

УДК 537.311

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИРПА СУБПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ НА ОСНОВЕ НЕКОЛЛИНЕАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЧЕТВЕРТОЙ ГАРМОНИКИ**

Д.Л. ОГАНЕСЯН<sup>1\*</sup>, А.О. ВАРДАНЯН<sup>1</sup>, Г.Д. ОГАНЕСЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный институт метрологии, Ереван, Армения

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: davidhl@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 декабря 2017 г.)

Предложен новый метод определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне на центральной длине волны 10 мкм, основанный на генерации импульсов второй гармоники спектрально-ограниченным и частотно-модулированным субпикосекундными импульсами и последующей неколлинеарной генерации излучения четвертой гармоники соответствующими импульсами второй гармоники. Приведены временные зависимости мгновенной частоты частотно-модулированного импульса второй гармоники на центральной длине волны 5 мкм, генерируемого в поле частотно-модулированного субпикосекундного ИК импульса, распространяющегося в отрицательном одноосном кристалле  $\text{AgGaS}_2$  вдоль направления, составляющего  $61^\circ 36'$  с оптической осью. Представленные результаты могут быть использованы при разработке нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы и временного профиля субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне.

### **1. Введение**

Прогресс в области генерации и измерений параметров субпикосекундных лазерных импульсов в среднем ИК диапазоне определяется применением нелинейно-оптических методов [1–9]. Для субпикосекундных лазерных импульсов излучения в среднем ИК диапазоне создание нелинейно-оптических методов определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса имеет весьма важное практическое значение в фундаментальных и прикладных задачах нестационарной ИК спектроскопии и диагностики пучков заряженных частиц [10, 11].

В настоящей работе предлагается метод определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне, основанный на генерации

импульсов второй гармоники спектрально-ограниченным и частотно-модулированным субпикосекундными импульсами и последующей неколлинеарной генерации излучения четвертой гармоники (ЧГ) соответствующими импульсами второй гармоники (ВГ). В качестве нелинейного кристалла предлагается использовать  $\text{AgGaS}_2$  (тиогаллат серебра) – отрицательный одноосный кристалл точечной группы симметрии  $\bar{4}2m$  с диапазоном прозрачности от 0.5 до 13 мкм.

## 2. Схема нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне

На рис.1 показана схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора для определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне. В качестве источника импульсов (MIR PS) можно использовать параметрический преобразователь частоты на основе одномерной фотонной структуры с последующей компрессией импульса излучения разностной частоты, сформированной на выходе структуры с помощью фазового жидкокристаллического транспаранта [12]. Изменение центральной частоты импульса в среднем ИК диапазоне можно осуществить путем изменения периода фотонной структуры, а формирование симметричного гауссовского временного профиля импульса – с помощью частотно-пространственной фильтрации импульса жидкокристаллическим транспарантом.

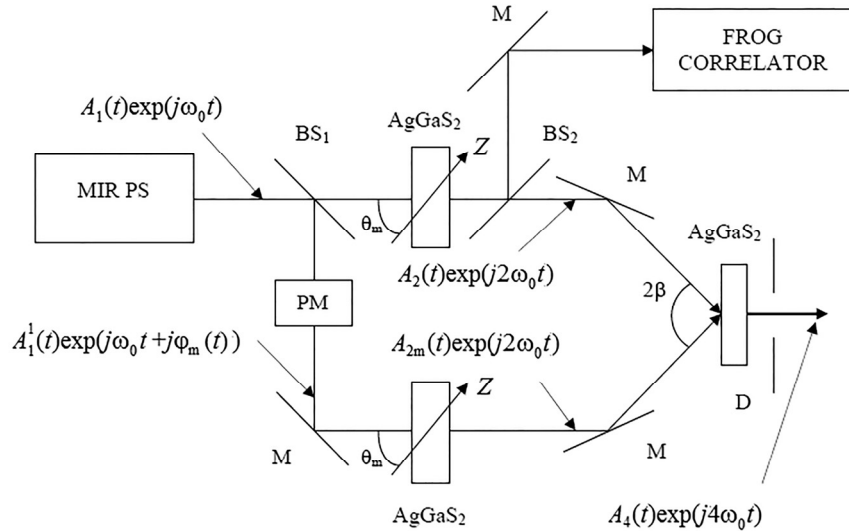


Рис.1. Схема предлагаемого нелинейно-оптического коррелятора: MIR PS – источник импульсов ИК диапазона,  $BS_1$  – расщепитель пучка с коэффициентом деления 50%, PM – фазовый модулятор, M – зеркало,  $BS_2$  – расщепитель пучка с коэффициентом пропускания 70%, D – диафрагма и FROG CORRELATOR – нелинейно-оптический коррелятор.

В качестве источника можно использовать также нелинейно-оптический перестраиваемый параметрический генератор узкополосного излучения разностной частоты в диапазоне 10–15 мкм, основанный на нелинейном взаимодействии чирпированных импульсов в ближнем ИК диапазоне и позволяющий формировать импульсы в указанном диапазоне с амплитудой электрического поля до 190 В/мкм [13]. Изменение центральной частоты импульса в этом случае можно осуществить путем изменения временной задержки между взаимодействующими чирпированными импульсами в ближнем ИК диапазоне.

ИК импульс  $A_1(t)\exp(j\omega_0 t)$ , где  $A_1(t)$  – комплексная амплитуда импульса,  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$  – центральная частота,  $\lambda_0$  – центральная длина волны и  $c$  – скорость света в вакууме, из MIR PS направляется на расщепитель пучка BS<sub>1</sub>. Часть импульса, прошедшая через расщепитель и равная  $0.5 \times A_1(t)$ , направляется на нелинейный кристалл AgGaS<sub>2</sub>, в котором в результате нелинейного взаимодействия импульса с кристаллом формируется импульс ВГ  $A_2(t)\exp(j2\omega_0 t)$ , где  $A_2(t)$  – комплексная амплитуда импульса ВГ. Часть импульса ВГ, отраженная от BS<sub>2</sub>, направляется на нелинейно-оптический FROG коррелятор, с помощью которого определяется фаза и временной профиль симметричного по времени импульса ВГ  $A_2(t)\exp(j2\omega_0 t)$ . Вторая часть исходного импульса, отраженная от BS<sub>1</sub> и равная  $0.5 \times A_1(t)$ , направляется на фазовый модулятор РМ. Для задач нестационарной ИК спектроскопии в качестве РМ, в частности, может быть рассмотрена прозрачная среда с неизвестной дисперсионной характеристикой. В этом случае информация о дисперсионной характеристике исследуемого объекта, например, электро-оптически управляемого нематического жидкого кристалла содержится в фазовой модуляции импульса [12].

На выходе РМ формируется импульс  $A_1^1(t)\exp(j\omega_0 t + j\varphi_m(t))$ , где  $A_1^1(t) = 0.5 \times A_1(t)$  – комплексная амплитуда ИК импульса, прошедшего через фазовый модулятор,  $\varphi_m(t)$  – фаза частотно-модулированного ИК импульса. Если в рассматриваемом диапазоне длин волн РМ прозрачный и если глубина фазовой модуляции недостаточно велика, чтобы вызвать изменение огибающей ИК импульса, то можно допустить что  $A_1^1(t) = 0.5 \times A_1(t)$ . Далее модулированный ИК импульс, отражаясь от зеркала М, направляется на нелинейный кристалл AgGaS<sub>2</sub>, где в результате нелинейного взаимодействия импульса с кристаллом формируется импульс ВГ  $A_{2m}(t)\exp(j2\omega_0 t)$ , где  $A_{2m}(t)$  – комплексная амплитуда частотно-модулированного импульса ВГ. В случае, когда толщина нелинейного кристалла меньше как нелинейной  $L_{NL}$ , так и дисперсионной  $L_D$  длины, а удвоение частоты ИК импульса происходит в квазистатическом режиме, фаза частотно-модулированного импульса  $A_{2m}(t)$  равна  $2\varphi_m(t)$  [14, 15]. В общем случае соотношение между  $\varphi_m(t)$  и фазой импульса ВГ зависит от толщины нелинейного кристалла,

соотношения  $L_{NL}/L_D$  и выполнения условий фазового и группового синхронизмов. Результаты исследования временной зависимости фазы импульса  $A_{2m}(t)$  для случая, когда временная зависимость  $\varphi_m(t)$  определяется как квадратичная функция времени  $Ct^2$ , где  $C$  – постоянная, описывающая линейный чирп импульса в среднем ИК диапазоне на выходе РМ, приводятся в следующем разделе. Далее для определения фазы импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  импульсы  $A_2(t)\exp(j2\omega_0 t)$  и  $A_{2m}(t)\exp(j2\omega_0 t)$  направляются на нелинейный кристалл  $\text{AgGaS}_2$  под углом  $2\beta$ , обеспечивающим выполнение условия фазового синхронизма для неколлинеарной генерации ЧГ импульса в среднем ИК диапазоне. В поперечном распределении энергии ЧГ, соответствующем динамической спектрограмме импульса  $A_{2m}(t)\exp(j2\omega_0 t)$ , содержится информация о фазе импульса ВГ  $A_{2m}(t)$ . При известном импульсе  $A_2(t)\exp(j2\omega_0 t)$  из регистрируемого поперечного распределения энергии ЧГ можно восстановить фазу импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  [16], что, в свою очередь, позволит определить фазу  $\varphi_m(t)$ , содержащую информацию о процессе фазовой модуляции импульса в РМ.

### 3. Коллинеарная генерация ВГ частотно-модулированным субпикосекундным лазерным импульсом в среднем ИК диапазоне

Рассмотрим линейно-поляризованный ИК импульс с плоским волновым фронтом, длительностью  $18 \times \tau_0$  ( $\tau_0 = \lambda_0/c$  – период колебаний) и с компонентой электрического поля  $E_Y^\omega$ , распространяющийся вдоль оси  $Z$ , совпадающей с нормалью к поверхности кристалла и составляющей угол  $\theta_m$  с оптической осью одноосного отрицательного кристалла  $\text{AgGaS}_2$ . На рис.2 показана взаимная ориентация кристаллографической ( $XYZ$ ) и лабораторной ( $xuz$ ) координатных систем. В поле ИК импульса  $E_Y^\omega$  с поляризацией, соответствующей обыкновенной волне, распространяющегося в нелинейном кристалле вдоль оси  $z$ , будет генерироваться импульс ВГ  $E_Z^{2\omega}$  с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне, распространяющийся вдоль оси  $z$ . Угол  $\theta_m = 61^\circ 36'$  определяется точкой пересечения сферы, соответствующей поверхности показателей преломления обыкновенного луча  $n_o(\omega_0)$  на частоте  $\omega_0$  с эллипсоидом показателей преломления необыкновенного луча  $n_e(2\omega_0)$  на частоте  $2\omega_0$  [17]. Дифракционным расплыванием ИК импульса, т. е. импульса накачки  $A_1(t)$ , можно пренебречь, если длина рассматриваемого нелинейного кристалла меньше параметра  $\pi\sigma_0^2/2\lambda_0$ , где  $\sigma_0$  – диаметр пучка импульса накачки. Например, при  $\sigma_0 = 3$  мм параметр  $\pi\sigma_0^2/2\lambda_0 = 1.41$  м, что много больше рассматриваемой в данной работе толщины нелинейного кристалла. Угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга излучения ВГ, обусловленный явлением двулучепреломления, согласно [18], определяется как  $\Delta\theta = a \tan(n_o^2(2\omega_0) \tan(\theta_m)/n_e^2(2\omega_0)) - \theta_m$  и составляет  $64.44'$ .

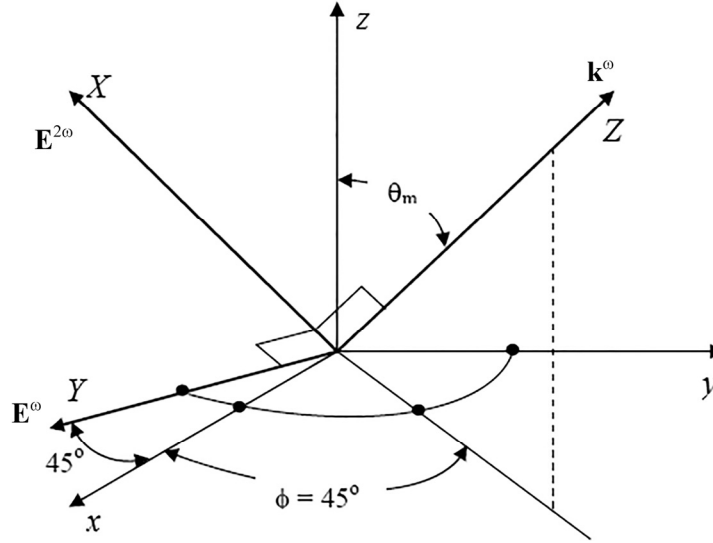


Рис.2. Взаимная ориентация кристаллографической ( $XYZ$ ) и лабораторной ( $xyz$ ) координатных систем:  $E^\omega$  – электрическое поле импульса накачки с поляризацией, соответствующей обыкновенной волне,  $k^\omega$  – волновой вектор импульса накачки,  $E^{2\omega}$  – электрическое поле импульса ВГ с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне.

Пространственный снос излучения ВГ на выходе из нелинейного кристалла, обусловленный двулучепреломлением  $L \times \tan(\Delta\theta)$  ( $L$  – толщина кристалла), при  $L \approx 1000$  мкм составит  $\sim 18.76$  мкм. Следовательно, при  $\sigma_0 = 3$  мм указанным пространственным сдвигом, вызванным двулучепреломлением, можно пренебречь.

В кристалле  $\text{AgGaS}_2$ , когда поляризация ИК импульса накачки соответствует волне с обыкновенной поляризацией, импульс ВГ, соответствующий волне с необыкновенной поляризацией, имеет лишь  $Z$ -компоненту  $P_Z = 2d_{36}E_X^\omega E_Y^\omega \sin \theta_m$  и достигает максимума при  $E_X^\omega = E_Y^\omega = E_v^\omega / \sqrt{2}$ , когда азимутальный угол для  $E_v^\omega = \pi/4$  [19], где  $d_{36}$  – отличная от нуля нелинейная восприимчивость кристалла  $\text{AgGaS}_2$ . С учетом линейных дисперсионных членов высшего порядка, инерционности нелинейной связи первого порядка и без учета явления двулучепреломления система уравнений, описывающая данный процесс в приближении медленно-меняющихся амплитуд, может быть представлена в виде [13]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_1(\omega_0) \frac{\partial A_1}{\partial t} + \sum_{l=2}^{10} i^{l-1} \frac{\beta_l(\omega_0)}{l!} \frac{\partial^l A_1}{\partial t^l} \\ = -i\gamma_1 A_2 A_1^* \exp(i\Delta kz) - \frac{\gamma_1}{\omega_0} \frac{\partial (A_2 A_1^*)}{\partial t} \exp(i\Delta kz), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_1(2\omega_0) \frac{\partial A_2}{\partial t} + \sum_{l=2}^{10} i^{l-1} \frac{\beta_l(2\omega_0)}{l!} \frac{\partial^l A_2}{\partial t^l} \\
& = -i\gamma_2 A_1^2 \exp(-i\Delta kz) - \frac{\gamma_2}{2\omega_0} \frac{\partial(A_1^2)}{\partial t} \exp(-i\Delta kz),
\end{aligned} \tag{2}$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – комплексные амплитуды у-поляризованного ИК импульса и х-поляризованного импульса ВГ, соответственно,  $\beta_l(\omega_0) = (\partial^l k(\omega)/\partial \omega^l)|_{\omega=\omega_0}$ ,  $\beta_l(2\omega_0) = (\partial^l k(\omega)/\partial \omega^l)|_{\omega=2\omega_0}$ ,  $k(\omega)$  – волновой вектор,  $\gamma_1 = (2\pi d_{14}(\omega_0)\omega_0^2)/k(\omega_0)c^2$  и  $\gamma_2 = (2\pi d_{36}(2\omega_0)(2\omega_0)^2)/k(2\omega_0)c^2$  – коэффициенты нелинейной связи волн,  $d_{36}(5 \text{ мкм}) = 11.1 \pm 2.2 \text{ пм/В}$  и  $d_{14}(10 \text{ мкм}) = 10.6 \pm 1.2 \text{ пм/В}$  – нелинейные восприимчивости кристалла AgGaS<sub>2</sub>,  $1/\beta_1(\omega_0)$  и  $1/\beta_1(2\omega_0)$  – групповые скорости основного импульса и импульса ВГ и  $\Delta k = 2k(\omega_0) - k(2\omega_0)$  – расстройка волновых векторов. Дисперсия групповой скорости для импульса накачки  $\beta_2(\omega_0) = -1.9694 \text{ фс}^2/\text{мкм}$ , а для импульса ВГ  $\beta_2(2\omega_0) = -0.1478 \text{ фс}^2/\text{мкм}$ . Коэффициенты нелинейной связи  $\gamma_1 \approx \gamma_2 = 1.7789 \times 10^{-5} \text{ 1/В}$ .

Начальные условия для численного решения системы нелинейных уравнений (1) и (2) выбираются в виде

$$A_1(t, z=0) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp\left(-i\frac{C}{\tau^2}t^2\right), \quad A_2(t, z=0) = 0, \tag{3}$$

где  $A_0$  – амплитуда начального ИК импульса,  $2 \times \tau = 18 \times \lambda_0/c = 600 \text{ фс}$  – длительность ИК импульса,  $\lambda_0 = 10 \text{ мкм}$  – центральная длина волны и  $C$  – безразмерная постоянная, описывающая линейный чирп импульса в среднем ИК диапазоне. Длина нелинейного кристалла выбирается равной  $L = 997 \text{ мкм}$ . При расчете импульса ВГ  $A_2(t)$  значение постоянной  $C$  принимается равным нулю, а при расчете импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  постоянная  $C$  принимает значения  $\pm 0.4$ ,  $\pm 0.8$  и  $\pm 1.2$ . Численное решение системы уравнений (1) и (2) получено Фурье-методом с расщеплением по физическим факторам с пространственным шагом  $49.85 \text{ нм}$  [20]. Согласно вышеизложенному, при распространении начального ИК импульса и импульса ВГ вдоль оси  $Z$ , составляющей угол  $\theta_m = 61^\circ 36'$  с оптической осью, выполняется условие фазового синхронизма и, следовательно,  $\Delta k = 2k(\omega_0) - k(2\omega_0) = 0$ . Условие фазового синхронизма выполняется только для центральной длины волны  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ , а невыполнение условия фазового синхронизма для области частотного спектра в окрестности  $\omega_0$  ведет к снижению коэффициента преобразования энергии начального импульса в энергию ВГ. При этом снижение коэффициента преобразования может быть существенно скомпенсировано при

выполнении условия, когда толщина нелинейного кристалла удовлетворяет неравенству  $L \leq L_C = \frac{0.2\lambda_0}{\Delta\lambda} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial n_e}{\partial \lambda} \right) \Big|_{\lambda=\lambda_0/2} - \left( \frac{\partial n_0}{\partial \lambda} \right) \Big|_{\lambda=\lambda_0} \right]^{-1}$ , где  $\Delta\lambda$  – ширина полосы

начального импульса (3) с центральной длиной волны  $\lambda_0$ ,  $n_0$  и  $n_e$  – коэффициенты преломления для обыкновенной и необыкновенной волн [15]. Толщина  $L_C = 1019.21$  мкм при  $C = 0$ , а при  $C = 0.4, 0.8$  и  $1.2$  составляет 946.29, 795.79 и 652.33 мкм, соответственно.

Система уравнений (1) и (2) описывает также реакцию импульса ВГ на изменение амплитуды и фазы импульса в результате нелинейного взаимодействия с кристаллом. Групповое запаздывание, возникающее за счет расстройки групповых скоростей импульсов накачки и ВГ, решающим образом определяет процесс нелинейного взаимодействия волн. Влияние групповой расстройки  $\Delta u^{-1} = (1/u_{10} - 1/u_{2e})$ , где  $u_{10}$  и  $u_{2e}$  – групповые скорости взаимодействующих импульсов, на эффективность генерации ВГ зависит от соотношения между длиной взаимодействия и длиной группового запаздывания  $L_g = (|\Delta u^{-1}| \Delta \omega_1)^{-1}$ , где  $\Delta \omega_1 = \sqrt{2(1+C^2)}/\tau$  – ширина спектра импульса накачки [14]. При длине кристалла  $L < L_g$  удвоение частоты происходит в режиме группового синхронизма, а при  $L > L_g$  – режим удвоения частоты существенно нестационарный. При  $C = 0, 0.4, 0.8$  и  $1.2$  длина группового запаздывания  $L_g$  составляет 704.98, 654.56, 550.49 и 451.32 мкм, соответственно. При  $C = 0$  длина дисперсионного расплывания импульса накачки  $L_D = \tau^2 / (2|\beta_2(\omega_0)|)$  составляет 21.87 мм, что приблизительно в 22 раза больше длины рассматриваемого нами нелинейного кристалла  $L = 997$  мкм. Согласно результатам численных расчетов, из-за дисперсионного расплывания при  $C = 0$  во втором приближении теории дисперсии длительность импульса на выходе кристалла увеличится на 0.1%, при  $C = -1.2$  увеличится на 5.5%, а при  $C = 1.2$  уменьшится на 5.3%. Следовательно, для выбранного типа кристалла длиной 997 мкм дисперсионным расплыванием как спектрально-ограниченного, так и частотно-модулированного начального импульса (3), приводящим к уменьшению коэффициента преобразования, можно пренебречь. При  $\Delta k = 0$  и  $C = 0$  зависимость интенсивности ВГ  $(2\hbar\omega_0)I_2$  от длины пути  $z$ , пройденного в кристалле, является монотонно-возрастающей функцией, пропорциональной  $z^2$  и достигающей значения интенсивности импульса накачки  $(\hbar\omega_0)I_1(z=0)$  при  $z = L_{NL}$ , где  $L_{NL} = 1/(\gamma_2 A_0)$ . Фазовая модуляция импульса накачки (3)  $A_1(t, z=0)$  препятствует полной перекачке основного излучения во ВГ, и за счет фазовых соотношений между взаимодействующими волнами имеет

место осциллирующая зависимость эффективности преобразования от длины взаимодействия [14]. Численное решение системы уравнений (1) и (2) с учетом начальных условий (3) определяется при значениях амплитуды  $A_0$  импульса накачки равном 70.71, 106.06 и 141.42 В/мкм, которые при  $C = 0$  соответствуют значениям расстояния  $L_{NL}$  равном 795, 530.10 и 397.57 мкм, соответственно. При выбранных значениях амплитуды  $A_0$  импульса накачки  $L_{NL}$  меньше длины рассматриваемого кристалла  $L = 997$  мкм, что будет способствовать эффективному энергообмену между взаимодействующими импульсами.

На рис.3 приведены временные профили огибающей импульса накачки  $A_1(t)$  в разные моменты времени, соответствующие разным сечениям вдоль длины кристалла, взятые с шагом вдоль оси  $\Delta z = z_i - z_{(i-1)}$  равным 49.85 мкм, для

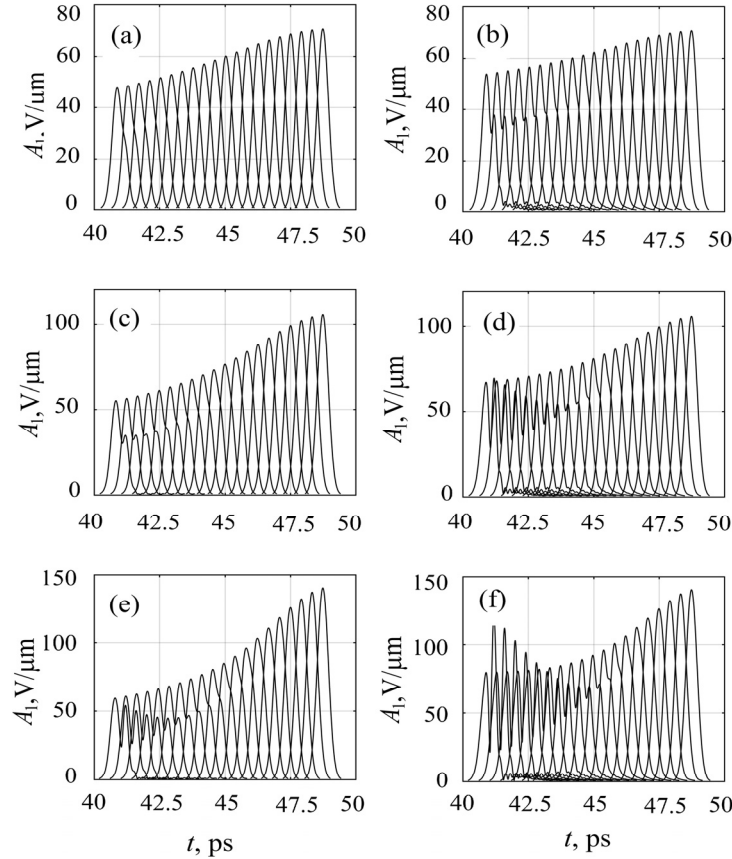


Рис.3. Временные профили огибающей импульса накачки  $A_1(t)$  в разные моменты времени, соответствующие разным расстояниям вдоль длины кристалла, взятые с шагом вдоль оси  $\Delta z = z_i - z_{(i-1)}$  равным 49.85 мкм, для случаев: (a)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (b)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (c)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (d)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (e)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм и (f)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм.



случаев: (a)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (b)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (c)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (d)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (e)  $C = 0.4$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм и (f)  $C = 1.2$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм. Как видно из рис.3, при  $A_0 = 70.71$  В/мкм увеличение  $C$  от 0.4 до 1.2 приводит к искажению временного профиля  $A_1(t)$ .

На рис.4 приведены рассчитанные для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_1|^2/|A_2|^2 \geq 0.5$ , временные зависимости мгновенной частоты импульса накачки  $A_1(t)$  в разные моменты времени, соответствующие разным сечениям вдоль длины кристалла для рассмотренных на рис.3а–f случаев. Как видно из рис.4 по мере распространения импульса накачки линейная по времени зависимость мгновенной частоты становится нелинейной. В частности, при  $A_0 = 70.71$  В/мкм и  $C = 0.4$  и 1.2 расстояние  $z_{NL}$ , при котором начинает проявляться нелинейность составляет 798 и 698 мкм. При  $A_0 = 106.06$  В/мкм и  $C = 0.4$  и 1.2

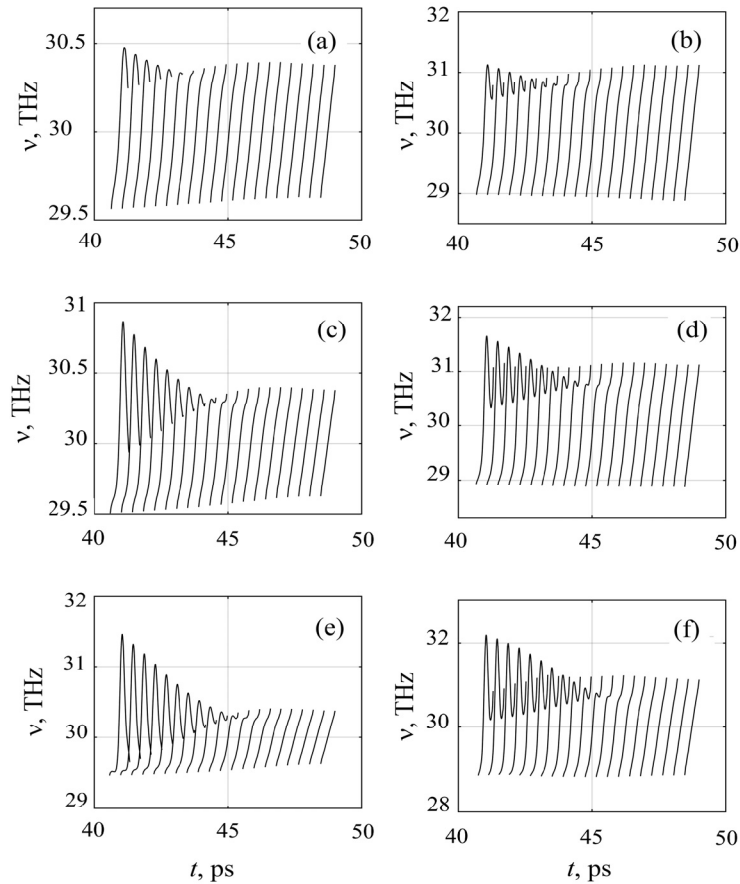


Рис.4. Временные зависимости мгновенной частоты импульса накачки  $A_1(t)$  в разные моменты времени и соответствующие разным расстояниям вдоль длины кристалла для рассмотренных на рис.3а–f случаев, рассчитанные для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_1|^2/|A_{1max}|^2 \leq 0.5$ .

расстояние  $z_{NL}$  составляет 598 и 498 мкм, а при  $A_0 = 141.42$  В/мкм и  $C = 0.4$  и  $1.2$  оно составляет 449 и 349 мкм.

При  $A_0 = 70.71$  В/мкм и  $C = 0.4$  расстояние  $z_{NL} = 798$  мкм удовлетворяет неравенству  $L_g (C = 0.4) < z_{NL} (C = 0.4) < L_C (C = 0.4)$ , а при  $C = 1.2$  расстояние  $z_{NL} = 698$  мкм удовлетворяет неравенству  $L_g (C = 1.2) < L_C (C = 1.2) < z_{NL} (C = 1.2)$ . Иначе говоря, при  $C = 0.4$  режим удвоения частоты нестационарный ( $z_{NL} > L_g$ ), а снижением коэффициента преобразования можно пренебречь, так как  $z_{NL} < L_C$ . Однако при  $C = 1.2$  имеет место также некоторое снижение коэффициента преобразования, т. к.  $L_C (C = 1.2) < z_{NL} (C = 1.2)$ .

При  $A_0 = 106.06$  В/мкм и  $C = 0.4$  расстояние  $z_{NL} = 598$  мкм удовлетворяет неравенству  $z_{NL} (C = 0.4) < L_g (C = 0.4) < L_C (C = 0.4)$ , а при  $C = 1.2$  расстояние  $z_{NL} = 498$  мкм удовлетворяет неравенству  $L_g (C = 1.2) < z_{NL} (C = 1.2) < L_C (C = 1.2)$ . При  $C = 0.4$  режим удвоения частоты стационарный ( $z_{NL} < L_g$ ) и снижением коэффициента преобразования можно пренебречь, так как  $z_{NL} < L_C$ . Однако при  $C = 1.2$

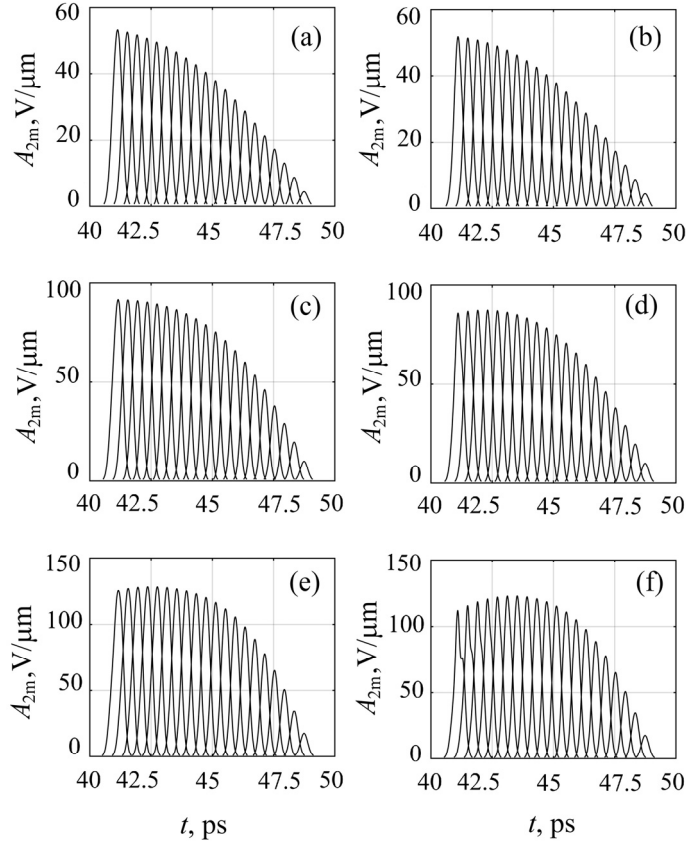


Рис.5. Временные профили огибающей импульса ВГ  $A_{2m}(t, z_i)$  в разные моменты времени и соответствующие разным расстояниям вдоль длины кристалла, взятые с шагом  $\Delta z = 49.85$  мкм, для рассмотренных на рис.3а–f случаев.

режим удвоения частоты нестационарный ( $z_{NL} > L_g$ ), а снижением коэффициента преобразования можно пренебречь, так как  $L_g (C=1.2) < z_{NL} (C=1.2) < L_C (C=1.2)$ .

При  $A_0 = 141.42$  В/мкм и  $C = 0.4$  расстояние  $z_{NL} = 449$  мкм удовлетворяет неравенству  $z_{NL} (C=0.4) < L_g (C=0.4) < L_C (C=0.4)$ , а при  $C = 1.2$  расстояние  $z_{NL} = 349$  мкм удовлетворяет неравенству  $z_{NL} (C=1.2) < L_g (C=1.2) < L_C (C=1.2)$ . Таким образом, при  $A_0 = 141.42$  В/мкм и  $C = 0.4$  и  $1.2$  режим удвоения частоты стационарный ( $z_{NL} < L_g$ ) и снижением коэффициента преобразования можно пренебречь, т. к.  $z_{NL} < L_C$ .

На рис.5 приведены временные профили огибающей импульса ВГ  $A_{2m}(t, z_i)$  в разные моменты времени, соответствующие разным расстояниям вдоль длины кристалла, взятым с шагом вдоль оси  $\Delta z = z_i - z_{(i-1)} = 49.85$  мкм, для рассмотренных на рис.3 случаев. Согласно рис.5, при  $A_0 = 70.71$  и  $A_0 = 106.06$  В/мкм и при

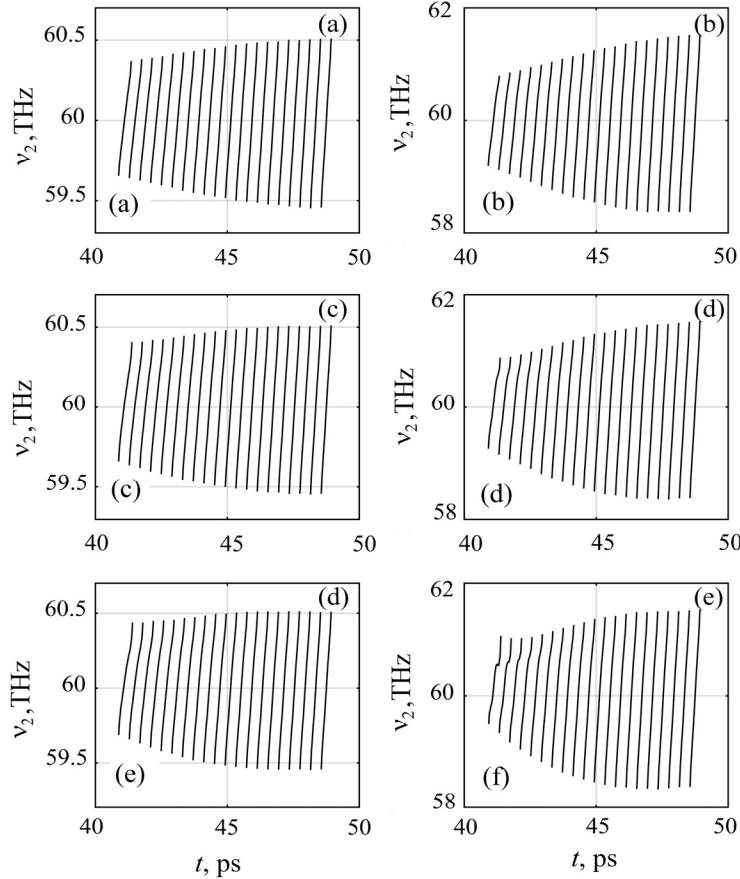


Рис.6. Временные зависимости мгновенной частоты импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  в разные моменты времени и соответствующие разным сечениям вдоль длины кристалла для рассмотренных на рис.3а-f случаев, рассчитанные для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_2|^2/|A_{2m \max}|^2 \geq 0.5$ .

$C = 0.4$  и  $1.2$  профили огибающей импульса ВГ  $A_{2m}(t, z_i)$  в разные моменты времени имеют гауссовскую форму. При  $A_0 = 141.42$  В/мкм и  $C = 0.4$  огибающая временного профиля  $A_{2m}(t, z_i)$  в разные моменты времени остается гауссовской. Для  $A_0 = 141.42$  В/мкм и  $C = 1.2$  огибающая  $A_{2m}(t, z_i)$  искажается, начиная с  $z = 797.6$  мкм.

На рис.6 приведены рассчитанные для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_{2m}|^2 / |A_{2m\max}|^2 \geq 0.5$ , временные зависимости мгновенной частоты импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  в разные моменты времени и соответствующие разным сечениям вдоль длины кристалла для рассмотренных на рис.3а–f случаев. Как видно из результатов расчетов и из рис.6, по мере распространения импульса накачки линейная по времени зависимость мгновенной частоты импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  становится нелинейной, а расстояния, при которых начинает проявляться нелинейность, совпадают с соответствующими значениями расстояний  $z_{NL}$ , при

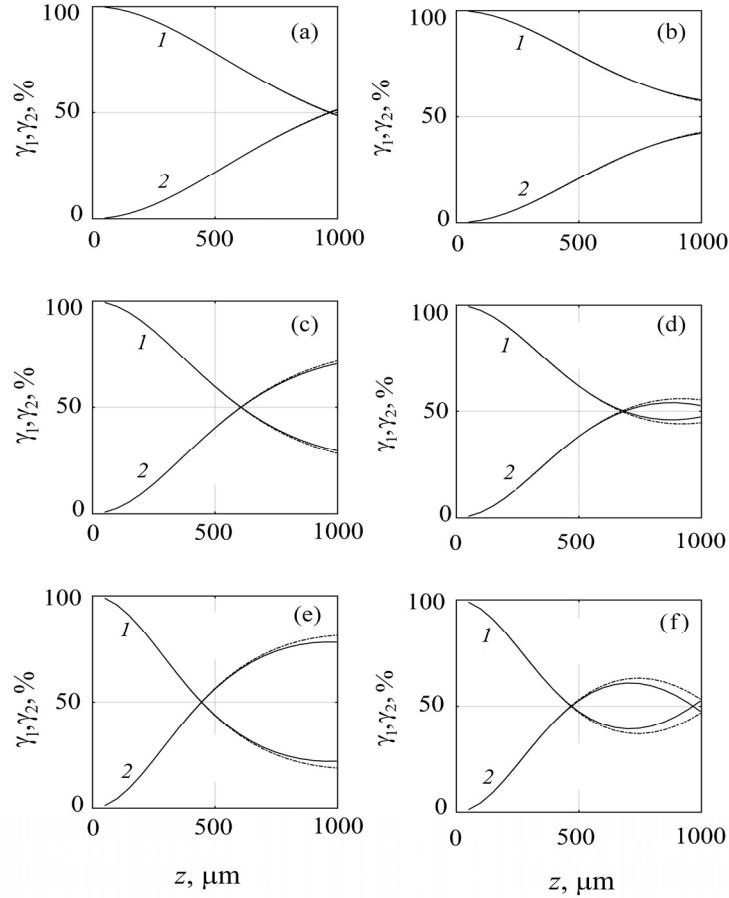


Рис.7. Зависимости коэффициентов преобразования энергии  $\gamma_1$  (1) и  $\gamma_2$  (2) от длины пройденного в кристалле пути  $z$  для рассмотренных на рис.3а–f случаев.

которых начинает проявляться нелинейность временной зависимости мгновенной частоты импульса накачки  $A_1(t)$ .

На рис.7 приведены зависимости коэффициентов преобразования энергии

$$\gamma_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A_1(t, z_i)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A_1(t, z=0)|^2 dt} \times 100\% , \quad (4)$$

$$\gamma_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A_{2m}(t, z_i)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A_1(t, z=0)|^2 dt} \times 100\% \quad (5)$$

от длины пройденного в кристалле пути  $z$ .

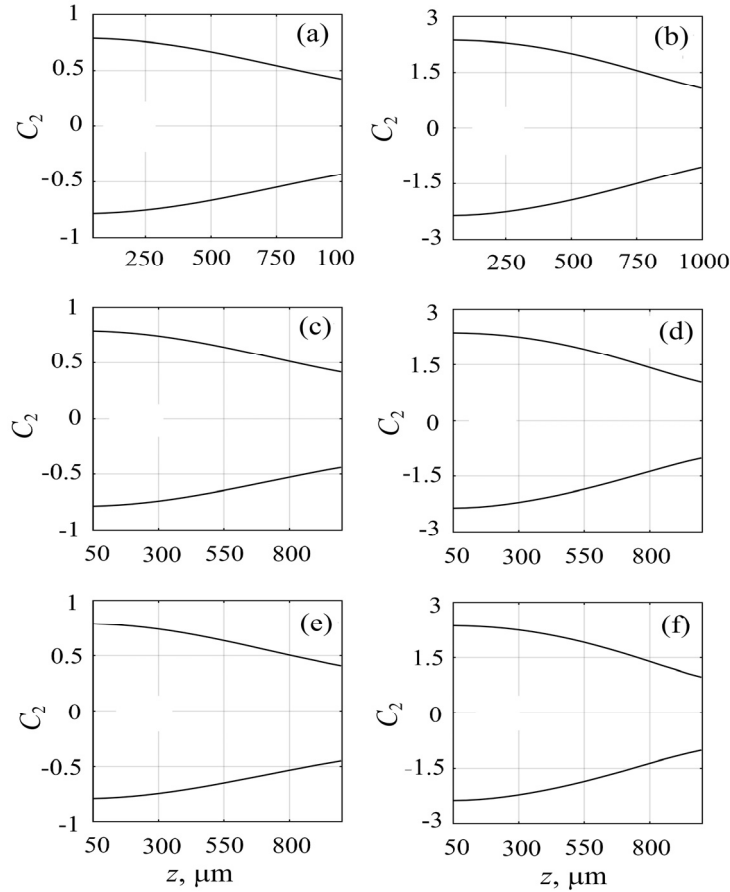


Рис.8. Зависимости линейных чирпов  $C_2$  и  $-C_2$  импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  от длины пройденного в кристалле пути  $z$  для рассмотренных на рис.3а–f случаев, которые рассчитаны для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_2|^2/|A_{2m \max}|^2 \geq 0.5$ .

Согласно рис.7, при  $A_0 = 70.71$  В/мкм и  $C = \pm 0.4$  по мере увеличения длины пройденного в кристалле пути  $z$  энергия импульса накачки уменьшается, а энергия импульса ВГ увеличивается. При  $z = 947$  мкм энергии взаимодействующих импульсов одинаковы. В случае  $C = \pm 1.2$  на выходе из кристалла коэффициент преобразования энергии для импульса накачки  $\gamma_1$  составляет 57.3%, а для импульса ВГ  $\gamma_2 - 42.7\%$ . Зависимости коэффициентов преобразования энергии для импульсов накачки с положительным и отрицательным чирпами совпадают.

Все вышеприведенные расчетные значения эффективностей  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  относятся к удвоению частоты плоских волн. Очевидно, что учет пространственной ограниченности взаимодействующих импульсов приведет к несколько заниженным значениям эффективностей.

На рис.8 приведены рассчитанные для временного интервала, удовлетворяющего условию  $|A_{2m}|^2 / |A_{2m\max}|^2 \geq 0.5$ , зависимости линейного чирпа  $C_2$  импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  от длины пройденного в кристалле пути  $z$  для случаев (а)  $C = \pm 0.4$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (b)  $C = \pm 1.2$ ,  $A_0 = 70.71$  В/мкм, (с)  $C = \pm 0.4$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (d)  $C = \pm 1.2$ ,  $A_0 = 106.06$  В/мкм, (e)  $C = \pm 0.4$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм и (f)  $C = \pm 1.2$ ,  $A_0 = 141.42$  В/мкм.

Согласно рис.9, при  $z = 50$  мкм величина линейного чирпа  $C_2$  импульса

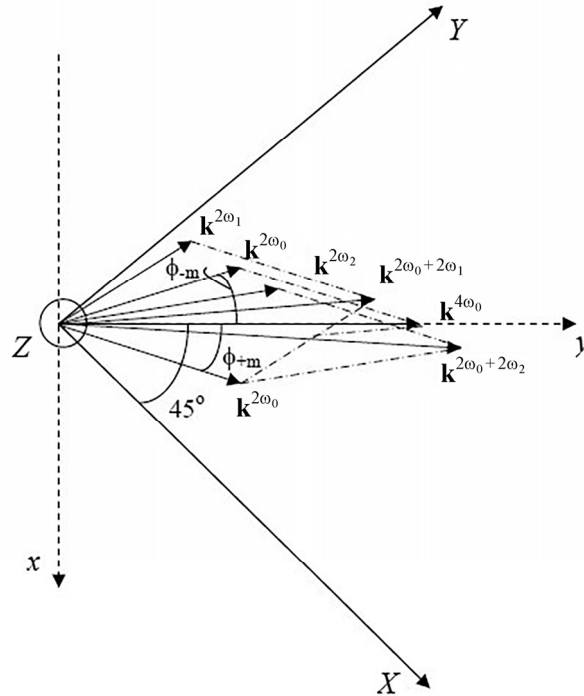


Рис.9. Геометрия неколлинеарного синхронизма оос.

ВГ  $A_{2m}(t)$ , полученного в результате численного интегрирования системы уравнений (1) и (2) с начальным условием (3) при  $A_0 = 70.71, 106.06$  и  $141.42$  В/мкм и  $C = \pm 0.4$  и  $\pm 1.2$  составляет  $\pm 0.78$  и  $\pm 2.36$ , соответственно. По мере увеличения  $z$   $C_2$  убывает и на выходе из кристалла при тех же значениях  $A_0$  и  $C$  составляет  $+0.41$  ( $-0.44$ ) и  $\pm 1.00$ , соответственно. Согласно результатам расчетов и как видно из рис.8, при  $A_0 = 70.71$  В/мкм,  $C = \pm 0.4$  и  $\pm 1.2$  и расстояниях  $z_{NL} = 798$  и  $698$  мкм чирп  $C_2$  равен  $\pm 0.52$  и  $\pm 1.65$ . При  $A_0 = 106.06$  В/мкм,  $C = \pm 0.4$  и  $\pm 1.2$  и расстояниях  $z_{NL} = 598$  и  $498$  мкм чирп  $C_2$  равен  $\pm 0.61$  и  $\pm 2.00$ , а при  $A_0 = 141.42$  В/мкм,  $C = \pm 0.4$  и  $\pm 1.2$  и расстояниях  $z_{NL} = 449$  и  $349$  мкм чирп  $C_2$  равен  $\pm 0.68$  и  $\pm 2.2$ , соответственно.

Согласно результатам расчетов, уменьшение  $C_2$  по мере увеличения  $z$  обусловлено уменьшением чирпа  $C$  импульса накачки (3) в процессе распространения в нелинейном кристалле с хроматической дисперсией и дисперсией нелинейной связи первого порядка.

#### 4. Неколлинеарная генерация ЧГ спектрально-ограниченным и частотно-модулированным субпикосекундными лазерными импульсами в среднем ИК диапазоне

С целью измерения линейного чирпа  $C_2$  импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  импульсы  $A_2(t)$  и  $A_{2m}(t)$  направляются на нелинейный кристалл AgGaS<sub>2</sub> под углом  $\beta$  к нормали, обеспечивающим выполнение условия фазового синхронизма для неколлинеарной генерации ЧГ импульса в среднем ИК диапазоне. На рис.9 показана взаимная ориентация кристаллографической ( $XYZ$ ) и лабораторной ( $xzy$ ) координатных систем. На рис.1 оптическая ось кристалла AgGaS<sub>2</sub>, предназначенная для генерации ЧГ, перпендикулярна плоскости рисунка, импульсы  $A_2(t)$  и  $A_{2m}(t)$  с векторами поляризации, соответствующими волнам с обыкновенной поляризацией и находящимися в плоскости рисунка, направляются на нелинейный кристалл под углом  $\beta - a \sin(n_{o_{002}} \sin(\phi_{\pm m})) = 12^\circ 16'$  к нормали, где  $\phi_{\pm m} = \pm a \cos(|k_{e4}|/(2|k_{o2}|)) = 10^\circ 10'$ ,  $\phi_{+m}$ ,  $\phi_{-m}$  – углы между обыкновенно-поляризованными импульсами  $A_2(t)$  и  $A_{2m}(t)$  и направлением распространения импульса ЧГ внутри нелинейного кристалла,  $k_{e4}$  – волновой вектор необыкновенно поляризованного импульса ЧГ,  $|k_{o2}|$  – волновой вектор обыкновенно поляризованного импульса ВГ (рис.9). Импульс ЧГ распространяется вдоль оси  $y$ , составляющей угол  $45^\circ$  с кристаллографической осью  $X$  и угол  $\theta_m = 90^\circ$  с оптической осью одноосного отрицательного кристалла AgGaS<sub>2</sub>, а условие фазового синхронизма  $k_{e4} - k_{o2} \cos(\phi_{+m}) - k_{o2} \cos(\phi_{-m}) = 0$  выполняется для центральных длин волн  $\lambda_0/2$  и  $\lambda_0/4$ . В кристалле AgGaS<sub>2</sub>, когда поляризация импульсов  $A_2(t)$  и

$A_{2m}(t)$  соответствует волнам с обыкновенной поляризацией, поляризация импульса ЧГ имеет лишь  $Z$ -компоненту  $P_z = 2d_{36}E_x^\omega E_y^\omega$  [21].

В спектре частотно-модулированного импульса  $A_{2m}(t)$  содержатся длинноволновые  $\lambda_1/2$  и коротковолновые  $\lambda_2/2$  спектральные компоненты, волновые векторы  $\mathbf{k}^{2\omega_1}$  и  $\mathbf{k}^{2\omega_2}$  которых в нелинейном кристалле пространственно разнесены относительно волнового вектора  $\mathbf{k}^{2\omega_0}$  (рис.9). В процессе нелинейного неколлинеарного взаимодействия спектральных компонент  $2\omega_1$  и  $2\omega_2$  с компонентой  $2\omega_0$  в кристалле генерируются компоненты излучения на суммарных частотах  $\omega_{\text{SFR}} = 2\omega_1 + 2\omega_0$  и  $\omega_{\text{SFR}} = 2\omega_2 + 2\omega_0$ , которые пространственно разнесены вдоль оси  $x$ . Таким образом, угловое расхождение излучения суммарной частоты определяется шириной спектра частотно-модулированного импульса  $A_{2m}(t)$ . Как было показано в работе [22], нелинейный кристалл служит анализатором спектра импульса  $A_{2m}(t)$  с аппаратной функцией  $\sin c \left\{ \frac{L_x}{2} \left[ a(\omega_{\text{SFR}} - 4\omega_0) - \frac{\omega_{\text{SFR}}}{c} \sin(\phi(\omega_{\text{SFR}})) \right] \right\}$ , где  $L_x$  – длина кристалла вдоль оси  $x$ ,  $a = \sin(\phi_m)/u$ ,  $u$  – групповая скорость импульсов ВГ,  $\phi(\omega_{\text{SFR}})$  – угол между волновым вектором  $k_{\text{SFR}} = \omega_{\text{SFR}}/c$  и  $k^{4\omega_0}$ . Пространственное разрешение анализатора обратно пропорционально  $L_x$ , а спектрально-угловое разрешение определяется как  $d\phi(\omega_{\text{SFR}})/d\omega_{\text{SFR}}$ , где  $\phi(\omega_{\text{SFR}}) = a \sin(\sin(\beta)/n_o(\omega_{\text{SFR}}))$ . В частности, в соответствии с рис.6 частота импульса ВГ  $\nu_2$  при  $A_0 = 141.42$  В/мкм,  $z = 349$  мкм и  $C = 1.2$  во времени меняется от  $\nu_{\text{SFR1}} = 59.54$  до  $\nu_{\text{SFR2}} = 61.06$  ТГц и при толщине кристалла  $\text{AgGaS}_2$ , равной 120 мкм, указанные спектральные компоненты излучения суммарной частоты на выходе из кристалла будут разнесены вдоль оси  $x$  на величину  $\delta x = L_x (d\phi(\omega_{\text{SFR}})/d\omega_{\text{SFR}}) \Delta\omega_{\text{SFR}} = 8.27$  мкм, где  $\Delta\omega_{\text{SFR}} = 2\pi(\nu_{\text{SFR2}} - \nu_{\text{SFR1}}) = 9.55$  ТГц. При  $L_x = 5$  мм ( $1/L_x = 0.2 \times 10^{-3}$  мкм $^{-1}$ ) диапазону от  $\mathbf{k}^{2\omega_0+2\omega_1} = 2\pi\nu_{\text{SFR1}}/c = 1.247$  мкм $^{-1}$  до  $\mathbf{k}^{2\omega_0+2\omega_2} = 2\pi\nu_{\text{SFR2}}/c = 1.279$  мкм $^{-1}$  (см. рис.9) соответствует ~160 пространственно-разрешенных волновых векторов излучения суммарной частоты. Очевидно, что с учетом дифракции количество пространственно-разрешенных волновых векторов будет меньше. Согласно результатам расчетов, при толщине 997 мкм кристалла  $\text{AgGaS}_2$ , предназначенного для генерации ВГ спектрально-ограниченного импульса накачки (рис.1), длительность импульса  $A_2(t)$  на выходе из кристалла составляет 460 фс, а ширина спектра импульса –  $3.2 \times 10^{-3}$  мкм $^{-1}$ , что на порядок меньше ширины спектра  $A_{2m}(t)$ , которая составляет 0.032 мкм $^{-1}$ .

Поперечное распределение энергии излучения ЧГ вдоль оси  $x$  при определенных условиях соответствует кросс-корреляционной функции (ККФ) профилей интенсивности взаимодействующих импульсов  $A_{2m}(t)$  и  $A_2(t)$ . Определим



такие условия генерации импульса ЧГ, чтобы регистрируемое двумерное распределение энергии импульса ЧГ адекватно соответствовало динамической спектрограмме импульса  $A_{2m}(t)$ .

Процесс генерации ЧГ должен быть реализован в ненасыщенном режиме, т. е. энергия излучения ЧГ  $W_3$  на выходе из нелинейного кристалла должна удовлетворять условию  $W_3 \ll W_1, W_2$ , где  $W_1$  и  $W_2$  – энергии импульсов  $A_2(t)$  и  $A_{2m}(t)$ , соответственно. При этом важно уменьшить влияние дисперсионных эффектов, влияние эффекта группового разбегания импульсов ВГ и ЧГ и дисперсии групповых скоростей, а также диафрагменно-апертурного эффекта, обусловленного угловым сносом необыкновенной волны, соответствующей импульсу ЧГ. Рассматриваемые условия неколлинеарной генерации ЧГ соответствуют режиму генерации при заданных полях импульсов накачки ВГ. При рассматриваемом  $90^\circ$ -синхронизме пространственный снос необыкновенной волны отсутствует. Таким образом, толщина кристалла  $L_4$  AgGaS<sub>2</sub>, предназначенная как для генерации ЧГ, так и для генерации ВГ в FROG корреляторе выбирается, исходя из вышеизложенного, и составляет 120 мкм. Другим важным аспектом является точность юстировки угла фазового синхронизма. Оптимальная юстировка достигается при соблюдении условия  $(k_{e4} - k_{o2} \cos(\phi_{+m}) - k_{o2} \cos(\phi_{-m}))L_4/2 \ll 1$  в пределах ширины спектра как импульса  $A_2(t)$ , так и импульса  $A_{2m}(t)$ . При выполнении указанных требований измеряемая зависимость распределения энергии излучения суммарной частоты от временной задержки  $\tau = x \sin(\phi_m)/u$  пропорциональна ККФ интенсивностей взаимодействующих импульсов [23]

$$W_3(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |A_2(t - \tau)|^2 |A_{2m}(t + \tau)|^2 dt, \quad (6)$$

где  $\gamma_4 = (2\pi d_{36}(4\omega_0)(4\omega_0)^2)/k_e(4\omega_0)c^2$  и  $\sin(\phi_m)/u = 1.429$  фс/мкм – коэффициент пространственно-временной развертки.

Эффективность преобразования энергии излучения импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  в энергию излучения импульса ЧГ в рассмотренном выше приближении определяется как

$$\sigma_4 = \frac{|A_{4e}|^2}{|A_{2m}|^2} = \left( (2\pi d_{36}(4\omega_0)(4\omega_0)^2)/k_e(4\omega_0)c^2 \right)^2 L_4^2 |A_{20}(y=0)|^2, \quad (7)$$

где  $d_{36}(2.53 \text{ мкм}) = 13.7 \pm 2.2$  пм/В – нелинейная восприимчивость кристалла AgGaS<sub>2</sub> на длине волны 2.53 мкм и  $A_{20}(y=0)$  – амплитуда импульса ВГ на входе нелинейного кристалла.

Таким образом, если регистрируемое излучение ЧГ направить на спектрограф с щелью вдоль оси  $x$ , то на выходе спектрографа будем иметь динамическую спектрограмму частотно-модулированного импульса  $A_{2m}(t)$ , которая содержит информацию о зависимости несущей частоты импульса  $A_{2m}$  от времени  $t$

$$I(\tau, \nu) \propto \left| \int A_2(t - \tau) A_{2m}(t) \exp(j2\pi\nu t) dt \right|^2, \quad (8)$$

где, согласно вышесказанному, временной профиль интенсивности  $|A_2(t)|^2$  определяется отдельным FROG кросс-коррелятором. В качестве спектрографа, помещенного на выходе нелинейного кристалла, рассматривается дифракционная решетка с постоянной 600 шт/мм с щелями, направленными вдоль оси  $x$ , и установленная на некотором расстоянии  $L_S$  от нелинейного кристалла. Данное расстояние следует выбирать таким образом, чтобы дифракцией излучения ЧГ можно было бы пренебречь. В случае, когда излучение ЧГ падает на дифракционную решетку под углом  $45^\circ$  к нормали, спектральные компоненты излучения ЧГ  $\nu_{4SFR1} = 119.08$  ТГц и  $\nu_{4SFR2} = 122.12$  ТГц на расстоянии  $L_S = 0.1$  м будут разнесены вдоль оси  $x$  (см. рис.9) на величину  $\delta x = L_S (d\phi(\omega_{4SFR})/d\omega_{4SFR}) \Delta\omega_{4SFR} = 6.35$  мм, где  $\Delta\omega_{4SFR} = 2\pi(\nu_{4SFR2} - \nu_{4SFR1}) = 19.09$  ТГц. Регистрацию динамической спектрограммы  $I(\tau, \nu)$  можно реализовать с помощью CCD камеры. Из зарегистрированной динамической спектрограммы определяются амплитуда и фаза импульса излучения ВГ –  $A_{2m}(t)$ , а чирп  $C_{2R}$  определяется из временной зависимости фазы импульса излучения ВГ –  $A_{2m}(t)$  [16, 22, 23]. Относительная погрешность определения чирпа импульса ВГ  $(C_2 - C_{2R}) \times 100\% / C_2$ , где  $C_2$  – величина чирпа, полученная расчетным путем (рис.8), не более 4%.

При экспериментальной реализации предлагаемого метода толщину нелинейных кристаллов, предназначенных как для коллинеарной генерации частотно-модулированного импульса ВГ  $A_{2m}(t)$ , так и спектрально-чистого импульса ВГ  $A_2(t)$ , при заданной амплитуде импульса накачки  $A_0$  следует выбирать равной характерной нелинейной длине  $L_{NL} = 1/(\gamma_2 A_0)$ , соответствующей спектрально-ограниченному импульсу накачки ( $C = 0$ ), которая при значениях амплитуды  $A_0$  70.71, 106.06 и 141.42 В/мкм составляет 795.14, 530.10 и 397.57 мкм, соответственно. Для обеспечения равенства амплитуд импульсов накачек на входе обоих нелинейных кристаллов расщепитель пучка BS<sub>1</sub> (рис.1) должен иметь коэффициент деления 50%.

Таким образом, при заданных значениях амплитуды импульса накачки  $A_0$ , толщине нелинейного кристалла  $L = L_{NL}$ , величины и знака чирпа  $C_{2R}$ , восстановленного из динамической спектрограммы, и зависимостей линейного чирпа  $C_2$

импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  от длины пройденного в кристалле пути  $z$  для разных значений амплитуды импульса накачки  $A_0$  (рис.8), полученных в результате численного интегрирования системы уравнений (1) и (2) при начальном условии (3), можно определить чирп субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне.

## 5. Заключение

Приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования процесса коллинеарной генерации импульса ВГ как спектрально-ограниченным, так и частотно-модулированным субпикосекундными импульсами в среднем ИК диапазоне в режиме больших КПД преобразования энергии импульса накачки в энергию импульса ВГ в нелинейном кристалле  $\text{AgGaS}_2$ . Приводятся результаты численного решения системы уравнений, полученных в приближении медленно-меняющихся амплитуд и описывающих процесс генерации ВГ частотно-модулированным импульсом накачки в среднем ИК диапазоне с длительностью 600 фс, на центральной длине волны 10 мкм, амплитудой электрического поля 70.71, 106.06 и 141.42 В/мкм и линейным чирпом 0.4 и 1.2. Приведены временные профили огибающей и временные зависимости мгновенной частоты импульса накачки в разные моменты времени, соответствующие разным сечениям вдоль длины кристалла. Получены зависимости линейного чирпа  $C_2$  импульса ВГ  $A_{2m}(t)$  от длины пройденного в кристалле пути  $z$ .

Решена задача неколлинеарной генерации импульса ЧГ спектрально-ограниченным и частотно-модулированным импульсами ВГ в нелинейном кристалле  $\text{AgGaS}_2$  в приближении заданного поля импульсов ВГ. Показано, что регистрируя пространственное распределение энергии излучения ЧГ, которое соответствует динамической спектрограмме частотно-модулированного импульса ВГ, можно определить фазу модулированного импульса ВГ, что, в свою очередь, позволяет определить чирп субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне.

При экспериментальной реализации предлагаемого нового метода определения чирпа субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне толщину нелинейных кристаллов, предназначенных как для коллинеарной генерации частотно-модулированного импульса ВГ  $A_{2m}(t)$ , так и спектрально-чистого импульса ВГ  $A_2(t)$ , при заданной амплитуде импульса накачки  $A_0$  следует выбирать равной характерной нелинейной длине  $L_{NL} = 1/(\gamma_2 A_0)$ , соответствующей спектрально-чистому импульсу накачки.

Представленные в работе результаты могут быть использованы для разработки нелинейно-оптического фазового коррелятора для определения фазы субпикосекундного лазерного импульса в среднем ИК диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **W. Shi, Y. J. Ding, X. Mu, N. Fernelius.** Appl. Phys. Lett., **80**, 3889 (2002).
2. **K. Finsterbusch, A. Bayer, H. Zacharias.** Appl. Phys. B, **79**, 457 (2004).
3. **W. Shi, Y. J. Ding.** Appl. Phys. Lett., **84**, 1635 (2004).
4. **T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, T. Sasaki.** J. Phys. D: Appl. Phys., **37**, 155 (2004).
5. **G.D. Hovhannisyan.** Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), **22**, 135 (2013).
6. **А.А. Ахумян, Э.М. Лазиев, А.С. Никогосян, Д.Л. Оганесян, Г.Д. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 28 (2010).
7. **А.А. Ахумян, Г.Д. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 476 (2015).
8. **D.L. Hovhannisyan, A.A. Nakhoumian, R.M. Martirosyan, A.S. Nikoghosyan, E.M. Laziev, G.D. Hovhannisyan.** J. Modern Optics, **57**, 1228 (2010).
9. **А.А. Ахумян, Р.М. Мартиросян, Д.Л. Оганесян, Г.Д. Оганесян.** Физические основы приборостроения, **5**, 20 (2016).
10. **А.О. Варданян, Э.М. Лазиев, А.О. Меликян, Д.Л. Оганесян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 373 (2009).
11. **V.O. Chaltikyan, D.L. Hovhannisyan, E.M. Laziev, A.O. Melikyan, A.O. Vardanyan.** J. Modern Optics, **53**, 919 (2006).
12. **Д.Л. Оганесян, А.О. Варданян, Г.Д. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 457 (2017).
13. **A. Cartella, T.F. Nova, A. Oriana, G. Cerulli, M. Forst, C. Manzoni.** Optics Letters, **42**, 663 (2017).
14. **С.А. Ахманов В.А. Выслоух, А.С.Чиркин.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. Москва, Наука, 1988.
15. **J.-C. Diels, W. Rudolph.** Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Oxford UK, Academic Press, 2006.
16. **R. Trebino.** Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. New York, Springer Science+Business Media, 2002.
17. **А. Ярив, П. Юх.** Оптические волны в кристаллах. Москва, Мир, 1987.
18. **B. Alonso, J.R. Vazquez de Aldana, L. Roso.** Opt. Pura Apl., **42**, 61 (2009).
19. **D.N. Nikogosyan.** Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. New York, Springer, 2005.
20. **M.S. Wartak.** Computational Photonics an Introduction with MATLAB. Cambridge University Press, 2013.
21. **K. Yang, S. Tripathy, J. Kumar.** Mol. Cryst. Liq. Crys. B: Nonlinear Opt., **19**, 31(1998).
22. **Р.А. Авакян, А.О. Варданян, Д.Л. Оганесян.** Квантовая электроника, **21**, 75 (1994).
23. **А.О. Варданян, Д.Л. Оганесян.** ДАН АрмССР, **90**, 81 (1990).

ՄԻՋԻՆ ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՍՈՒԲՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ  
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՉԻՐՊԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՉՈՐՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿ  
ՈՉ ԿՈԼԻՆԵԱՐ ԳԵՆԵՐԱՅԻԱՅԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ներկայացված է 10 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ միջին ինֆրակարմիր տիրույթում սուբպիկովայրկյանային լազերային իմպուլսի չիրպի որոշման նոր եղանակ, որը հիմնված է սահմանափակ սպեկտրով և հաճախային մոդուլյացիայով սուբպիկովայրկյանային իմպուլսների երկրորդ հարմոնիկների գեներացիայի և այդ հարմոնիկներին համապատասխան հաջորդական չորրորդ հարմոնիկների ոչ կոլինեար գեներացիայի հիման վրա: Աշխատանքում ներկայացված են՝ բացասական միատանցք  $\text{AgGaS}_2$  բյուրեղում օպտիկական առանցքի նկատմամբ  $61^\circ 36'$  շեղում ունեցող ուղղությամբ հաճախային մոդուլյացիայով սուբպիկովայրկյանային ինֆրակարմիր իմպուլսի տարածման միջոցով գեներացված 5 մկմ կենտրոնական ալիքի երկարությամբ հաճախային մոդուլյացիայով երկրորդ հարմոնիկի ակնթաթային հաճախության կախվածությունները ժամանակից: Աշխատանքում ներկայացված արդյունքները կարող են օգտագործվել ոչ գծային օպտիկական փուլային կորեյատորների նախագծման համար, որը կարելի է կիրառել միջին ինֆրակարմիր տիրույթում սուբպիկովայրկյանային լազերային իմպուլսի փուլային և ժամանակային տեսքը որոշելու համար:

DETERMINATION OF THE SUBPICOSECOND LASER PULSE CHIRP  
IN THE MIDDLE IR RANGE BASED ON THE FOURTH HARMONIC  
NONCOLLINEAR GENERATION

D.L. HOVHANNISYAN, A.H. VARDANYAN, G.D. HOVHANNISYAN

A new method is proposed for determination of a subpicosecond laser pulse chirp in the mid-IR range at a central wavelength of 10  $\mu\text{m}$ , based on the generation of second-harmonic pulses by both the spectrally-limited and frequency-modulated subpicosecond pulses and subsequent noncollinear generation of the fourth-harmonic radiation by the corresponding second-harmonic pulses. The time dependences of the instantaneous frequency of the frequency-modulated second-harmonic pulse at a central wavelength of 5  $\mu\text{m}$ , generated in the field of a frequency-modulated subpicosecond IR pulse, propagating in a negative uniaxial  $\text{AgGaS}_2$  crystal, along the direction of  $61^\circ 36'$  relative to the optical axis are presented. The presented results can be used to design a nonlinear optical phase correlator for determining the phase and time profile of the subpicosecond laser pulse in the mid IR range.