

# **Влияние зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок на особенности эффекта Ганна в структурах полуизолирующего арсенида галлия при локализованном оптическом воздействии**

**А.И. Михайлов, А.В. Митин**

СГУ им. Н.Г. Чернышевского

**Аннотация:** в данной работе представлен вариант математической локально-полевой модели, позволяющий исследовать динамику электронных процессов в структуре на основе полуизолирующего GaAs в условиях проявления ганновской неустойчивости и локализованного освещения активной области структуры с учётом зависимости времени жизни подвижных носителей заряда от концентрации неравновесных дырок, генерируемых светом. Сравнительный анализ результатов проведенных численных экспериментов позволил установить ряд особенностей нелинейной динамики пространственного заряда, напряженности электрического поля и тока в исследуемой структуре, обусловленных зависимостью времени жизни от концентрации неравновесных дырок.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, локально-полевая модель, полуизолирующий арсенид галлия, ганновская неустойчивость, локализованное освещение, время жизни носителей заряда

## **1. Введение**

Известно, что время жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике не является постоянной величиной и зависит от различных физических факторов [1,2], таких как концентрация примесных центров с глубокими энергетическими уровнями, глубина их залегания в запрещенной зоне полупроводника, избыточные концентрации электронов и дырок. Поэтому при анализе динамики электронных процессов в полуизолирующем GaAs принципиально учитывать зависимость времени жизни от указанных факторов. Предварительные численные эксперименты, проведенные с использованием локально-полевой математической модели [3,4], учитывающей рекомбинацию по линейному закону (при постоянном времени жизни), позволили установить параметры модели, при которых концентрация неравновесных дырок для различных вариантов локализации освещаемой области во всем диапазоне рабочих напряжений существенно меньше концентрации свободных электронов и является величиной, лимитирующей темп процесса рекомбинации. Поэтому учет зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда от их концентрации в рамках локально-полевой математической модели, осуществлялся посредством введения аппроксимации зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок  $\tau(\Delta p)$  в соответствующие слагаемые, определяющие темпы рекомбинации, в уравнениях непрерывности для электронов и дырок.

## 2. Система уравнений локально-полевой математической модели

Система уравнений одномерной локально-полевой модели [3,4] для структуры  $n^+ - n^- - n - n^+ - GaAs$  после введения аппроксимирующей функции  $\tau(\Delta p)$  в уравнения непрерывности для электронов и дырок приобретает следующий вид:

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E + v_s (E/E_{ap})^4}{1 + (E/E_{ap})^4}, v_p(E) = \frac{\mu_p E}{1 + \mu_p E/v_s} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -v_n(E(x,t)) \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} - n(x,t) \cdot \frac{\partial v_n(E(x,t))}{\partial x} + D_n \cdot \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} + G(x) - \frac{\Delta p(x,t)}{\tau(\Delta p(x,t))}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = v_p(E(x,t)) \cdot \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + p(x,t) \cdot \frac{\partial v_p(E(x,t))}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} + G(x) - \frac{\Delta p(x,t)}{\tau(\Delta p(x,t))}, \quad (3)$$

$$j(t) = \frac{q}{L} \int_0^L \{n(x,t) \cdot v_n(E(x,t)) + p(x,t) \cdot v_p(E(x,t))\} dx + \frac{q}{L} \int_0^L \left\{ D_p \cdot \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} - D_n \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right\} dx + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L} \frac{\partial U(t)}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (n(x,t) - N_D(x) - p(x,t)), \quad (5)$$

$$U(t) = \int_0^L E(x,t) dx, \quad (6)$$

$$\text{Начальные условия: } E(x,0) = \frac{U_0}{L}, n(x,0) = N_D(x), j(0) = 0, p(x,0) = 0. \quad (7)$$

$$\text{Граничные условия: } n(0,t) = N_D(0), n(L,t) = N_D(L),$$

$$E(0,t) = E(L,t) = E_c, \quad p(0,t) = p(L,t) = 0, \quad \int_0^L E(x,t) dx = U_0. \quad (8)$$

Зависимость времени жизни от концентрации неравновесных дырок задавалась аппроксимирующей функцией вида:

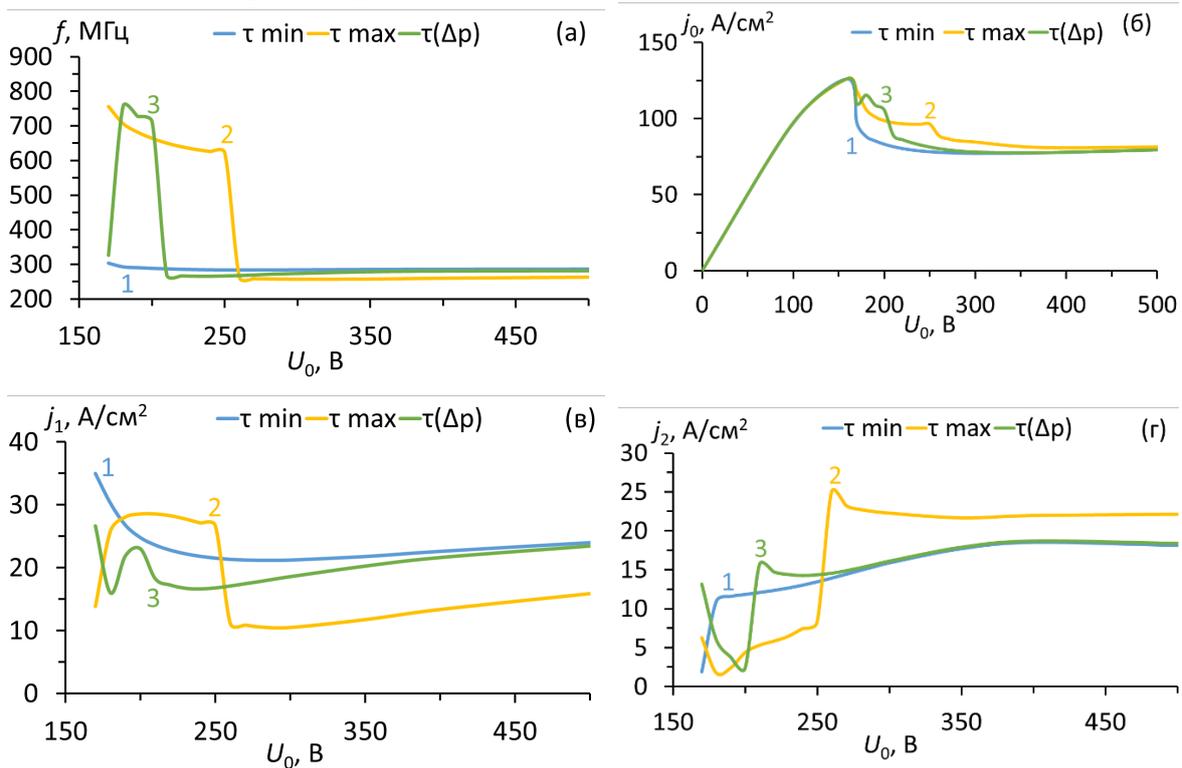
$$\tau(\Delta p) = \tau_{max} - (\tau_{max} - \tau_{min}) \cdot \left( \frac{\left( \frac{\Delta p}{\Delta p_{app}} \right)^2}{1 + \left( \frac{\Delta p}{\Delta p_{app}} \right)^2} \right), \quad (9)$$

где  $\tau_{max}$  – максимальное значение времени жизни,  $\tau_{min}$  – минимальное значение времени жизни,  $\Delta p_{app}$  – значение параметра аппроксимации. Значения  $\tau_{max}$  и  $\tau_{min}$  выбирались на основе известных данных для полуизолирующего GaAs [2]:  $\tau_{max} = 1 \cdot 10^{-8}$  с,  $\tau_{min} = 1 \cdot 10^{-9}$  с. В ходе предварительных численных экспериментов при постоянном значении времени жизни  $\tau_{max}$  было определено максимальное значение концентрации неравновесных дырок  $\Delta p_{max}$ , которое далее использовалось для выбора значения параметра аппроксимации  $\Delta p_{app}$ . Значение  $\Delta p_{app}$  выбиралось таким образом, чтобы на аппроксимирующей зависимости при  $\Delta p \approx \Delta p_{max}$  достигались

значения времени жизни, близкие к  $\tau_{min}$ . Численные эксперименты позволили определить оптимальное значение параметра  $\Delta p_{app} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , которое использовалось в последующих численных экспериментах.

### 3. Результаты математического моделирования

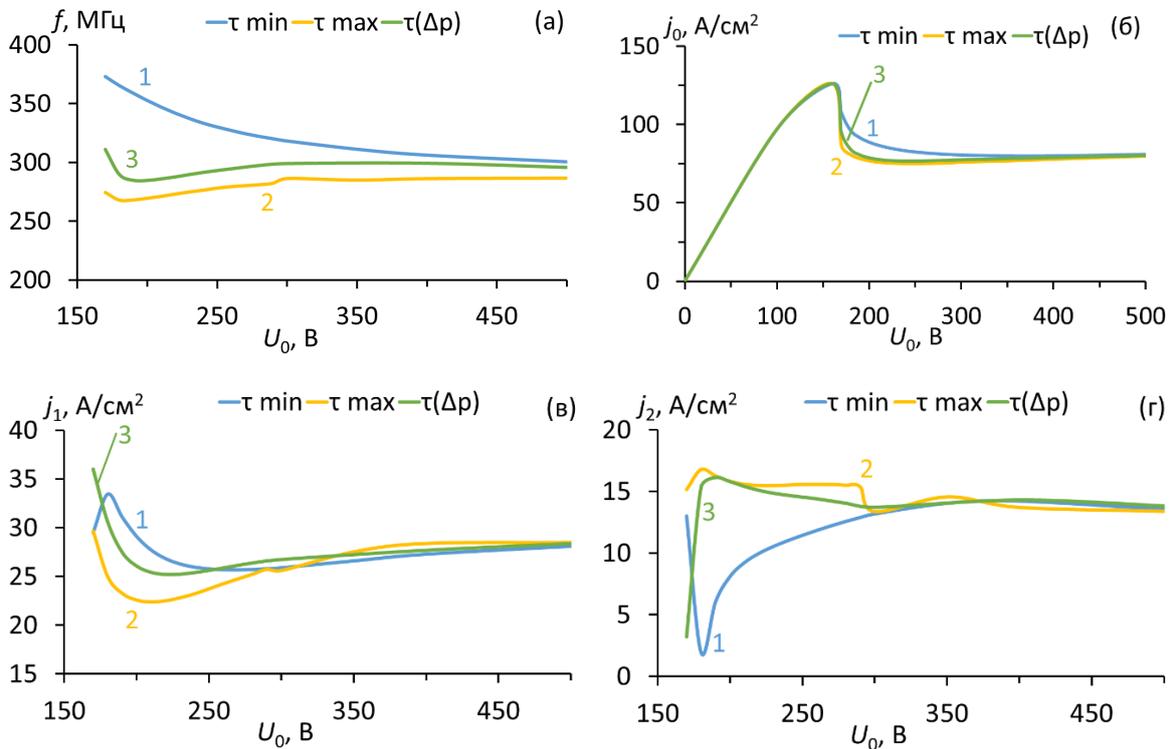
Численные эксперименты проводились для трех вариантов локализации оптического воздействия: вблизи катода, в центральной части активной области структуры и вблизи анода при двух значениях постоянного времени жизни  $\tau_{max}$  и  $\tau_{min}$  и при введенной аппроксимирующей зависимости  $\tau(\Delta p)$ . Длина исследуемой структуры  $L$  составляла 518 мкм. концентрация доноров в ее активной области  $N_d = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Ширина освещаемой области ( $d=98$  мкм), ее локализация ( $x_{max} = 63, 260$  и  $455$  мкм, соответственно) и максимальное значение функции оптической генерации ( $G_{max} = 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) выбирались из физических соображений и определялись характеристическими параметрами процессов, происходящих в структуре. В частности, ширина засвечиваемой области должна соотноситься с размерами формирующегося дипольного домена, а ее граница должна располагаться внутри активной области на некотором расстоянии от  $n^+$ - $n$ -переходов, определяемом диффузионной длиной неравновесных носителей заряда. Шаги по координате ( $h = 0, 14$  мкм) и по времени ( $t_{ш} = 4,6 \cdot 10^{-13}$  с) выбирались из условия обеспечения устойчивости получаемого численного решения и меньше длины дебаевского экранирования и максвелловского времени релаксации, соответственно.



**Рисунок 1.** Зависимости частоты (а), постоянной составляющей (б), амплитуд основной (в) и второй (г) гармоник тока от величины приложенного постоянного напряжения (локализованное освещение центральной части активной области структуры): 1 –  $\tau_{min}$ ; 2 –  $\tau_{max}$ ; 3 –  $\tau(\Delta p)$ .

Анализ результатов проведенных численных экспериментов показал, что влияние зависимости  $\tau(\Delta p)$  на спектральный состав генерируемых колебаний тока оказывается наиболее существенным при условии локализации освещаемой области в

центральной (рисунок 1) или прианодной (рисунок 2) частях исследуемой структуры и имеет выраженный характер в определенном диапазоне рабочих напряжений (170 – 260 В).



**Рисунок 2.** Зависимости частоты (а), постоянной составляющей (б), амплитуд основной (в) и второй (г) гармоник тока от величины приложенного постоянного напряжения (локализованное освещение прианодной части активной области структуры): 1 –  $\tau_{min}$ ; 2 –  $\tau_{max}$ ; 3 –  $\tau(\Delta p)$ .

Анализ динамики пространственного заряда, напряженности электрического поля и плотности полного тока в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры показал, что при учете зависимости  $\tau(\Delta p)$  в указанном диапазоне напряжений наблюдается заметное изменение соотношения скоростей (смещение баланса скоростей) нарастания поля в двух динамических неоднородностях, одновременно формирующихся в различных частях активной области структуры (одного обогащенного слоя в прикатодной части структуры, преобразующегося в процессе движения в домен сильного поля, и второго обогащенного слоя в правой относительно области засветки части активной области структуры).

Численное моделирование позволило установить, что при локализованном освещении структуры вблизи анода влияние на характер динамики электронных процессов при учете зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок оказывают две физические особенности: 1) изменение времени жизни вдоль активной области структуры может приводить к значительным изменениям характеристических длин, определяющих дрейфовое и диффузионное смещение неравновесных носителей заряда из области засветки, а также их концентрации в этой области, что, в свою очередь, приводит к перераспределению электрического поля между этой областью и остальными частями структуры; 2) при сопоставимости времени жизни и характеристических времен, определяющих формирование и прохождение через активную область структуры (и отдельные ее части) динамических неоднородностей (как правило, дипольных доменов), происходит увеличение влияния

рекомбинационных процессов на динамику заряда и тока. Анализ показал, что дрейфовое смещение дырок по направлению к катоду играет определяющую роль в увеличении концентрации неравновесных электронов в этой же части структуры. Поскольку освещаемая область расположена вблизи анода, изменение в широких пределах дрейфового смещения дырок (и соответствующее изменение времени жизни в активной области структуры) может приводить к максимальным изменениям в характере распределения пространственного заряда и поля в активной области структуры (от узкой прианодной области при малых временах жизни до практически полной длины активной области при больших), а также значительным изменениям характерных размеров областей структуры, в которых происходит взаимодействие динамической неоднородности с неравновесными носителями посредством рекомбинационных процессов, по сравнению с другими вариантами локализации засветки.

#### 4. Заключение

Обнаруженные особенности в динамике электронных процессов и существенные изменения спектра тока, наблюдаемые в высокоомной структуре  $n^+ - n^- - n - n^+ - GaAs$  при учете зависимости времени жизни носителей заряда от концентрации неравновесных дырок в условиях локализованного оптического воздействия, представляются перспективными для создания и совершенствования устройств функциональной электроники, поскольку позволяют эффективно и избирательно управлять спектром генерируемых колебаний тока.

#### Список литературы

1. Ауг И., Генцов Д., Герман К. Фотозлектрические явления. – М.: Мир, 1980.
2. Das B. et al. What is a deep defect? Combining Shockley-Read-Hall statistics with multiphonon recombination theory // Phys. Rev. Materials. – 2020. – № 4. – P. 024602.
3. Михайлов А.И., Митин А.В. Анализ нелинейной динамики тока в длинных высокоомных образцах n-GaAs в условиях локальной засветки. Часть 1 // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2007. – Т. 10. – № 2. – С. 49-56.
4. Михайлов А.И., Митин А.В. Анализ нелинейной динамики тока в длинных высокоомных образцах n-GaAs в условиях локальной засветки. Часть 2. Результаты моделирования // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – Т. 13. – № 1. – С. 73-81.