

Генерация терагерцового излучения поверхностным баллистическим фототоком при субпикосекундном лазерном возбуждении полупроводников

© П.А. Зезюля[¶], В.Л. Малевич*, И.С. Манак, А. Кроткус⁺

Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Беларусь

* Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

⁺ Центр физических и технологических исследований,
LT-01108 Вильнюс, Литва

(Получена 20 июня 2011 г. Принята к печати 10 августа 2011 г.)

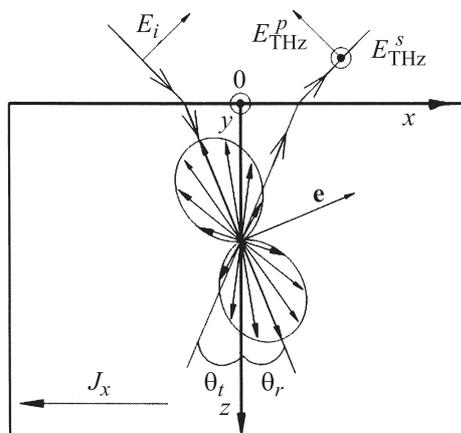
Построена аналитическая модель формирования поверхностного баллистического фототока при лазерном фемтосекундном возбуждении кубических полупроводников. Показано, что вклад параллельного поверхностного фототока в генерацию терагерцовых импульсов может быть сравним с вкладом нормальной компоненты фототока. Учет кубической симметрии полупроводникового кристалла приводит к азимутальной анизотропии терагерцовой генерации.

1. Введение

В последнее время интенсивно развивается направление исследований, связанное с генерацией и детектированием терагерцовых (ТГц) электромагнитных импульсов [1–4]. Временная форма этих импульсов характеризуется одной или несколькими осцилляциями, а их длительность обычно составляет несколько пикосекунд. Частотный спектр ТГц импульсов достаточно широкий и простирается от нескольких сотен гигагерц до десятков терагерц, т.е. лежит между субмиллиметровым сверхвысокочастотным (СВЧ) и дальним инфракрасным диапазонами. До недавнего времени данная область спектра практически не исследовалась, поскольку отсутствовали эффективные источники и методы детектирования широкополосного ТГц излучения. Вместе с тем ТГц диапазон представляет значительный научный и практический интерес, поскольку именно в этой области спектра лежат частоты некоторых элементарных возбуждений полупроводников, диэлектриков и сверхпроводников, вращательные и изгибные спектры полимеров и сложных молекул [4].

Известно, что ТГц импульсы пикосекундной длительности могут генерироваться при облучении поверхностей некоторых полупроводников фемтосекундным лазерным излучением с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны. Наибольшая эффективность преобразования фемтосекундного излучения в ТГц наблюдалась в узкозонных полупроводниках типа $A^{III}B^V$ [2]. В области не очень больших уровней возбуждения основной вклад в генерацию ТГц излучения в данных материалах дает субпикосекундный импульс фототока, обусловленный эффектом Дембера, который, как известно, возникает при пространственном разделении фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся

с разными скоростями от освещаемой поверхности в глубь полупроводника [4]. На субпикосекундных временах существенное влияние на динамику формирования фототока Дембера в полупроводнике может оказывать анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных носителей, возникающая при возбуждении поляризованным лазерным излучением и обусловленная правилами отбора для прямых межзонных оптических переходов. Анизотропия распределения электронов и дырок по импульсам, как известно, вызывает поляризацию горячей люминесценции в полупроводниках [5], а также приводит к так называемому поверхностному баллистическому фотоэффекту (см. рисунок), который возникает при диффузном рассеянии фотовозбужденных носителей заряда на облучаемой поверхности полупроводника и состоит в появлении латерального (параллельного поверхности) фототока [6]. Механизм возник-



Формирование поверхностного баллистического фототока. E_i — напряженность электрического поля фемтосекундного лазерного излучения, малые стрелки — импульсы электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок.

[¶] E-mail: palz@tut.by

новения данной компоненты фототока обусловлен тем, что фотоэлектроны, движущиеся влево, испытывают дополнительное рассеяние на поверхности и, следовательно, теряют латеральную компоненту импульса быстрее, чем электроны, движущиеся вправо. Это приводит к тому, что потоки электронов, направленные влево и вправо, уже не компенсируют друг друга и в результате формируется фототок, параллельный поверхности. При квазистационарном возбуждении поверхностный баллистический фотоэффект исследовался теоретически и наблюдался экспериментально в GaAs [6] при гелиевых температурах. Поскольку характерные времена релаксации анизотропии импульсного распределения фотовозбужденных носителей и формирования ТГц импульса примерно одного порядка [3,7], то есть основания полагать, что латеральная компонента фототока будет давать вклад в генерацию ТГц импульсов при комнатных температурах. В данной работе проанализирован вклад латерального фототока в генерацию ТГц импульсов в кубических полупроводниках, возбуждаемых линейно поляризованным фемтосекундным лазерным излучением.

2. Модель и метод расчета

Рассмотрим процесс формирования фототока в кубическом полупроводнике, возбуждаемом сверхкоротким лазерным импульсом. Будем рассматривать прямые оптические переходы электронов между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Для типичных полупроводников типа $A^{III}B^V$ такое приближение можно использовать, поскольку эффективная плотность состояний для переходов из подзоны легких дырок примерно на порядок меньше, чем для переходов из подзоны тяжелых дырок. Будем также пренебрегать движением тяжелых дырок, поскольку их эффективная масса примерно на порядок превышает эффективную массу электронов проводимости. Оптический импульс будем предполагать мгновенным и аппроксимировать δ -функцией.

Кинетическое уравнение для функции распределения фотовозбужденных электронов по импульсам $f_p(z, t)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + v_{pz} \frac{\partial f_p}{\partial z} = W_p \delta(t) e^{-\alpha z}, \quad (1)$$

где $v_{pz} = \partial \epsilon_p / \partial p_z$ — z -компонента скорости электрона, ϵ_p — энергия электрона с импульсом \mathbf{p} , α — коэффициент поглощения излучения накачки, ось $0z$ направлена в глубь полупроводника (см. рисунок). Пиковое значение ТГц сигнала, как известно [2,3], формируется в момент фотовозбуждения, т.е. на баллистической стадии движения фотовозбужденных носителей. Поэтому в уравнении (1) не учитываются процессы рассеяния электронов в объеме полупроводника. Функция W_p , описывающая скорость генерации электронов из подзоны

тяжелых дырок, имеет следующий вид [8]:

$$W_p = \frac{n_0}{g(\epsilon_p)} \delta(\epsilon_p - \epsilon_0) Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}),$$

$$Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}) = \left[1 - \frac{\gamma_2}{|\gamma_2| \hbar(\mathbf{v})} \frac{3(\mathbf{v}\mathbf{e})^2 - 1}{2} - 3 \frac{(\gamma_3 - \gamma_2)}{|\gamma_2| \hbar(\mathbf{v})} (v_x v_y e_x e_y + v_y v_z e_y e_z + v_x v_z e_x e_z) \right], \quad (2)$$

$$\hbar(\mathbf{v}) = \sqrt{1 + 3 \left(\frac{\gamma_3^2 - \gamma_2^2}{\gamma_2^2} \right) (v_x^2 v_y^2 + v_x^2 v_z^2 + v_y^2 v_z^2)}.$$

Здесь n_0 — концентрация фотовозбужденных электронов на поверхности, ϵ_0 — энергия фотовозбужденных электронов, $g(\epsilon)$ — плотность состояний электронов в зоне проводимости, \mathbf{v} и \mathbf{e} — единичные векторы вдоль направлений импульса электрона и электрического поля излучения накачки, γ_2 и γ_3 — параметры Латтинджера [7]. Выражение (2) записано в кристаллографической системе координат.

Общее решение уравнение (1) записывается в виде

$$f_p(z, t) = \int_c^z \frac{dz'}{v_{pz}} W_p \delta\left(t - \frac{z - z'}{v_{pz}}\right) e^{-\alpha z'}. \quad (3)$$

Постоянная c определяется из граничных условий. В глубине полупроводника фотоэлектронов нет и, следовательно, $c = \infty$. Данное граничное условие определяет функцию распределения электронов, двигающихся из глубины полупроводника к поверхности. Интегрируя в (3), для электронов при $v_{pz} < 0$ получаем

$$f_p(z, t) = W_p e^{-\alpha(z - tv_{pz})}. \quad (4)$$

При $v_{pz} > 0$ функция распределения фотоэлектронов f_p определяется из граничного условия при $z = 0$ [6]:

$$f_p = (1 - P) f_{p^*} + P \langle f_p \theta(-p_z) \rangle, \quad (5)$$

где P — коэффициент диффузности рассеяния ($P = 0$ для полностью зеркального рассеяния), $\theta(x)$ — ступенчатая функция, вектор \mathbf{p}^* получается из \mathbf{p} путем замены знака p_z , угловые скобки обозначают усреднение по углам. Выражение (5) следует из условия равенства потоков электронов, падающих и отраженных от поверхности.

Из (4), (5) получаем для функции распределения выражение

$$f_p(z, t) = \theta(p_z) \left[e^{-\alpha(z - tv_{pz})} W_p \theta(z - tv_{pz}) + (1 - P) \times e^{-\alpha|z - tv_{pz}|} W_{p^*} \theta(tv_{pz} - z) + \frac{P}{2\pi} \int d\Omega_{p'} W_{p'} e^{\alpha v_{p'_z} (t - z/v_{pz})} \times \theta(-p'_z) \theta(tv_{pz} - z) \right] + \theta(-p_z) W_p e^{-\alpha(z - tv_{pz})}. \quad (6)$$

Интегрирование по углам в третьем слагаемом в (6) производится по полупространству $p'_z < 0$. Первое слагаемое в выражении (6) описывает фотоэлектроны, генерированные в области от 0 до z и двигающиеся от поверхности. Второе и третье слагаемые соответствуют электронам, которые испытали соответственно зеркальное и диффузное рассеяние на поверхности полупроводника. Наконец, последнее слагаемое описывает электроны, летящие из глубины к поверхности. Рассеяние электронов на поверхности полупроводника предполагалось упругим.

Плотность баллистического фототока \mathbf{j} определяется стандартным образом по формуле

$$\mathbf{j}(z, t) = \frac{-e}{4\pi^3 \hbar^3} \int d^3 \mathbf{p} \mathbf{v}_{\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}}(z, t), \quad (7)$$

где $\mathbf{v}_{\mathbf{p}} = \partial \varepsilon / \partial \mathbf{p}$ — вектор скорости электрона.

Рассчитаем поверхностный ток

$$\mathbf{J}(t) = \int_0^{\infty} dz \mathbf{j}(z, t).$$

Подставляя (6) в (7) и интегрируя по z , получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{J} = & \frac{-e}{4\pi^3 \hbar^3 \alpha} \int d^3 \mathbf{p} \mathbf{v}_{\mathbf{p}} \left[\theta(p_z) (W_{\mathbf{p}} + (1-P)W_{\mathbf{p}^*}) (1 - e^{-\alpha v_{\mathbf{p}z} t}) \right. \\ & + \frac{P}{2\pi} \int d\Omega_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}'} \frac{v_{\mathbf{p}z} (e^{\alpha v_{\mathbf{p}'z} t} - 1)}{v_{\mathbf{p}'z}} \theta(-p'_z) \\ & \left. + \theta(-p_z) W_{\mathbf{p}} e^{\alpha v_{\mathbf{p}z} t} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя выражения (2) в (8) и интегрируя по модулю импульса p в сферической системе координат, находим выражения для компонент поверхностного фототока:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = & \frac{-en_0 v_0}{4\pi \alpha} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \int_0^{2\pi} d\varphi \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \\ & \times \left[\theta(\cos \theta) \left(Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}) + (1-P)Y(\mathbf{v}^*, \mathbf{e})(1 - e^{-\alpha v_0 \cos \theta t}) \right) \right. \\ & + \frac{P \cos \theta}{2\pi} \int_{-1}^0 d(\cos \vartheta) \int_0^{2\pi} d\phi Y(\mathbf{v}', \mathbf{e}) \frac{(e^{\alpha v_0 t \cos \vartheta} - 1)}{\cos \vartheta} \\ & \left. \times \theta(-\cos \vartheta) \right] + \theta(-\cos \theta) Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}) e^{\alpha v_0 \cos \theta t}, \end{aligned} \quad (9)$$

где v_0 — скорость фотовозбужденных электронов с энергией ε_0 , углы (θ, φ) и (ϑ, ϕ) определяют направления импульсов \mathbf{p} и \mathbf{p}' в сферической (лабораторной) системе координат с полярной осью, направленной перпендикулярно поверхности полупроводника. В лабораторной системе координат компоненты единичных векторов \mathbf{v}, \mathbf{v}' и \mathbf{e} , определяющих выражения $Y(\mathbf{v}, \mathbf{e})$

и $Y(\mathbf{v}', \mathbf{e})$, становятся функциями углов (θ, φ) и (ϑ, ϕ) соответственно, \mathbf{v}^* получается из \mathbf{v} путем изменения знака при $\cos \theta$. Для электронов предполагался изотропный закон дисперсии.

Далее мы ограничимся рассмотрением случая, когда длина свободного пробега фотоэлектронов значительно меньше глубины поглощения оптического излучения. В рассматриваемом здесь баллистическом режиме выражение (9) можно разложить по малому параметру $\alpha v_0 t$. В первом порядке по данному параметру получаем

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = & \frac{-en_0 v_0^2 t}{4\pi} \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \\ & \times \int_0^{2\pi} d\varphi \begin{pmatrix} P \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \\ P \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \\ (2-P) \cos^2 \theta + P/3 \end{pmatrix} Y(\mathbf{v}, \mathbf{e}). \end{aligned} \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) следует, что в баллистическом приближении поверхностный фототок сначала линейно растет со временем и затем выходит на насыщение в области $t \gg (\alpha v_0)^{-1}$. Разумеется, корректный учет рассеяния электронов на фононах и дефектах в объеме полупроводника приведет к последующему экспоненциальному затуханию фототока с характерным временем, определяемым механизмами релаксации фотоэлектронов по импульсу.

Пусть поверхность полупроводника, являющаяся кристаллографической плоскостью (001), освещается оптическим излучением, поляризованным в плоскости падения. В данном случае лабораторная и кристаллографическая системы координат совпадают. Компоненты вектора \mathbf{e} имеют следующий вид:

$$(e_x, e_y, e_z) = (\cos \theta_r \cos \psi, \cos \theta_r \sin \psi, -\sin \theta_r), \quad (11)$$

где θ_r — угол преломления оптического излучения, ψ — азимутальный угол между плоскостью поляризации излучения и осью Ox , которая совпадает с направлением [100]. После интегрирования в (10) по углам в линейном приближении по малому параметру $\gamma = (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_2$ для компонент поверхностного фототока получаем

$$J_z = \frac{-en_0 v_0^2 t}{6} \left\{ (2-P) \left[1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 - \frac{3\gamma}{7} \right) \right] + P \right\}, \quad (12)$$

$$J_{(x)} = \frac{-en_0 v_0^2 t P \sin 2\theta_r}{20} \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{pmatrix} \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right), \quad (13)$$

где $P_2(x)$ — полином Лежандра 2-го порядка.

Рассмотрим баллистический фототок при освещении поверхности (111). Выберем лабораторную систему координат с осями Ox, Oy, Oz , направленными вдоль кристаллографических направлений [111], $[\bar{1}10]$ и $[11\bar{2}]$. Преобразование компонент векторов при переходе из

кристаллографической системы координат в лабораторную задается матрицей

$$A_{(111)} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Выражая компоненты импульса и напряженности электрического поля излучения, входящие в $Y(\mathbf{v}, \mathbf{e})$, через компоненты в лабораторной системе координат и интегрируя в (10) по углам, получаем

$$J_z = \frac{-en_0v_0^2t}{6} \left\{ (2-P) \left[1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \right] + P \right\}, \quad (15)$$

$$J_{(x)} = \frac{-en_0v_0^2tP \cos \theta_r}{10} \left\{ \sin \theta_r \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{pmatrix} \left(1 - \frac{4\gamma}{21} \right) - \frac{5\sqrt{2}\gamma}{42} \cos \theta_r \begin{pmatrix} \cos 2\psi \\ -\sin 2\psi \end{pmatrix} \right\}. \quad (16)$$

Действуя аналогичным образом, для компонент поверхностного фототока для плоскости (110) получаем выражения

$$J_z = \frac{-en_0v_0^2t}{6} \left\{ (2-P) \left[1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \left(1 + \frac{3\gamma}{28} \right) + \frac{3\gamma}{28} \cos^2 \theta_r \cos 2\psi \right] + P \right\}, \quad (17)$$

$$J_{(x)} = \frac{-en_0v_0^2tP \sin 2\theta_r}{20} \left\{ \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{pmatrix} \left(1 - \frac{\gamma}{14} \right) - \begin{pmatrix} \cos \psi \\ -\sin \psi \end{pmatrix} \frac{5\gamma}{14} \right\}. \quad (18)$$

В данном случае оси лабораторной системы координат Ox, Oy, Oz выбраны вдоль кристаллографических направлений $[\bar{1}10], [001]$ и $[110]$, а матрица преобразования имеет вид

$$A_{(110)} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

В дипольном приближении напряженность электрического поля терагерцового излучения \mathbf{E}_{THz} определяется выражением [9]

$$\mathbf{E}_{\text{THz}} \propto \frac{d}{dt} [[\mathbf{J}\mathbf{n}]\mathbf{n}], \quad (20)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный из области источника в точку наблюдения. Параллельную и перпендикулярную плоскости падения возбуждающего излучения компоненты вектора напряженности ТГц электриче-

ского поля обозначим через E_{THz}^p и E_{THz}^s соответственно (см. рисунок). Считая, что ТГц излучение детектируется в плоскости падения, из выражения (20) получаем

$$E_{\text{THz}}^p \propto \frac{d}{dt} (J_z \sin \theta_t + \cos \theta_t (J_x \cos \psi + J_y \sin \psi)),$$

$$E_{\text{THz}}^s \propto \frac{d}{dt} (J_x \sin \psi - J_y \cos \psi). \quad (21)$$

Здесь θ_t — угол преломления ТГц излучения (см. рисунок). Подставляя найденные выражения для компонент поверхностного фототока в (20), получаем для напряженности ТГц поля следующие выражения:

плоскость (001)

$$E_{\text{THz}}^p \propto \frac{-en_0v_0^2}{6} \left\{ \sin \theta_t \left[(2-P) \left(1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \times \left(1 - \frac{3\gamma}{7} \right) \right) + P \right] + \frac{3}{10} P \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \cos \theta_t \sin 2\theta_r \right\},$$

$$E_{\text{THz}}^s = 0; \quad (22)$$

плоскость (111)

$$E_{\text{THz}}^p \propto \frac{-en_0v_0^2}{6} \left\{ \sin \theta_t \left[(2-P) \left(1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \times \left(1 + \frac{2\gamma}{7} \right) \right) + P \right] + \frac{3}{10} P \cos \theta_t \left(\left(1 - \frac{4\gamma}{21} \right) \sin 2\theta_r - \frac{5\sqrt{2}\gamma}{21} \cos^2 \theta_r \cos 3\psi \right) \right\},$$

$$E_{\text{THz}}^s \propto \frac{en_0v_0^2P\gamma \cos^2 \theta_r}{42\sqrt{2}} \sin 3\psi; \quad (23)$$

плоскость (110)

$$E_{\text{THz}}^p \propto \frac{-en_0v_0^2}{6} \left\{ \sin \theta_t \left[(2-P) \left(1 - \frac{2}{5} P_2(\sin \theta_r) \times \left(1 + \frac{3\gamma}{28} \right) + \frac{3\gamma}{28} \cos^2 \theta_r \cos 2\psi \right) + P \right] + \frac{3}{10} P \cos \theta_t \sin 2\theta_r \left(1 - \frac{\gamma}{14} - \frac{5\gamma}{14} \cos 2\psi \right) \right\},$$

$$E_{\text{THz}}^s \propto \frac{en_0v_0^2P\gamma \sin 2\theta_r}{56} \sin 2\psi. \quad (24)$$

3. Обсуждение результатов

Как следует из выражений (12), (15) и (17), перпендикулярная поверхности компонента фототока мак-

симальна при нормальном падении излучения ($\theta_r = 0$) и зеркальном рассеянии ($P = 0$). Параллельная поверхности компонента фототока пропорциональна параметру диффузности рассеяния P и, следовательно, исчезает при зеркальном рассеянии.

Рассмотрим ситуацию, когда угол падения возбуждающего излучения равен 45° , а ТГц излучение детектируется в направлении зеркального отражения (см. рисунок). Такая схема используется во многих экспериментальных работах (см. например, [3,10,11]). Расчеты для GaAs ($\gamma_2 = 2.1$, $\gamma_3 = 2.9$ [12]) показывают, что латеральная компонента фототока примерно в 20 раз меньше нормальной, однако ее вклад в генерацию ТГц излучения довольно значителен и в рассматриваемом случае составляет порядка 30%. Связано это с тем, что ТГц излучение, возбуждаемое латеральным фототоком, в основном направлено перпендикулярно поверхности полупроводника и, следовательно, не испытывает полного внутреннего отражения.

Из выражений (22) следует, что для плоскости (001) s -компонента ТГц поля отсутствует, а p -компонента не зависит от азимутального угла. Для плоскости (111) азимутальные зависимости компонент ТГц поля описываются выражениями вида $E_{\text{THz}}^p \propto 1 + a \cos 3\psi$ и $E_{\text{THz}}^s \propto \sin 3\psi$. Оценки показывают, что для GaAs $a \approx 0.07$, т.е. отношение амплитуды азимутальных осцилляций E_p к среднему значению составляет около 7%. Аналогичные расчеты для плоскости (111) InP ($\gamma_2 = 1.6$, $\gamma_3 = 2.1$ [12]) дают 6%. Эта величина достаточно близка к экспериментально измеренному значению (5%), полученному при возбуждении поверхности (111) InP [3]. Для плоскости (110) угловые зависимости компонент ТГц поля имеют вид: $E_{\text{THz}}^p \propto 1 + a \cos 2\psi$ и $E_{\text{THz}}^s \propto \sin 2\psi$. Для GaAs и InP азимутальная анизотропия в данном случае мала ($a \approx 0.01$). Следует также отметить, что для плоскостей (111) и (110) появление s -поляризованной компоненты ТГц поля полностью обусловлено латеральным фототоком.

Из проведенных расчетов следует, что поверхностный баллистический фототок приводит к таким же азимутальным зависимостям ТГц поля, как и в случае механизма ТГц генерации, обусловленного эффектом нелинейного оптического выпрямления [10,11]. Данное совпадение, разумеется, не случайно, а связано с тем, что оба эффекта характеризуются одинаковой симметрией.

При увеличении уровня возбуждения существенное влияние на ТГц генерацию будет оказывать эффект экранирования. В рассматриваемом здесь случае, когда размер пятна возбуждения существенно превышает длину поглощения лазерного излучения, данный эффект приведет к формированию перпендикулярного поверхности полупроводника электрического поля, которое вызовет уменьшение нормальной компоненты фототока. Это в свою очередь увеличит вклад латеральной компоненты фототока в ТГц генерацию и приведет к возрастанию амплитуды азимутальных осцилляций.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что при возбуждении поверхности полупроводника линейно поляризованным фемтосекундным лазерным излучением поверхностный баллистический фототок, обусловленный анизотропным распределением фотоэлектронов по импульсам и их диффузным рассеянием на поверхности, дает вклад в генерацию терагерцового излучения. Учет кубической симметрии кристалла приводит к зависимости амплитуды ТГц электрического поля от азимутального угла между плоскостью падения возбуждающего излучения и кристаллографическими осями полупроводника. Характер этих азимутальных зависимостей оказывается таким же, как и в случае ТГц генерации, обусловленной эффектом нелинейного оптического выпрямления 3-го порядка в поверхностном электрическом поле.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (гранты Ф10Р-181, Ф09М-143) и НАТО (проект СВР.EAP.CLG 983779).

Список литературы

- [1] *Semicond. Sci. Technol. (Special issue)*, **20**, S121–S306 (2005).
- [2] K. Reimann. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1597 (2007).
- [3] X.-C. Zhang, D.H. Auston. *J. of Appl. Phys.*, **71**(1), 326 (1992).
- [4] *Proc. of the NATO advanced research workshop on terahertz frequency detection and identification of materials and objects* (Spiez, Switzerland, July 7–11, 2006) ed. by R.E. Miles, X.-C. Zhang, H. Eisele and A. Krotkus (Dordrecht, the Netherlands, Springer, 2007).
- [5] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. *УФН*, **136**, 459 (1982).
- [6] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. *ЖЭТФ*, **80**, 2298 (1981).
- [7] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [8] В.Д. Дымников. *ФТП*, **11**, 1478 (1977).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (М., Наука, 1967) с. 229.
- [10] R. Adomavičius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, E. Šatkovskis. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2463 (2004).
- [11] M. Reid, I.V. Cravetchi, R. Fedosejevs. *Phys. Rev. B*, **72**, 035 201 (2005).
- [12] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994).

Редактор Т.А. Полянская

Terahertz radiation generation by surface ballistic photocurrent at subpicosecond laser excitation of semiconductors

P.A. Ziaziulia, V.L. Malevich, I.S. Manak, A. Krotkus⁺*

Belarusian State University,
220030 Minsk, Belarus

* Stepanov Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Belarus,
220072 Minsk, Belarus

⁺ Center for Physical Sciences and Technology,
LT-01108 Vilnius, Lithuania

Abstract An analytical model of surface ballistic photocurrent generation at femtosecond laser excitation of cubic semiconductors has been proposed. It is shown that the contributions of the lateral and normal to the surface photocurrent components to terahertz generation are comparable. The inclusion of cubic symmetry of semiconductor results in azimuthal anisotropy of terahertz generation.