

О генерации терагерцового излучения фазово-модулированным световым импульсом

С. В. Сазонов¹⁾, А. П. Сухоруков⁺¹⁾

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺ Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.

Исследован вопрос генерации в квадратично-нелинейной среде терагерцового излучения с помощью фазово-модулированного светового импульса наносекундной длительности, обладающего свойствами суперконтинуума. Показана возможность генерации как широкополосных, так и квазимонохроматических терагерцовых сигналов. Выявлены условия, при которых эффективность генерации за счет фазовой модуляции наносекундного оптического импульса превосходит аналогичную эффективность в случае спектрально ограниченного фемтосекундного сигнала.

DOI: 10.7868/S0370274X13240028

Метод генерации терагерцового излучения, основанный на явлении оптического выпрямления в квадратично-нелинейной среде, является на сегодняшний день одним из наиболее эффективных [1–10]. В последнее время для этой цели используют фемтосекундные световые импульсы, которые из-за своей малой длительности обладают спектральной шириной, захватывающей терагерцовый диапазон. Такие импульсы называют спектрально ограниченными. На разностных частотах компонент оптического импульса в пределах его спектральной ширины и происходит формирование широкополосного терагерцового излучения [11–13].

С другой стороны, спектральная ширина терагерцовой величины может возникать благодаря не только амплитудной, но и фазовой модуляции. Как результат в этом случае в среде с квадратичной нелинейностью также способно генерироваться терагерцовое излучение.

К настоящему времени известно множество физических механизмов создания фазово-модулированных оптических сигналов, в том числе обладающих свойством суперконтинуума [14–16]. Именно последние можно использовать в качестве входных импульсов в нелинейную среду. Здесь важно, что длительность таких импульсов может быть достаточно большой, так как ширина их спектра определяется главным образом характером фазовой модуляции.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу возможности эффективной генерации терагерцового излучения в квадратично-нелинейном кристалле с помощью фазово-модулированного светового сигнала.

Пусть оптический импульс подается на кристалл перпендикулярно его оптической оси, а плоскость поляризации импульса при этом совпадает с плоскостью необыкновенной волны. В такой геометрии при распространении в кристалле плоскости поляризации входного и генерируемого сигналов совпадают между собой и остаются неизменными [17, 18]. Таким образом, в дальнейшем можно рассматривать динамику лишь необыкновенной компоненты электрического поля импульса. Поляризационный отклик среды на воздействие данной компоненты представим в виде $P = P^{\text{lin}} + P^{\text{non}}$, где P^{lin} и P^{non} – линейная и нелинейная составляющие отклика соответственно. Считая, что импульс распространяется вдоль оси z , и учитывая квадратичный характер нелинейности, запишем

$$P^{\text{lin}}(z, t) = \int_0^{\infty} \chi(t') E(z, t - t') dt',$$

$$P^{\text{non}}(z, t) = \int_0^{\infty} dt'_2 \int_0^{\infty} \chi_2(t'_1, t'_2) E(z, t - t'_1) E(z, t - t'_2) dt'_1, \quad (1)$$

где χ и χ_2 – линейная и квадратично-нелинейная восприимчивости кристалла соответственно.

Представим поле E в виде суммы терагерцовой (E_T) и оптической (E_{opt}) компонент, характеризуя

¹⁾ e-mail: sazonov.sergey@gmail.com; apsmsu@gmail.com

последнюю огибающей ψ и центральной частотой спектра ω :

$$E(z, t) = E_T(z, t) + \psi(z, t)e^{i\omega(t-n_0z/c)} + \psi^*(z, t)e^{-i\omega(t-n_0z/c)}, \quad (2)$$

где n_0 – оптический показатель преломления на частоте ω , c – скорость света в вакууме.

В результате поляризационный отклик также разделится на оптическую и терагерцовую части. Как обычно, будем считать амплитуду оптического сигнала значительно превышающей E_T . Тогда в нулевом приближении можно пренебречь обратным воздействием на оптический сигнал генерируемой терагерцовой компоненты. Кроме того, будем считать характерный размер нелинейного образца значительно меньшим оптических дифракционной и дисперсионной длин, а также длины оптического поглощения. Это условие хорошо выполняется, например, для кристалла ниобата лития толщиной в несколько миллиметров [19]. В принятом приближении уравнение для огибающей ψ имеет простой вид: $\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$. Поэтому если на входе в кристалл (при $z = 0$) имеем $\psi(0, t) = f(t)$, то внутри кристалла $\psi(z, t) = f(t - z/v_g)$, где v_g – групповая скорость на оптической частоте ω . Данное утверждение справедливо при относительно малой девиации несущей частоты светового сигнала, так что можно пренебречь соответствующим изменением групповой скорости.

Получим уравнение для поля терагерцовой компоненты, не имеющей, вообще говоря, несущей частоты. Пренебрегая дисперсией данной компоненты, положим для нее в (1) $E_T(z, t - t') \approx E_T(z, t)$. В то же время для огибающей оптической составляющей запишем

$$\psi(z, t - t') \approx \psi(z, t) - t' \frac{\partial \psi}{\partial t}.$$

Тогда, выделяя из (1) линейную и нелинейную части отклика без несущей частоты, будем иметь

$$P_T = \chi_T E_T + \chi^{(2)}(0, 0) E_T^2 + 2\chi^{(2)}(\omega, -\omega) |\psi|^2 - 2i\chi^{(2)'} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right), \quad (3)$$

где $\chi_T \equiv \chi(0) = \int_0^\infty \chi(t') dt'$ – линейная восприимчивость кристалла в терагерцовом диапазоне, формально отнесенная здесь к нулевой частоте. Частотные компоненты нелинейной восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ являются крат-

ными фурье-образами от $\chi_2(t'_1, t'_2)$: $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) = \int_0^\infty dt'_2 \int_0^\infty dt'_1 \chi_2(t'_1, t'_2) e^{-i(\omega_1 t'_1 + \omega_2 t'_2)}$. Соответственно

$$\chi^{(2)}(0, 0) = \int_0^\infty dt'_2 \int_0^\infty dt'_1 \chi_2(t'_1, t'_2),$$

$$\chi^{(2)}(\omega, -\omega) = \int_0^\infty dt'_2 \int_0^\infty dt'_1 \chi_2(t'_1, t'_2) e^{i\omega(t'_2 - t'_1)};$$

$$\chi^{(2)'} \equiv \left(\frac{\partial \chi^{(2)}}{\partial \omega_1} \right)_{\omega_1 = -\omega, \omega_2 = \omega}.$$

Так как $|\psi|^2 \gg E_T^2$, а $\chi^{(2)}(0, 0)$ и $\chi^{(2)}(\omega, -\omega)$ являются величинами одного порядка, в правой части (3) можно пренебречь вторым слагаемым. Последнее же слагаемое в (3) соответствует дисперсии квадратичной нелинейности.

С учетом сказанного и (3) запишем одномерное волновое уравнение для поля терагерцовой компоненты:

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial z^2} - \frac{n_T^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_T}{\partial t^2} = \frac{8\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \times \left[\chi^{(2)}(\omega, -\omega) |\psi|^2 - i\chi^{(2)'} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \right) \right],$$

где $n_T = \sqrt{1 + 4\pi\chi_T}$ – терагерцовый показатель преломления.

В правой части данного уравнения содержатся только слагаемые, соответствующие квадратичной нелинейности терагерцового отклика (3). Так как нелинейность здесь имеет характер разложения, эти слагаемые малы по отношению к линейной части отклика, вносящей вклад в линейный показатель преломления n_T . В таких условиях скорость терагерцовой компоненты близка к c/n_T и уместно использовать приближение однонаправленного распространения вдоль оси z [20]. Редуцируя волновое уравнение к первому порядку и полагая $\psi = |\psi|e^{i\varphi}$, получим

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} + \frac{n_T}{c} \frac{\partial E_T}{\partial t} = -\sigma \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^2) - 2g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right), \quad (4)$$

где $\sigma = \frac{4\pi\chi^{(2)}(\omega, -\omega)}{cn_T}$, $g = \frac{4\pi}{cn_T} \chi^{(2)'}$, φ – фаза комплексной огибающей оптического сигнала.

Первое слагаемое в правой части (4) соответствует амплитудной модуляции оптического сигнала. Оно хорошо известно в теории генерации терагерцового излучения [18]. Второе слагаемое отвечает амплитудно-фазовой модуляции и возникает из-за не учитывавшейся ранее дисперсии квадратичной нелинейности.

Считая, что при $z = 0$ терагерцовое излучение отсутствует, запишем решение (4) в виде

$$E_T = - \int_0^z \left[\sigma \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^2) + 2g \frac{\partial}{\partial t} \left(|\psi|^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \right]_{(z', t - n_T(z-z)/c)} dz'. \quad (5)$$

Здесь нижний индекс у квадратных скобок указывает на аргументы заключенных в них функций.

В принятом выше приближении подынтегральное выражение зависит от z и t как от $t - z/v_g$. Тогда из (5) следует, что процесс генерации наиболее эффективен при условии Захарова–Бенни (ЗБ): $v_g = c/n_T$ [21, 22, 17, 18]. В этом случае (5) принимает вид

$$E_T = - \left[\sigma \frac{\partial}{\partial t} (|\psi|^2) + 2g \frac{\partial}{\partial t} \left(|\psi|^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \right] z. \quad (5a)$$

Для спектрально ограниченных фемтосекундных импульсов можно пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках выражения (5a). В результате имеем

$$E_T = -2 \left(\frac{4\pi}{c} \right)^2 \frac{\chi^{(2)}(\omega, -\omega)}{n_T} z \dot{I}. \quad (6)$$

Здесь и ниже точка над I обозначает производную по $t - z/v_g$, $I = c|\psi|^2/8\pi$ – интенсивность светового импульса.

Пусть $I = I_m \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t - n_T z/c}{\tau_p} \right)$, где I_m и τ_p – пиковая интенсивность и длительность оптического импульса соответственно. Тогда из (6) находим

$$E_T^{(am)} = 2 \left(\frac{4\pi}{c} \right) \frac{\chi^{(2)}(\omega, -\omega)}{n_T \tau_p} I_m z \tanh \left(\frac{t - n_T z/c}{\tau_p} \right) \times \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t - n_T z/c}{\tau_p} \right). \quad (6a)$$

Таким образом, профиль электрического поля терагерцового сигнала определяется производной от интенсивности оптического импульса, а его амплитуда при условии ЗБ пропорциональна пройденной дистанции. Именно такая картина и наблюдается в экспериментах и численных расчетах на начальной стадии генерации [18, 19, 23].

Выявим теперь условия, при которых доминирует механизм генерации терагерцового излучения за счет фазовой модуляции. Положим $\partial|\psi|^2/\partial t \sim |\psi|^2/\tau_p$, $\partial\varphi/\partial t \sim \delta\omega$, $\partial^2\varphi/\partial t^2 \sim \delta\omega/\tau$, где $\delta\omega$ – девиация частоты, τ – характерный временной интервал фазовой модуляции. Тогда второе слагаемое в квадратных скобках (5) превалирует над первым при

$|\chi^{(2)' }|\delta\omega\tau_p \gg |\chi^{(2)}|\tau$. Приняв оценку $\chi^{(2)' } \sim \chi^{(2)}/\omega$, перепишем последнее неравенство в виде

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \gg \frac{\tau}{\tau_p}. \quad (7)$$

Таким образом, чем больше девиация частоты и чем короче интервал τ , тем значительнее роль механизма фазовой модуляции в генерации терагерцового излучения. Пренебрегая в данном случае производной от $|\psi|^2$, запишем (5a) в виде

$$E_T = -4 \left(\frac{4\pi}{c} \right) \chi^{(2)' } \frac{I}{n_T} z \ddot{\varphi}. \quad (8)$$

Отсюда видно, что при $\ddot{\varphi} \equiv 0$ генерации не происходит. В этом случае мгновенная частота $\Omega = \omega + \dot{\varphi}$ остается постоянной, т.е. не происходит уширения спектра оптического импульса, которое необходимо для генерации терагерцового излучения. Если же подаваемый на кристалл световой импульс промодулирован по частоте, то $\ddot{\varphi} = \dot{\Omega} \neq 0$ и генерация оказывается возможной. На рис. 1 приведена иллюстра-

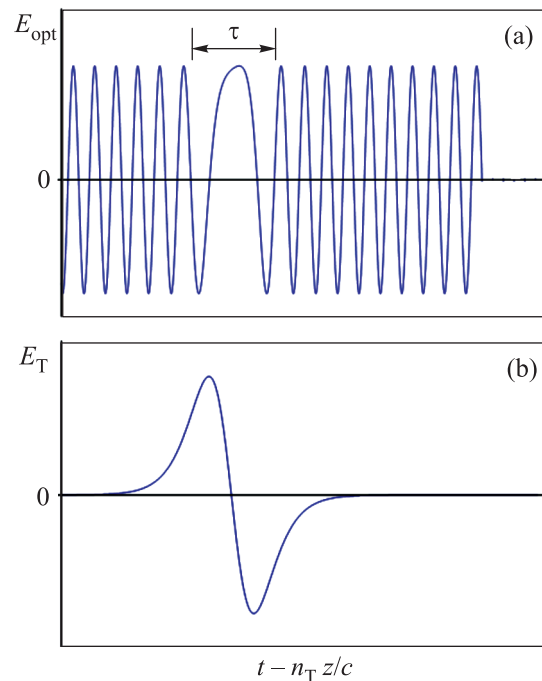


Рис. 1. Схематическое изображение временных профилей оптического (а) и терагерцового (б) импульсов при фазовой модуляции светового сигнала, соответствующей локальному уменьшению несущей частоты во временном интервале τ

ция процесса генерации в случае, когда на входе в кристалл (при $z = 0$) $\varphi(t) = \delta\omega\tau \tanh(t/\tau)$. Тогда

при выполнении условия ЗБ внутри кристалла фаза Φ оптического импульса будет определяться выражением $\Phi = \omega(t - n_0 z/c) + \delta\omega\tau \tanh\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right)$. Отсюда для мгновенной частоты имеем $\Omega = \dot{\Phi} = \omega + \delta\omega \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right)$. Фазовая модуляция такого типа соответствует локальному изменению частоты в центре светового импульса (рис. 1). В результате из (8) имеем “одноволновый” терагерцовый сигнал вида

$$E_T^{(\text{ph})} = 4 \left(\frac{4\pi}{c}\right) \chi^{(2)'} I \frac{\delta\omega}{n_T \tau} z \tanh\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right) \times \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right). \quad (8a)$$

Пусть теперь $\varphi(t) = \delta\omega\tau \ln[\cosh(t/\tau)]$ (рис. 2). В

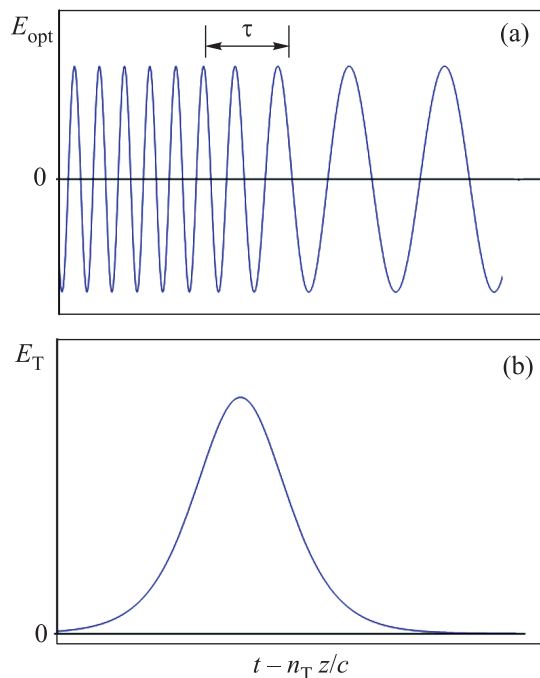


Рис. 2. Профили оптического (а) и терагерцового (б) сигналов при фазовой модуляции оптического импульса, соответствующей монотонному изменению его несущей частоты от ω до $\omega + \delta\omega$ в интервале времени τ

этом случае частота импульса на протяжении его длительности плавно изменяется от ω до $\omega + \delta\omega$: $\Omega = \omega + \delta\omega \tanh\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right)$. Теперь терагерцовый импульс представляет собой однополярный всплеск:

$$E_T^{(\text{ph})} = 4 \left(\frac{4\pi}{c}\right)^2 \chi^{(2)'} I \frac{\delta\omega}{n_T \tau} z \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - n_T z/c}{\tau}\right). \quad (8b)$$

На рис. 1 и 2 представлены ситуации $\delta\omega < 0$. При $\delta\omega > 0$ справедлива замена $E_T \rightarrow -E_T$. В обоих случаях генерируемый широкополосный терагерцовый сигнал движется синхронно с областью локального изменения несущей частоты оптического импульса.

Пусть теперь на входе в среду оптический импульс обладает периодической фазовой модуляцией с периодом τ : $\varphi(t) = \frac{\delta\omega\tau}{2\pi} \cos\frac{2\pi t}{\tau}$ (рис. 3). В данной си-

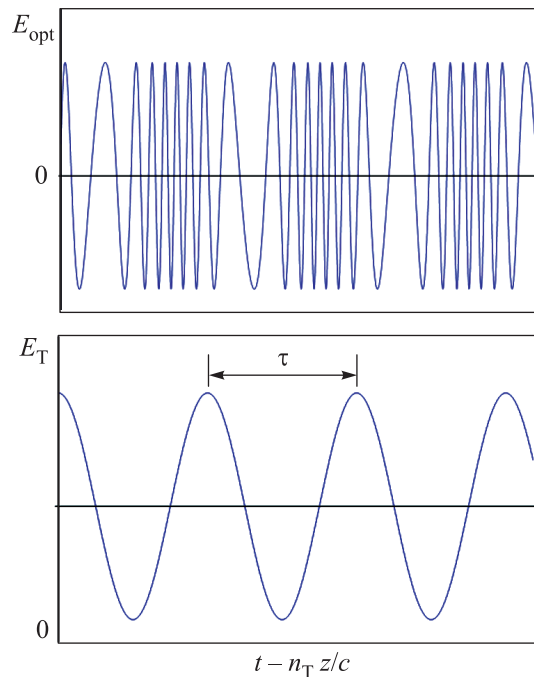


Рис. 3. Генерация квазимонохроматического терагерцового излучения оптическим импульсом при его периодической (с периодом τ) фазовой модуляции

туации при $\tau \ll \tau_p$ генерируется квазимонохроматический терагерцовый сигнал на частоте $1/\tau$ (рис. 3):

$$E_T^{(\text{ph})} = 8\pi \left(\frac{4\pi}{c}\right)^2 \chi^{(2)'} I \frac{\delta\omega}{n_T \tau} z \cos\left(2\pi \frac{t - n_T z/c}{\tau}\right). \quad (8c)$$

Из рассмотренных выше трех случаев следует, что амплитуда генерируемого терагерцового сигнала пропорциональна девиации частоты и интенсивности оптического импульса. В то же время характерная частота спектра терагерцового сигнала имеет порядок обратной длительности интервала модуляции.

Используя (6а) и (8а) или (6а) и (8б), легко провести сравнительную оценку эффективностей генерации по энергии широкополосного терагерцового излучения при фазовой (η_{ph}) и амплитудной (η_{am}) мо-

дуляциях входного оптического сигнала. В результате имеем

$$\begin{aligned} \mu &\equiv \frac{\eta_{\text{ph}}}{\eta_{\text{am}}} = \left(\frac{E_{\text{T}}^{(\text{ph})}}{E_{\text{T}}^{(\text{am})}} \right)^2 \frac{\tau}{\tau_p} = \\ &= \left(\frac{2\chi^{(2)'} \delta\omega}{\chi^{(2)}} \right)^2 \frac{\tau_p}{\tau} \sim \left(\frac{\delta\omega}{\omega} \right)^2 \frac{\tau_p}{\tau}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь множитель τ/τ_p при $(E_{\text{T}}^{(\text{ph})}/E_{\text{T}}^{(\text{am})})^2$ введен из-за того, что при фазовой модуляции в генерации участвует только та часть оптического импульса, где существенно изменение его частоты (см. рис. 1 и 2).

Отсюда видно, что эффективность генерации терагерцового суперконтинуума за счет фазовой модуляции оптического импульса превалирует над ее эффективностью в случае амплитудной модуляции импульса при $(\delta\omega/\omega)^2 \gg \tau/\tau_p$. Так как $\delta\omega/\omega \ll 1$, последнее условие оказывается более жестким, чем (7). Полагая для оптического суперконтинуума $\delta\omega/\omega \sim 0.1$, имеем $\tau/\tau_p \ll 10^{-2}$. Взяв $\tau \sim 1$ пс, приходим к выводу о том, что обладающий свойствами суперконтинуума оптический импульс наносекундной длительности способен генерировать широкополосный терагерцовый сигнал эффективнее, чем фемтосекундный спектрально ограниченный световой импульс.

Пространственная протяженность наносекундного оптического импульса составляет порядка 10 см, что значительно превышает характерный размер l нелинейного кристалла, составляющий несколько миллиметров. Поэтому, на первый взгляд, эффекты распространения импульса в кристалле здесь неважны. Однако, как было отмечено выше, в процессе генерации задействованы лишь участки импульса, на которых существенна его фазовая модуляция. Протяженность каждого такого участка, распространяющегося в кристалле с групповой скоростью v_g , составляет $\sim v_g \tau \sim 0.1$ мм $\ll l$.

Эффективность генерации периодически модулированным световым пучком квазимонохроматического терагерцового сигнала выше, чем эффективность генерации широкополосных сигналов. Объясняется это тем, что в генерации квазимонохроматического сигнала задействованы все участки светового импульса. Тогда

$$\mu \equiv \frac{\eta_{\text{ph}}}{\eta_{\text{am}}} = \left(\frac{E_{\text{T}}^{(\text{ph})}}{E_{\text{T}}^{(\text{am})}} \right)^2 = \left(\frac{2\chi^{(2)'} \delta\omega \tau_p}{\chi^{(2)} \tau} \right)^2 \sim \left(\frac{\delta\omega \tau_p}{\omega \tau} \right)^2.$$

Отсюда видно, что $\mu \gg 1$, если выполнено условие (7). Таким образом, наносекундный оптический суперконтинуум способен эффективно генерировать

терагерцовое квазимонохроматическое излучение наносекундной длительности.

Важно подчеркнуть, что сделанные выше выводы справедливы при непременном выполнении условия ЗБ, выражающегося в равенстве групповой скорости оптического импульса фазовой скорости терагерцового диапазона. Данному условию можно без особого труда удовлетворить в полупроводниковых кристаллах ZnTe, GaSe и других, где, правда, велики омические потери. В нелинейных диэлектриках поглощением можно пренебречь, но непросто удовлетворить условию ЗБ, так как в них $v_g > c/n_{\text{T}}$. Здесь приходит на помощь хорошо зарекомендовавшая себя в случае фемтосекундных световых импульсов методика наклонных фронтов [19, 24]. В этом случае условие ЗБ имеет вид $v_g \cos \theta = c/n_{\text{T}}$, где θ – угол между лучевыми и волновыми нормальными светового импульса. Никаких видимых преград для использования методики наклонных фронтов в случае генерации терагерцового излучения фазово-модулированными оптическими импульсами наносекундной длительности не существует. Это, на наш взгляд, способно существенно расширить возможности оптических методов генерации терагерцовых сигналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты # 13-02-00199, 11-02-00681) и БелРФФИ (проект # 12-02-90023).

1. G. Kh. Kitaeva, *Laser Phys. Lett.* **5**, 559 (2008).
2. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, *Opt. Exp.* **18**, 12311 (2010).
3. M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, and E. A. Mashkovich, *JOSA B* **28**, 1724 (2011).
4. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, M. C. Hoffmann, and J. Hebling, *Opt. Exp.* **19**, 15090 (2011).
5. H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
6. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, *Opt. Lett.* **37**, 557 (2012).
7. A. G. Stepanov, S. Henin, Y. Petit, L. Bonacina, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, *Appl. Phys. B* **101**, 11 (2010).
8. M. Nagai, E. Matsubara, and M. Ashida, *Opt. Express* **20**, 6509 (2012).
9. А. Н. Тучак, Г. Н. Гольцман, Г. Х. Китаева, А. Н. Пеннин, С. В. Селиверстов, М. И. Финкель, А. В. Шепелев, П. В. Якунин, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 97 (2012).
10. С. В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 281 (2012).
11. У. А. Абдуллин, Г. А. Ляхов, О. В. Руденко, А. С. Чиркин, *ЖЭТФ* **66**, 1295 (1974).
12. Д. А. Багдасарян, А. О. Макарян, П. С. Погосян, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 498 (1983).

13. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984).
14. А. М. Желтиков, *УФН* **176**, 623 (2006).
15. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, М., Мир (1996) [G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, N.Y., Academic Press Inc. (1989)].
16. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Основы оптики фемтосекундных лазерных импульсов*, М., Наука (1988).
17. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, *ЖЭТФ* **123**, 1160 (2003).
18. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 470 (2008).
19. А. Г. Степанов, А. А. Мельников, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 279 (2007).
20. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, М., Наука (1990).
21. В. Е. Захаров, *ЖЭТФ* **62**, 1745 (1972).
22. D. J. Benney, *Studies in Appl. Math.* **56**, 81 (1977).
23. T. Hattori and K. Takeuchi, *Opt. Exp.* **15**, 8076 (2007).
24. J. Hebling, G. Almasi, and I. Z. Cosma, *Opt. Exp.* **10**, 1161 (2002).