07

Динамика фотовозбужденных носителей заряда в i-слое гетероструктурного $p-i-n$-диода AlGaAs/GaAs

© В.Н. Трухин [1], В.Л. Малевич [2,3], X. Fan [4], И.А. Мустафин [1], В.С. Калиновский [1], Е.В. Контрош [1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[2] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь
[3] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь
[4] Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 28 января 2026 г.
Принято к публикации 29 января 2026 г.

Методом динамической эмиссионной терагерцевой спектроскопии с субпикосекундным разрешением исследована динамика фотовозбужденных носителей в i-слое $p-i-n$-диода. В зависимости от интенсивности фотовозбуждения и напряженности электрического поля экранирование электрического поля в обедненной i-области может происходить как в баллистическом, так и в диффузионно-дрейфовом режиме. Медленная стадия экранирования электрического поля обусловлена процессами переноса фотовозбужденных электронов через обедненный i-слой и ухода их в n-область. Динамику восстановления электрического поля в обедненной области $p-i-n$-диода определяет дрейф дырок после ухода электронов из i-слоя, а также перезарядка емкости $p-i-n$-диода через внешнюю цепь и релаксация носителей заряда, захваченных в процессе дрейфа на глубокие примесные уровни в GaAs.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, $p-i-n$-диод, динамика, экранирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.10.62730.20605

Терагерцевый (THz) диапазон электромагнитного излучения, охватывающий частоты от 0.1 до 10 THz (что соответствует длинам волн от 3.0 до 0.03 mm), представляет значительный интерес для многочисленных приложений. Среди них безопасная визуализация скрытых объектов [1], спектроскопический анализ материалов [2], наноэлектроника [3], диагностика различных веществ [4], фармацевтический контроль [5] и космические исследования [6]. Несмотря на широкие перспективы применения, использование THz-диапазона до сих пор ограничено из-за недостатка компактных, эффективных и доступных источников излучения. В настоящее время в качестве базовых THz-эмиттеров наиболее широко применяются фотопроводящие антенны и объемные полупроводники, такие как InAs, возбуждаемые ультракороткими лазерными импульсами. Актуальные направления для совершенствования THz-источников связаны с использованием метаповерхностей для усиления плазмонных эффектов и гетероструктурных $p-i-n$-диодов [7,8].

Особый интерес представляют $p-i-n$-диоды на основе гетероструктур соединений A^3B^5. Принцип их действия основан на уникальной возможности ускорения фотоинжектированных электронов в i-области в больших электрических полях до скоростей, значительно превышающих скорость насыщения, с последующим резким замедлением за счет междолинного рассеяния из центральной Г-долины в боковые L-долины. Для повышения эффективности THz-эмиттера на основе гетероструктурных $p-i-n$-диодов необходимы детальный анализ и количественная оценка сверхбыстрой динамики фотовозбужденных носителей заряда в i-области структуры. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования динамики фотовозбужденных носителей в i-области $p-i-n$-диода методом динамической эмиссионной THz-спектроскопии.

Экспериментальные образцы гетероструктурных $p-i-n$-диодов $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n-GaAs (001). Исследуемая структура включала в себя брэгговскую решетку AlAs/GaAs, нелегированный слой i-GaAs толщиной $1.5\,\mu$m, слой p-$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ толщиной $1.5\,\mu$m ($p = 5 \cdot 10^{20}\,\text{cm}^{-3}$), слой p-$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ толщиной $0.1\,\mu$m ($p = 5 \cdot 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$) и подконтактный слой p^+-GaAs. На выращенной эпитаксиальной пластине с использованием фотолитографии были сформированы чипы $p-i-n$-диодов.

Исследуемые образцы возбуждались сверхкороткими оптическими импульсами (длительность составляла 15 fs), генерируемыми титан-сапфировым лазером, с частотой повторения 80 MHz на длине волны 800 nm. Волновые формы THz-импульса, генерируемого $p-i-n$-диодом при возбуждении пробным оптическим импульсом, детектировались с помощью метода электрооптического стробирования в геометрии зеркального отражения. Как уже отмечалось, динамика фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы исследовалась с помощью методики динамической эмиссионной THz-спектроскопии. В основе данной методики лежит исследование влияния возбужденной в изучаемом образце неравновесной плазмы на эффективность THz-генерации. Фото-

возбужденные электроны и дырки, пространственно разделяясь под действием электрического поля в i-слое, формируют поляризацию, которая экранирует это поле. Поскольку амплитуда THz-импульса практически пропорциональна напряженности электрического поля, исследуя зависимость эффективности THz-генерации от времени задержки между оптическим импульсом накачки, возбуждающим электронно-дырочную плазму, и зондирующим оптическим импульсом, THz-сигнал от которого регистрируется, можно исследовать транспорт носителей заряда и динамику экранирования электрического поля с субпикосекундным временны́м разрешением.

При исследовании временно́й кинетики изменения эффективности THz-генерации после возбуждения электронно-дырочной плазмы в i-области $p-i-n$-диода было обнаружено, что эффективность THz-генерации, определяемая величиной амплитуды THz-импульса, уменьшается после рождения электронно-дырочной плазмы, а затем происходит ее восстановление (рис. 1). Процесс восстановления эффективности THz-генерации характеризуется более длинными временами, чем времена ее спада.

Временны́е зависимости спада и восстановления эффективности THz-генерации после фотовозбуждения импульсом накачки имеют как быструю, так и медленную составляющую (рис. 1 и 2). Быстрый спад амплитуды THz-импульса после начала возбуждения плазмы происходит на временно́м интервале порядка 0.3 ps и зависит от уровня возбуждения. Последующий медленный спад происходит за время, которое составляет порядка 5 ps (рис. 2) и слабо зависит от уровня возбуждения, т. е. от концентрации фотовозбужденных носителей заряда и величины обратного смещения (рис. 2, *a* и *b*). Такую динамику можно объяснить следующим образом. Как отмечалось, величина эффективности THz-генерации

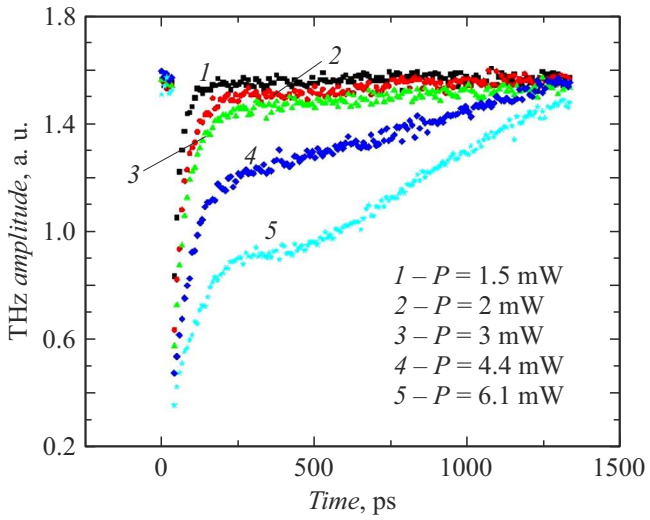

Рис. 1. Зависимость амплитуды THz-импульса от времени задержки между импульсом накачки и импульсом, генерирующим THz-излучение (напряжение смещения $V_s = -8$ V, P — средняя мощность оптического импульса накачки).

при малом уровне возбуждения пропорциональна значению электрического поля. После создания электронно-дырочной плазмы в i-слое фемтосекундным оптическим импульсом накачки неравновесные носители пространственно разделяются и возникает пространственный заряд, который экранирует электрическое поле внешнего источника и встроенное поле. Пренебрегая неоднородностью распределения фотоносителей в i-слое, динамику экранирования поля при возбуждении мгновенным оптическим импульсом можно описать уравнениями

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau_p} = \frac{qE}{m}, \tag{1}$$

$$E = E_0 - \frac{qn}{\varepsilon\varepsilon_0}\int_0^t v\,dt, \tag{2}$$

где q — элементарный заряд электрона, v — скорость электрона, E — напряженность электрического поля, E_0 — начальная напряженность электрического поля, m и τ_p — эффективная масса и время импульсной релаксации электронов, n — концентрация электронов, ε — диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Из (1), (2) путем несложных преобразований получаем уравнение для поля

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \frac{1}{\tau_p}\frac{dE}{dt} + \omega_p^2 E = 0, \tag{3}$$

где $\omega_p = (ne^2/m\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}$ — плазменная частота. Уравнение (3) описывает как бесстолкновительный, так и максвелловский режим экранирования без учета влияния внешней цепи. На более поздних временах, когда перенос носителей заряда происходит в диффузионно-дрейфовом режиме, на динамику формирования электрического поля начинает влиять внешняя цепь. Учитывая падение напряжения на сопротивлении внешней цепи R, можно записать уравнение для полного тока

$$\varepsilon\varepsilon_0\frac{dE}{dt} + nqv = \frac{U - Ew}{RS}, \tag{4}$$

где S и w — площадь облучаемой поверхности и ширина i-слоя, U — разность потенциалов, включающая напряжение внешнего источника и напряжение, создаваемое встроенным электрическим полем. Подставляя в (4) выражение для скорости $v = -q\tau_p E/m$, получаем уравнение для напряженности электрического поля в виде

$$\frac{dE}{dt} + \left(\tau_M^{-1} + \tau_{RC}^{-1}\right)E = \frac{U}{w\tau_{RC}}, \tag{5}$$

где $\tau_{RC} = RC$ — постоянная времени внешней цепи, $C = \varepsilon\varepsilon_0 S/w$ — емкость диода, $\tau_M = \left(\omega_p^2\tau_p\right)^{-1}$ — максвелловское время релаксации.

В первые несколько сотен фемтосекунд после создания электронно-дырочной плазмы экранирование происходит в баллистическом режиме. Решая уравнение (3), получаем, что зависимость величины электрического поля от времени описывается выражением

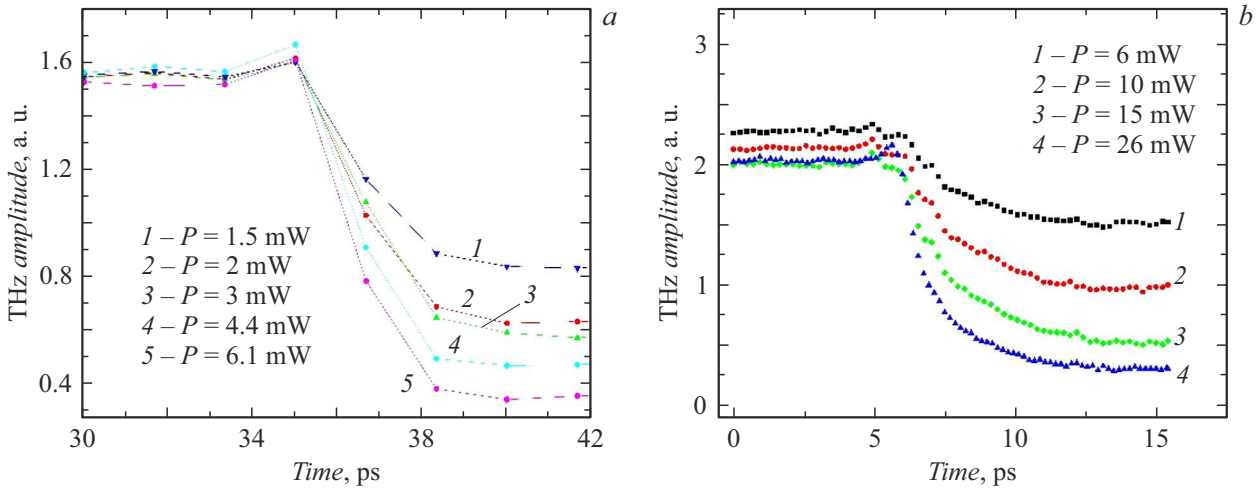

Рис. 2. Динамика спада амплитуды THz-импульса в зависимости от времени задержки оптического импульса, генерирующего THz-излучение, относительно импульса накачки. $V_s = -8$ (a) и -2.5 V (b).

$\exp(-t/2\tau_p)\cos\left(t\sqrt{\omega_p^2 - 1/4\tau_p^2}\right)$. Характерное время изменения электрического поля на баллистической стадии движения электронов определяется как ω_p^{-1}. Это время уменьшается с ростом концентрации фотоносителей и при используемых здесь уровнях возбуждения составляет 200–300 fs. Следует иметь в виду, что на динамику экранирования могут влиять междолинные переходы электронов. В сильных электрических полях электрон может набрать энергию, превышающую пороговую энергию для переходов в боковые долины зоны проводимости ($\Delta = 0.29$ eV, GaAs, 300 K), за более короткое время, чем время экранирования. Такая ситуация реализуется при малых концентрациях фотоэлектронов, когда выполняется условие $\omega_p\sqrt{2m\Delta}/eE < 1$.

При переходе режима движения электронов от баллистического к диффузионно-дрейфовому динамика экранирования электрического поля определяется максвелловским временем релаксации $\tau_M = \left(\omega_p^2\tau_p\right)^{-1}$. При определении максвелловского времени релаксации следует учитывать, что в сильных электрических полях (> 10 kV/cm) часть электронов находится в боковых L-долинах, характеризующихся примерно на порядок меньшей подвижностью по сравнению с подвижностью электронов в центральной долине.

Медленная стадия экранирования электрического поля, длительность которой слабо зависит от концентрации фотовозбужденных электронов и составляет порядка 5 ps, обусловлена процессами переноса фотовозбужденных электронов и дырок через обедненный i-слой и в основном определяется уходом электронов в n-область и далее во внешнюю цепь. В сильных электрических полях (> 20 kV/cm) скорость электронов в GaAs за несколько сотен фемтосекунд достигает скорости насыщения 10^7 cm/s и слабо зависит от напряженности поля. Время, за которое электроны достигнут n-области, определяется временем пролета обедненной области ($w = 1.5\,\mu$m), которое составляет 5–10 ps. Процесс восстановления электрического поля также состоит из двух фаз: быстрой, характеризующейся временем ~ 100 ps, и медленной, время которой может достигать 1 ns. Быстрая фаза восстановления электрического поля определяется временем перезарядки τ_{RC} через внешнюю цепь, которое составляет порядка 400 ps ($R = 50\,\Omega$, $C \sim 8$ pF), и временем пролета дырками обедненной i-области. Оценить время пролета можно следующим образом. Эффект экранирования приводит к уменьшению электрического поля i-слоя. Среднюю напряженность этого поля после ухода всех электронов из обедненного слоя можно представить в виде $E_0 - new/\varepsilon\varepsilon_0$, где E_0 — напряженность поля до фотовозбуждения. Дырки с подвижностью μ_p уходят из обедненной области за время $w/\mu_p\left(E_0 - new/\varepsilon\varepsilon_0\right)$, которое, как видно, увеличивается с ростом концентрации фотовозбужденных носителей. Таким образом, экспериментально наблюдаемое уменьшение скорости восстановления эффективности THz-генерации с ростом уровня фотовозбуждения обусловлено увеличением времени пролета дырок через обедненную i-область. Последующее медленное восстановление THz-генерации происходит на больших временах (порядка наносекунд). Данный процесс, возможно, связан с перезарядкой через внешнюю цепь и релаксацией носителей заряда, захваченных во время дрейфа на глубокие примесные уровни.

В заключение отметим, что в настоящей работе экспериментально исследована зависимость эффективности THz-генерации в гетероструктурном $p-i-n$-диоде от времени задержки между оптическим импульсом накачки, возбуждающим электронно-дырочную плазму, и зондирующим оптическим импульсом, THz-сигнал от которого регистрируется. На основе полученных результатов определена динамика неравновесных носителей заряда и электрического поля в i-слое $p-i-n$-диода с субпикосекундным временны́м разрешением. После создания электронно-дырочной плазмы происходит про-

странственное разделение фотовозбужденных электронов и дырок, что приводит к формированию поляризации, экранирующей электрическое поле в обедненной i-области. На этой стадии электроны двигаются в баллистическом режиме и за время 200–300 fs набирают энергию, достаточную для перехода из Г-долины в L-долины. Последующее экранирование внутреннего электрического поля происходит в диффузионно-дрейфовом режиме и характеризуется максвелловским временем релаксации. Медленная стадия экранирования электрического поля, длительность которой слабо зависит от концентрации электронов и составляет порядка 5 ps, обусловлена процессами переноса фотовозбужденных электронов через обедненный i-слой и ухода их в n-область и далее во внешнюю цепь. После ухода электронов из i-слоя дальнейшая динамика восстановления внутреннего электрического поля в обедненной области $p-i-n$-диода определяется дрейфом дырок и их уходом в область p-AlGaAs, а также временем перезарядки τ_{RC} емкости $p-i-n$-диода через внешнюю цепь. Заключительная стадия восстановления электрического поля в i-слое обусловлена релаксацией носителей заряда, захваченных в процессе дрейфа на глубокие примесные уровни в GaAs.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W.L. Chan, J. Deibel, D.M. Mittleman, Rep. Prog. Phys., **70**, 1325 (2007). DOI: 10.1088/0034-4885/70/8/R02
[2] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Exter, C. Fattinger, J. Opt. Soc. Am. B, **7**, 2006 (1990). DOI: 10.1364/JOSAB.7.002006
[3] C. Debus, P.H. Bolivar, Appl. Phys. Lett., **91**, 184102 (2007). DOI: 10.1063/1.2805016
[4] C. Jordens, M. Koch, Opt. Eng., **47**, 037003 (2008). DOI: 10.1117/1.2896597
[5] A.J. Fitzgerald, B.E. Cole, P.F. Taday, J. Pharm. Sci., **94**, 177 (2005). DOI: 10.1002/jps.20225
[6] P.H. Siegel, IEEE Trans. Antennas Propag., **55**, 2957 (2007). DOI: 10.1109/TAP.2007.908557
[7] P.-K. Lu, A.D.J. Fernandez Olvera, D. Turan, T.S. Seifert, N.T. Yardimci, T. Kampfrath, S. Preu, M. Jarrahi, Nanophotonics, **11** (11), 2661 (2022). DOI: 10.1515/nanoph-2021-0785
[8] V. Trukhin, I. Mustafin, V. Malevich, X. Fan, V. Kalinovskii, E. Kontrosh, E. Prudchenko, Appl. Phys. Lett., **125** (3), 031101 (2024). DOI: 10.1063/5.0218713