

УДК 530.182+535-14

**О РЕАЛИЗАЦИИ СИНХРОНИЗМА  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ  
В УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
С РЕЗОНАНСНЫМИ ПРИМЕСЯМИ**

*А.Н. Бугай, С.В. Сазонов*

**Аннотация**

Предложен физический механизм достижения синхронизма для генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления в коллинеарной геометрии. Лазерный импульс при распространении в одноосном кристалле, допированном двухуровневыми резонансными центрами, в режиме самоиндуцированной прозрачности уменьшает свою групповую скорость до фазовой скорости терагерцового излучения, что приводит к выполнению синхронизма. Процесс генерации сопровождается модуляцией профиля оптического импульса и сдвигом его спектра в красную область.

**Ключевые слова:** терагерцовое излучение, самоиндуцированная прозрачность.

**Введение**

Исследования способов генерации излучения терагерцового диапазона частот в настоящее время приобрели существенную научную и практическую значимость [1]. Метод оптического выпрямления [2] основан на генерации терагерцового излучения как разности крайних частот спектра фемтосекундного лазерного импульса в квадратично-нелинейном кристалле. Условием эффективного протекания данного процесса является равенство групповой скорости лазерного импульса и фазовой скорости терагерцового сигнала. Данное условие синхронизма в коллинеарном режиме выполняется в основном для полупроводников типа арсенида галлия и т. п. В случае же диэлектрических кристаллов, обладающих большими величинами нелинейности, таких, например, как ниобат и танталат лития, групповая скорость оптического импульса превышает в несколько раз фазовую скорость терагерцового. Здесь генерация происходит в черенковской геометрии [3, 4]. Для получения терагерцового излучения с плоским фронтом обычно используют либо модификацию профиля интенсивности импульса (импульсы с наклонным фронтом) [5], либо специально выращенные кристаллы с периодической модуляцией нелинейной восприимчивости [6].

Известно, что изменение скорости световых импульсов может явиться следствием их взаимодействия с резонансной средой, например, в режимах самоиндуцированной или электромагнитно-индуцированной прозрачности. Целью настоящей работы является исследование простейшей модели такого взаимодействия, когда в квадратично-нелинейной среде имеются примесные двухуровневые атомы. При достаточно высокой интенсивности импульса возможно его распространение в режиме самоиндуцированной прозрачности [7], и, как следствие, уменьшение его групповой скорости. Таким образом, групповая скорость оптической накачки может сравняться с фазовой скоростью в терагерцовом диапазоне в коллинеарной геометрии распространения.

### 1. Нелинейные волновые уравнения

Рассмотрим процесс генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления в квадратично-нелинейном кристалле, содержащем примесные двухуровневые атомы с дипольным моментом перехода  $d$  и резонансной частотой  $\omega_0$ .

Пусть на входе лазерный импульс поляризован в плоскости необыкновенной волны, а его распространение происходит в плоскости, перпендикулярной к оптической оси одноосного кристалла. При такой геометрии в кристалле будет присутствовать только необыкновенная волна.

Электрическое поле импульса представим в виде суммы его оптической  $E_o$  и терагерцовой  $E_T$  компонент:

$$E = E_o + E_T. \quad (1)$$

Оптический импульс, содержащий достаточно много колебаний, обладает хорошо выраженными несущей частотой  $\omega$ , волновым числом  $k$  и огибающей  $\psi$ , так что можно записать

$$E_o = \psi(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + \text{к.с.} \quad (2)$$

Поляризационный отклик включает в себя четыре основные составляющие:

$$P = P_o + P_T + P_{nl} + P_R. \quad (3)$$

где  $P_o$  и  $P_T$  – линейные части нерезонансных поляризационных откликов в оптическом и терагерцовом диапазонах частот соответственно,  $P_{nl}$  – часть нерезонансного поляризационного отклика, соответствующая квадратичной нелинейности, а  $P_R$  отвечает за резонансное взаимодействие с двухуровневой системой.

Для оптического импульса и поляризационного отклика на соответствующих частотах воспользуемся приближением медленно меняющихся огибающих. В этих условиях волновое уравнение можно расщепить на две части, соответствующие оптическому и терагерцовому (близким к нулевым) частотам. Кроме того, для поля терагерцового сигнала применим приближение квазиоднонаправленного распространения [8].

Система нелинейных волновых уравнений, описывающая динамику импульсов и состояние среды, имеет вид

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + (v_g - v_T) \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right) - b E_T \psi + \frac{\omega_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} - q R = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} - \eta \frac{\partial^2 E_T}{\partial \zeta^2} + \sigma \frac{\partial^3 E_T}{\partial \zeta^3} - b_T \frac{\partial}{\partial \zeta} |\psi|^2 = 0. \quad (5)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i \Delta R + i \frac{2d\psi W}{\hbar}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{id}{\hbar} (\psi^* R - \psi R^*), \quad (7)$$

Волновые уравнения (4), (5) описывают динамику импульсов. Здесь  $v_g$ ,  $n_g$  и  $\omega_2 = -\partial^2 \omega / \partial k^2$  – групповая скорость, групповой показатель преломления и коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС) оптического импульса в случае отсутствия примесей соответственно,  $E_T$  – поле низкочастотного (терагерцового) импульса,  $v_T$  – его линейная скорость,  $\zeta = z - v_T t$ , постоянные  $\eta$ ,  $\sigma$  задают поглощение и дисперсию в терагерцовом диапазоне, коэффициенты  $b$ ,  $b_T$  описывают нелинейное взаимодействие между обеими компонентами.

Уравнения Блоха (6), (7) описывают динамику состояния примесных центров. Здесь  $R = \rho_{12} \exp[i(\omega t - kz)]$ ,  $W = \rho_{22} - \rho_{11}$  – инверсия населенностей, которые

выражаются через соответствующие элементы оператора матрицы плотности  $\hat{\rho}$ ,  $q = 2\pi N d \omega n_g / n_0$ ,  $N$  – концентрация примесей,  $\Delta = \omega_0 - \omega$  – отстройка от резонанса. Считаем, что длительность импульса намного меньше всех характерных времен релаксации.

Условием осуществления устойчивого режима самоиндуцированной прозрачности является равенство временной площади оптического импульса  $\theta = 2d/\hbar \int_{-\infty}^{\infty} \psi dt$  числу, кратному  $2\pi$ , как это следует из теоремы площадей. В этом случае форма импульса сохраняется при распространении, а его групповая скорость испытывает замедление. Таким образом, условие синхронизма для генерации терагерцового излучения можно переписать в виде

$$v_g / (1 + q\tau_p^2 / (\Delta^2 \tau_p^2 + 1)) = v_{ph}, \quad (8)$$

где  $\tau_p$  – длительность импульса,  $v_{ph}$  – фазовая скорость терагерцового сигнала на заданной частоте. Как следует из (8), перестройка терагерцовой частоты может осуществляться изменением длительности лазерного импульса.

## 2. Результаты численного моделирования

Для дальнейшего исследования воспользуемся численным моделированием системы (4)–(7). В качестве кристаллической матрицы рассмотрим ниобат лития. Здесь  $v_g/v_{ph} \sim 2$  [9]. Пусть оптический импульс имеет энергию 60 мкДж, длительность 100 фс и длину волны 700 нм. Считая поперечный диаметр равным 1 мм в предположении, что поперечное распределение интенсивности имеет гауссов профиль, а временное – вид гиперболического секанса, найдем, что пиковая интенсивность равна 26 ГВт/см<sup>2</sup>. При указанных длительностях данная величина не превосходит предел для оптического пробоя в ниобате лития. Пусть дипольный момент резонансных переходов равен  $d = 10^{-18}$  СГСЭ. Тогда временная площадь импульса составит в точности  $2\pi$ . Условие (8) для частоты 1 ТГц выполняется при концентрации примесных атомов  $N = 3.3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

В процессе эволюции (рис. 1) можно выделить две стадии: переходную и асимптотическую. В начале переходной стадии лазерный импульс, замедляясь, достигает синхронизма и начинается генерация терагерцового излучения в виде биполярного сигнала. Этот процесс сопровождается сильной модуляцией профиля оптического импульса. В дальнейшем этот процесс останавливается и происходит распад оптического и терагерцового импульсов на два двухкомпонентных импульса примерно равной амплитуды, распространяющихся без заметной модуляции профиля (асимптотическая стадия). Первая пара импульсов увеличивает свою скорость относительно исходной, а вторая уменьшает. Отметим, что быстрый импульс длиннее медленного и слабее возбуждает среду, поэтому будем называть его нерезонансным, а более короткий и медленный – резонансным. Образовавшиеся импульсы демонстрируют солитоноподобное поведение.

На процесс генерации сильно влияет обратное действие терагерцового излучения на породивший его оптический импульс. Частота последнего в результате испытывает сдвиг своего спектра в красную область. Данный эффект приводит к выводу системы из резонанса с примесными центрами и уменьшению эффективности генерации за счет нарушения синхронизма. Спектр терагерцового сигнала также деформируется, смещаясь в область более низких частот. Это связано как с поглощением в кристалле, так и с деформацией оптической накачки.

В случае, когда на входе в среду оптический импульс имеет отрицательную отстройку от резонанса ( $\omega > \omega_0$ ), эффективность генерации можно повысить (рис. 2).

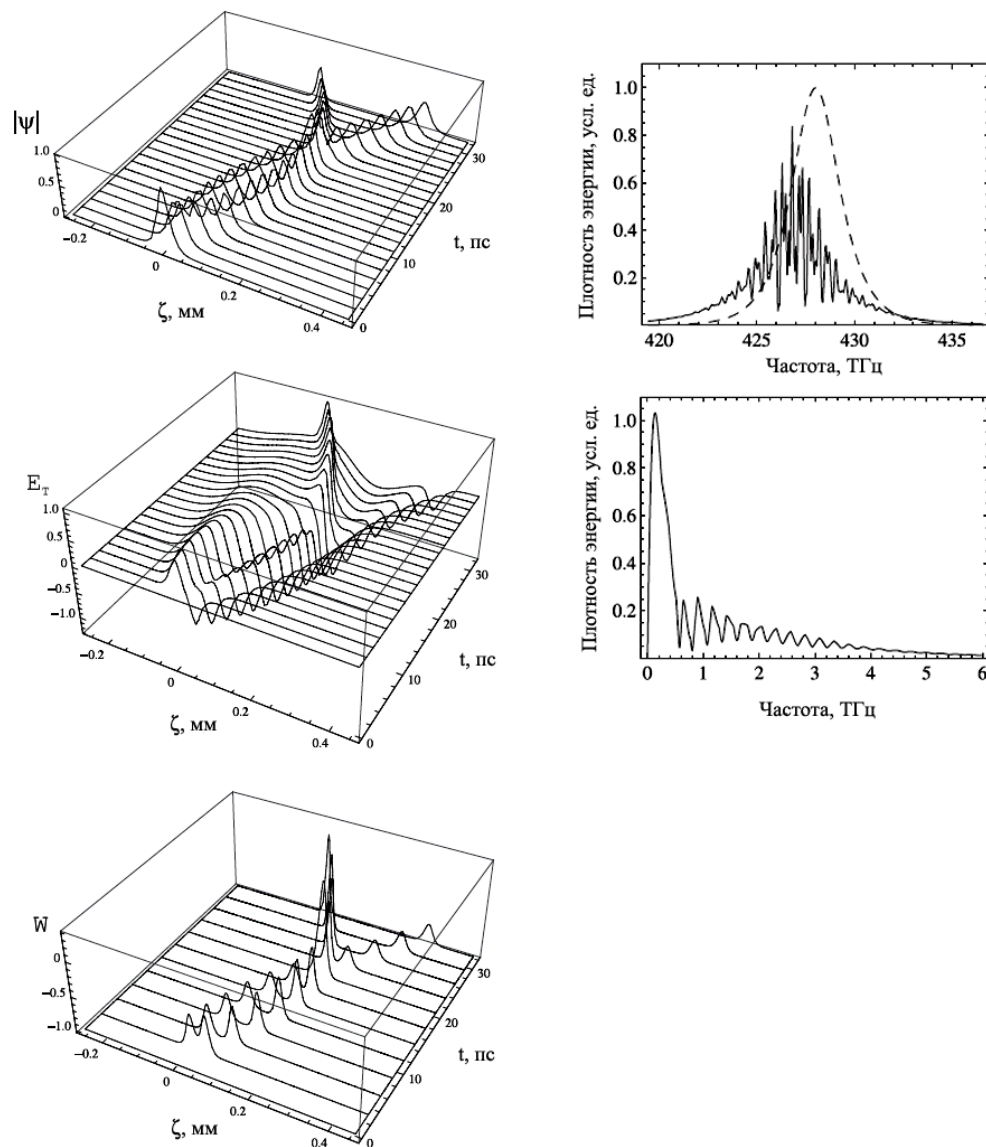


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция модуля огибающей оптического импульса, поля терагерцового импульса и инверсии населенностей (слева). Амплитуды  $\psi$  и  $E_T$  нормированы в соотношении 1:1 и 1:100 на начальную величину поля импульса накачки. Справа приведены спектры оптического (штриховая линия – спектр на входе в среду) и терагерцового импульсов после пробега в среде 1.5 мм

При этом импульс, испытывая красное смещение несущей частоты, входит в резонанс с двухуровневой системой. Как показали вычисления оптимальная величина отстройки должна составлять порядка не более процента от резонансной частоты переходов. При больших значениях отстройки процесс генерации довольно быстро переходит на асимптотическую стадию, что влечет за собой уменьшение перекачки энергии в терагерцовый диапазон.

На рис. 2 приведено сравнение влияния взаимодействия с резонансными примесями на эффективность генерации. В случае чистого кристалла энергии тера-

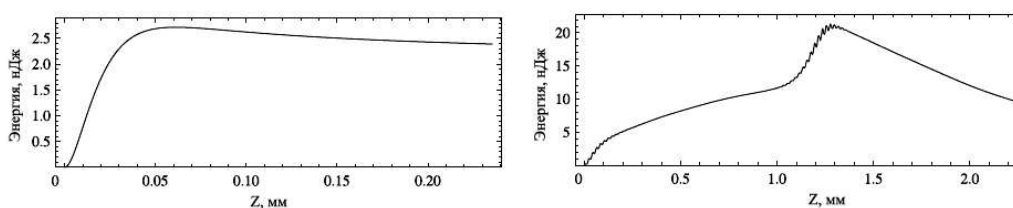


Рис. 2. Энергия генерируемого терагерцового излучения в зависимости от пробега в «чистом» кристалле (слева) и при подаче импульса с отрицательной отстройкой на кристалл, содержащий резонансные примеси (справа)

герцовых импульсов довольно малы, а эффективная генерация возможна при распространении не более  $l_c \sim 50$  мкм. Аналогично [2] мы ввели длину когерентного взаимодействия  $l_c = \pi c / \Omega / (n_g - n_{thz})$ . В случае же кристалла, допированного резонансными центрами, эффективность возрастает на порядок. В приведенном примере эффективность преобразования составила  $\sim 10^{-4}$  при  $l_c \sim 1$  мм, что сопоставимо с использованием импульсов с наклонным фронтом в том же кристалле [10].

### Заключение

В настоящей работе показано, что резонансное взаимодействие лазерного импульса накачки с примесными двухуровневыми атомами может быть использовано для реализации синхронизма для эффективной генерации терагерцового излучения в коллинеарной геометрии. Оптический импульс в режиме самоиндуцированной прозрачности замедляет свою групповую скорость до фазовой скорости терагерцового излучения, что приводит к достижению синхронизма. В целях повышения эффективности генерации предложено использовать входной импульс с небольшой (порядка доли процента) отрицательной относительной отстройкой от резонанса. Основным параметром, позволяющим регулировать частоту получаемого терагерцового сигнала, является уже не частота импульса накачки, а его временная длительность. Таким образом, выбор частоты двухуровневых переходов в примесных атомах достаточно произволен. В качестве примесей вполне могут выступать не только примесные ионы, но и наноструктуры, преимуществом которых является большая величина дипольных моментов переходов.

Следует отметить, что предложенный механизм достижения синхронизма не ограничивается только оптическим выпрямлением и в принципе может быть использован для других нелинейно-оптических процессов спектрального преобразования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-00503-а), А.Н. Бугай также благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

### Summary

*A.N. Bugay, S.V. Sazonov.* On Realization of Phase Matching Condition for Terahertz Generation via Optical Rectification under Condition of Interaction with Resonant Impurities.

A physical mechanism for achieving phase matching in collinear geometry for generation of terahertz radiation via optical rectification is proposed. A laser pulse propagating in uniaxial crystal doped with two-level resonant impurities can lower its group velocity to terahertz phase

velocity under a self-induced transparency regime. The generation is accompanied by an optical pulse modulation and red shifting of its spectrum.

**Key words:** terahertz radiation, self-induced transparency.

#### Литература

1. *Siegel P.H.* Terahertz technology // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – V. 50, No 3. – P. 910–928.
2. *Kitaeva G.Kh.* Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. Lett. – 2008. – V. 5, No 8. – P. 559–576.
3. *Абдуллин У.А., Ляхов Г.А., Руденко О.В., Чиркин А.С.* Возбуждение разностных частот в нелинейной оптике и условия черенковского излучения // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 66, № 4. – С. 1295–1304.
4. *Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A.* Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 53, No 16. – P. 1555–1558.
5. *Hebling J., Almási G., Kozma I.Z.* Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation // Optics Express. – 2002. – V. 10, No 21. – P. 1161–1166.
6. *Vodopyanov K.L.* Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse format // Optics Express. – 2006. – V. 14, No 6. – P. 2263–2276.
7. *McCall S.L., Hahn E.L.* Self-induced transparency // Phys. Rev. – 1969. – V. 183, No 2. – P. 457–489.
8. *Caudrey P.J., Eilbeck J.C., Gibbon J.D., Bullough R.K.* Exact multisoliton solution of inhomogeneously broadened self-induced transparency equations // J. Phys. A.: Math. Nucl. Gen. – 1973. – V. 6. – P. L53–L56.
9. *Nikogosyan D.N.* Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. – N. Y.: Springer, 2005. – 427 p.
10. *Stepanov A.G., Kuhl. J., Kozma I.Z., Riedle E., Almási G., Hebling J.* Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification // Optics Express. – 2005. – V. 13, No 15. – P. 5762–5768.

Поступила в редакцию  
28.12.09

---

**Бугай Александр Николаевич** – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

E-mail: [bugay\\_aleksandr@mail.ru](mailto:bugay_aleksandr@mail.ru)

**Сазонов Сергей Владимирович** – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Российского научного центра «Курчатовский институт»; профессор Московского авиационного института (государственного технического университета), г. Москва.

E-mail: [sazonov.sergey@gmail.com](mailto:sazonov.sergey@gmail.com)