

УДК 535.13

ГЕНЕРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНИУМА В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

К.Ж. СТЕПАНЯН

EpygiLabs AM LLC, Ереван

(Поступила в редакцию 20 января 2004 г.)

Проведено теоретическое исследование процесса генерации разностных частот лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний. Методом конечных разностей получено численное решение системы нелинейных уравнений Максвелла, описывающих данную задачу. Проведено численное моделирование процесса распространения обыкновенно-поляризованного пробного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в поле необыкновенно-поляризованного импульса накачки в отрицательном одноосном кристалле в направлении, перпендикулярном оптической оси. В частности, рассмотрено распространение пробного импульса длительностью $\tau_s = 10$ фс с длиной волны $\lambda_s = 800$ нм в поле импульса накачки длительностью $\tau_p = 100$ фс с длиной волны $\lambda_p = 532$ нм в кристалле LiNbO_3 толщиной 60 мкм при температуре 230°C .

1. Введение

В настоящее время освоение фемтосекундного временного диапазона является очередным шагом в изучении быстропротекающих процессов взаимодействия излучения с веществом. Практический интерес представляет исследование процесса взаимодействия лазерного импульса с длительностью в несколько оптических колебаний с прозрачными нелинейными средами. Следовательно, весьма актуальной является задача генерации разностных частот, сосредоточенных в области ближнего ИК диапазона, лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний с точки зрения их использования в сверхскоростных оптических системах передачи информации со спектральным уплотнением. Для эффективной генерации разностных частот представляет интерес исследование параметрического взаимодействия в нелинейном кристалле мощной волны накачки с пробной сигнальной волной. Исследованию данного процесса в диапазоне длительностей импульсов ≥ 100 фс посвящен целый ряд работ и монографии (см., например, [1]). В гораздо меньшей степени изучены подобные процессы в диапазоне длительностей импульсов ~ 10 фс, составляющих несколько оптических

колебаний.

Очевидно, что описание процесса распространения лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний методом медленно-меняющихся амплитуд (ММА) становится некорректным, поскольку в его основе лежит предположение о медленности изменения комплексной амплитуды импульса в масштабах среднего периода колебаний. Для решения подобных задач была разработана модификация метода ММА [2]. Наряду с этим одним из эффективных методов решения данной задачи является численное решение системы нелинейных уравнений Максвелла [3].

В настоящей работе для численного решения системы нелинейных уравнений Максвелла использован метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain – FDTD). Этот метод широко и успешно используется для решения ряда задач нелинейной оптики, однако, насколько нам известно, для решения данной задачи этот метод ранее не применялся.

Нами рассмотрено распространение обыкновенно-поляризованного пробного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в поле необыкновенно-поляризованного импульса накачки в отрицательном одноосном кристалле в направлении, перпендикулярном оптической оси. Длина рассматриваемого нелинейного кристалла выбрана таким образом, что ширина фазового синхронизма больше ширины полосы спектра пробного импульса. При этом имеет место режим стационарного взаимодействия пробного импульса с импульсом накачки. В качестве конкретного примера численным методом решена задача генерации разностной частоты с пробным импульсом длительностью $\tau_s = 10$ фс и длиной волны $\lambda_s = 800$ нм в поле импульса накачки длительностью $\tau_p = 100$ фс и длиной волны $\lambda_p = 532$ нм в кристалле LiNbO_3 толщиной 60 мкм при температуре 230°C . При этом энергии пробного импульса и импульса накачки составляют соответственно 97 пДж и 0.4 мкДж. Рассчитана зависимость коэффициента преобразования от температуры и интенсивности накачки. Показано, что ширина температурного синхронизма для коэффициента преобразования в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне равна 70°C .

2. Постановка задачи

В данной работе для описания генерации частотных компонент в ближнем ИК диапазоне используется приближение плоской волны. Рассмотрим необыкновенный линейно-поляризованный лазерный импульс накачки с компонентами поля E_{zp} и H_{xp} с центральной длиной волны λ_p и обыкновенный линейно-поляризованный лазерный пробный импульс с компонентами поля E_{zs} и H_{ys} длительностью в несколько оптических колебаний с центральной длиной волны λ_s , распространяющиеся вдоль оси y , перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла $3m$ симметрии. Уравнения

Максвелла, описывающие нелинейное взаимодействие пробного импульса и импульса накачки, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad \frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad \frac{\partial D_z}{\partial t} = -\frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (2)$$

$$E_x = \frac{D_x - (P_{xL} + P_{xNL})}{\varepsilon_0}, \quad (1a)$$

$$E_z = \frac{D_z - (P_{zL} + P_{zNL})}{\varepsilon_0}, \quad (2a)$$

где E_x и E_z – обыкновенно и необыкновенно-поляризованное суммарное электрическое поле, D_x и D_z – электрические индукции, μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума, P_{xL} и P_{xNL} – линейная и нелинейная поляризации обыкновенно-поляризованной волны, и P_{zL} и P_{zNL} – линейная и нелинейная поляризации необыкновенно-поляризованной волны, соответственно. Линейная электрическая поляризация может быть выражена в виде

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_0 \int \chi_x^{(1)}(t-t_1) \cdot E_x(t_1) dt_1, \quad P_{zL}(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_z^{(1)}(t-t_1) E_z(t_1) dt_1. \quad (3)$$

Нелинейная поляризация одноосного оптического кристалла группы симметрии $3m$, как LiNbO_3 , в квазистатическом приближении имеет вид

$$P_{xNL}(t) = 2\varepsilon_0 \cdot d_{31} \cdot E_x(t)E_z(t), \quad P_{zNL}(t) = \varepsilon_0 \cdot d_{33} \cdot E_z^2(t) + \varepsilon_0 \cdot d_{31} \cdot E_x^2(t), \quad (4)$$

где d_{31} и d_{33} – ненулевые компоненты тензора нелинейной восприимчивости кристалла второго порядка. Квазистатическое приближение в нелинейной части поляризации среды имеет место в ближнем инфракрасном диапазоне спектра при малых толщинах нелинейного кристалла и малых значениях электрического поля импульса накачки [4]. Линейные восприимчивости кристалла $\chi_{x,z}^{(1)}(\omega)$ для обыкновенной и необыкновенной волны определяются соответствующими значениями коэффициентов преломления

$$\chi_{x,z}^{(1)}(\omega) = n_{or,e}^2(\omega, T) - 1, \quad (5)$$

где $n_{or}(\omega, T)$ и $n_e(\omega, T)$ – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны при заданном значении температуры. В полосе прозрачности кристалла показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны для LiNbO_3 могут быть аппроксимированы уравнениями Селмейера [5], которые основаны на классической модели атома Лоренца. Согласно (5) и [5], линейные восприимчивости среды могут быть представлены в виде

$$\chi_{x,z}^{(i)}(\omega) = \left(a_{o,e} - \frac{b_{o,e}}{c_{o,e}^2} \right) + \frac{(b_{o,e}/c_{o,e}^2)}{1 - c_{o,e}^2 \cdot \omega^2} - \frac{q_{o,e}}{\omega^2}, \quad (6)$$

где

$$a_o = 3.913, \quad b_o = \left(\frac{0.1173}{(2\pi \cdot c)^2} + \frac{1.65 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{(2\pi \cdot c)^2} \right), \quad c_o = (0.212 + 2.7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) / (2\pi \cdot c),$$

$$q_o = 2.78 \cdot 10^{-2} \cdot (2\pi \cdot c)^2, \quad a_e = (3.5567 + 2.605 \cdot 10^{-7} \cdot T^2), \quad b_e = \left(\frac{0.097}{(2\pi \cdot c)^2} + \frac{2.7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{(2\pi \cdot c)^2} \right),$$

$$c_e = (0.201 + 5.4 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) / (2\pi \cdot c), \quad q_e = 2.24 \cdot 10^{-2} \cdot (2\pi \cdot c)^2, \quad (7)$$

где c – скорость света в вакууме в единицах мкм/с.

Трем слагаемым функции линейной восприимчивости в (6) соответствует следующее разложение функции линейной поляризации во временном представлении:

$$P_{xL}(t) = \varepsilon_o \cdot \varepsilon_{co} \cdot E_x(t) + F_x(t) + G_x(t), \quad P_{zL}(t) = \varepsilon_o \cdot \varepsilon_{ce} \cdot E_z(t) + F_z(t) + G_z(t), \quad (8)$$

где $\varepsilon_{co} = a_o - b_o / c_o^2$, $\varepsilon_{ce} = a_e - b_e / c_e^2$, а $F_{x,z}(t)$ и $G_{x,z}(t)$ – решения следующих обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$c_o^2 \cdot \frac{\partial^2 F_x(t)}{\partial t^2} + F_x(t) = \varepsilon_o \cdot \frac{b_o}{c_o^2} \cdot E_x(t, y), \quad \frac{\partial^2 G_x(t)}{\partial t^2} = \varepsilon_o \cdot q_o \cdot E_x(t, y),$$

$$c_e^2 \cdot \frac{\partial^2 F_z(t)}{\partial t^2} + F_z(t) = \varepsilon_o \cdot \frac{b_e}{c_e^2} \cdot E_z(t, y), \quad \frac{\partial^2 G_z(t)}{\partial t^2} = \varepsilon_o \cdot q_e \cdot E_z(t, y). \quad (9)$$

Подстановка (4) и (8) в уравнения (1а) и (2а) приводит к следующим уравнениям для электрических полей обыкновенной и необыкновенной волны:

$$E_x = \frac{D_x - F_x - G_x}{\varepsilon_o \cdot (1 + \varepsilon_{co} + 2 \cdot d_{31} \cdot E_z)}, \quad E_z = \frac{D_z - F_z - G_z - \varepsilon_o \cdot d_{31} \cdot E_x^2}{\varepsilon_o \cdot (1 + \varepsilon_{ce} + d_{33} \cdot E_z)}. \quad (10)$$

При заданных значениях векторов $D_{x,z}$, $F_{x,z}$ и $G_{x,z}$ уравнения (10) могут быть решены методом итерации [6-8]. Подставляя (10) в (9), после несложных преобразований получаем систему из четырех дифференциальных уравнений, которая затем дискретизируется как во времени, так и в пространстве ($t \rightarrow n \cdot \Delta t$, $z \rightarrow k \cdot \Delta z$), а значения $F_{x,z}$ и $G_{x,z}$ в дискретные моменты времени n могут быть определены через величины $F_{x,z}$, $G_{x,z}$, $E_{x,z}$ и $D_{x,z}$ в моменты времени $n-1$ [7,8].

3. Обсуждение результатов численного эксперимента

В наших расчетах для корректного описания процесса генерации спектральных компонент на разностной частоте шаг пространственной дискретизации выбран равным $\Delta y = 4.0$ нм, а временной шаг дискретизации $\Delta t = \Delta y / 2c \approx 6.7 \cdot 10^{-3}$ фс [7]. Численное моделирование проводилось для следую-

щих физических условий:

1. Угол фазовой синхронизации θ_{pm} равен 90° (синхронизация I типа), что соответствует условию некритической фазовой синхронизации [9].

2. Условия фазовой синхронизации для процесса генерации разностных частот при заданном значении температуры T , когда пробный и холостой импульсы имеют обыкновенную поляризацию $[o]$, а импульс накачки – необыкновенную поляризацию $[e]$, определяются законами сохранения импульса и энергии:

$$\frac{n_e(\lambda_p, T)}{\lambda_p} = \frac{n_{or}(\lambda_s, T)}{\lambda_s} + \frac{n_{or}(\lambda_l, T)}{\lambda_l}, \quad \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_l}. \quad (11)$$

Угол фазовой синхронизации I типа для процесса генерации разностных частот в одноосном кристалле определяется следующим образом [9]:

$$\begin{aligned} \sin^2(\theta_{pm}(T)) = & \frac{(n_e(\lambda_p, T))^2}{\left[(\lambda_p/\lambda_s) \cdot n_o(\lambda_s, T) + (\lambda_p/\lambda_l) \cdot n_o(\lambda_l, T) \right]^2} \times \\ & \times \left[\frac{(n_o(\lambda_p, T))^2 - \left[(\lambda_p/\lambda_s) \cdot n_o(\lambda_s, T) + (\lambda_p/\lambda_l) \cdot n_o(\lambda_l, T) \right]^2}{(n_o(\lambda_p, T))^2 - (n_e(\lambda_p, T))^2} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

В наших расчетах длина волны импульса накачки выбрана равной $\lambda_p = 0.532$ мкм, что соответствует длине волны второй гармоники Nd:YAG лазера, а длина волны пробного импульса выбрана равной $\lambda_s = 0.75 \div 0.85$ мкм, что соответствует длине волны Ti:Al₂O₃ лазера. При этом значения длины волны холостого импульса попадают в область $\lambda_l = 1.42 - 1.83$ мкм.

На рис.1 приведены характеристики температурной настройки, полученные в ходе численного решения уравнения (12) при фазовом синхронизме $\theta_{pm} = 90^\circ$ и для вышеуказанных значений длин волн импульса накачки и пробного импульса. Из рис.1 следует, что для пробного импульса длительностью в 10 фс при длине волны 0,8 мкм со спектральной полосой ~94 нм возможно осуществить 90° температурный синхронизм для каждой спектральной компоненты в пределах спектральной полосы импульса путем изменения температуры от 100°C до 330°C . Согласно выражениям (11), крутизна кривой настройки длины волны сигнала с изменением температуры может быть представлена следующим соотношением:

$$\frac{d\lambda_s}{dT} = \frac{\lambda_s^2}{\lambda_p} \cdot \left(\frac{c}{v_{gi}} - \frac{c}{v_{gs}} \right)^{-1} \cdot \frac{dn_e(\lambda_p, T)}{dT} \quad (13)$$

где

$$v_{gi} = c / [n_o(\lambda_l, T) - \lambda_l \cdot [dn_o(\lambda, T)/d\lambda]_{\lambda=\lambda_l}], \quad v_{gs} = c / [n_o(\lambda_s, T) - \lambda_s \cdot [dn_o(\lambda, T)/d\lambda]_{\lambda=\lambda_s}]$$

– групповые скорости распространения для холостого и пробного импульсов, соответственно, c – скорость света в вакууме. Согласно (13), при заданной

длине волны импульса накачки $\lambda_p = 0.532$ мкм изменение температуры на величину $\Delta t = 100^\circ\text{C}$ приведет к изменению длины волны пробного импульса $\Delta\lambda_s \approx 14$ нм при начальной длине волны $\lambda_s = 0.75$ мкм и к изменению $\Delta\lambda_s \approx 32$ нм при $\lambda_s = 0.85$ мкм. При этом следует отметить, что в выбранной нами геометрии условие фазового синхронизма для спектральных компонент на суммарных частотах, возникающих в нелинейном кристалле, не выполняется [9]. Следовательно, из-за низкой эффективности преобразования генерация спектральных компонент на суммарных частотах в данной работе не рассматривается. Ширина фазового синхронизма сигнала может быть представлена в следующем виде [9]:

$$\Delta\lambda_s \approx \lambda_s^2 / L \cdot \left[\frac{c}{v_{gs}} - \frac{c}{v_{gl}} \right], \quad (14)$$

где L – длина нелинейного кристалла.

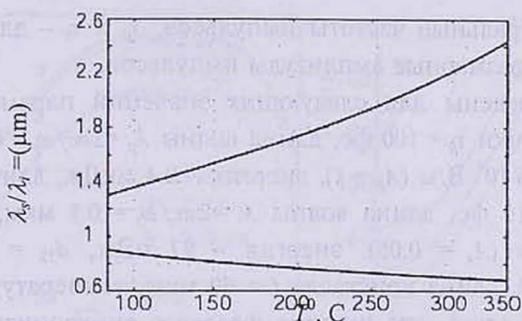


Рис.1. Характеристика температурной настройки при $\theta_{pm} = 90^\circ$ фазовом синхронизме для кристалла LiNbO_3 .

Согласно (14) для нелинейного кристалла LiNbO_3 с длиной $L = 60$ мкм ширина фазового синхронизма при длине волны $\lambda_s = 0.75$ мкм и температурах 20°C и 300°C равна $\Delta\lambda_s \approx 79$ нм и ≈ 75 нм, соответственно. А при длине волны $\lambda_s = 0.85$ мкм и температурах 20°C и 300°C $\Delta\lambda_s \approx 165$ нм и $\Delta\lambda_s \approx 157$ нм, соответственно. В частности, при температуре 230°C и длине волны $\lambda_s = 0.8$ мкм ширина фазового синхронизма $\Delta\lambda_s \approx 108$ нм. Известно, что для эффективного энергообмена между пробным импульсом и импульсом накачки разность групповых скоростей между этими импульсами должна быть малой для обеспечения условия перекрытия взаимодействующих импульсов во времени. Данное условие определяет нижнюю границу длительности импульса накачки

$$\tau_p \geq L \cdot \left| 1/v_{gs} - 1/v_{gp} \right|. \quad (15)$$

В соответствии с (15) в рассматриваемом диапазоне изменения температуры для импульса накачки длительностью ~ 100 фс на длине волны 532 нм

и пробного импульса длительностью ~ 10 фс на длине волны $750 \text{ нм} \div 850 \text{ нм}$, при длине кристалла LiNbO_3 $L=60$ мкм, разность времен прохождения импульса накачки и пробного импульса через нелинейный кристалл не превышает 47 фс. В частности, для сигнального импульса на длине волны $\lambda_s = 0.8$ мкм разность времен составляет 24 фс. Таким образом, в рассматриваемом случае имеет место квазистатический режим взаимодействия между импульсом накачки и пробным импульсом. Следовательно, для оценки процесса энергообмена между пробным и холостым импульсами необходимо рассмотреть разность групповых скоростей между ними. В соответствии с уравнениями Селмейера для коэффициентов преломления обыкновенной и необыкновенной волны [5], разность групповых скоростей между пробным и холостым импульсами не превышает 0,4 фс/мкм. В данной работе численное интегрирование системы уравнений (1),(2),(10) – (12) методом конечных разностей проведено при следующих граничных условиях:

$$\bar{E}_z(y=0, t) = A_p \cdot \exp(-t^2/\tau_p^2) \cdot \cos(\omega_p \cdot t), \bar{E}_x(y=0, t) = A_s \cdot \exp(-t^2/\tau_s^2) \cdot \cos(\omega_s \cdot t), \quad (16)$$

где ω_p и ω_s – центральные частоты импульсов, τ_p и τ_s – длительности импульсов, A_p и A_s – безразмерные амплитуды импульсов.

Расчеты проведены для следующих значений параметров: длительность импульса накачки $\tau_p = 100$ фс, длина волны $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p = 0.532$ мкм, электрическое поле $E_z = 6 \cdot 10^8$ В/м ($A_p = 1$), энергия – 0.4 мкДж; длительность пробного импульса $\tau_s = 10$ фс, длина волны $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s = 0.8$ мкм, электрическое поле $E_x = 3 \cdot 10^7$ В/м ($A_s = 0.05$), энергия – 97 пДж, $d_{33} = -34.4 \cdot 10^{-12}$ м/В, $d_{31} = 5.95 \cdot 10^{-12}$ м/В [5], длина кристалла $L = 60$ мкм, температура $T = 230^\circ\text{C}$. Из вышеизложенного следует, что ширина фазового синхронизма при выбранной толщине кристалла превышает ширину спектральной полосы пробного импульса. Это означает, что с помощью выбранного нами нелинейного кристалла LiNbO_3 с толщиной 60 мкм можно осуществить эффективное преобразование в ближний ИК спектр пробного импульса длительностью в 10 фс. В нашем случае данным дисперсионным расплыванием пробного импульса можно пренебречь, т.к. дисперсионная длина, определяемая выражением $\tau_s^2 / \partial^2 k(\omega) / \partial \omega^2 |_{\omega_s}$, равна 113 мкм и больше длины кристалла.

На рис.2 показан результат численного расчета системы уравнений (1),(2) для вышеуказанных значений параметров, описывающий спектр пробного импульса на выходе кристалла LiNbO_3 длиной $L = 60$ мкм (сплошная линия). Там же для сравнения приводится спектр пробного импульса на входе кристалла (пунктирная линия). В ближнем инфракрасном спектре ($\lambda_{IR} \approx 1.5$ мкм) обыкновенно-поляризованного импульса имеет место непрерывное спектральное распределение, обусловленное в основном широкой спектральной полосой пробного импульса ($\Delta\lambda_s \approx 94$ нм). Данное непрерывное спектральное распределение в ближнем ИК диапазоне, в частности, может быть использовано в качестве перестраиваемого фемтосекундного генератора.

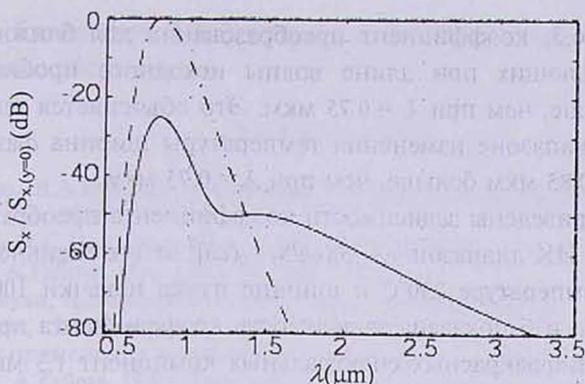


Рис.2. Спектр сигнала импульса на выходе кристалла LiNbO_3 длиной $L = 60$ мкм (сплошная линия) и спектр сигнала импульса на входе кристалла (пунктирная линия), полученные в результате численного интегрирования системы уравнений Максвелла методом конечных разностей.

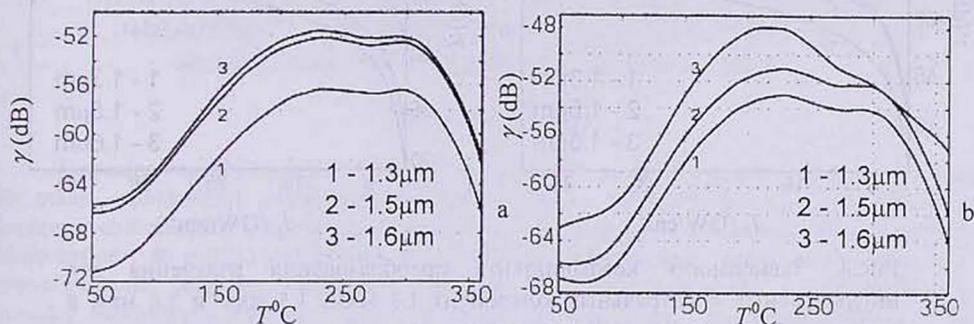


Рис.3. Зависимость коэффициента преобразования излучения от температуры для значений длин волн 1.3 мкм; 1.5 мкм; 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса на выходе кристалла при центральной длине волны начального сигнала $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б).

На рис.3 приведена зависимость коэффициента преобразования излучения $\gamma = 10 \cdot \log [P(y = L, \omega) / P(y = 0, \omega)]$ (где $P(\omega)$ – спектр мощности) от температуры для значений длин волн 1.3 мкм; 1.5 мкм; 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса при длине волны исходного пробного импульса, равной $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б). Согласно рис.3, коэффициент преобразования для спектральных компонент в ближнем ИК диапазоне остается почти неизменным вплоть до 300°C , а выше 300°C коэффициент преобразования начинает уменьшаться. При этом, как видно из рис.3 и как показывают расчеты, ширина температурного синхронизма составляет $\sim 70^\circ\text{C}$. Из-за такой большой ширины требования к температуре синхронизма в фемтосекундных перестраиваемых параметрических генераторах становятся менее жесткими. Очевидно, что такая ширина температурного синхронизма находится в согласии с характеристиками температурного 90° синхронизма.

Как видно из рис.3, коэффициент преобразования для ближних ИК спектральных составляющих при длине волны исходного пробного импульса $\lambda_s = 0.85$ мкм больше, чем при $\lambda_s = 0.75$ мкм. Это объясняется тем, что согласно (14) во всем диапазоне изменения температуры ширина фазовой синхронизации при $\lambda_s = 0.85$ мкм больше, чем при $\lambda_s = 0.75$ мкм.

На рис.4 приведены зависимости коэффициента преобразования излучения в ближний ИК диапазон $\gamma \sim [S_2(\omega)/S_2 - 0(\omega)]^2$ от интенсивности импульса накачки I_p при температуре 230°C и ширине пучка накачки 100 мкм (на $1/e$ уровне). На рис.4а и б показана зависимость коэффициента преобразования излучения γ для инфракрасных спектральных компонент 1.3 мкм, 1.5 мкм и 1.6 мкм от интенсивности импульса накачки I_p при длине волны исходного пробного импульса $\lambda_s = 0.75$ мкм и 0.85 мкм, соответственно.

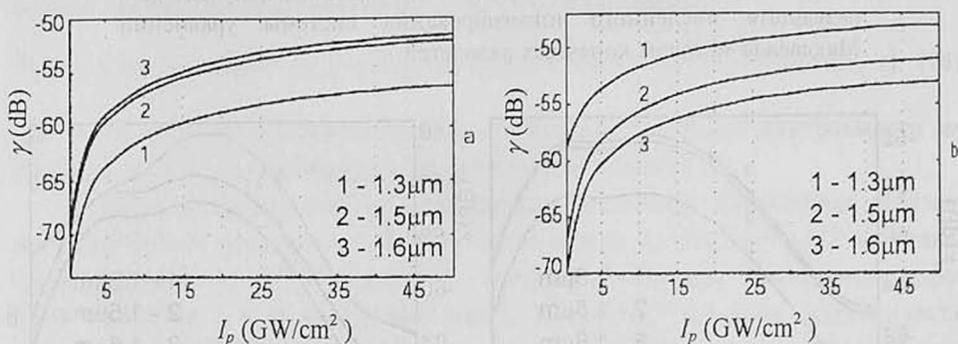


Рис.4. Зависимость коэффициента преобразования излучения для инфракрасных спектральных компонент 1.3 мкм, 1.5 мкм и 1.6 мкм в спектре обыкновенно-поляризованного импульса на выходе кристалла от интенсивности импульса накачки I_p при центральной длине волны начального сигнального импульса $\lambda_s = 0.75$ мкм (а) и $\lambda_s = 0.85$ мкм (б).

Согласно результатам расчетов и как видно из рис.4, при интенсивностях импульса накачки вплоть до $I_p \approx 2$ ГВт/см² коэффициент преобразования линейно пропорционален интенсивности импульса накачки. При интенсивностях импульса накачки выше 20 ГВт/см² зависимость коэффициента преобразования от интенсивности импульса накачки весьма слабая.

4. Заключение

В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования процесса генерации разностных частот лазерными импульсами длительностью в несколько оптических колебаний. Получена зависимость коэффициента преобразования излучения в ближний ИК диапазон от температуры. Показано, что ширина температурного синхронизма составляет 70°C. Получена зависимость коэффициента преобразования от интенсивности импульса накачки.

Автор благодарит Д.Л.Оганесяна и С.Б.Согомоняна за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
2. P.Kinsler, G.H.C.New. Phys. Rev, A, 67, 023813 (2003).
3. P.Goorjian, A.Taflove. Opt. Lett., 17, 180 (1992).
4. D.Hovhannisyann, K.Stepanyan. J. Mod. Optics, 50, 2201 (2003).
5. Г.Г.Гурзаян, В.Г.Дмитриев, Д.Н.Никогосян. Нелинейно-оптические кристаллы: свойства и применение в квантовой электронике. М., Радио и связь, 1991.
6. R.M.Joseph, A.Taflove. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 45, 364 (1997).
7. A.Taflove, S.C.Hagness. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House inc., Boston, London, 2000.
8. D.M. Sullivan. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. IEEE Press Series on RF and Microwave Technology. New York, 2000.
9. Xiping Zhang. Dissertation. Marburg/Lahn, Germany, 2002.

ՄՈՏԱԿԱ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՆՏՆԵՐՈՎ

Կ.Ժ. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ

Վերջավոր տարբերությունների եղանակով ստացված է մոտակա ինֆրակարմիր տիրույթում մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ լազերային իմպուլսների անընդհատ սպեկտրի գեներացիան նկարագրող Մաքսվելի հավասարումների համակարգի թվային լուծումը: Կատարված է մի քանի օպտիկական տատանումների տևողությամբ, սովորական բեռնացված, ազդանշանային իմպուլսի տարածման պրոցեսի թվային մոդելավորումը բացասական միատանց օպտիկական բյուրեղում՝ բյուրեղի օպտիկական առանցքին ուղղահայաց, անսովոր բեռնացված ֆեմտոպլայրկյանային մղման իմպուլսի ազդեցության մերթ: Մասնավորապես քննարկված է $\tau_s = 10$ ֆվ տևողությամբ և $\lambda_s = 800$ նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ ազդանշանային իմպուլսի առաջաձույնը $\tau_p = 100$ ֆվ տևողությամբ և $\lambda_p = 532$ նմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ մղման իմպուլսի ազդեցության տակ 60 մկմ հաստությամբ LiNbO_3 բյուրեղում, 230°C ջերմաստիճանում:

SPECTRAL SUPERCONTINUUM GENERATION IN THE NEAR-INFRARED REGION BY THE LASER PULSES WITH DURATION OF SEVERAL OPTICAL CYCLES

K.G. STEPANYAN

Using the FDTD method, we solve Maxwell's equations describing the difference frequency generation by a femtosecond laser pulse in a nonlinear crystal. We model the propagation of an ordinary polarized signal pulse of several optical cycles duration in the presence of extraordinary polarized femtosecond pump pulse in a negative uniaxial crystal in the direction normal to the optical axis. As an example, we apply our model to study the propagation of a signal pulse of $\tau_s = 10$ fs duration at $\lambda_s = 800$ nm central wavelength in the presence of pump pulse with $\tau_p = 100$ fs duration at $\lambda_p = 532$ nm central wavelength in a LiNbO_3 crystal of 60 μm thickness at the temperature 230°C .