

09

Аналитическая модель терагерцевой генерации в AlGaAs/GaAs *p*–*i*–*n*-диоде

© X. Fan¹, В.Л. Малевич^{2,3}, И.А. Мустафин⁴, В.Н. Трухин⁴

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

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

⁴ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 ноября 2025 г.

В окончательной редакции 25 ноября 2025 г.

Принято к публикации 1 декабря 2025 г.

Представлена аналитическая модель, описывающая динамику фотоэлектронов, возбуждаемых фемтосекундными оптическими импульсами в *p*–*i*–*n*-диоде AlGaAs/GaAs. При изменении величины обратного смещения происходит изменение механизма терагерцевой генерации. Волновая форма фототока (амплитуда, длительность, положение максимума) существенно зависит как от обратного смещения, так и от уровня оптического возбуждения, а также от энергии кванта лазерного излучения. При достаточно больших значениях напряженности внутреннего электрического поля терагерцевая генерация в гетероструктурном *p*–*i*–*n*-диоде обусловлена ускорением электронов в течение нескольких сотен фемтосекунд до скорости, значительно превышающей скорость насыщения („velocity overshoot“), и последующим ее резким спадом, связанным с переходом электронов из центральной долины в боковые.

Ключевые слова: терагерцевое электромагнитное излучение, *p*–*i*–*n*-диод, фемтосекундное лазерное возбуждение, динамика фотоэлектронов.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.07.62515.20577

В работе [1] были представлены результаты экспериментального исследования и моделирования методом Монте-Карло процесса генерации терагерцевого (THz) излучения гетероструктурными *p*–*i*–*n*-диодами Al_xGa_{1-x}As/GaAs при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Экспериментально было обнаружено, что амплитуда и временное положение пика THz-импульса зависят от величины обратного напряжения, уровня возбуждения и длины волны оптического излучения. Соответственно, такая же корреляция наблюдается для динамики фототока, рассчитанного методом Монте-Карло (рис. 3 и 4 из работы [1]). На основе полученных результатов было показано, что при изменении прикладываемого к *p*–*i*–*n*-диодам Al_xGa_{1-x}As/GaAs обратного смещения происходит смена механизма THz-генерации. Аналитической модели, которая описывала бы эту эволюцию задержки THz-импульса при изменении прикладываемого к *p*–*i*–*n*-диодам обратного смещения, нет. В работе [2] для описания переходной динамики фотовозбужденных носителей была предложена упрощенная гидродинамическая модель. Но, как мы покажем, результаты, полученные на ее основе, не полностью объясняют экспериментальные данные работы [1].

В настоящей работе представлена аналитическая модель процесса генерации THz-излучения гетероструктурными *p*–*i*–*n*-диодами Al_xGa_{1-x}As/GaAs при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Ее отличие от модели, использованной в [2], заключается в том, что эффективная масса и времена релаксации

электронов по импульсу и энергии зависят от энергии. Результаты моделирования на основе этой аналитической модели качественно описывают экспериментальные результаты [1].

Рассматривается гетероструктурный *p*–*i*–*n*-диод Al_xGa_{1-x}As/GaAs, облучаемый дельтообразным оптическим импульсом. В пределах толщины *i*-слоя пре-небрегается изменением концентрации fotoносителей. В результате межзонного оптического поглощения в *i*-слое рождаются электроны и дырки, которые, двигаясь в электрическом поле, создают субпикосекундный импульс фототока. Поскольку эффективная масса электрона намного меньше эффективной массы дырки, в нашей модели будем учитывать динамику фотоэлектронов, считая дырки неподвижными. При движении фотоэлектронов в электрическом поле электроны и дырки в *i*-слое разделяются, что приводит к созданию электрического поля, экранирующего исходное внутреннее поле. При сделанных выше предположениях аналитическая модель, основанная на уравнениях баланса импульса и энергии, представляется в следующем виде:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m_e^*} E - \frac{v}{\tau_p}, \quad (1)$$

$$E = E_0 - \frac{qn}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^t v dt, \quad (2)$$

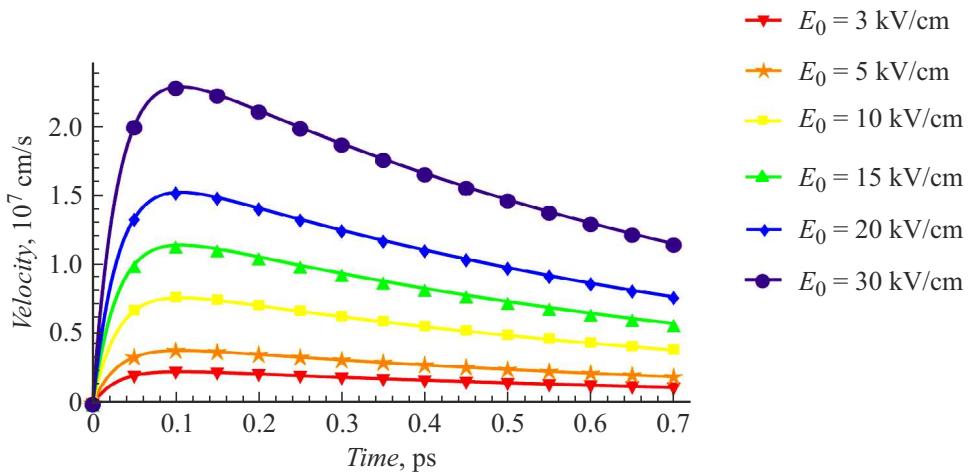


Рис. 1. Динамика скорости фотоэлектронов при низком уровне возбуждения ($n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$).

$$\frac{d\epsilon}{dt} = qEv - \frac{\epsilon - \epsilon_L}{\tau_\epsilon}, \quad (3)$$

где q — элементарный заряд электрона, E — электрическое поле, E_0 — начальная напряженность электрического поля, v — скорость фотоэлектрона, ϵ — диэлектрическая постоянная, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, n — концентрация электронов, ϵ — энергия фотоэлектрона, ϵ_L — начальная энергия фотоэлектрона. Эффективная масса электрона m_e и времена релаксации по импульсу τ_p и энергии τ_ϵ зависят от энергии электрона ϵ . Для начала предположим их не зависящими от энергии, как это было сделано в работе [2]. В этом случае мы пренебрегаем процессами рассеяния электронов на междолинных фононах и их переходами в боковые долины. Тогда уравнение (1) можно привести к виду

$$\frac{d^2v}{dt^2} = -\omega_p^2 v - \frac{dv}{dt} \frac{1}{\tau_p}, \quad v(t=0) = 0, \quad \frac{dv}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{qE_0}{m_e},$$

$$\omega_p^2 = \frac{q^2 n}{\epsilon \epsilon_0 m_e^*}. \quad (4)$$

где ω_p — плазменная частота, n — концентрация фотоэлектронов.

Решение уравнения (4) можно представить в аналитическом виде

$$v(t) = \frac{qE_0}{m_e \omega_p'} e^{-\frac{t}{2\tau_p}} \sin \omega_p' t,$$

$$\omega_p' = \sqrt{\omega_p^2 - \frac{1}{4\tau_p^2}}. \quad (5)$$

Из решения этого уравнения следует, что характер движения электронов зависит от соотношения между плазменной частотой и частотой импульсной релаксации: движение может происходить как в баллистическом ($2\omega_p \tau_p > 1$), так и в гидродинамическом режиме

($2\omega_p \tau_p < 1$). Рассматриваемая здесь модель неприменима для описания стационарного режима движения электрона, когда его скорость достигает скорости насыщения. Поэтому важно отметить, что уравнения (1)–(3) и полученное из них выражение (5) описывают движение электрона только на начальной стадии, т. е. в первые несколько пикосекунд после его рождения.

При низкой концентрации фотовозбужденных электронов ($n < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) экранирование электрического поля происходит в гидродинамическом режиме с характерным временем, определяемым максвелловским временем релаксации $\tau_M = (\omega_p^2 \tau_p)^{-1} \propto 10^{-11} \text{ s}$. На начальной, баллистической стадии движения электрон ускоряется под действием электрического поля и затем движется в дрейфовом режиме со скоростью, пропорциональной напряженности электрического поля (рис. 1). При увеличении уровня фотовозбуждения ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) (рис. 2) время экранирования электрического поля уменьшается до нескольких пикосекунд и в течение этого времени электрон в основном движется в квазибаллистическом режиме. При больших уровнях возбуждения

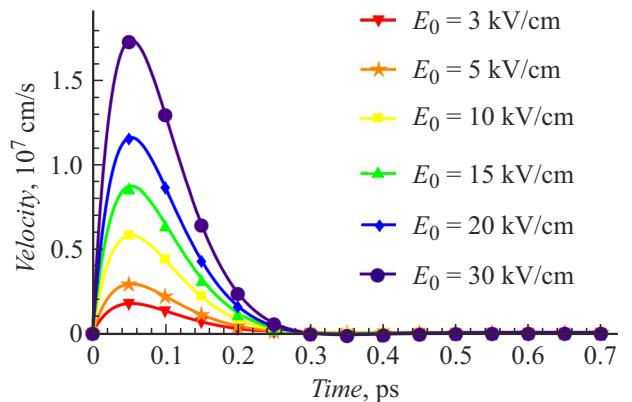


Рис. 2. Динамика скорости фотоэлектронов при среднем уровне возбуждения ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

($n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), когда выполняется условие $2\omega_p\tau_p > 1$, экранирование происходит в бесстолкновительном режиме и возникают плазменные колебания электронов (рис. 3).

Амплитуда терагерцевого электрического поля в дальней зоне пропорциональна производной по времени от поверхностного тока: $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt$. Для рассматриваемого здесь случая мгновенного фотовозбуждения $E_{\text{THz}} \propto dv/dt$, и, следовательно, временное положение THz-импульса будет коррелировать с зависимостью скорости электрона от времени: максимум скорости электрона будет совпадать с моментом инверсии знака THz- поля. Из выражения (5) следует, что время, необходимое фотоэлектронам для достижения максимальной скорости, определяется условием $\cos(\omega_p't) = (2\omega_p\tau_p)^{-1}$ и не зависит от приложенного электрического поля. Отсюда следует, что в рамках простейшей модели [2], учитывающей только эффект экранирования, задержка THz-импульса, генерируемого $p-i-n$ -диодом, относительно оптического импульса будет постоянной.

Для объяснения экспериментально наблюдаемой зависимости временного сдвига максимума THz-импульса от приложенного смещения [1] необходимо учесть зависимости параметров τ_p , τ_e , m_e от энергии фотоэлектрона, которые приведены в работах [3,4]. В данном случае к спаду скорости электронов приводит не только экранирование электрического поля, но и переходы фотоэлектронов из Г-долины в L-долину. Решения уравнений (1)–(3) находились численным методом с использованием математического пакета „Mathematica“. На рис. 4 представлены временные зависимости скорости электрона на для концентрации фотоэлектронов $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и разных значений обратного смещения $p-i-n$ -диода.

Расчеты показывают, что время, необходимое для достижения фотоэлектронами максимальной скорости (время задержки), зависит от приложенного обратного смещения немонотонным образом. В слабых электрических полях ($< 20 \text{ kV/cm}$) междолинные переходы

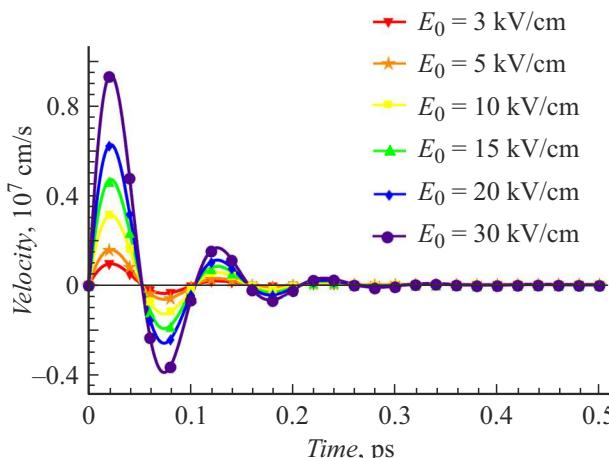


Рис. 3. Динамика скорости фотоэлектронов при высоком уровне возбуждения ($n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

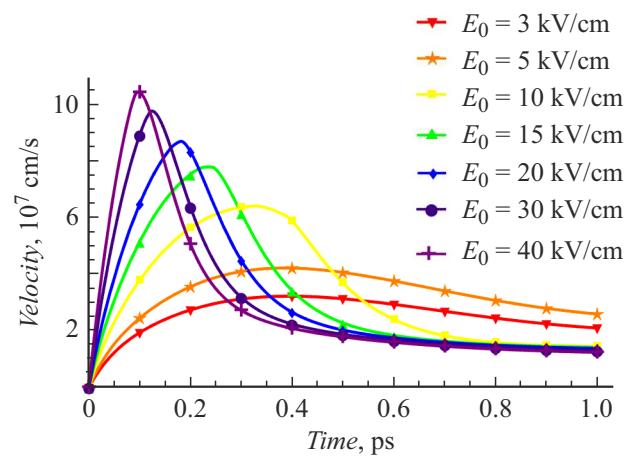


Рис. 4. Динамика скорости фотоэлектронов, рассчитанная с учетом зависимости параметров τ_p , τ_e , m_e от энергии фотоэлектрона ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

дь не происходят, и релаксация фототока обусловлена эффектом экранирования. Увеличение обратного смещения в данном случае приводит к росту времени задержки. Такое поведение времени задержки можно объяснить уменьшением подвижности электронов и соответственно увеличением времени экранирования с ростом напряженности электрического поля. В сильных электрических полях, когда электрон успевает набрать пороговую энергию для междолинных переходов прежде, чем „схлопнется“ электрическое поле, время задержки уменьшается с ростом напряжения смещения. Кроме того, результаты демонстрируют, что при высоких значениях напряженности электрического поля в i -слое скорость фотоэлектронов, а следовательно, и THz-генерация в гетероструктурированном $p-i-n$ -диоде $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ обусловлены ускорением электронов на баллистической стадии их движения в электрическом поле до скорости, значительно превышающей скорость насыщения. Максимальная скорость достигается за несколько сотен фемтосекунд („velocity overshoot“), а затем происходит ее резкий спад, связанный с междолинным переходом электронов.

Таким образом, анализ механизмов формирования фототока и соответственно генерации THz-импульса в $p-i-n$ -диоде, проведенный на основе предложенной модели, позволил объяснить немонотонное поведение положения максимума амплитуды THz-импульса в зависимости от обратного смещения как результат изменения механизмов, ответственных за релаксацию фототока.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] 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
- [2] A. Reklaitis, Phys. Rev. B, **74**, 165305 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.165305
- [3] B.K. Ridley, J. Appl. Phys., **48** (2), 754 (1977). DOI: 10.1063/1.323666
- [4] Y.-C. Wang, Phys. Status Solidi A, **53**, K113 (1979). DOI: 10.1002/pssa.2210530238