Известия НАН Армении, Физика, т.46, №2, с.91-108 (2011)

УДК 537.311

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В GaAs В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЖИМЕ СЛАБО ВЫРАЖЕННОЙ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ

Д.Л. ОГАНЕСЯН[1], В.О. ЧАЛТЫКЯН[2], Г.Д. ОГАНЕСЯН[1],
А.С. МАРТИРОСЯН[2], К.А. ОГАНЕСЯН[1]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 20 ноября 2010 г.)

Выведена система связанных модифицированных уравнений Кортевега–де Вриза в приближении однонаправленных волн, описывающих эволюцию электрического поля взаимно-ортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний в нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. В качестве нелинейного кристалла рассмотрен изотропный кристалл арсенида галлия и за направление распространения взаимодействующих импульсов принято направление нормали к плоскости <110> кристалла. Выведенная система уравнений решена численно методом конечных разностей. Получена зависимость относительного сдвига центральной длины волны спектра импульса накачки от пройденного расстояния. Показано, что уменьшение толщины кристалла до значений, сопоставимых с длиной когерентности излучения на разностной частоте, приводит к увеличению эффективности преобразования. В частности, показано, что эффективность генерации разностной частоты на длинах волн 4.1 и 10 мкм для накачки длительностью 30 фс на длине волны 1.98 мкм при амплитуде электрического поля 100 МВ/м равна, соответственно, – 51 дБ и – 14 дБ.

1. Введение

В последние годы в фундаментальных и прикладных исследованиях в различных областях науки широкое применение находит генерация излучения суммарной и разностной частоты в поле лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебанийй, распространяющихся в нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью. В частности, генерация второй гармоники (ГВГ) фемтосекундных импульсов представляет собой фундаментальную проблему нелинейной оптики (см., например, работу [1]). Очевидно, что данное обстоятельство связано с влиянием кубичной нелинейности (самовоздействие волн), проявляющейся именно в фемтосекундном диапазоне [2-5].

Актуальность задачи генерации излучения разностной частоты определяется тем, что это излучение находит широкое применение в различных областях физики, химии, биологии. Особый интерес представляет развитие методов нелинейной спектроскопии и спектроскопии со сверхвысоким временным разрешением в этой области частот. Для этого требуются источники импульса излучения на разностной частоте, обеспечивающие высокую энергию и достаточно короткую длительность.

В настоящее время оптический метод генерации излучения на разностной частоте в квадратично-нелинейных средах является одним из наиболее эффективных. Суть состоит в том, что лазерный импульс длительностью в несколько оптических колебаний τ_0 и несущей частоты ω_0, распространяясь в квадратично-нелинейной среде, способен породить в ней волну нелинейной поляризации на частоте $\Omega \sim \omega_2 - \omega_1 = \delta\omega \sim 1/\tau_0$, соответствующей разности частот спектральных компонент в пределах ширины спектра импульса [6].

Для генерации излучения разностной частоты оптическим методом широко используется изотропный кристалл GaAs, имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм, и коэффициент поглощения в частотном диапазоне до 3 ТГц менее 5 см$^{-1}$ [7]. 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 на данной длине волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение. Следовательно, для генерации излучения разностной частоты в кристалле GaAs весьма перспективным является использование волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм [8].

В работе [9] приводятся результаты теоретического исследования процесса генерации излучения разностной частоты в поле взаимноортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний, распространяющихся вдоль оси, которая совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла GaAs. Данные результаты были получены в ходе численного интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области. При этом в ходе расчета для описания зависимости коэффициента преломления от частоты используется выражение [7], применимое в полосе прозрачности GaAs – 0.9–1.7 мкм. В [7] рассматривается случай, когда генерация излучения разностной частоты лазерными импульсами с взаимноортогональными поляризациями, происходит в режиме группового синхронизма, однако отсутствует фазовый синхронизм. С целью увеличения коэффициента преобразования, путем обеспечения режима фазового синхронизма, используется кристалл GaAs с периодической доменной структурой. При фиксированном значении периода домена, увеличение коэффициента преобразования происходит на длине волны излучения разностной частоты, для которой выполняются законы сохранения импульса и энергии одновременно.

В работе [10] приводятся результаты теоретического исследования процесса генерации излучения разностной частоты в поле взаимноортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний, распространяющихся вдоль оси, которая совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла GaAs с периодической доменной структурой. В частности, показано, что путем изменения периода домена от 23 до 37 мкм можно добиться увеличения эффективности генерации излучения разностной частоты в диапазоне длин волн 5.48– 10.12 мкм до 8 дБ.

В настоящей работе, с целью увеличения коэффициента преобразования, предлагается уменьшить толщину нелинейного кристалла GaAs до значений, соизмеримых с длиной когерентности излучения разностной частоты. Уменьшение толщины кристалла приведет к уменьшению дисперсионного расплывания импульса, что будет способствовать увеличению коэффициента преобразования. Очевидно, что с уменьшением толщины кристалла уменьшается также зависимость коэффициента преобразования от дифракционного расплывания пучка накачки в кристалле.

В предлагаемой работе анализ процесса генерации излучения разностной частоты в поле лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в кристалле GaAs, проводится для случая слабо выраженной хроматической дисперсии. В приближении однонаправленных волн выведена система связанных модифицированных уравнений Кортевега–де Вриза, описывающих эволюцию электрических полей взаимноортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний в нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. В работе в качестве нелинейного кристалла рассматривается изотропный кристалл GaAs, а направление распространения взаимодействующих импульсов совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла.

2. Модель поляризационного отклика квадратично-нелинейной среды в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии в приближении однонаправленных волн

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 <110>, в изотропном кристалле GaAs. Соответствующие волновые уравнения для полей E_z и E_y можно представить в виде

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

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{L,y}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{NL,y}}{\partial t^2}, \tag{2}$$

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

$$P_{Lz,Ly}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E_{x,z}(\omega), \tag{3}$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды.

Согласно [7], линейная восприимчивость GaAs в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм может быть представлена в виде

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = b_0 + \sum_{i=1}^{3} \frac{b_i (2\pi c)^2}{\omega_i^2 - \omega^2}, \tag{4}$$

где $b_0 = 4.372514$, $b_1 = 27.83972$, $b_2 = 0.031764 + 4.35\times10^{-5}\Delta T + 4.664\times10^{-7}\Delta T^2$, $b_3 = 0.00143636$, $\lambda_1 = 0.04431307 + 0.50564\times10^{-4}\Delta T$ мкм, $\lambda_2 = 0.8746453 + {}$ ${} + 0.1913\cdot10^{-3}\Delta T - 4.882\times10^{-7}\Delta T^2$ мкм, $\lambda_3 = 36.9166 - 0.011622\Delta T$ мкм, $\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$, ΔT – отклонение температуры от комнатной (*T* = 293 K), *n* – коэффициент преломления среды.

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

$$\begin{aligned} P_{NL,z}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t), \\ P_{NL,y}(t) &= \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t)\sqrt{2}, \end{aligned} \tag{5}$$

где $d_{14} = 150\times10^{-12}$ м/В – коэффициент нелинейной восприимчивости кристалла GaAs.

Дифференциальные уравнения в частных производных (1) и (2), в соответствии с (4) и (5), могут быть представлены в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, записанных для спектров электрических полей

$$\begin{gathered} G_{z,y}(x,\omega) = F\left(E_{z,y}(x,t)\right) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{z,y}(x,t)\exp(-j\omega t)\,dt, \\ \frac{\partial^2 G_{z,y}(x,\omega)}{\partial x^2} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} G_{z,y}(x,\omega) = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} F\left(P_{NLz,NLy}\right), \end{gathered} \tag{6}$$

где *F* обозначает Фурье-преобразование. Для рассматриваемой модели нелинейности (5) $F(P_{NLz})$ и $F(P_{NLy})$ могут быть представлены в виде

$$F(P_{NLz}) = \frac{\varepsilon_0}{4\pi^2} d_{14} \int_{-\infty}^{\infty} G_y(x,\omega_1) G_y(x,\omega-\omega_1)\,d\omega_1, \tag{7}$$

$$F\left(P_{NLy}\right)=\frac{\sqrt{2}\varepsilon_0}{4\pi^2}d_{14}\int\limits_{-\infty}^{\infty}G_z\left(x,\omega_1\right)G_y\left(x,\omega-\omega_1\right)d\omega_1. \tag{8}$$

Рассмотрим случай, когда спектр лазерных импульсов лежит ниже частот электронного резонансного поглощения среды, но выше ионных резонансных частот. Иначе говоря, с учетом (4) можно сказать, что центральная длина волны взаимодействующих импульсов должна удовлетворять неравенству 0.8746 мкм < λ_0 < 36.9166 мкм. При выполнении данного неравенства коэффициент преломления среды, определяемый в соответствии с (4), может быть представлен в виде ряда

$$\begin{gathered}
n_{ap}\left(\omega,\Delta T\right)=\alpha\left(\Delta T\right)+\beta\left(\Delta T\right)c\omega^2+\gamma\left(\Delta T\right)c\omega^4-\theta\left(\Delta T\right)c/\omega^2, \\
\alpha\left(\Delta T\right)=\sqrt{a_0\left(\Delta T\right)},\ \beta\left(\Delta T\right)=a_1\left(\Delta T\right)\Big/2c\sqrt{a_0\left(\Delta T\right)}, \\
\gamma\left(\Delta T\right)=a_2\left(\Delta T\right)\Big/2c\sqrt{a_0\left(\Delta T\right)},\ \theta\left(\Delta T\right)=a_3\left(\Delta T\right)\Big/2c\sqrt{a_0\left(\Delta T\right)},
\end{gathered} \tag{9}$$

где

$$\begin{gathered}
a_0=1+b_0+\frac{b_1\left(2\pi c\right)^2}{\omega_1^2}+\frac{b_2\left(2\pi c\right)^2}{\omega_2^2},\ a_1=\frac{b_1\left(2\pi c\right)^2}{\omega_1^4}+\frac{b_2\left(2\pi c\right)^2}{\omega_2^4}, \\
a_2=b_2\left(2\pi c\right)^2\Big/\omega_2^6,\ a_3=b_3\left(2\pi c\right)^2.
\end{gathered} \tag{10}$$

На рис.1 приведены зависимости коэффициентов преломления от длины волны в соответствии с выражениями (4) и (9).

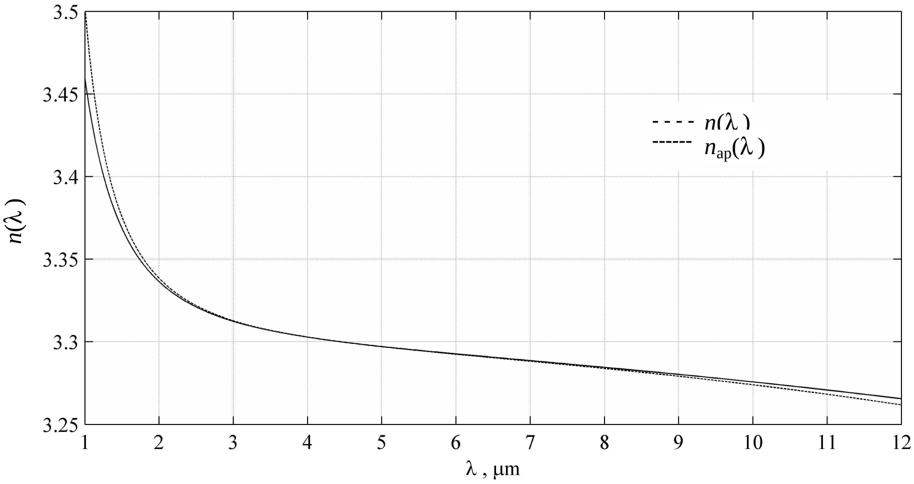


Рис.1. Зависимости коэффициентов преломления от длины волны в соответствии с выражениями (4) и (9).

Как видно из рис.1, в спектральном диапазоне 1.98–10 мкм кривые зависимости практически не отличаются и, следовательно, для описания процессов взаимодействия волн в указанном диапазоне длин волн может быть использовано выражение (9). Уравнения (6) в приближении однонаправленной волны могут быть представлены в виде [11,12]

$$\frac{\partial G_{z,y}(x,\omega)}{\partial x}+j\frac{\omega}{c}n(\omega)G_{z,y}(x,\omega)+\frac{2\pi}{\alpha(\Delta T)c}F\left(\frac{\partial P_{NLz,NLy}}{\partial t}\right)=0\,. \qquad (11)$$

С учетом (9), (10) линейный отклик среды для z- и y-поляризаций может быть представлен в виде

$$\begin{gathered}n_{ap}(\omega)G_{z,y}(\omega)=\alpha(\Delta T)G_{z,y}(\omega)+\beta(\Delta T)c\omega^2G_{z,y}(\omega)+\\+\gamma(\Delta T)c\omega^4G_{z,y}(\omega)-\left(\theta(\Delta T)c/\omega^2\right)G_{z,y}(\omega).\end{gathered} \qquad (12)$$

Уравнения (11) описывают эволюцию спектров лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющихся в кристалле GaAs в режиме слабо выраженной дисперсии в приближении однонаправленных волн. С учетом (12) уравнения (11) во временной области могут быть представлены в виде

$$\begin{gathered}\frac{\partial E_z}{\partial x}+\frac{\alpha(\Delta T)}{c}\frac{\partial E_z}{\partial t}-\beta(\Delta T)\frac{\partial^3E_z}{\partial t^3}+\gamma(\Delta T)\frac{\partial^5E_z}{\partial t^5}+\\+\theta(\Delta T)\int_{-\infty}^{t}E_z dt'+\frac{2\pi}{\alpha(\Delta T)c}\frac{\partial P_{NLz}}{\partial t}=0,\end{gathered} \qquad (13)$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial E_y}{\partial x}+\frac{\alpha(\Delta T)}{c}\frac{\partial E_y}{\partial t}-\beta(\Delta T)\frac{\partial^3E_y}{\partial t^3}+\gamma(\Delta T)\frac{\partial^5E_y}{\partial t^5}+\\+\theta(\Delta T)\int_{-\infty}^{t}E_y dt'+\frac{2\pi}{\alpha(\Delta T)c}\frac{\partial P_{NLy}}{\partial t}=0.\end{gathered}\,. \qquad (14)$$

Вторые слагаемые в левых частях (13) и (14) определяют движение импульсов как целого со скоростью $c/\alpha(\Delta T)$. Введение временной шкалы $\tau=t-\alpha(\Delta T)x/c$ с учетом (5) позволяет записать (13) и (14) в виде

$$\frac{\partial E_z}{\partial x'}-\beta(\Delta T)\frac{\partial^3E_z}{\partial\tau^3}+\gamma(\Delta T)\frac{\partial^5E_z}{\partial\tau^5}+\theta(\Delta T)\int_{-\infty}^{\tau}E_z d\tau'+\frac{4\pi d_{14}(x)}{\alpha(\Delta T)c}E_y\frac{\partial E_y}{\partial\tau}=0, \qquad (15)$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial E_y}{\partial x'}-\beta(\Delta T)\frac{\partial^3E_y}{\partial\tau^3}+\gamma(\Delta T)\frac{\partial^5E_y}{\partial\tau^5}+\theta(\Delta T)\int_{-\infty}^{\tau}E_y d\tau'+\\+\frac{2\sqrt{2}\pi d_{14}(x)}{\alpha(\Delta T)c}E_z\frac{\partial E_y}{\partial\tau}+\frac{2\sqrt{2}\pi d_{14}(x)}{\alpha(\Delta T)c}E_y\frac{\partial E_z}{\partial\tau}=0,\end{gathered} \qquad (16)$$

где $x'=x$.

Уравнения (15) и (16) описывают нелинейную эволюцию временных профилей электрических полей линейно поляризованных фемтосекундных лазерных импульсов с плоскими волновыми фронтами, взаимодействующих друг с другом в кристалле GaAs. Эти уравнения в общем случае не могут быть решены аналитически. Сделаем некоторые замечания, важные для численного интегрирования. Ввиду ограниченности световых импульсов во времени, производные E_z, E_y по τ любого порядка стремятся к нулю при τ, стремящемся к бесконечности ($\tau \to \pm\infty$). Действительно, в соответствии с (15), (16) при $\theta(\Delta T) \neq 0$ и при $\tau \to \pm\infty$, видим, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{z,y} d\tau' = 0, \tag{17}$$

то есть в спектре импульсов нет и не могут появляться постоянные составляющие [12].

Уравнения (15) и (16) можно переписать в виде закона сохранения. Для этого проинтегрируем их по τ от τ_1 до τ_2:

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial x'}\int_{\tau_1}^{\tau_2} E_z d\tau + \theta(\Delta T)\int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{-\infty}^{\tau} E_z d\tau' + \\ + \left[-\beta(\Delta T)\frac{\partial^2 E_z}{d\tau^2} + \gamma(\Delta T)\frac{\partial^4 E_z}{d\tau^4} + \frac{2\pi d_{14}(x)}{\alpha(\Delta T)c} E_y^2 \right]\Bigg|_{\tau_1}^{\tau_2} = 0,\end{gathered} \tag{18}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial x'}\int_{\tau_1}^{\tau_2} E_y d\tau + \theta(\Delta T)\int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_{-\infty}^{\tau} E_y d\tau' + \\ + \left[-\beta(\Delta T)\frac{\partial^2 E_y}{d\tau^2} + \gamma(\Delta T)\frac{\partial^4 E_y}{d\tau^4} + \frac{2\sqrt{2}\pi d_{14}(x)}{\alpha(\Delta T)c} E_y E_z \right]\Bigg|_{\tau_1}^{\tau_2} = 0.\end{gathered} \tag{19}$$

С учетом (15), из (16) и (17) при $\theta(\Delta T) \neq 0$ получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{-\infty}^{\tau} E_{z,y} d\tau' = 0, \tag{20}$$

а при $\theta(\Delta T) = 0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{z,y} d\tau = \mathrm{const}(x') = 0. \tag{21}$$

Равенство нулю здесь объясняется отсутствием постоянной составляющей в спектрах импульсов на входе в нелинейную среду.

Умножив (15) и (16) соответственно на E_z и E_y и затем проинтегрировав их в бесконечных пределах, можно убедиться, что энергия импульсов в данной модели остается постоянной. Линейный и безынерционный нелинейный отклик среды носят упругий характер и соответственно выполняется закон сохранения энергии:

$$\int_{-\infty}^{\infty}\left(E_z^2+E_y^2\right)d\tau=\mathrm{const}(x)=0. \qquad (22)$$

Для численных расчетов систему уравнений (15), (16) удобно нормировать, записав ее в виде

$$\frac{\partial\Phi_z}{\partial\xi}-\frac{\partial^3\Phi_z}{\partial\eta^3}+A\frac{\partial^5\Phi_z}{\partial\eta^5}+B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_z d\eta'+4\pi C\Phi_y\frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta}=0, \qquad (23)$$

$$\frac{\partial\Phi_y}{\partial\xi}-\frac{\partial^3\Phi_y}{\partial\eta^3}+A\frac{\partial^5\Phi_y}{\partial\eta^5}+B\int_{-\infty}^{\eta}\Phi_y d\eta'+2\sqrt{2}\pi C\Phi_z\frac{\partial\Phi_y}{\partial\eta}+2\sqrt{2}\pi C\Phi_y\frac{\partial\Phi_z}{\partial\eta}=0, \quad (24)$$

где $\eta=2\pi\tau/T_0=\omega_0\tau$, $T_0=c/\lambda_0$, $\xi=x'\beta'(\Delta T)=x'\omega_0^3\beta(\Delta T)$, $\Phi_z=E_z/E_{0\max}$, $\Phi_y=E_y/E_{0\max}$, $A=\omega_0^2\gamma(\Delta T)/\beta(\Delta T)=\omega_0^2 a_2(\Delta T)/a_1(\Delta T)$, $B=\left(1/\omega_0^4\right)\theta(\Delta T)/\beta(\Delta T)=1/\omega_0^4 \times a_3(\Delta T)/a_1(\Delta T)$, $C=\left(1/c\omega_0^2\right)\tilde{d}_{14}/\alpha(\Delta T)\beta(\Delta T)=\left(1/\omega_0^2\right)4\tilde{d}_{14}/a_1(\Delta T)$, $\tilde{d}_{14}=d_{14}E_{0\max}$, $E_{0\max}$ – максимальное значение амплитуды электрического поля.

В уравнениях (23), (24) коэффициенты *A*, *B* и *C* равняются отношению длины дисперсионного расплывания, обусловленного дисперсией второго порядка, $L_{d2}=2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/\left(\omega_0^3 a_1(\Delta T)\right)$, соответственно, к длине, дисперси-
онного расплывания, обусловленного дисперсией четвертого порядка, $L_{d4}=2c\sqrt{a_0(\Delta T)}/\left(\omega_0^5 a_2(\Delta T)\right)$, к длине дисперсионного расплывания, обусловленного ионным линейным поляризационным откликом, $L_i=2c\omega_0\sqrt{a_0(\Delta T)}/a_3(\Delta T)$ и к характерной длине нелинейного взаимодействия $L_n=c\sqrt{a_0(\Delta T)}/\left(2\omega_0\tilde{d}_{14}\right)$. При $\lambda_0=1.98$ мкм и температуре t = 22°C для кристалла GaAs $L_{d2}=7.457$ мкм, а $L_{d4}=2.245$ мм, $A=L_{d4}/L_{d2}=3.322\times10^{-3}$, $L_i=368.899$ мкм, *B* = 0.02. При максимальном значении амплитуды электрического поля импульса $E_{0\max}=100$ МВ/м $L_n=34.62$ мкм а коэффициент *C* = 4.643.

3. Численное решение системы уравнений, описыващих нелинейное взаимодействие фемтосекундных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний в кристалле GaAs

Система уравнений в частных производных (23), (24) имеет первый порядок по ξ и пятый по τ. Начальные условия для численного решения этой системы уравнений выбираются в виде

$$\Phi_y(\xi=0,\tau)=\Phi_{y0}\exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_p^2}\right)\cos(\tau),\ \Phi_z(\xi=0,\tau)=0, \qquad (25)$$

где Φ_{y0} – начальное нормированное значение амплитуды импульса с *y*-поляризацией, $2\tau_p=30$ фс – длительность импульса, $\lambda_0=1.98$ мкм – центральная длина волны. Длина среды выбиралась равной $L=10L_{d2}\approx74.57$ мкм, а максимальное значение начальной амплитуды импульса $E_{0\max}=100$ МВ/м.

Выбор длины среды и максимального значения амплитуды поля определяется условием применимости метода однонаправленных волн – слабо выраженная хроматическая дисперсия и малая нелинейность. Что касается граничных условий, то они могут быть опущены, так как переменная η меняется в бесконечной области $-\infty < \eta < \infty$, а изменения решения происходят на конечном интервале по η и поэтому влиянием граничных условий на решение можно пренебречь. Решения (23) и (24) рассматриваются в прямоугольнике $0 \le \xi \le L$, $0 \le \eta \le T$, ограниченном прямыми $\eta_m = mh$ ($m = 0,1,2,\ldots,M$), где $h = T/M$ и $\xi_n = nk$ ($n = 0,1,2,\ldots,N$), где $k = L/N$. Заменив в уравнениях (23), (24) частные производные функций по времени η на конечные разности [13], получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно переменной ξ:

$$\frac{\partial \Phi_z(m)}{\partial \xi} = \Phi_{z,\eta\eta\eta}(m) - A\Phi_{z,\eta\eta\eta\eta\eta}(m) - BS_{z,\eta}(m) - 4\pi C\Phi_y(m)\Phi_{y,\eta}(m), \qquad (26)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Phi_y(m)}{\partial \xi} &= \Phi_{y,\eta\eta\eta}(m) - A\Phi_{y,\eta\eta\eta\eta\eta}(m) - BS_{y,\eta}(m) - \\ &-2\sqrt{2}\pi C\Phi_z(m)\Phi_{y,\eta}(m) - 2\sqrt{2}\pi C\Phi_y(m)\Phi_{z,\eta}(m),\end{aligned} \qquad (27)$$

где

$$\Phi_{z,y,\eta}(m) = \begin{cases} \frac{1}{12h}\left[-25\Phi_{z,y}(1) + 48\Phi_{z,y}(2) - 36\Phi_{z,y}(3) + 16\Phi_{z,y}(4) - 3\Phi_{z,y}(5)\right]; m = 1, \\ \frac{1}{12h}\left[-3\Phi_{z,y}(1) - 10\Phi_{z,y}(2) + 18\Phi_{z,y}(3) - 6\Phi_{z,y}(4) + \Phi_{z,y}(5)\right]; m = 2, \\ \frac{1}{12h}\left[\Phi_{z,y}(m-2) - 8\Phi_{z,y}(m-1) + 8\Phi_{z,y}(m+1) - \Phi_{z,y}(m+2)\right]; m = 3,4,\ldots,M-2, \\ \frac{1}{12h}\begin{bmatrix}-\Phi_{z,y}(M-4) + 6\Phi_{z,y}(M-3) - 18\Phi_{z,y}(M-2) + \\ +10\Phi_{z,y}(M-1) + 3\Phi_{z,y}(M)\end{bmatrix}; m = 3,4,\ldots,M-1, \\ \frac{1}{12h}\begin{bmatrix}3\Phi_{z,y}(M-4) - 16\Phi_{z,y}(M-3) + 36\Phi_{z,y}(M-2) - \\ -48\Phi_{z,y}(M-1) + 25\Phi_{z,y}(M)\end{bmatrix}; m = M, \end{cases} \qquad (28)$$

– конечно-разностная аппроксимация четвертого порядка первой производной $\partial\Phi_{z,y}/\partial\eta$;

$$\Phi_{z,y,\eta\eta\eta}(m) = \Phi_{z,y,3\eta}(m) = \begin{cases} 0,\ m = 1,2,3, \\ 0,\ m = M-2, M-1, M, \\ \left(\frac{1}{8h_3}\right)\begin{bmatrix}\Phi_{z,y}(m)(m-3) - 8\Phi_{z,y}(m-2) + 13\Phi_{z,y}(m-1) \\ -13\Phi_{z,y}(m+1) + 8\Phi_{z,y}(m+2) - \Phi_{z,y}(m+3)\end{bmatrix}; \\ m = 4,5,\ldots,M-3, \end{cases} \qquad (29)$$

– семиточечная центрированная конечноразностная аппроксимация третьей производной. Конечно-разностная аппроксимация производной пятого порядка

$\partial^5\Phi_{z,y}/\partial\eta^5$ определяется как аппроксимация четвертого порядка второй производной от $\partial^3\Phi_{z,y}/\partial\eta^3$ с условиями Дирихле на правом и левом концах границы:

$$\Phi_{z,y,\eta\eta\eta\eta\eta}(m)=\begin{cases}\left(\dfrac{1}{12h^2}\right)\begin{bmatrix}45\Phi_{z,y,3\eta}(1)-154\Phi_{z,y,3\eta}(2)+214\Phi_{z,y,3\eta}(3)\\-156\Phi_{z,y,3\eta}(4)+61\Phi_{z,y,3\eta}(5)-10\Phi_{z,y,3\eta}(6)\end{bmatrix}; m=1,\\ \left(\dfrac{1}{12h^2}\right)\begin{bmatrix}45\Phi_{z,y,3\eta}(M)-154\Phi_{z,y,3\eta}(M-1)+\\+214\Phi_{z,y,3\eta}(M-2)-156\Phi_{z,y,3\eta}(M-3)+\\+61\Phi_{z,y,3\eta}(M-4)-10\Phi_{z,y,3\eta}(M-5)\end{bmatrix}; m=M,\\ \left(\dfrac{1}{12h^2}\right)\begin{bmatrix}10\Phi_{z,y,3\eta}(1)-15\Phi_{z,y,3\eta}(2)-4\Phi_{z,y,3\eta}(3)\\+14\Phi_{z,y,3\eta}(4)-6\Phi_{z,y,3\eta}(5)+\Phi_{z,y,3\eta}(6)\end{bmatrix}; m=2,\\ \left(\dfrac{1}{12h^2}\right)\begin{bmatrix}10\Phi_{z,y,3\eta}(M)-15\Phi_{z,y,3\eta}(M-1)\\-4\Phi_{z,y,3\eta}(M-2)+14\Phi_{z,y,3\eta}(M-3)-\\-6\Phi_{z,y,3\eta}(M-4)+\Phi_{z,y,3\eta}(M-5)\end{bmatrix}; m=M-1,\\ \left(\dfrac{1}{12h^2}\right)\begin{bmatrix}-\Phi_{z,y,3\eta}(m-2)+16\Phi_{z,y,3\eta}(m-1)-30\Phi_{z,y,3\eta}(m)\\+16\Phi_{z,y,3\eta}(m+1)-\Phi_{z,y,3\eta}(m+2)\end{bmatrix}; m=3,4,\ldots M-2.\end{cases} \tag{30}$$

В расчетах интегралы по времени $S_{z,y,\eta}$ представлены в виде

$$S_{z,y,\eta}(m)=\begin{cases}0, \quad m=1,2,\\ S_{z,y,\eta}(m-1)+h\,\Phi_{z,y}(m); \quad m=3,4,\ldots,M.\end{cases} \tag{31}$$

Система уравнений (26), (27) решается методом Рунге–Кутта [14]. Вычисления нами были проведены при шаге $h=T/M$, равном 0.05. От-
носительная и абсолютная погрешности были выбраны равными 10^{-6}.
Полученное средне-квадратичное отклонение значения вектора ошибки, $\int_{-\infty}^{\infty}\left(E_z^2(\xi=0,\tau)+E_y^2(\xi=0,\tau)\right)d\tau-\int_{-\infty}^{\infty}\left(E_z^2(\xi,\tau)+E_y^2(\xi,\tau)\right)d\tau$, равно 0.3×10^{-2} при $\xi=2.5$; 0.6×10^{-2} при $\xi=5$; 0.9×10^{-2} при $\xi=7.5$; 1.2×10^{-2} при $\xi=10$.

4. Численные результаты и обсуждение

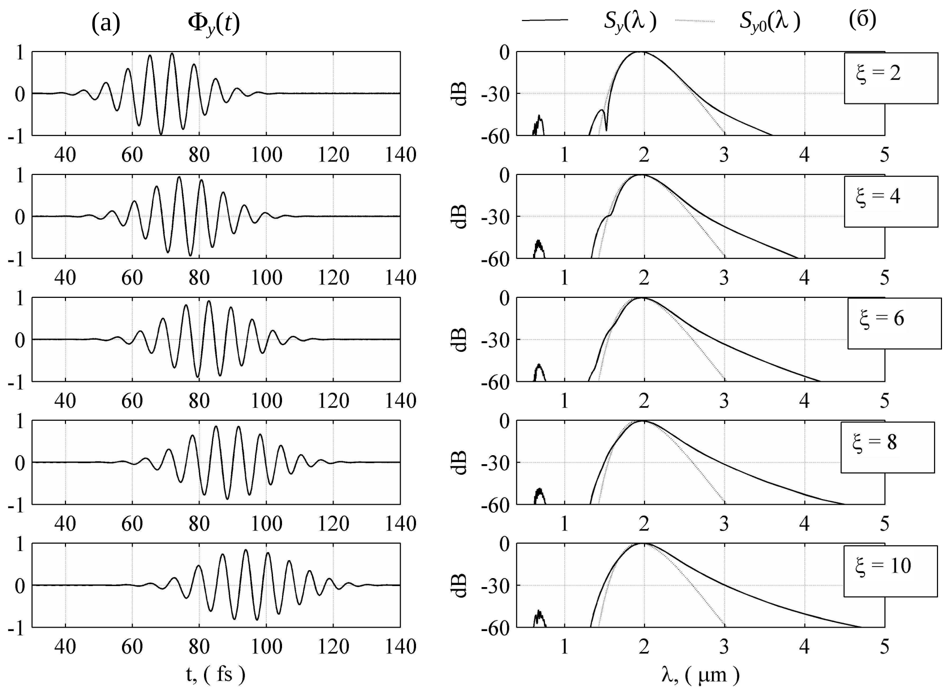
На рис.2а представлена эволюция временного профиля электрического поля y-поляризованного импульса на десяти дисперсионных растояниях L_{d2}. Как видно из рисунка и из результатов расчета, дисперсионное расплывание импульса несущественно и, в частности, при $\xi=10$ составляет примерно 36 фс.

На рис.2б представлена эволюция спектральной плотности y-поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}:

$$S_y(\omega, x) = 10\lg\left(\frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(t,x)\exp\{j\omega t\} dt \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(t,x=0)\exp\{j\omega t\} dt \right|^2} \right). \tag{32}$$

Там же пунктиром показана спектральная плотность *y*-поляризованного импульса на входе нелинейного кристалла ($\xi = 0$). Как видно из рисунка, по мере распространения *y*-поляризованного импульса имеет место уширение его спектра как в длинноволновую, так и в коротковолновую области. В частности, по мере распространения в спектре появляются компоненты, сосредоточенные в окрестности третьей гармоники – 0.66 мкм. Очевидно, что как генерация спектральных компонент в окрестности третьей гармоники, так и уширение спек-

тра в длинноволновую область обусловлено нелинейной поляризацией $P_{NL,y}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_z(t) E_y(t)\sqrt{2}$. Из рис.2б также следует, что по мере распространения *y*-поляризованного импульса значение длины волны, соответствующей максимуму спектральной плотности, несколько смещается в сторону длинных волн. Это красное смещение при генерации излучения разностной частоты путем оптического выпрямления теоретически было предсказано в работе [15] и экспериментально зарегистрировано в [16] для кристалла $LiNbO_3$. На рис.3 показана зависимость относительного смещения центральной длины волны спектра $\delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0 \cdot 100\%$ от пройденного расстояния при $E_{0\max}$ = 50 МВ/м и 100 МВ/м, полученная в ходе численного эксперимента.



t, fs λ, μm

Рис.2. Эволюция временного профиля (а) и спектральной плотности (б) электрического поля y-поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}.

Как видно из рисунка, при $\xi = 3$ и $E_{0\max} = 50$ МВ/м, а также при $\xi = 1$ и $E_{0\max} = 100$ МВ/м происходит скачкообразное изменение относительного смещения центральной длины волны спектра на 2%, что соответствует значению центральной длины волны $\lambda_{\max 0} = 2.0196$ мкм. При $E_{0\max} = 10$ МВ/м относительное смещение центральной длины волны спектра не превышает 0.005%. Таким образом, можно сказать, что при распространении импульса в среде
с квадратичной нелинейностью, падающий фотон с энергией hc/λ_0 распада--ется на фотоны с энергиями $hc/\lambda_{\max 0}$ и hc/Λ соответственно, то есть $hc/\lambda_0 = hc/\lambda_{\max 0} + hc/\Lambda$ (где Λ = 100.98 мкм).

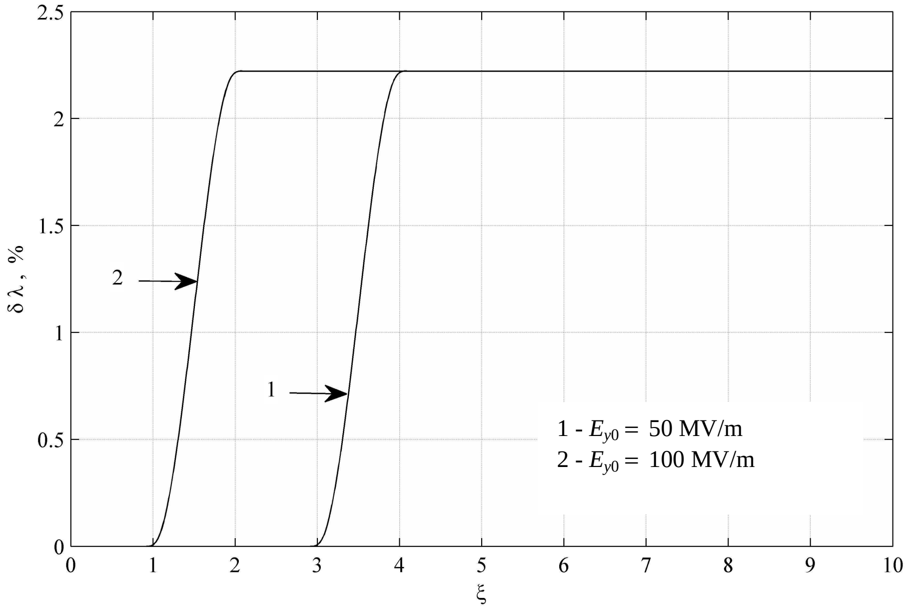


Рис.3. Зависимость относительного смещения центральной длины волны спектра $\delta\lambda = \left((\lambda - \lambda_0)/\lambda_0\right) \cdot 100\%$ от пройденного расстояния при $E_{0\max} = 50$ В и 100 В, полученная в ходе численного эксперимента.

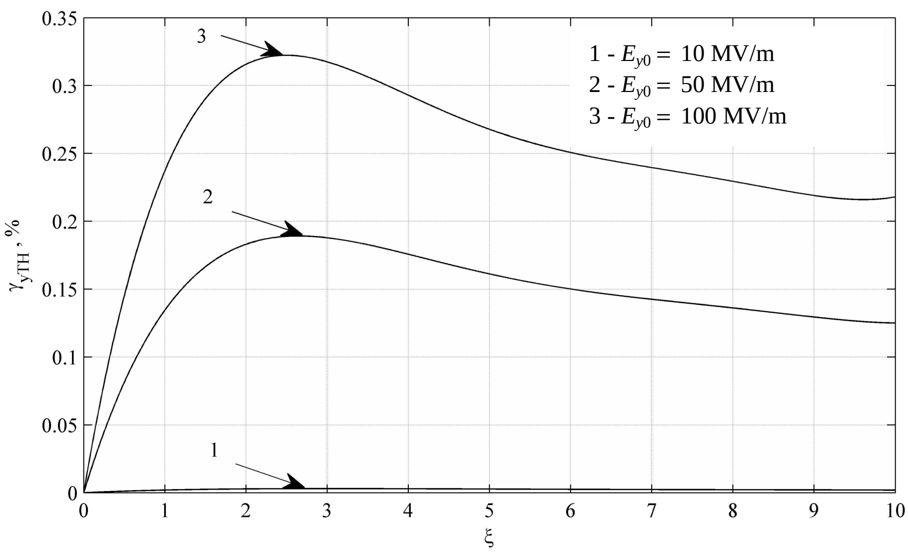
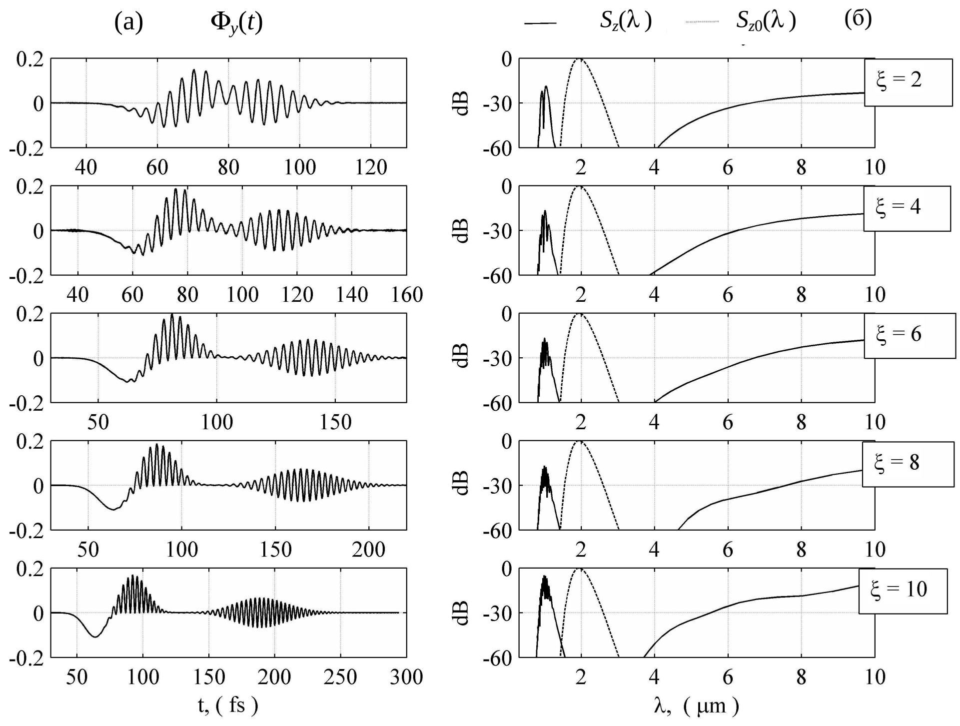


Рис.4. Зависимость эффективности генерации спектральных компонент в окрестности третьей гармоники γ_{yTH} от толщины кристалла.

На рис. 4 показана зависимость эффективности генерации спектральных компонент в окрестности третьей гармоники γ_{yTH} от толщины кристалла при начальных значениях амплитуды *y*-поляризованного импульса $E_{0\max}$, равных 10 МВ/м, 50 МВ/м и 100 МВ/м. При этом эффективность γ_{yTH} в полосе частот от $\omega_1 = 2\pi c/\lambda_1$ ($\lambda_1 = 0.5$ мкм) до $\omega_2 = 2\pi c/\lambda_2$ ($\lambda_2 = 0.8$ мкм) определяется как

$$\gamma_{yTH} = \left(\int\limits_{\omega_1}^{\omega_2} \left| E_y\left(\omega, x\right) \right|^2 d\omega \Big/ \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left| E_y\left(\omega, x=0\right) \right|^2 d\omega \right) \times 100\%, \tag{33}$$

где $E_y\left(\omega, x=0\right)$ – фурье-образ *y*-поляризованного импульса на входе нелинейного кристалла, $E_y\left(\omega, x\right)$ – фурье-образ *y*-поляризованного импульса в сечении *x*. Как видно из рисунка, при $\xi = 2.5$ эффективность генерации спектральных компонент в окрестности третьей гармоники в отсутствие фазового синхронизма γ_{yTH} достигает своего максимального значения 0.18% при $E_{0\max} = 50$ МВ/м и 0.32% при $E_{0\max} = 100$ МВ/м. При $E_{0\max} = 10$ МВ/м эффективность генерации не превышает 0.003%. Следует отметить, что полученные значения γ_{yTH} несколько завышены, поскольку в работе не учитывается поглощение среды в диапазоне длин волн 0.5–0.8 мкм. На рис.5а представлена эволюция временного профиля электрического поля *z* поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}.



t, fs λ, μm

Рис.5. Эволюция временного профиля (а) и спектральной плотности (б) электрического поля z-поляризованного импульса на десяти дисперсионных расстояниях L_{d2}.

Как видно из рис.5, z-поляризованный импульс с нулевым начальным значением амплитуды генерируется в процессе распространения в нелинейном кристалле, что обусловлено нелинейной поляризацией $P_{NL,z}(t) = \varepsilon_0 d_{14} E_y^2(t)$. При этом, согласно результатам расчетов, в процессе распространения в кристалле от поля нелинейной поляризации отделяется низкочастотный видеоимпульс, соответствующий импульсному излучению на разностной частоте, который опережает импульс нелинейной поляризации. По мере распространения в кристалле от поля нелинейной поляризации отделяется также импульс, соответствующий импульсному излучению на удвоенной частоте, который отстает от импульса нелинейной поляризации. На рис.5б представлена эволюция спектральной плотности z-поляризованного импульса на десяти дисперсионных растояниях L_{d2}:

$$S_z(\omega, x) = 10\lg\left(\left|\int_{-\infty}^{\infty} E_z(t,x)\exp\{j\omega t\}\,dt\right|^2 \Bigg/ \left|\int_{-\infty}^{\infty} E_y(t,x=0)\exp\{j\omega t\}\,dt\right|^2\right). \quad (34)$$

Там же пунктиром показана спектральная плотность y-поляризованного импульса на входе нелинейного кристалла ($\xi = 0$). Как видно из рисунка, в процессе распространения z-поляризованного импульса происходит генерация как спектральных компонент, сосредоточенных в окрестности второй гармоники ($\lambda_0/2 = 0.99$ мкм), так и спектральных компонент, сосредоточенных в инфракрасном диапазоне длин волн (4– 10 мкм). Очевидно, что импульсное излучение на разностной частоте определяется спектральными компонентами, сосредоточенными в инфракрасном диапазоне длин волн. На рис.6 показана зависимость эффективности генерации спектральных компонент в окрестности второй гармоники γ_{zSH} от толщины кристалла при начальных значениях амплитуды
y-поляризованного импульса $E_{0\max}$, равных 10 МВ/м, 50 МВ/м и 100 МВ/м.

Эффективность γ_{zSH} в полосе частот от $\omega_3 = 2\pi c/\lambda_3$ ($\lambda_3 = 0.8$ мкм) до $\omega_4 = 2\pi c/\lambda_4$ ($\lambda_4 = 0.8$ мкм) определяется как

$$\gamma_{zSH} = \frac{\int\limits_{\omega_3}^{\omega_4} \left| E_z(\omega, x) \right|^2 d\omega}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} \left| E_y(\omega, x=0) \right|^2 d\omega} \cdot 100\,\%, \tag{35}$$

где $E_z(\omega, x)$ – фурье-образ *z*-поляризованного импульса. Как видно из рис.6, при $\xi \approx 4.1$ эффективность генерации спектральных компонент в окрестности второй гармоники γ_{zSH} в отсутствие фазового синхронизма достигает своего максимального значения 0.43% при $E_{0\max} = 50$ МВ/м и 1.83 % при $E_{0\max} = 100$ МВ/м. При $E_{0\max} = 10$ МВ/м эффективность генерации не превышает 0.015%. Следует отметить, что полученные значения γ_{zSH} несколько завышены, поскольку в работе не учитывается поглощение среды в диапазоне длин волн 0.8–1.2 мкм.

На рис. 7 показана зависимость эффективности генерации спектральных Компонент, сосредоточенных в инфракрасном диапазоне длин волн (4– 10 мкм), т.е. эффективности генерации излучения на разностной частоте от толщины кристалла при начальных значениях амплитуды *y*-поляризованного импульса $E_{0\max}$, равных 10 МВ/м, 50 МВ/м и 100 МВ/м.

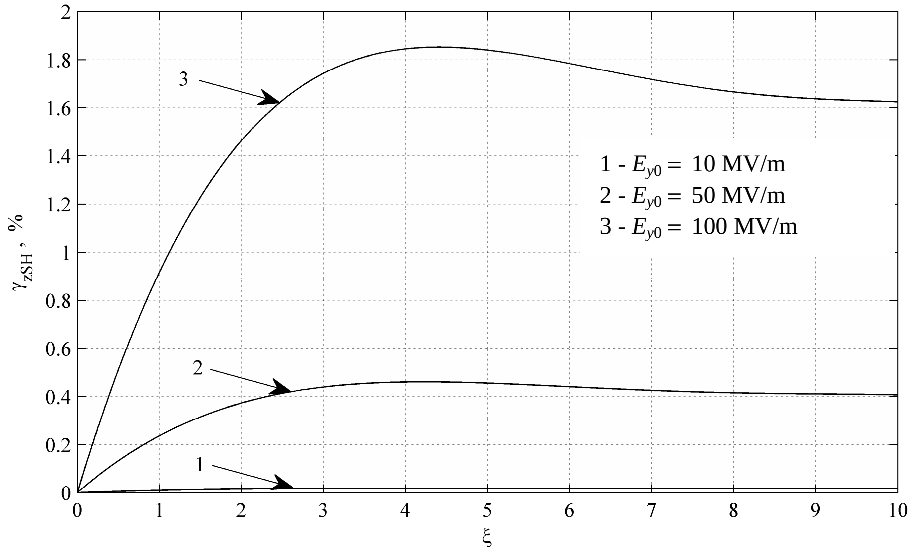


Рис.6. Зависимость эффективности генерации спектральных компонент в окрестности второй гармоники γ_{ySH} от толщины кристалла.

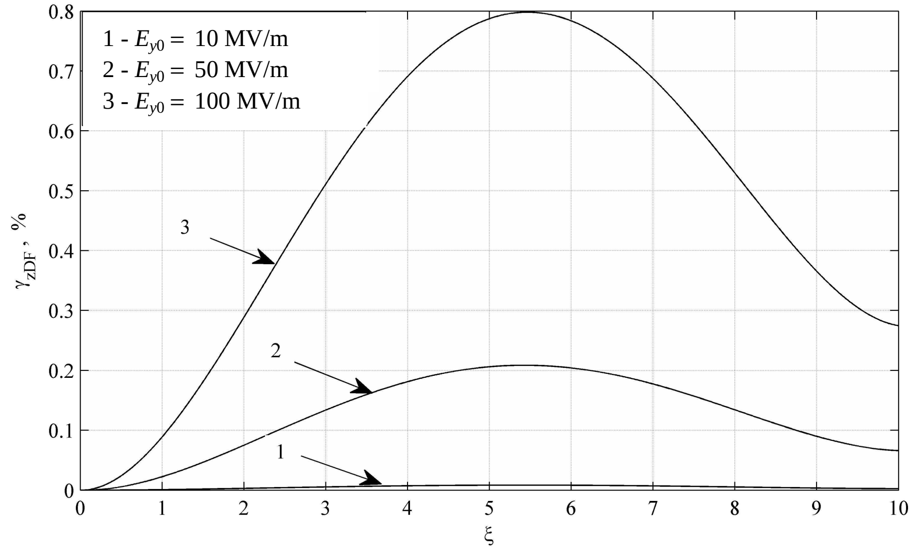


Рис.7. Зависимость эффективности генерации спектральных компонент, сосредоточенных в инфракрасном диапазоне длин волн (4– 10 мкм), от толщины кристалла.

Эффективность γ_{zDF} в полосе частот от $\omega_5 = 2\pi c/\lambda_5$ ($\lambda_5 = 4$ мкм) до $\omega_6 = 2\pi c/\lambda_6$ ($\lambda_6 = 10$ мкм) определяется как

$$\gamma_{zDF} = \frac{\int\limits_{\omega_5}^{\omega_6} \left|E_z(\omega, x)\right|^2 d\omega}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} \left|E_y(\omega, x=0)\right|^2 d\omega} \cdot 100\,\%. \quad (36)$$

Как видно из рис.7, при $\xi \approx 5.5$ ($x \approx 41$ мкм) эффективность генерации излучения на разностной частоте γ_{zDF} достигает своего максимального значения 0.21% ($10\lg(\gamma_{zDF}/100) = -26.8$ дБ) при $E_{0\max} = 50$ МВ/м и 0.8% ($10\lg(\gamma_{zDF}/100) = -21$ дБ) при $E_{0\max} = 100$ МВ/м. При $E_{0\max} = 10$ МВ/м эффективность генерации не превышает 0.008% ($10\lg(\gamma_{zDF}/100) = -41$ дБ). В соответствии с (9), длина когерентности

$$L_c(\lambda_{DF}, \Delta T) = \frac{\lambda_{DF}}{2\left[n(\lambda_0, \Delta T) - n(\lambda_{DF}, \Delta T)\right]} \quad (37)$$

при изменении длины волны излучения разностной частоты от 4.1 мкм до 10 мкм изменяется от 51.25 мкм до 66.66 мкм ($\Delta T = 0$, $\lambda_0 = 1.98$ мкм). Иначе говоря, в рассмотренной нами геометрии задачи имеет место генерация излучения разностной частоты в режиме фазового синхронизма.

Теоретическое предельное значение эффективности генерации излучения разностной частоты, согласно [17], определяется из неравенства

$$\frac{I_{DF}(L)}{I_{opt}(0)} \le \frac{n(\lambda_0, \Delta T)\lambda_0}{n(\lambda_{DF}, \Delta T)\lambda_{DF}}, \quad (38)$$

где $I_{opt}(0)$ – интенсивность импульса накачки на входе в кристалл, $I_{DF}(L)$ – интенсивность импульсного излучения на выходе кристалла, λ_{DF} – длина волны излучения на разностной частоте. Согласно (9) и как видно из (38), в частности, при $\lambda_0 = 1.98$ мкм и $\lambda_{DF} = 4.1$ мкм предельное значение эффективности преобразования не более 0.49 (-3.1 дБ), а при $\lambda_{DF} = 10$ мкм не более 0.2 (-6.98 дБ). В вышерассмотренном случае, согласно результатам расчетов (рис.5б), при $\xi = 10$ эффективность на длине волны 4.1 мкм составляет ~ -51 дБ, а на длине волны 10 мкм – -14 дБ. Как показано в [18], эффективность генерации излучения разностной частоты на частоте 21.428 ТГц (14 мкм) для пучка накачки длительностью 100 фс на длине волны 1.98 мкм, радиусом 24 мкм и энергией 30 нДж, распространяющегося в кристалле GaAs с периодической доменной структурой толщиной 1.716 мм и с периодом 74.6 мкм, составляет 1.864×10^{-6} (-57.3 дБ).

Как видно из вышеизложенного, увеличение эффективности генерации излучения разностной частоты в рассмотренном в данной работе случае малой толщины нелинейного кристалла и уменьшения длительности импульса накачки, в основном, обусловлено обеспечением режима фазового синхронизма при генерации излучения разностной частоты, а также увеличением ширины спектра импульса накачки.

5. Заключение

В данной работе в приближении однонаправленных волн выведена система связанных модифицированных уравнений Кортевега–де Вриза, описывающих эволюцию электрических полей взаимноортогонально линейно поляризованных лазерных импульсов с длительностями в несколько оптических колебаний в нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью, в режиме слабо выраженной хроматической дисперсии. В работе в качестве нелинейного кристалла рассмотрен изотропный кристалл GaAs, а направление распространения взаимодействующих импульсов совпадает с нормалью к плоскости <110> кристалла. Получено численное решение системы связанных модифицированных уравнений Кортевега–де Вриза методом конечных разностей.

Получена зависимость относительного смещения центральной длины волны спектра импульса накачки от пройденного расстояния при $E_{0\max} = 50$ В и 100 В. Показано, что при $\xi = 3$, когда $E_{0\max} = 50$ В, и при $\xi = 1$, когда $E_{0\max} = 100$ В, происходит скачкообразное изменение относительного смещения центральной длины волны спектра на 2%.

Показано, что уменьшение толщины нелинейного кристалла GaAs до значений, соизмеримых с длиной когерентности излучения разностной частоты, приводит к увеличению эффективности преобразования. В частности, показано, что эффективность генерации излучения разностной частоты на длинах волн 4.1 мкм и 10 мкм для накачки длительностью 30 фс на длине волны 1.98 мкм и амплитудой электрического поля 100 МВ/м составляет -51 дБ и -14 дБ, соответственно. А максимальное значение эффективности преобразования в полосе частот от $\omega_5 = 2\pi c/\lambda_5$ ($\lambda_5 = 4$ мкм) до $\omega_6 = 2\pi c/\lambda_6$ ($\lambda_6 = 10$ мкм) при амплитуде электрического поля импульса накачки 100 МВ/м и толщине кристалла 41 мкм составляет – 21 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.Steinmeyer, P.H.Sutter, L.Gallmann, N.Matuschek, U.Keller.** Science, **286**, 1507 (1999).
2. **Т.Б.Разумихина, Л.С.Телегин, А.И.Холодных, А.С.Чиркин.** Квантовая Электроника, **11**, 2026 (1984).
3. **P.P.Ho, Q.Z.Wang, R.R.Alfano.** Optics Letters, **16**, 970 (1991).
4. **T.Ditmire, A.M.Rubenchik, M.D.Perry.** JOSA B, **13**, 649 (1996).
5. **D.Hovhannisyan, K.Stepanyan,** J. Modern Optics, **50**, 2201 (2003).
6. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., Наука, 1988.
7. **T.Skauli, P.S.Kuo, K.L.Vodopyanov, et al.** 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, A.A.Hakhoumian, R.M.Martirosyan, A.S.Nikoghosyan, E.M.Laziev, G.D.Hovhannisyan**. J. Modern Optics, **57**, 1228 (2010).
10. **D.L.Hovhannisyan, A.A.Hakhoumian, R.M.Martirosyan, A.S.Nikoghosyan, E.M.Laziev, G.D.Hovhannisyan.** J. Modern Optics, 57, 1075 (2010).
11. **М.Б.Виноградова, О.В.Руденко, А.П.Сухоруков.** Теория волн, М., Наука, 1990.
12. **В.Г.Беспалов, С.А.Козлов, Ю.А.Шполянский.** Оптический журнал, **67**, 14 (2000).
13. **R.J.LeVeque.** Finite Difference Methods for Ordinary and Partial Differential Equations: Steady-State and Time-Dependent Problems. University of Washington, Seattle, Washington, Society for Industrial and Applied Mathematics, 2007.
14. **W.E.Schiesser, G.W.Griffiths.** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. Cambridge New York, University Press, 2009.
15. **K.L.Vodopyanov.** Optics Express, **14**, 2263 (2006).
16. **А.Г.Степанов, А.А.Мельников, В.О.Компанец, С.В.Чекалин.** Письма в ЖЭТФ, **85**, 279 (2007).
17. **Y.Lee.** In Principles of Terahertz Science and Technology. Berlin, Springer, 2009, p.125.
18. **A.S.Martirosyan, D.L.Hovhannisyan, V.O.Chaltykyan, G.D.Hovhannisyan.** Proceedings Paper, DOI: 10.1117/12.852578, SPIE Photonics Europe, Conferences: 12-16 April 2010, Exhibition: 13-15 April 2010, Belgium Photonics Europe 2010.

GENERATION OF DIFFERENCE FREQUENCY RADIATION IN GaAs IN THE FIELD OF A FEW-CYCLE LASER PULSE IN THE REGIME OF WEAKLY EXPRESSED CHROMATIC DISPERSION

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

We derive a system of coupled modified Korteweg– de Vries equations in the approximation of unidirectional waves which describe the evolution of electric fields of mutually-orthogonal linearly polarized laser pulses with duration of several optical oscillations in a nonlinear crystal with quadratic nonlinearity in the regime of weakly expressed chromatic dispersion. An isotropic GaAs crystal is considered as a nonlinear crystal, and the direction of propagation of interacting pulses is assumed to coincide with the normal to the <110> plane of the crystal. The derived system of equations was solved numerically by the finite difference method. We obtained the dependence of the relative shift of the central wavelength of pumping pulse spectrum on the distance travelled. It is shown that the decrease in the crystal thickness down to values commensurate with the coherence

length of difference-frequency radiation leads to an increase in conversion efficiency. In particular, it is shown that the efficiency of difference-frequency generation at 4.1 μm and 10 μm for the 30 fs duration of pumping at 1.98 μm and the 100 MV/m amplitude of the electric field is – 51 dB and – 14 dB, respectively.