (10) составляет 0.032%.

На рис.6 представлены временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с линейно возрастающими значениями толщины (10).

При этом протяженность домена увеличивается от значения $\Delta_{\min} \approx 29.83$ мкм до $\Delta_{\max} \approx 44.74$ мкм с шагом 1.65 мкм.

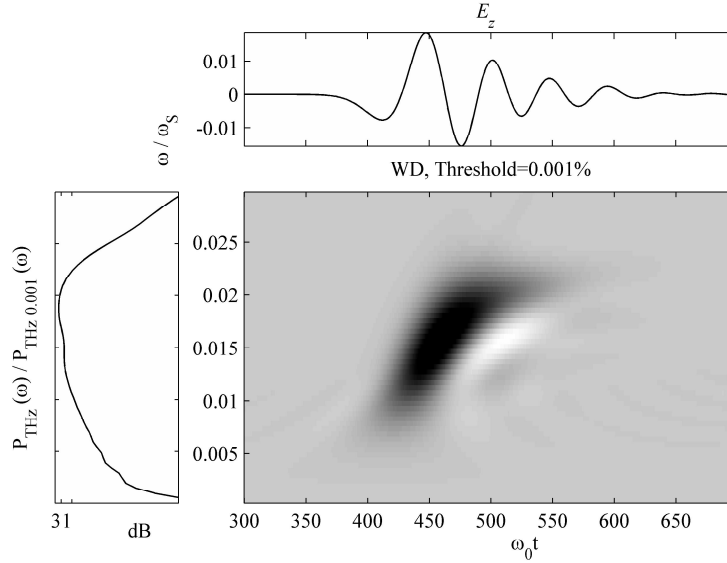


Рис.6. Временной профиль, спектральная плотность и функция распределения Вигнера z -поляризованного отфильтрованного импульса излучения разностной частоты на выходе кристалла с периодической доменной структурой, состоящей из 20 доменов с положительным пространственным чирпом.

Как видно из рис.6 и результатов расчета, максимуму спектра излучения разностной частоты соответствует значение 38.08 ТГц ($\lambda_{\text{THz0}} = 7.8782$ мкм), а значение мгновенной частоты возрастает нелинейным образом от значения 20 ТГц (15 мкм) до 42.176 ТГц (7.113 мкм). Иначе говоря, мгновенная частота импульса излучения разностной частоты является монотонно возрастающей функцией, а спектральная плотность излучения на разностной частоте, на уровне 0.001 от максимума распределения Вигнера, простирается от 2 ТГц (149.37 мкм) до 58.244 ТГц (5.15 мкм). Как видно из рис.6, во временном профиле импульса излучения на разностной частоте длинноволновые компоненты опережают коротковолновые. Эффективность генерации излучения разностной частоты при использовании чирпированной среды с положительным пространственным чирпом (10) составляет 0.067%.

Согласно результатам проведенных расчетов, при использовании кристаллов с чирпированной доменной структурой с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения разностной частоты уменьшается 0.32 раза по сравнению со случаем использования среды с регулярной периодической структурой, а при использовании среды с отрицательным пространственным чирпом эффективность генерации излучения разностной частоты уменьшается 0.67 раза. Тем не менее использование чирпированных доменных структур с пространственным чирпом является весьма перспек-

тивным с точки зрения формирования импульсного излучения разностной частоты с заданным видом частотной модуляции.

Следует отметить, что полученные значения эффективности генерации излучения разностной частоты несколько завышены, поскольку в работе не учитываются конечный пространственный размер фемтосекундного лазерного пучка и поглощение излучения на длинах волн меньше 1.75 мкм. Таким образом, как видно из вышеизложенного, при распространении лазерного импульса длительностью в несколько колебаний в кристалле с периодической доменной структурой эффективная генерация излучения разностной частоты имеет место для пары спектральных компонент, удовлетворяющих условиям законов сохранения импульса и энергии (8).

4. Заключение

В данной работе рассмотрен процесс генерации излучения разностной частоты в GaAs с периодической и chirпированной доменной структурой в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в режиме слабо выраженной материальной дисперсии. Получено численное решение системы нелинейных уравнений, описывающих процесс нелинейного взаимодействия взаимноортогонально линейно-поляризованных лазерных импульсов длительностью несколько периодов в нелинейно-квадратичной среде методом прямых. Разработанная численная схема позволяет получить величину относительной погрешности 10^{-6} по суммарной энергии.

С помощью преобразования Вигнера исследовано время-частотное распределение как для y -поляризованного фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической и chirпированной доменной структурой, так и для z -поляризованного импульсного излучения разностной частоты, полученного в результате фильтрации z -поляризованного импульса на выходе кристалла. Получена зависимость мгновенной частоты импульса излучения на разностной частоте от времени. Показано, что при распространении фемтосекундного лазерного импульса длительностью 30 фс на центральной длине волны 1.98 мкм с амплитудой электрического поля $E_{0\max} = 100$ МВ/м в нелинейном кристалле GaAs с периодической доменной структурой, состоящей из десяти периодов, эффективность генерации излучения разностной частоты составляет 0.1%. Показано также, что при использовании среды с отрицательным пространственным chirпом эффективность генерации излучения разностной частоты составляет 0.032% а при использовании среды с положительным пространственным chirпом – 0.064%. Показано, что использование нерегулярной доменной структуры с линейно изменяющейся величиной периода позволяет управлять частотно-временными характеристиками импульсного излучения разностной частоты.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке источника широкополосного излучения разностной частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Y. Lee.** Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, Berlin, 2009.
2. **K. Sakai.** Terahertz Optoelectronics. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
3. **Q. Wu, X.C. Zhang.** IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, **2**, 693 (1996).
4. **J.A. L'huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Yu. Avetisyan, R. Beigang.** Appl. Phys. B, **86**, 185 (2007).
5. **J.A. L'huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Yu. Avetisyan, R. Beigang.** Appl. Phys. B, **86**, 197 (2007).
6. **Yun-Shik Lee, W.C. Hurlbut, et al.** Appl. Phys. Lett., **89**, 181104 (2006).
7. **K.L. Vodopyanov.** Optics Express, **14**, 2263 (2006).
8. **D.L. Hovhannisyan, A.A. Hakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyan,** J. Mod. Optics, **57**, 1228 (2010).
9. **T. Skauli, P.S. Kuo, K.L. Vodopyanov, et al.** Appl. Phys., **94**, 6447 (2003).
10. **Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян, Г.Д. Оганесян, А.С. Мартиросян, К.А. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 91 (2011).
11. **W.E. Schiesser, G.W. Griffiths,** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. Cambridge University Press, New York, 2009.
12. **L. Cohen.** Proc. IEEE, **77**, 941 (1981).
13. **T. Zentgraf, R. Huber, N.C. Nielsen, et al.** Optics Express, **15**, 5775 (2007).

ԴՈՍԵՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՏՆՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ
ՄԻՋՈՑՈՎ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ
ՊՐՈՑԵՍԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Ա.Ա. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է պարբերային բևեռացմամբ GaAs բյուրեղում մի քանի օպտիկական պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի տարածման միջոցով տարբերային հաճախության գեներացիայի պրոցեսը թույլ արտահայտված դիսպերսիայի ռեժիմում: Ուղիղների եղանակի միջոցով ստացված է ոչ գծային մասնավոր ածանցյալներով կապված դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի թվային լուծումը, որը նկարագրում է մի քանի պարբերության տևողությամբ լազերային իմպուլսի էլեկտրական դաշտի տարածման փոփոխությունը պարբերական և ոչ պարբերական բևեռացված GaAs միջավայրում: Ցույց է տրված, որ պարբերական բևեռացմամբ GaAs միջավայրի կիրառումը թույլ է տալիս դեկավարել լայնաշերտ տարբերային հաճախության իմպուլսի հաճախային մոդուլյացիայի օրենքը:

DYNAMICS OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION GENERATION IN THE FIELD OF FEW-CYCLE LASER PULSE PROPAGATING IN GaAs CRYSTAL WITH A DOMAIN STRUCTURE

A.A. HAKHOUMIAN, G.D. HOVHANNISYAN

We consider the process of generation of difference frequency in GaAs crystal with a periodic domain structure during propagation of a few-cycle laser pulse in the crystal in the regime when chromatic dispersion is expressed weakly. Method of lines is used to obtain numerical solution to the system of coupled nonlinear differential equations in partial derivatives describing the evolution of the electric field of a few-cycle laser pulse in GaAs crystal both with periodic and aperiodic domain structure. It is shown that application of GaAs crystal with a domain structure allows to control the instantaneous frequency of the broadband pulse radiation at difference frequency.