

# Эффекты запаздывания и нестационарности при генерации терагерцового излучения $e\text{-}h$ плазмой в полупроводнике

В. Н. Трухин<sup>1)</sup>, А. В. Андрианов, Н. Н. Зиновьев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 августа 2008 г.

Методом самосогласованного решения кинетического уравнения и уравнений Максвелла проведено теоретическое исследование радиационных явлений в неравновесной  $e\text{-}h$  плазме. Природа терагерцового излучения в полупроводниковом образце конечной толщины обусловлена эффектами запаздывания и нестационарности электромагнитного взаимодействия фото-стимулированного тока  $e\text{-}h$  плазмы и поля излучения. Двойниковая волновая форма терагерцового электромагнитного импульса при произвольном соотношении длины формирования излучения и толщины пластины обуславливается когерентными радиационными процессами при рождении  $e\text{-}h$  плазмы на передней границе и ее экстинкции на выходной границе полупроводниковой пластины, пересекаемой ультракоротким лазерным импульсом накачки в условиях слабого поглощения. Выводы теории демонстрируют аналогии обсуждаемого явления и радиационных явлений при старт-стоп движении внешних зарядов (проблема Тамма) и нелинейном взаимодействии световых волн в среде конечной толщины.

PACS: 42.30.Va, 42.68.Sq, 42.79.Ag

Радиационный процесс в фотопроводящих антенных в большинстве случаев анализируется на основе упрощенных моделей вибратора [1–3], в которых не учитываются эффекты запаздывания, а также нестационарности токов в неравновесной  $e\text{-}h$  плазме в условиях произвольного соотношения оптической длины импульса накачки и толщины полупроводниковой пластины, используемой в качестве активного элемента антенны. Так, в работе [1] анализ экспериментальных результатов по генерации терагерцового излучения в широкоапертурной антенне производился на основе модели излучателя в виде пластины диэлектрика с поверхностным током, а внешнее радиационное поле вычислялось из граничных условий для амплитуд магнитных и электрических полей. Очевидно, что такая модель во многих случаях неадекватно отражает закономерности процесса генерации терагерцового излучения в полупроводниковой антенне. Во-первых, сама концепция поверхностного тока плохо согласуется с моделью излучателя, состоящей из полупроводниковой пластины с 3D контактами и приложенным поперечным смещением. Во-вторых, как в [1], так и в последующих работах, цитируемых в [2], не учитывается кинетика фото-стимулированного расширения  $e\text{-}h$  плазмы в пластине в условиях произвольных соотношений между оптической длиной возбуждающего импульса, длиной поглощения и размерами образца. Анализ процесса ге-

нерации терагерцового (ТГц) излучения в этих условиях требует самосогласованного учета кинетики токов в неравновесной  $e\text{-}h$  плазме, формирования и взаимодействия полей во всей области полупроводника.

В настоящей работе мы рассмотрим основные положения теоретической модели и результаты численных расчетов электромагнитного поля генерируемого излучения в широкоапертурной антенне. На рис.1 изображена модель структуры, используемой в рас-

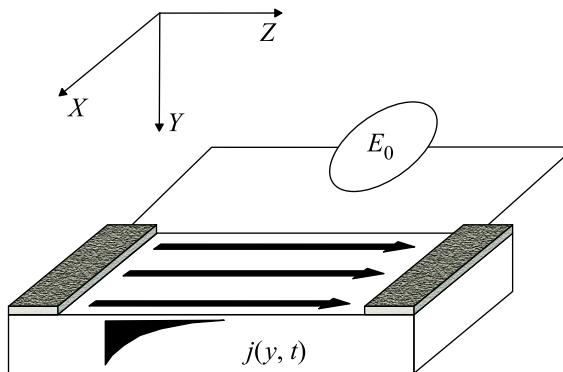


Рис.1. Схема образца, геометрия поля смещения, направление распространения излучения накачки

четах, и ориентация координатных осей. Постоянное электрическое поле  $E_0$  приложено в направлении оси  $z$ , направление распространения лазерного импульса накачки вдоль оси  $y$ . В выбранной геометрии – поперечное смещение и продольное распространение импульса накачки – неравновесная  $e\text{-}h$  плазма гене-

<sup>1)</sup>e-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

рируется в результате поглощения в полупроводнике бегущего ультракороткого импульса накачки. Из предположения однородности возбуждения в плоскости  $x$ - $z$  следует, что переходной ток в плазме и генерируемое ТГц поле не зависят от координат  $z$  и  $x$ . Без ущерба для получения основных закономерностей мы полагаем размеры полупроводниковой антенны в направлении оси  $x$  значительно большими по сравнению с длиной волны ТГц излучения. Вышепречисленные предположения приводят к зависимости полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  только от  $y$  и их поляризации вдоль осей  $z$  и  $x$ , соответственно. Тогда система уравнений Максвелла внутри проводника сводится к неоднородному уравнению типа уравнения Гельмгольца для фурье-компоненты электрического поля, поляризованного вдоль оси  $z$ :

$$\frac{d^2 E_z(\omega, y)}{dy^2} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \epsilon(\omega) E_z(\omega, y) = -i\omega \mu_0 J_z(\omega, y), \quad (1)$$

где  $c_0$  – скорость света в вакууме,  $\epsilon(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника на частоте  $\omega$ ,  $J_z(\omega, y)$  – электрический ток в  $e$ - $h$  плазме. Вне полупроводника поле определяется из однородного уравнения Гельмгольца. Полное решение  $E_z(\omega, y)$  должно удовлетворять граничным условиям, требующим непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитных полей на границах раздела внутри и вне пластины. Электрический ток  $J_z(t, y)$  определяется из следующего выражения:

$$J_z(t, y) = \frac{\hbar e}{4\pi^3} \int k_z \frac{f_a(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)}{m_e} d^3 k, \quad (2)$$

где  $\mathbf{k}$  – импульс электронов и дырок,  $f_a \equiv f_{ae}$  – асимметричная часть функции распределения электронов,  $m_e$ ,  $m_h$  – эффективная масса электронов и дырок. Выражение (2) учитывает тот факт, что ток фотодырок значительно превосходит ток фотодырок вследствие соотношения  $m_e \ll m_h$ . Полная функция распределения электронов удовлетворяет неравновесному кинетическому уравнению [4–6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\hbar \mathbf{k}}{m_e} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{e}{\hbar} \tilde{\mathbf{E}} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f &= -\Gamma(f - \tilde{f}) + I_T(f) - \\ &- \gamma f + G(y, t) \frac{\pi^2 \delta(k - k_0)}{k_0^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \hbar \mathbf{k} / m_e$ ,  $\tilde{f}$  – функция распределения, усредненная по углам между  $\mathbf{k}$  и  $k_z$  (рассматривается случай изотропной среды),  $\Gamma^{-1}$  – время релаксации по

импульсу,  $\gamma^{-1}$  – время жизни  $e$ - $h$  пар,  $I_T(f)$  – термализационный член кинетического уравнения,

$$\begin{aligned} G(y, t) &= \frac{\alpha(1-R)I_0}{\hbar\omega_0} \times \\ &\times \exp(-\alpha y) \exp \left[ - \left( t - \frac{y}{v_{g0}} \right)^2 (2\tau_0^2)^{-1} \right] \end{aligned}$$

– генерационный член,

$$k_0^2 = \frac{(\hbar\omega_0 - E_g)m_e m_h}{\hbar^2(m_e + m_h)},$$

$E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $\omega_0$  – энергия кванта накачки,  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения накачки,  $v_{g0}$  – групповая скорость накачки,  $\tau_0$  – длительность возбуждающего светового импульса. Представляя функцию распределения как сумму симметричной,  $f_s$ , и асимметричной,  $f_a$ , по импульсу частей, из решения уравнения (3) можно найти неравновесную часть функции распределения, определяющую фототок. Ограничивааясь приближением, линейным по полю, получаем следующее выражение для фурье-компоненты электрического тока  $J_z(\omega, y)$ :

$$\begin{aligned} J_z(\omega, y) &= \frac{e^2}{m_e} E_{0z} \frac{G(\omega)}{(\gamma - i\omega)(\Gamma + \gamma - i\omega)} \times \\ &\times \exp \left( i \frac{\omega}{v_g} y \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $1/\tilde{v}_g = 1/v_{g0} + i\alpha/\omega$  – комплексная групповая скорость,

$$G(\omega) = \frac{\alpha(1-R)I_0\tau_0}{\hbar\omega_0} \exp \left( -\frac{\omega^2\tau_0^2}{2} \right).$$

Конечные выражения для ТГц поля излучения в ближней зоне на выходной апертуре вне пластины для анти-коллинеарного направления с осью  $y$  (для  $y < 0-$ ) и в коллинеарном направлении на выходе из пластины (для  $y > d+$ ) имеют вид

$$\begin{aligned} E_z(0-, \omega) &= -t \frac{c_0 \tilde{\Xi}(\omega)}{1 - r^2 \exp \left( i \frac{2\omega d}{c} \right)} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2(1 - i\omega\tau_N)} + \frac{r}{2(1 - i\omega\tau_{\delta n})} \exp \left( i \frac{2\omega d}{c} \right) - \right. \\ &\left. - \left[ \frac{1}{2(1 - i\omega\tau_{\delta n})} + \frac{r}{2(1 - i\omega\tau_N)} \right] \times \right. \\ &\left. \exp \left[ i \frac{\omega(\tilde{n} + n)d}{c_0} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$E_z(d+, \omega) = -t \frac{c_0 \tilde{\Xi}(\omega)}{1 - r^2 \exp\left(i \frac{2\omega d}{c}\right)} \times \\ \times \left\{ \left[ \frac{1}{2(1 - i\omega\tau_{\delta n})} + \frac{r}{2(1 - i\omega\tau_N)} \right] \exp\left(i \frac{\omega d}{c}\right) - \right. \\ - \frac{1}{2(1 - i\omega\tau_{\delta n})} \exp\left(i \frac{\omega \tilde{n}d}{c_0}\right) - \\ \left. - \frac{r}{2(1 - i\omega\tau_N)} \exp\left[i \frac{\omega(\tilde{n} + 2n)d}{c_0}\right] \right\}, \quad (6)$$

где  $n = \sqrt{\epsilon}$ ,  $\tilde{n} = c_0/\tilde{v}_g$ ,  $r = (n - 1)/(n + 1)$ ,  $t = 1 - r$ ,  $c$  – фазовая скорость ТГц волны. Параметры  $\tau_N$  и  $\tau_{\delta n}$  имеют смысл суммы и разности фазовой и групповой временных задержек на масштабе длины поглощения  $\alpha^{-1}$ :  $\tau_N = (1/\alpha)(1/c + 1/v_{g0})$ ,  $\tau_{\delta n} = (1/\alpha)(1/v_{g0} - 1/c)$ . Член  $\tilde{\Xi}(\omega)$  в (5) и (6) выражается посредством

$$\tilde{\Xi}(\omega) = \mu_0 \frac{e^2}{\pi^2 m_e} \frac{\tau_R \tau \alpha^{-1} E_{0z}}{(1 - i\omega\tau_R)(1 - i\omega\tau)} G(\omega). \quad (7)$$

где  $\tau_R = (\gamma + \Gamma)^{-1}$ ,  $\tau = \gamma^{-1}$ . Величины  $r$  и  $t$  в (5) и (6) имеют смысл коэффициентов Френеля. Коэффициент  $r$  представляет собой коэффициент отражения тера-герцовой волны, падающей из среды на границу раздела с окружающей средой, а  $t$  – описывает прохождение ТГц волны через границу “полупроводник – окружающая среда”. Обратное фурье-преобразование от (5) и (6) дает зависимости волновой формы ТГц излучения на выходных апертурах  $S_0$  полупроводниковой пластины. Выражения (5) и (6), представляющие результат самосогласованного решения волнового уравнения (1) и неравновесного уравнения Болтьмана (3), допускают следующую наглядную физическую интерпретацию. Так, для коллинеарного излучения (6) его слагаемые описывают следующие четыре парциальные волны: а) волну, генерируемую на входной границе пластины ( $y = 0$ ), излучаемую в коллинеарном направлении и выходящую в окружающую среду из пластины при  $y = d$ ; б) волну, генерируемую на входной границе пластины, излучаемую первоначально в антиколлинеарном направлении, затем отраженную от входной границы раздела и выходящую через выходную границу раздела; в) волну, генерируемую на выходной границе пластины, излучаемую в коллинеарном направлении и выходящую в направлении оси  $y$  из пластины; г) волну, генерируемую на выходной границе пластины, излучаемую первоначально в антиколлинеарном направлении, затем отраженную от входной границы и выходящую в окружающую среду в коллинеарном направлении через выходную границу образца. Подобная качественная интерпретация может быть отнесена и к слагаемым в выражении (5), описывающим излучение в антиколлинеарном направлении.

Сделанные выше выводы о локализации областей формирования ТГц излучения, связанной с наличием двух границ, действительны при выполнении условия  $ad < 1$ . При  $ad > 1$  формирование ТГц излучения осуществляется только на входной грани кристалла. Помимо этой особенности, зависящей от  $\alpha$ , как видно из (5) и (6), амплитуда волны, излучаемой вперед пропорциональна формфактору  $(1 - i\omega\tau_{\delta n})^{-1} = i\alpha [(\pi/L_{\text{form}}^{FW}) + i\alpha]^{-1}$ , а амплитуда волны, излучаемой назад, пропорциональна формфактору  $(1 - i\omega\tau_N)^{-1} = i\alpha [(\pi/L_{\text{form}}^{BW}) + i\alpha]^{-1}$ , где  $L_{\text{form}} = \pi\omega^{-1}(v_{g0}^{-1} \mp c^{-1})$  – длина формирования излучения в коллинеарном (FW) и антиколлинеарном (BW) направлениях от движущегося со скоростью  $v_{g0}$  источника, соответственно. При  $L_{\text{form}}^{FW/BW}/\pi > > \alpha^{-1}$  вклад этих членов максимальен. В противоположном случае,  $L_{\text{form}}^{FW/BW}/\pi < \alpha^{-1}$ , амплитуда пропорциональна малому параметру  $\alpha L_{\text{form}}^{FW/BW} < 1$ . Вышеупомянутая физическая интерпретация процесса генерации электромагнитного излучения имеет много общего с моделью, предложенной Таммом для излучения при старт-стоп движении заряда в вакууме [7], а также с задачами нелинейного взаимодействия электромагнитных волн [8, 9]. Основное отличие обсуждаемого явления от цитируемых работ заключается в организации движения поперечного тока в продольном направлении осуществляется посредством фотостимулированного переноса  $e-h$  плазмы импульсом накачки. Волновая форма генерируемых ТГц импульсов в дальней зоне определялась путем вычисления дифракционного интеграла с распределением поля на апертуре (5) и (6), определяемой площадью засветки [10]. На рис.2 изображены рассчитанные волновые формы ТГц излучения в дальней зоне, излучаемые в антиколлинеарном направлении, при разных значениях толщины фотопроводящего слоя, полученные при значениях  $\gamma^{-1}$  и  $\Gamma^{-1}$ , соответственно равных 1 пс и 170 фс и величине коэффициента поглощения, равном  $200 \text{ см}^{-1}$ . Расчет выполнен для окружающей среды с показателем преломления, равным показателю преломления полупроводниковой пластины на ТГц частотах. Структура волновой формы при различных толщинах фотопроводящей пластины соответствует суперпозиции двух вкладов – положительному и отрицательному ТГц импульсам. Временное положение первого импульса и его амплитуда не меняются от толщины фотопроводящей пластины. Это указывает на то, что первый

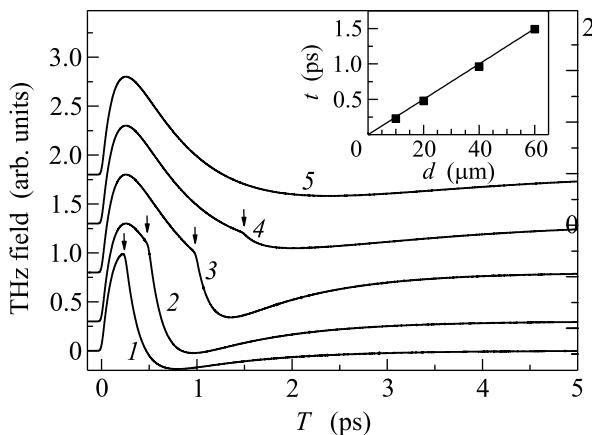


Рис.2. Волновые формы ТГц излучения в антиколлинеарном направлении (5) из структуры, образованной полупроводниковой пластиной с боковыми контактами. Кривые 1, 2, 3 и 4 рассчитаны для толщин фотопроводящей пластины 10, 20, 40 и 60 мкм, соответственно. Кривая 5 рассчитана для  $\alpha d = 3$ . Стрелками схематически показано начало второго импульса. Вставка: зависимость временного положения второго импульса от толщины полупроводниковой пластины (точки – результаты расчета по (5), линия – зависимость  $t = d/\tilde{v}_g + d/c$ )

импульс обусловлен ТГц излучением, распространяющимся в антиколлинеарном направлении и формирующимся на входной поверхности полупроводниковой пластины. Зависимость временного положения второго (отрицательного) импульса как функции толщины пластины выражается суммой времен пробега импульса накачки и ТГц излучения на длине кристалла. Его амплитуда также изменяется с толщиной. Зависимости параметров второго импульса от толщины указывают на его формирование в приповерхностной области пластины, примыкающей к выходной границе. Частотный спектр терагерцового импульса, распространяющегося как в прямом, так и обратном направлениях от кристалла, как видно из (5) и (6), определяется не только длительностью импульса накачки, временем релаксации по импульсу и временем жизни носителей, но также и временами  $\tau_{\delta n}$  и  $\tau_N$ . Величины параметров  $\tau_{\delta n}$  и  $\tau_N$  определяются различием групповой скорости импульса накач-

ки и фазовой скорости ТГц импульса. Достигнение экстремального значения  $\tau_{\delta n} \rightarrow 0$  соответствует отсутствию разделения кулоновского поля избыточного заряда и поля излучения в образце. В этих условиях весь образец излучает как единый эмиттер.

В заключение заметим, что в настоящей работе нами теоретически рассмотрена новая модель генерации ТГц излучения  $e-h$  плазмой в полупроводниковой пластине, используемой в качестве активного элемента ТГц антенны. На основе совместного решения кинетического и волнового уравнений получены аналитические выражения для ТГц поля. Нами было показано, что физическая интерпретация процесса генерации электромагнитного излучения имеет много общего с моделью И.Е. Тамма, предложенной для интерпретации излучения при старт-стоп движении заряда, а также с моделью нелинейного взаимодействия электромагнитных волн.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-00162) и Федерального агентства по науке и инновациям (Гос. контракт # 02.513.11.3389).

1. J. T. Darrow, X.-C. Zhang, and D. H. Auston, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 1607 (1992).
2. J. Shan and T. F. Heinz, Topics Appl. Phys. **92**, 1 (2004).
3. D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, Appl. Phys. Lett. **45**, 284 (1984).
4. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Physical Kinetics*, Pergamon Press, Oxford, 1991.
5. H. J. Stocker and H. Kaplan, Phys. Rev. **159**, 619 (1966).
6. V. I. Belinicher and S. M. Ryvkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **81**, 353 (1981).
7. И. Е. Тамм, *Собрание научных трудов*, М.: Наука, 1975, т.1, с.77.
8. N. N. Zinov'ev, A. S. Nikoghosyan, and J. M. Chamberlain, Phys. Rev. Lett. **98**, 044801 (2007).
9. N. N. Zinov'ev, A. S. Nikoghosyan, R. A. Dudley, and J. M. Chamberlain, Phys. Rev. B **76**, 235114-1 (2007).
10. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, New York, 1970.