Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 2, с. 95 – 100 

# Два альтернативных подхода при электрооптическом детектировании импульсов терагерцового излучения

*С. П. Ковалев*[1], *Г. Х. Китаева*

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 ГСП 1 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 июня 2011 г.

Проведен теоретический анализ условий электрооптического детектирования терагерцового излучения, которое традиционно трактуется как измерение фазы оптического импульса, наведенной в результате взаимодействия с терагерцовым полем в нелинейной среде. Показано, что изменение претерпевает не только фаза, но и амплитуда оптического импульса. Модуляция амплитуды также несет информацию о динамике изменения амплитуды и фазы терагерцового поля и может быть использована для его измерения. Схема энергетического метода детектирования существенно проще фазовой схемы снимает все ограничения на тип симметрии нелинейной среды. Рассмотрены варианты схемы, использующие периодически поляризованные кристаллы с симметрией ниобата лития и кристаллы со структурой цинковой обманки. Показано, что спектральные чувствительности методов, основанных на измерении модуляции фазы и модуляции амплитуды, соотносятся между собой как частоты лазерного и терогерцового полей.

В последнее время все больше исследователей самых различных областей физики включается в работы по созданию эффективных методов генерации и детектирования терагерцового излучения. Интерес к данному диапазону, занимающему область частот от 0.3 до 10 ТГц, обусловлен как фундаментальными проблемами, связанными с особенностями взаимодействия терагерцовых волн с различными материалами, так и множеством перспективных применений в спектроскопии медицинских и биологических объектов, системах связи, безопасности и т.д. [1–3]. Среди различных методов и устройств, предлагаемых сегодня для детектирования терагерцового излучения, таких, как болометр, ячейка Голея, диод Шоттки [4], различные фотопроводящие антенны, фотомиксеры [5] и электрооптические детекторы [6], методы, основанные на использовании оптических лазеров, занимают особое положение. В отличие от большинства чувствительных нелазерных детекторов "прямого" действия, эти методы работают при комнатных температурах и имеют более широкий спектральный диапазон. При этом в случае использования фемтосекундных лазерных импульсов имеется возможность измерять не только амплитуду терагерцового поля, но и его фазу, а также проводить спектральные измерения в терагерцовом диапазоне без привлечения специальных спектрально-селектирующих приборов. Одним из таких методов является метод электрооптического (ЭО) детектирования, основанный на нелинейно-оптическом преобразовании частоты терагерцового поля в оптический диапазон [7].

Наибольшее распространение получил стандартный метод ЭО-детектирования, при котором параметры терагерцового излучения определяются по результатам измерения модуляции фазы оптического импульса, наведенной терагерцовым полем в нелинейной среде [8]. Модуляция фазы измеряется с помощью эллипсометрической установки и двух оптических фотодиодов, включенных в балансную схему (так называемой фазовой схемы). Однако недавно было показано, что при взаимодействии терагерцового поля с коротким оптическим импульсом у последнего модулируется не только фаза, но и амплитуда [9, 10]. Измерение модуляции амплитуды может быть реализовано в существенно более простой схеме, регистрирующей только интенсивность лазерного излучения, прошедшего через нелинейную среду (в "энергетической" схеме). В 2010 г. впервые было продемонстрировано "энергетическое" электрооптическое детектирование терагерцового излучения, как узкополосное квазисинхронное, с использованием кристаллов с регулярной доменной структурой ($Mg{:}Y{:}LiNbO_3$) [11], так и широкополосное, с использованием кристалла со структурой цинковой обманки (ZnTe) [12]. Задачей настоящей работы являлось сравнение принципиальных возможностей двух данных подходов при ЭО-детектировании. С этой целью оба подхода, фазовый и энергетический, анализируются с единых теоретических позиций. При этом энергетический метод детектирования рассматривается с учетом нелинейных сред различного типа симметрии: с одной активной компонентой тензора нелинейной восприимчивости и квазисинхронной пространственной модуляцией этой компоненты (приме-

[1]e-mail: Se.P.Kovalev@gmail.com

ром таких сред может служить периодически поляризованный кристалл ниобата лития), а также сред со структурой цинковой обманки, широко используемых в настоящее время в стандартных эллипсометрических схемах (например, ZnTe, GaAs).

При ЭО-детектировании любого типа взаимодействие терагерцового излучения с оптическим излучением лазерной накачки в нелинейно-оптической среде может быть представлено как набор элементарных процессов генерации суммарной и разностной частот, протекающих с участием отдельных частотных компонент оптического и терагерцового импульсов. Рассмотрим поле оптического импульса $\mathbf{E}(x,t) = \mathbf{A}(x,t)\, e^{i[k(\overline{\omega})x-\overline{\omega}t]} = \int d\omega \mathbf{A}(x,\omega)\, e^{i[k(\omega)x-\omega t]}$ ($\overline{\omega}$ – центральная частота, $\mathbf{A}(x,t)$ – огибающая импульса, зависящая от времени и координаты в кристалле). Уравнение, описывающее изменение спектральных компонент оптического импульса $\mathbf{A}(x,\omega)$ в нелинейной среде в приближении медленно меняющихся амплитуд, будет иметь вид

$$\frac{\partial A_i(x,\omega)}{\partial x} = \frac{2\pi i\omega}{c\sqrt{\varepsilon'}}\chi^{(2)}_{ijk}(x) \times \\ \times\int d\Omega \Big[A_j(x,\omega-\Omega)e^{ik(\omega-\Omega)x}A_{\mathrm{THz},k}(\Omega)e^{ik_{\mathrm{THz}}(\Omega)x}+ \\ +A_j(\omega+\Omega)e^{ik(\omega+\Omega)x}A^*_{\mathrm{THz},k}(\Omega)e^{-ik_{\mathrm{THz}}(\Omega)x}\Big]e^{-ik^s(\omega)x} \quad (1)$$

для компонент с индексами $i,j,k = 1,2,3$ поляризации оптического ($\mathbf{A}(x,\omega)$) и терагерцового ($\mathbf{A}_{\mathrm{THz}}(\Omega)$) полей. $\varepsilon'$ - действительная часть диэлектрической проницаемости кристалла на оптической частоте, $\chi^{(2)}_{ijk}$ – тензор нелинейной восприимчивости. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование. В случае сред с доменной структурой компоненты тензора нелинейной восприимчивости зависят от пространственной координаты. Ограничимся случаем, когда волновые векторы падающего оптического импульса $k(\omega)$ равны волновым векторам прошедшего импульса $k^s(\omega)$. Данное приближение включает в себя случай стандартного ЭО-детектирования, когда используется изотропная нелинейная среда, и случай наиболее эффективного взаимодействия $eee$-типа в кристаллах с симметрией ниобата лития. В (1) в квадратных скобках первое слагаемое соответствует процессу генерации суммарной частоты, второе – разностной. Интегрирование проводится по всему спектру падающего терагерцового излучения.

Применяя обратное преобразование Фурье, $\tilde{A}_i(x,t) = \int d\omega A_i(x,\omega)\, e^{-i\omega t}$, к (1), получим следующее уравнение для функции $\tilde{A}_i(x,t)$:

$$\frac{\partial \tilde{A}_i(x,t)}{\partial x} = \frac{2\pi i}{c\sqrt{\varepsilon'}}\chi^{(2)}_{ijm}(x) \times \\ \times\int d\Omega \left[A_{\mathrm{THz},k}(\Omega)e^{i\Delta kx}\int d\omega e^{-i\omega t}\omega A_j(x,\omega-\Omega)+ \right. \\ \left. +A^*_{\mathrm{THz},k}(\Omega)e^{-i\Delta kx}\int d\omega e^{-i\omega t}\omega A_j(x,\omega+\Omega)\right]. \quad (2)$$

Поскольку $\Omega \ll \omega$, дисперсию групповой скорости $u^{\mathrm{opt}}_{\mathrm{gr}} \equiv \partial\omega/\partial k$ можно не учитывать при записи фазовой расстройки $\Delta k \equiv k_{\mathrm{THz}}(\Omega) + k(\omega-\Omega) - k(\omega)$:

$$\Delta k(\Omega) = k_{\mathrm{THz}}(\Omega) - \frac{\Omega}{u^{\mathrm{opt}}_{\mathrm{gr}}}. \quad (3)$$

В данном приближении расстройка фазового синхронизма является функцией только терагерцовой частоты. Принимая во внимание, что $\int d\omega e^{-i\omega t}\omega A_i(x,\omega) = i\frac{d}{dt}\int d\omega e^{-i\omega t}A_i(x,\omega) = i\frac{d\tilde{A}_i(x,t)}{dt}$, уравнение (2) можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial \tilde{A}_i(x,t)}{\partial x} = \mu_{ij}(x,t)\,\tilde{A}_j(x,t) + \nu_{ij}(x,t)\,\frac{d\tilde{A}_j(x,t)}{dt}, \quad (4)$$

где коэффициенты $\mu_{ij}$, $\nu_{ij}$ принимают только действительные значения:

$$\mu_{ij}(x,t) = \frac{4\pi}{c\sqrt{\varepsilon'}}\chi^{(2)}_{ijk}(x) \times \\ \times\int d\Omega\Omega\mathrm{Im}\left(A_{\mathrm{THz},k}(\Omega)\,e^{i\Delta k(\Omega)x}e^{-i\Omega t}\right), \\ \nu_{i,j}(x,t) = \frac{4\pi}{c\sqrt{\varepsilon'}}\chi^{(2)}_{ijk}(x) \times \\ \times\int d\Omega\mathrm{Re}\left(A_{\mathrm{THz},k}(\Omega)\,e^{i\Delta k(\Omega)x}e^{-i\Omega t}\right). \quad (5)$$

Здесь и далее выражения вида $\mathrm{Re}(f), \mathrm{Im}(f)$ используются для обозначения действительной и мнимой частей комплексной функции f.

Пусть импульсы оптической накачки имеют гауссову временную форму: $\tilde{A}_i(x,t) = \tilde{A}_i(x)\,e^{-\Gamma t^2}e^{-i\overline{\omega}t}$, где $\Gamma$ – форм-фактор гауссова профиля. Обозначим координаты входной и выходной поверхностей нелинейной среды длиной $L$ как $x = -L/2$ и $x = L/2$ соответственно. Решая (4) в приближении заданной накачки и отсутствия линейного поглощения на оптических частотах, поле оптического импульса в нелинейной среде можно представить в виде суммы падающего импульса $\tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t) \equiv \tilde{A}_i(-L/2,t)$ и малой нелинейной добавки $\Delta\tilde{A}_i(x,t)$:

$$\tilde{A}_i(x,t) = \tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t) + \int\limits_{-L/2}^{x} dx'[\mu_{ij}(x',t) - \\ - 2\Gamma t\nu_{ij}(x',t) - i\overline{\omega}\nu_{ij}(x',t)]\tilde{A}_j(-L/2,t). \quad (6)$$

Учитывая, что $\Delta\tilde{A}_i\,(x,t) \ll \tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)$ при наличии волны данной поляризации $i$ на входе, (6) можно преобразовать к виду $\tilde{A}_i\,(x,t) = \tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)e^{\alpha_i(x,t)}e^{i\sigma_i(x,t)}$, где

$$\alpha_i\,(x,t) = \int_{-L/2}^{x} dx'[\mu_{ij}(x',t) - 2\Gamma t\nu_{ij}(x',t)]\frac{\tilde{A}_{\mathrm{in},j}(t)}{\tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)},$$
$$\sigma_i\,(x,t) = \int_{-L/2}^{x} dx'\overline{\omega}\nu_{ij}\,(x',t)\,\frac{\tilde{A}_{\mathrm{in},j}(t)}{\tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)}. \tag{7}$$

Полученное решение показывает, что взаимодействие с терагерцовым полем приводит к модуляции и фазы, и амплитуды поляризационных компонент оптического импульса. Возможен также случай, когда волна поляризации $i$ полностью отсутствует на входе и нелинейное взаимодействие приводит лишь к появлению малой добавки $\Delta\tilde{A}_i\,(L/2,t)$ на выходе среды. В силу малости интенсивности самого нелинейного сигнала этот случай не представляет существенного интереса для детектирования. Отметим также, что второе слагаемое в квадратных скобках выражения для $\alpha_i$ соответствует наведенной терагерцовым полем дополнительной временной задержке оптического импульса. При измерении энергии или фазы импульса данный эффект не проявится. Поэтому для краткости это слагаемое также будет исключено из дальнейшего рассмотрения. Наконец, очевидно, что отношения $\tilde{A}_{\mathrm{in},j}(t)/\tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)$ характеризуют поляризацию исходного импульса и не зависят от времени. В итоге поляризационные компоненты падающего на среду поля будут преобразованы на выходе среды в выходное поле $\tilde{A}_{out,i}(t)$ следующим образом:

$$\tilde{A}_{\mathrm{out},i}(t) = \tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)e^{\kappa_i L}e^{i\varphi_i L}, \tag{8}$$

где

$$\kappa_i \equiv \frac{4\pi}{c\sqrt{\varepsilon'}}\frac{\tilde{A}_{\mathrm{in},j}}{\tilde{A}_{\mathrm{in},i}}\mathrm{Im}\int d\Omega\Omega T_{ijk}\,(\Omega)\,A_k\,(\Omega)\,e^{-i\Omega t},$$
$$\varphi_i \equiv \frac{4\pi\overline{\omega}}{c\sqrt{\varepsilon'}}\frac{\tilde{A}_{\mathrm{in},j}}{\tilde{A}_{\mathrm{in},i}}\mathrm{Re}\int d\Omega T_{ijk}\,(\Omega)\,A_k\,(\Omega)\,e^{-i\Omega t}, \tag{9}$$

$T_{ijk}\,(\Omega) \equiv \frac{1}{L}\int\limits_{-L/2}^{L/2} dx\chi_{ijk}^{(2)}\,(x)\,e^{i\Delta k(\Omega)x}$ – нелинейная функция передачи среды [10], в общем случае учитывающая распределение неоднородности нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}\,(x)$. Фазовую модуляцию определяет коэффициент $\varphi$, амплитудную – $\kappa_i$. Как видно из (9), фазовая и амплитудная модуляции должны быть линейно пропорциональны терагерцовому полю. Каждый из этих двух видов модуляции несет информацию о спектре терагерцового излучения и может быть положен в основу соответствующего метода ЭО-детектирования.

**Метод эллипсометрии** реализует стандартный подход при ЭО-детектировании терагерцового поля, который базируется на измерении наведенного изменения фазы лазерного импульса. С этой целью в качестве нелинейной среды используются кристаллы со структурой цинковой обманки. Максимальный эффект дают пластины ориентации $\langle 110\rangle$. Чаще всего используются кристаллы ZnTe [6]. Рис. 1 поясняет

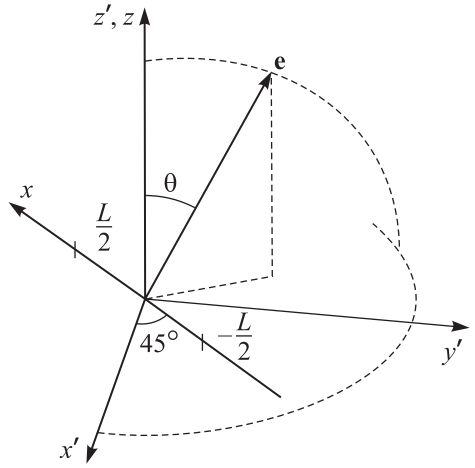


Рис. 1. Ориентация кристалла со структурой цинковой обманки

взаимную ориентацию осей кристаллической пластины и ортов поляризации **e** падающих терагерцовых и оптических волн. Выбран случай, когда измеряемое терагерцовое излучение и исходная волна накачки линейно поляризованы вдоль одного и того же направления. Оси $x', y', z'$ соответствуют собственным осям кристалла. Вектор **e** лежит в плоскости пластины и направлен под некоторым углом $\theta$ к оси $z'$ кристалла. Проекции терагерцового (и, аналогично, оптического) поля на оси кристалла имеют вид

$$A\,(\Omega)\,\mathbf{e} = A_{\mathrm{THz}}\,(\Omega)\left(-\frac{\sqrt{2}}{2}\sin\theta, \frac{\sqrt{2}}{2}\sin\theta, \cos\theta\right). \tag{10}$$

Каждая компонента поляризации падающей накачки, $\tilde{A}_{\mathrm{in},i}(t)$, претерпевает в кристалле преобразование в соответствии с (10). Подставляя в (10) все ненулевые компоненты тензора квадратичной восприимчивости кристаллов со структурой цинковой обманки $\chi \equiv \chi_{123}^{(2)} = \chi_{231}^{(2)} = \chi_{312}^{(2)}$, получим следующие выражения для выходного поля:

$$\tilde{A}_{\mathrm{out}\parallel}(t) = \tilde{A}_{\mathrm{in}}(t)\left[\sin^2\theta e^{-G\cos\theta} + \cos^2\theta e^{-G\frac{\sin^2\theta}{2\cos\theta}}\right] \tag{11}$$

для поляризации, параллельной $\mathbf{e}$ , и

$$\tilde{A}_{\mathrm{out}\perp}(t) = \tilde{A}_{\mathrm{in}}(t)\left[\sin\theta\cos\theta\left(e^{-G\frac{\sin^2\theta}{2\cos\theta}} - e^{-G\cos\theta}\right)\right] \quad (12)$$

для ортогональной поляризации. Здесь $T(\Omega) \equiv \frac{1}{L}\int\limits_{-L/2}^{L/2} dx\chi(x)\, e^{i\Delta k(\Omega)x}$ и для краткости обозначено

$$G \equiv \frac{4\pi L}{c\sqrt{\varepsilon'}}\mathrm{Im}\left[\int d\Omega\Omega T(\Omega)\, A_{\mathrm{THz}}(\Omega)\, e^{-i\Omega t}\right] + \\ + i\overline{\omega}\mathrm{Re}\left[\int d\Omega T(\Omega)\, A_{\mathrm{THz}}(\Omega)\, e^{-i\Omega t}\right]. \quad (13)$$

Отношение действительной и мнимой частей $G$ по порядку величины определяется отношением терагерцовых и оптических частот: $\mathrm{Re}G/\mathrm{Im}G \sim \Omega/\overline{\omega} \ll 1$. По ходу оптического луча после кристалла ставятся пластинка $\lambda/4$, ориентированная под углом 45° относительно поляризации исходного оптического импульса, и призма Волластона (WP), ориентированная коллинеарно поляризации исходного оптического импульса (рис. 2). Взаимно ортогонально поляризованные оптические пучки после призмы Волластона поступают на соответствующие фотодиоды (PD1 и PD2), включенные в балансную схему. Показания балансной схемы при такой ориентации пластинки $\lambda/4$ и призмы Волластона будут пропорциональны разности энергий выходных импульсов $\tilde{A}_{\mathrm{out}\parallel}(t)$ и $\tilde{A}_{\mathrm{out}\perp}(t)$:

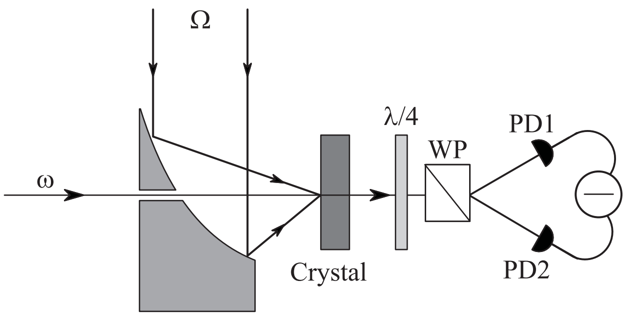


Рис. 2. Схема фазового ЭО-детектирования

$$S_{\mathrm{ph}} \sim \frac{c}{8\pi}\int dt\left(\left|\tilde{A}_{\mathrm{out},\parallel}(t) + \tilde{A}_{out\perp}(t)e^{i\frac{\pi}{2}}\right|^2 - \\ - \left|\tilde{A}_{\mathrm{out},\parallel}(t) - \tilde{A}_{\mathrm{out}\perp}(t)e^{i\frac{\pi}{2}}\right|^2\right). \quad (14)$$

Рассчитаем эту величину, исходя из (11) и (12) и учитывая малость параметров $\mathrm{Re}G \ll \mathrm{Im}G \ll 1$:

$$S_{\mathrm{ph}} \sim \frac{c}{4\pi}\int dt\left|\tilde{A}_{\mathrm{in}}(t)\right|^2 \mathrm{Im}\,(G)\left(\sin^3\theta - \cos\theta\sin 2\theta\right). \quad (15)$$

Отсюда видно, что метод эллипсометрии основан на измерении именно фазовой модуляции поля накачки, поскольку $\mathrm{Im}G$ отвечает за наведенную фазу в выражении (8). Для достижения максимального эффекта угол поворота кристалла $\theta$ выбирается приблизительно равным 28°. При этом

$$S_{\mathrm{ph}}(\tau) \sim \frac{L\overline{\omega}}{\sqrt{\varepsilon'}}\mathrm{Re}\left[\int d\Omega C(\Omega)\, T(\Omega)\, A_{\mathrm{THz}}(\Omega)\, e^{-i\Omega\tau}\right]. \quad (16)$$

Здесь учтены временная задержка $\tau$ между полями терагерцового импульса и импульса накачки, а также автокорреляционная функция входного оптического импульса следующего вида:

$$C(\Omega) \equiv \int dt\left|E_0(t)\right|^2 e^{-i\Omega t} = \int d\Omega E_0(\omega)\, E_0^*(\omega - \Omega). \quad (17)$$

Спектр падающего терагерцового излучения рассчитывается путем фурье-преобразования зависимости $S_{\mathrm{ph}}(\tau)$, измеренной в пределах достаточно большого диапазона времен задержки $\tau$. Исходя из (16), можно определить спектральную аппаратную функцию фазового ЭО-детектирования:

$$S_{\mathrm{ph}}(\Omega) = \frac{L\overline{\omega}}{\sqrt{\varepsilon'}}C(\Omega)\, T(\Omega). \quad (18)$$

Описанная эллипсометрическая схема является сегодня наиболее отработанной схемой, с максимальной эффективной использующей преимущества фазового ЭО-детектирования на практике. Однако дальнейшее увеличение ее чувствительности путем введения кристаллов с более высокой нелинейностью ограничено жесткими требованиями к симметрии нелинейной среды. В частности, фазовое детектирование невозможно в нелинейной среде с одной активной компонентой тензора нелинейной восприимчивости.

**Метод энергетического ЭО-детектирования** свободен от этих ограничений. Рассмотрим нелинейную среду с одной активной компонентой тензора нелинейной восприимчивости, при которой поляризации взаимодействующих волн коллинеарны. Примером такой среды может служить кристалл $LiNbO_3$ в случае, когда поляризации падающих оптических и терагерцовых волн параллельны оптической оси кристалла. При этом возможны только индексы $i = j = k = 3$ в соотношении (9), принимающем простую форму $\tilde{A}_{\mathrm{out},3}(t) = \tilde{A}_{\mathrm{in},3}(t)\,(1 + \mathrm{Re}G)\, e^{i\mathrm{Im}G}$. Параметр $G$ по-прежнему определяется выражением (13), в котором $\chi$ есть величина активной компоненты тензора нелинейной восприимчивости кристалла, $\chi \equiv \chi_{zzz}^{(2)} =$

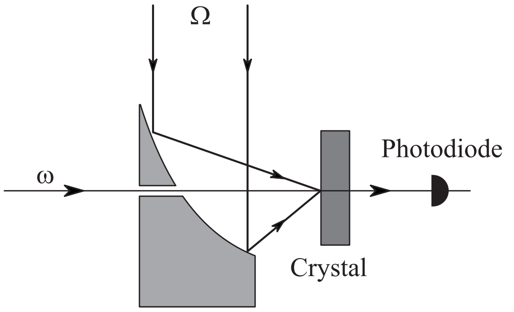


Рис. 3. Схема энергетического ЭО-детектирования

$2d_{33}$. Фотодиод регистрирует полную мощность прошедшего оптического импульса (рис. 3). Поэтому фазовая модуляция исходного импульса никак не проявляется. Сигнал с фотодиода направляется на электронную схему синхронного детектирования, определяющую только ту часть сигнала, которая наводится за счет нелинейного взаимодействия с терагерцовым полем: $S_{\rm en} \sim \frac{c}{4\pi}\int dt \left[\left|\tilde{A}_{\rm out,3}(t)\right|^2 - \left|\tilde{A}_{\rm in,3}(t)\right|^2\right]$. Так же как и в других схемах ЭО-детектирования, выделение полезного сигнала осуществляется за счет периодической модуляции амплитуды измеряемого терагерцового поля и синхронной регистрации оптического сигнала на частоте данной модуляции. Учитывая это и отбрасывая члены $\sim ({\rm Re}G)^2$ и меньше, получим следующую зависимость сигнала энергетического детектирования от временной задержки:

$$S_{\rm en}(\tau) \sim \frac{2L}{\sqrt{\varepsilon'}}{\rm Im}\left[\int d\Omega\Omega C(\Omega)\, T(\Omega)\, A_{\rm THz}(\Omega)\, e^{-i\Omega\tau}\right]. \tag{19}$$

Соответствующая спектральная аппаратная функция имеет вид

$$S_{\rm en}(\Omega) = \frac{2L\Omega}{\sqrt{\varepsilon'}} C(\Omega)\, T(\Omega). \tag{20}$$

Аналогичное рассмотрение можно провести для энергетического детектирования с использованием кристаллов со структурой цинковой обманки. Снова рассмотрим вариант взаимной поляризации падающих на кристалл оптического и терагерцового импульсов, который изображен на рис. 1. Детектор, расположенный непосредственно после кристалла, будет регистрировать суммарную интенсивность не интерферирующих между собой полей импульсов $\tilde{A}_{\rm out\parallel}(t)$ и $\tilde{A}_{\rm out\perp}(t)$. Из сравнения (11) и (12) очевидно, что сигнал ортогональной поляризации будет существенно меньше, чем основной. Зависимость сигнала энергетического детектирования от временной задержки будет иметь вид

$$S'_{\rm en}(\tau) \sim \frac{3\sin^2\theta\cos\theta L}{\sqrt{\varepsilon'}} \times$$
$$\times\, {\rm Im}\left[\int d\Omega\Omega C(\Omega)\, T(\Omega)\, A_{\rm THz}(\Omega)\, e^{-i\Omega\tau}\right]. \tag{21}$$

Максимальная чувствительность детектирования будет достигаться при $\theta \sim 55^\circ$. При этом аппаратная функция определяется выражением, с точностью до численного коэффициента совпадающим с (20).

Анализируя полученные выражения для аппаратных функций фазового (18) и энергетического (20) детектирования, можно сделать следующие выводы.

**1.** Спектр накачки одинаково влияет на спектральную чувствительность каждого метода через функцию $C(\Omega)$. Спектральная ширина $C(\Omega)$ обратно пропорциональна длительности Фурье-ограниченного оптического импульса. Таким образом, эффективное детектирование терагерцового излучения с частотой $\Omega$ возможно, только если длительность импульса достаточно коротка. Например, если длительность оптического импульса $\tau \approx 100$ фс, $C(\Omega)$ будет заметно спадать на частотах свыше 10 ТГц.

**2.** Параметры нелинейного кристалла одинаково проявляются через произведение длины $L$ и функции нелинейной передачи, отвечающей за фазовое согласование оптических и терагерцовых волн в пределах этой длины. Как правило, $T(\Omega)$ определяет частотный диапазон детектируемого терагерцового излучения, поскольку ее ширина меньше ширины $C(\Omega)$ для фемтосекундных импульсов. В случае прозрачного и однородного кристалла функция $T(\Omega)$ имеет вид

$$T(\Omega) = \chi\,{\rm sinc}\,[\Delta k L/2]. \tag{22}$$

Максимум достигается на частоте $\Omega_0$, при которой выполняется условие синхронизма $\Delta k = 0$, т.е. $n_{\rm THz}(\Omega_0) = c/u_{\rm gr}^{\rm opt}$, а полуширина определяется условием $\Delta\Omega \sim \frac{\pi}{L}\left(1/u_{\rm gr}^{\rm THz} - 1/u_{\rm gr}^{\rm opt}\right)$. Фазовый синхронизм выполняется в широком диапазоне терагерцовых частот для таких нелинейных сред, как ZnTe или GaAs, при различных частотах накачки для каждого из кристаллов. В кристаллах $LiNbO_3$, $LiTaO_3$ прямое условие синхронизма не выполняется, а длина когерентности может быть не более нескольких микрон. В кристаллах этого типа для согласования фаз оптических и терагерцовых волн используют метод квазисинхронизма. В кристалле создается регулярная доменная структура, в которой знак нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ меняется при переходе от одного домена к другому. Тогда

$$T(\Omega) \sim \chi_m{\rm sinc}\left[\left(\Delta k - \frac{2\pi}{d}m\right)L/2\right], \tag{23}$$

где $\chi_m$ – гармоника разложения периодической зависимости $\chi^{(2)}(x)$ в ряд Фурье,

$$\chi^{(2)}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi_m e^{-i\frac{2\pi}{d}mx}, \qquad (24)$$

а период структуры $d$ и порядок квазисинхронизма $m$ выбираются таким образом, чтобы условие квазисинхронизма $\Delta k - \frac{2\pi}{d}m = 0$ выполнялось на центральной частоте требуемого спектра детектирования. Тем не менее ширина полосы детектирования будет и в этом случае определяться разницей групповых скоростей оптических и терагерцовых волн. Поэтому периодически поляризованные кристаллы могут использоваться для чувствительного, но узкополосного детектирования. Специальным образом спроектированная апериодичность $\chi^{(2)}(x)$ может уширить спектр детектируемых частот за счет неоднородного уширения $T$-функции [10]:

$$T(\Omega) = \sum_{m'} \chi_{m'}^{(2)} \mathrm{sinc}\left[\left(\Delta k - \frac{2\pi}{L}m'\right)L/2\right], \qquad (25)$$

где $\chi_m^{(2)}$ – гармоники разложения в ряд Фурье апериодической зависимости $\chi^{(2)}(x)$ в пределах всего кристалла:

$$\chi^{(2)}(x) = \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \chi_{m'}^{(2)} e^{-i\frac{2\pi}{L}m'x}. \qquad (26)$$

Необходимо отметить, что поглощение кристалла на терагерцовых частотах также приводит к уширению полосы детектирования за счет появления мнимой части волновой расстройки и однородного уширения как синхронных, так и квазисинхронных пиков. Однако во всех этих случаях общая чувствительность приема снижается.

**3.** Единственное принципиальное различие чувствительностей фазового и энергетического детектирования заключается в различии частотных множителей. Фазовая модуляция пропорциональна оптической частоте $\overline{\omega}$, тогда как энергетическая – терагерцовой частоте $\Omega$.

Схема энергетического детектирования существенно проще, чем фазовая схема. Она допускает использование нелинейных кристаллов различной симметрии. Варьирование материала нелинейной среды и способа осуществления фазового синхронизма в более широких пределах заманчиво с точки зрения управления спектром чувствительности детектора, сокращения времени измерения. Простая энергетическая схема особенно перспективна для задач построения изображения объектов в терагерцовых лучах, когда регистрация пространственно неоднородного терагерцового поля осуществляется с помощью одной цифровой камеры. Однако проведенные в данной работе вычисления показывают, что фактор $\Omega/\overline{\omega}$ может существенным образом снизить общую чувствительность энергетического детектирования. Его необходимо учитывать при выборе оптимальной электронной схемы регистрации показаний фотодетектора. В частности, такие меры, как снижение шумов электронной схемы, выбор геометрии с низким фоновым уровнем оптического излучения, были бы очень желательны для использования преимуществ энергетического детектирования в полной мере.

Работа выполнена в рамках Госконтракта # 02.740.11.0223 с Федеральным агентством по науке и инновациям РФ, а также при финансовой поддержке РФФИ, гранты # 10-02-00427, 09-02-92003, 11-02-0107-а, и программы "Кадры" Министерства образования и науки.

1. P. F. Taday, I. V. Bradley, D. D. Arnone et al., J. Pharm. Sci. **92**, 831 (2001).
2. H. Akaike and T. Yamada, Supercond. Sci. Technol. **19**, 320 (2006).
3. S. Schecklman, L. M. Zurk, S. Henry, and G. P. Kniffin, J. Appl. Phys. **109**, 094902 (2011)
4. F. Sizov, Opto-Electronics Review **18**, 1 (2010).
5. S. Preu, G. H. Dohler, S. Malzer et al., J. Appl. Phys. **109**, 061301 (2011).
6. Q. Wu and X.-C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **68**, 12 (1996).
7. A. Nahata, D. H. Auston, T.F. Heinz et al., Appl. Phys. Lett. **68**, 2 (1996).
8. G. Gallot and D. Grischkovsky, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 1204 (1999).
9. G. Kh. Kitaeva, A. N. Penin, and A. N. Tuchak, Optics and Spectroscopy **107**, 1 (2009).
10. G. Kh. Kitaeva, Phys. Rev. A **76**, 043841 (2007).
11. G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, I. I. Naumova et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 071106 (2010).
12. G. Kh. Kitaeva, S.P. Kovalev, I.I. Naumova et al., IEEE, 1. 35th International Conference on Infrared Millimiter and Terahertz Waves, Digital Object Identifier:10.1109/ICIMW.2010.5612587.

(2010).