

Генерация терагерцовых электромагнитных импульсов в $p-i-n$ диоде, возбуждаемом фемтосекундным лазерным излучением

В. Д. Иванович¹⁾, В. Н. Трухин²⁾, В. Л. Малевич^{1, 3)}

¹⁾ Белорусский государственный университет информатики и электроники, Минск, Беларусь,

²⁾ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,

³⁾ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by

На основе феноменологических уравнений [1] рассчитаны временные зависимости фототока и терагерцового (ТГц) электрического поля в GaAs $p-i-n$ диоде, облучаемом фемтосекундным лазерным излучением. Проанализировано влияние эффектов всплеска баллистической скорости фотовозбужденных электронов и экранирования электрического поля i -слоя на динамику формирования импульса фототока.

Ключевые слова: $p-i-n$ диод, импульс фототока, терагерцовый электромагнитный импульс, эффект всплеска баллистической скорости электронов, эффект экранирования.

Generation of terahertz electromagnetic pulses in a $p-i-n$ diode excited by femtosecond laser radiation

V. D. Ivanovich¹⁾, V. N. Trukhin²⁾, V. L. Malevich^{1, 3)}

¹⁾ Belarusian State University of Informatics and Electronics, Minsk, Belarus,

²⁾ A. F. Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, Saint-Petersburg, Russia,

³⁾ B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus,

e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by

Based on phenomenological equations [1], the time dependences of the photocurrent and the terahertz (THz) electric field in a GaAs $p-i-n$ diode irradiated with femtosecond laser radiation were calculated. The influence of the electron velocity overshoot effect and screening of the electric field by photocarriers on the dynamics of the photocurrent pulse in the i -layer was analyzed.

Keywords: $p-i-n$ diode, photocurrent pulse, terahertz electromagnetic pulse, electron velocity overshoot effect, screening effect.

Введение

В последнее время интенсивно развиваются исследования механизмов и методов генерации ТГц электромагнитных импульсов в полупроводниковых структурах, возбуждаемых фемтосекундным лазерным излучением. Интерес к данной области исследований, в первую очередь, обусловлен необходимостью разработки эффективных терагерцовых эмиттеров для применений в системах ТГц спектроскопии с временным разрешением.

Основной вклад в генерацию ТГц импульсов в полупроводниковых структурах дает субпикосекундный импульс фототока, который возникает в результате ускорения в электрическом поле электронов и дырок, возбужденных фемтосекундным лазерным излучением. Напряженность ТГц электрического поля в дальней зоне

пропорциональна производной от фототока по времени. Ускоряющее электрическое поле может быть встроенным, как это имеет место вблизи поверхностей некоторых полупроводников (GaAs, InP), так и может быть создано внешним источником эдс. Характерное время формирования и релаксации импульса фототока лежит в субпикосекундной области, т.е. сравнимо с временами внутризонной релаксации электронов. Поэтому исследование динамики ТГц генерации позволяет измерять с фемтосекундным временным разрешением внутризонную и межзонную релаксацию фотоносителей, а также изучать эффекты баллистического электронного переноса и экранирования электрических полей фотовозбужденными носителями тока.

В качестве эмиттера широкополосных ТГц импульсов для систем ТГц спектроскопии часто используются фотопроводящие полупроводниковые антенны, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии при пониженной температуре (LT-GaAs, LT-InGaAs). Подвижность электронов в полупроводниковых слоях, выращенных этим методом, оказывается достаточно низкой, и это приводит к потере оптоэлектрического усиления и оптической чувствительности. Кроме этого, синтез полупроводников с малыми временами жизни носителей предполагает использование редких элементов и не стандартных, технологически сложных, процессов синтеза с ограниченной доступностью. В работах [2–4] было показано, что высокая эффективность ТГц генерации может быть достигнута в ТГц эмиттерах на основе *p-i-n* диодов, изготовление которых не требует выращивания материалов с субпикосекундными временами жизни неравновесных носителей. В GaAs *p-i-n* диодах источником ТГц излучения является импульс фототока в сильном электрическом поле *i*-слоя, которое создается при приложении к диоду обратного смещения. Релаксация фототока обусловлена двумя процессами: сверхбыстрым экранированием электрического поля фотоносителями и переходами электронов в боковые долины зоны проводимости.

В настоящей работе проведено численное моделирование динамики формирования импульса фототока в GaAs *p-i-n* диоде, возбуждаемом 800 нм фемтосекундным лазерным излучением. Используется система феноменологических уравнений [1, 5], описывающих динамику фотовозбужденных электронов, учитывающая непараболичность зоны проводимости, переходы электронов в боковые долины, экранирование электрического поля фотоносителями и наличие внешней цепи.

Модель и методика расчета

Для расчета динамики фототока в *p-i-n* диоде используется точечная модель, в которой предполагается, что распределение электрического поля и концентрации фотовозбужденных электронов в *i*-слое собственной проводимости однородно по глубине. Данное условие будет выполняться, если толщина *i*-слоя существенно меньше глубины поглощения лазерного излучения в полупроводнике. В GaAs коэффициент оптического поглощения на длине волны 800 нм составляет $1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и поэтому точечная модель применима для толщин *i*-слоя, меньше 0.5 мкм. Однако, как будет показано, данную модель можно использовать и для больших толщин *i*-слоя, если для концентрации фотоэлектронов использовать значение, усредненное по его толщине.

Уравнения точечной модели, описывающие изменение импульса и энергии электрона в электрическом поле, а также изменение электрического поля, обусловленное эффектом экранирования и наличием внешней цепи, имеют вид:

$$\frac{d(m(\varepsilon)\mathbf{v})}{dt} + \frac{m(\varepsilon)\mathbf{v}}{\tau_m(\varepsilon)} = -e\mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{\varepsilon - \bar{\varepsilon}}{\tau_e(\varepsilon)} = -e\mathbf{E}\mathbf{v}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{\mathbf{E}}{\tau_{RC}} - \frac{4\pi}{\varepsilon_0} n(t)e\mathbf{v} = 0, \quad (3)$$

где $-e$ - заряд электрона; $\mathbf{v}$ - скорость электрона; $\mathbf{E}$ - напряженность электрического поля в i -слое; m , τ_m , τ_e - зависящие от энергии ε эффективная масса электрона и времена релаксации по импульсу и энергии; ε_0 - низкочастотная диэлектрическая проницаемость; $\bar{\varepsilon}$ - средняя тепловая энергия электрона; τ_{RC} - постоянная времени внешней цепи. Зависимость концентрации фотовозбужденных электронов от времени описывается выражением $n(t) = 0.5n_0 \left(1 + \text{th}\left(1.763t/\tau_f\right)\right)$, где n_0 - концентрация фотоэлектронов к концу импульса, τ_f - длительность лазерного импульса по полувысоте.

Система уравнений (1–3) решалась численно методом Рунге-Кутты второго порядка. Для GaAs использовались параметры и зависимости времен релаксации и эффективной массы электрона от энергии, приведенные в работе [5]. Длительность лазерного импульса и длина волны были взяты равными 80 фс и 800 нм, соответственно. Начальная энергия фотовозбужденного электрона зависит от энергии фотона и для рассматриваемого здесь 800 нм излучения она бралась равной 0.12 эВ. Начальная напряженность электрического поля в i -слое определяется как $E = (U_s + U_b)/w$, где w - толщина i -слоя, U_b и U_s - потенциалы, создаваемые пространственным зарядом и внешним источником. Для GaAs p - i - n диода потенциал встроенного электрического поля U_b составляет примерно -1.4 В.

Результаты расчетов и их обсуждение

На рис. 1 приведены результаты расчетов временных зависимостей фототока для концентрации фотовозбужденных электронов $n_0 = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{RC} = 20 \text{ пс}$, $w = 0.5 \text{ мкм}$ и двух значений приложенного обратного смещения. Видно, что при увеличении обратного напряжения запаздывание фототока относительно фемтосекундного импульса уменьшается, т. е. максимум фототока достигается раньше. Такое поведение фототока от обратного смещения наблюдалось в эксперименте [6] и было объяснено как результат переходов электронов в боковые долины с большой эффективной массой. Максимум фототока достигается в момент, когда электрон наберет в электрическом поле энергию, равную величине энергетического зазора

между центральной Г-долиной и боковыми L-долинами. В более сильном электрическом поле для этого требуется меньшее время. На этом же рисунке представлены результаты расчетов фототока с использованием многочастичного метода Монте-Карло. Видно, что результаты расчетов в рамках простой точечной модели достаточно хорошо коррелируют с результатами Монте-Карло моделирования.

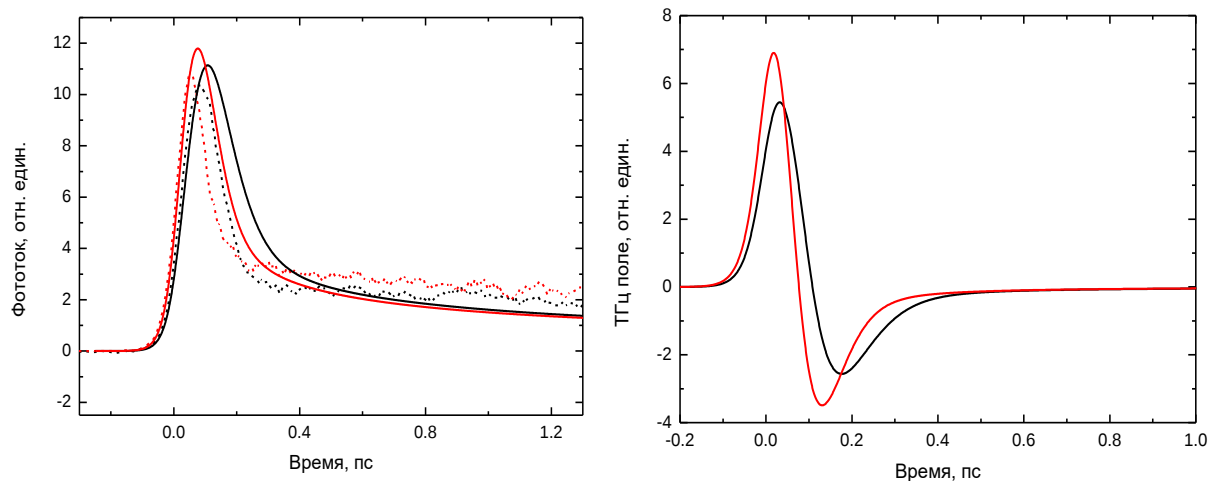


Рис. 1. Слева – зависимости фототока от времени, рассчитанные для точечной модели (сплошные линии) и методом Монте-Карло (штриховые линии), справа – временные формы ТГц импульсов. Концентрация фотовозбужденных электронов в i -слое – $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, напряжение обратного смещения: черные линии – 2 В, красные линии – 5 В

Для напряжения смещения -2 В (черные кривые) увеличение концентрации фотовозбужденных носителей тока до значения $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ приводит к осцилляциям фототока во времени с плазменной частотой (см. рис. 2). Отсутствие плазменных осцилляций при напряжении смещения -5 В (красные кривые) объясняется тем, что в более сильном электрическом поле основная часть электронов заполняет боковые долины зоны проводимости с большой эффективной массой. Плазменная частота для таких «тяжелых» электронов оказывается меньше их частоты рассеяния, т. е. в данном случае реализуется максвелловский режим релаксации электрического поля.

В слабом электрическом поле (черная кривая на рис. 2) междолинные переходы электронов практически не происходят, поскольку экранирование электрического поля фотовозбужденными носителями происходит прежде, чем электроны наберут пороговую энергию. Поэтому, в слабых электрических полях релаксация фототока определяется не междолинными переходами, а эффектом экранирования.

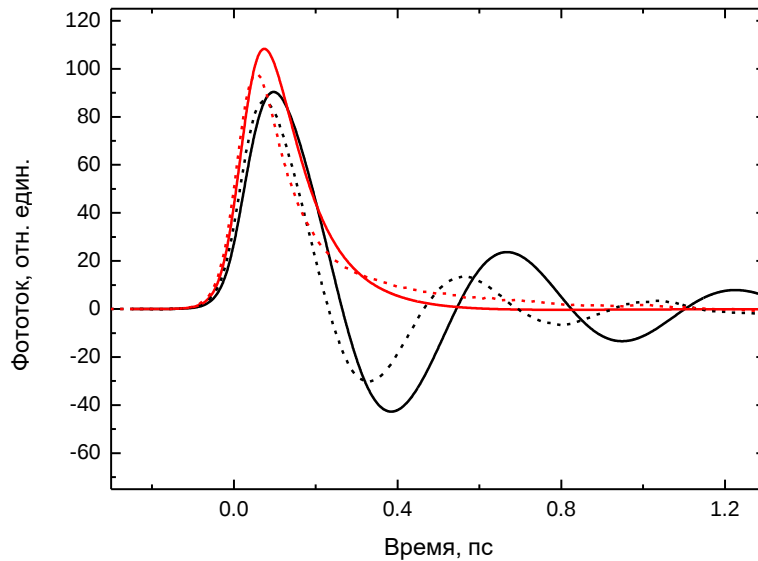


Рис. 2. Зависимости фототока от времени, рассчитанные для точечной модели (сплошные линии) и методом Монте-Карло (штриховые линии) для концентрации фотоносителей $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Заключение

Расчеты, проведенные с использованием точечной модели, достаточно хорошо описывают основные особенности формирования импульса фототока в GaAs *p-i-n* диоде, возбуждаемом фемтосекундными лазерными импульсами. Релаксация импульса фототока определяется двумя эффектами: экранированием электрического поля фотовозбужденными носителями и переходами фотоэлектронов из центральной Γ -долины в боковые долины зоны проводимости. Используемая точечная модель, несмотря на ее простоту, может быть использована для моделирования генерации ТГц импульсов в полупроводниковых структурах, облучаемых фемтосекундным лазерным излучением.

Библиографические ссылки

1. Shur M. S. Influence of non-uniform field distribution on frequency limit of GaAs field-effect transistor // *Electron. Lett.* 1985. Vol. 12, iss. 23. P. 615-616.
2. Ultrafast carrier dynamics in terahertz photoconductors and photomixers: beyond short-carrier-lifetime semiconductors / P.-K. Lu [et al.] // *Nanophotonics*. 2022. Vol. 11, iss. 11. P. 2661-2691.
3. Terahertz radiation from large aperture Si *p-i-n* diodes / L.Xu [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 59, iss. 26. P. 3357-3359.
4. Terahertz emission from GaInAs *p-i-n* diodes photoexcited by femtosecond laser pulses // I. Nevinskas [et al.] / *Lithuanian Journal of Physics*. 2015. Vol. 55, iss. 4. P. 274-278.
5. Yen-Chu Wang. A simple analytical model for electron transport in GaAs // *Phys. Stat. Sol. (a)*. Vol. 53, iss. 2. P. K113-K117.
6. THz generation by AlGaAs/GaAs heterostructured *p-i-n* diode // V. Trukhin [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* 2024. Vol. 125, iss. 3. P. 031101-(1-5).