

## ФОТОТОК В ВАРИЗОННОЙ СТРУКТУРЕ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Кужир П. Г., Малышев С. А., Рыжков М. П., Трофименко Е. Е.

Проведено теоретическое исследование процессов релаксации фототока в варизонной  $p$ - $n$ -структуре при возбуждении ее с широкозонной стороны несколькими оптическими импульсами. Показано, что зависимость максимального значения фототока от энергии квантов возбуждающих оптических импульсов имеет немонотонный характер, обусловленный суперпозицией потоков неравновесных фотоносителей. Определено условие, выполнение которого необходимо для раздельной регистрации импульсов фототока при освещении варизонной  $p$ - $n$ -структуры оптическими импульсами, различающихся энергией квантов.

Фотоэлектрические характеристики варизонных структур в условиях стационарного оптического возбуждения рассматривались в работах [1-4]. Анализ фототока в подобных структурах при их возбуждении оптическими импульсами с бесконечно малыми характеристическими временами [5] позволил изучить влияние величины градиента ширины запрещенной зоны на время релаксации импульса фототока.

В настоящей работе проведено исследование релаксации фототока в варизонной структуре при возбуждении ее с широкозонной стороны несколькими оптическими импульсами.

Полагалось, что ширина запрещенной зоны структуры линейно уменьшается от освещаемой поверхности к  $p$ - $n$ -переходу (рис. 1). Для определения спектральной и временной зависимости фототока решалось нестационарное уравнение непрерывности при условии низкого уровня возбуждения со следующими граничными и начальными условиями:

$$\frac{\partial \Delta n(0, t)}{\partial z} = \left( \frac{\nabla E_p}{kT} + \frac{S_0}{D_n} \right) \Delta n(0, t), \quad \Delta n(l, t) = 0, \quad (1)$$

$$\Delta n(z, 0) = 0, \quad (2)$$

где  $l$  — толщина квазинейтральной  $p$ -области.

Функция генерации фотоносителей была выбрана в следующем виде:

$$g(z, t) = \sum_i \eta_i I_{0i} \tau_n \delta(t) \delta(z - z_i), \quad (3)$$

где  $i$  — порядковый номер оптического импульса,  $I_{0i}$  — плотность потока энергии в  $i$ -м импульсе,  $\eta_i$  — величина внутренней квантовой эффективности,  $z_i$  — координата области генерации фотоносителей.

Нестационарное уравнение непрерывности с учетом вида функции генерации (3) с граничными и начальными условиями (1) и (2) решалось операторным методом с использованием функции Грина. Переход от операторного выражения  $\bar{G}(z, z', p)$  к оригиналу  $G(z, z', t)$  проводился с использованием разложения функции  $\bar{G}(z, z', p)$  в ряд в виде бесконечно убывающей геометрической прогрессии и дальнейшего выполнения обратного преобразования Лапласа. В результате для фототока было получено выражение

$$i(\lambda_i; t_n) = q \sum_i \eta_i I_{0i} \exp \left[ - \left( 1 + \frac{a^2}{4} \right) t_n + a \xi (1 - z_i) \right] \times \\ \times \left\{ - \frac{\xi (1 - z_i)}{\sqrt{\pi t_n^3}} \exp \left[ - \xi^2 \frac{(1 - z_i)^2}{t_n} \right] + \frac{\xi}{\sqrt{\pi t_n}} \left( 2x - \frac{1 + z_i}{t_n} \right) \exp \left[ - \xi^2 \frac{(1 + z_i)^2}{t_n} \right] - \right. \\ \left. - 2x^2 \xi^2 \exp [2x \xi^2 (1 + z_i) + x^2 \xi^2 t_n] \operatorname{erfc} \left[ \xi \frac{1 + z_i}{\sqrt{t_n}} + x \xi \sqrt{t_n} \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $L_n$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда,

$$a = \frac{|\nabla E_g|}{kT} L_n, \quad \xi = \frac{l}{2L_n}, \quad x = \frac{L_n}{\xi} \left( \frac{\nabla E_g}{kT} + \frac{S_0}{D_n} \right), \quad t_n = \frac{t}{\tau_n}, \quad z_i = \frac{E_{g0} - (hc/\lambda_i)}{\nabla E_g l},$$

$\nabla E_g$  — градиент ширины запрещенной зоны,  $S_0$ ,  $\tau_n$ ,  $D_n$  — скорость поверхностной рекомбинации, время жизни и коэффициент диффузии неосновных носителей заряда.

Промежуточная формула, описывающая концентрацию неравновесных носителей в предельном случае  $l \rightarrow \infty$ , совпадает с результатами работы [6].

Рассмотрим результаты численного расчета, проведенного для двух образцов, имеющих одинаковые времена жизни и коэффициент диффузии неосновных носителей заряда:  $\tau_n = 10^{-8}$  с,  $D_n = 1$  см<sup>2</sup>/с.

Неравновесные носители заряда, которые возбуждаются в  $p$ - $n$ -структуре в результате поглощения излучения с длиной волны  $\lambda_i$  в области  $z_i$ , начинают двигаться как в сторону  $p$ - $n$ -перехода, так и в сторону освещаемой поверх-

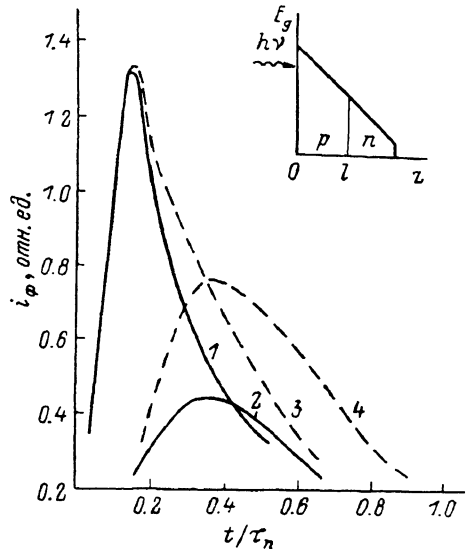


Рис. 1. Варизонная  $p$ - $n$ -структура (см. вставку) и временные зависимости амплитуды прямого (1), отраженного (2) и суммарных импульсов фототока (3, 4) при  $z_i = 0.25$ .

$l$ , мкм: 1—3 — 2.2, 4 — 2.4.  $|\nabla E_g|$ , эВ/см: 1—3 — 100, 4 — 500.

ности. Первое слагаемое в выражении (4) описывает вклад в импульс фототока той части неосновных носителей заряда, которые после возбуждения двигаются к  $p$ - $n$ -переходу («прямой» импульс; рис. 1, кривая 1). Второе и третье слагаемые описывают импульс фототока, обусловленный фотоносителями, диффундирующими к освещаемой поверхности. Вклад указанных фотоносителей в общий ток определяется их отражением от поверхности, а также действием тянущего электрического поля в квазинейтральной  $p$ -области, стягивающего их к  $p$ - $n$ -переходу (рис. 1, кривая 2). Сумма прямого и отраженного импульсов определяет форму и амплитуду результирующего импульса фототока (рис. 1, кривая 3).

В предельном случае при бесконечно малой скорости поверхностной рекомбинации и поглощении оптического возбуждающего импульса вблизи поверхности суммарный импульс фототока может состоять из двух максимумов, соответствующих прямому и отраженному импульсам, разделенных провалом.

В другом предельном случае, когда  $S_0 \rightarrow \infty$ , величина отраженного импульса фототока может равняться нулю, если возбуждающий импульс поглощается на поверхности ( $z_i = 0$ ). Если область генерации фотоносителей расположена в объеме полупроводника ( $z_i \neq 0$ ), амплитуда отраженного импульса достаточно мала и не влияет на форму суммарного импульса фототока. В силу того что внутреннее тянущее поле варизонной структуры стягивает к  $p$ - $n$ -переходу часть носителей,двигающихся к поверхности, амплитуда отражен-

ного импульса не равна нулю. Для рассмотренных  $p-n$ -структур результирующий фототок представлял собой моноимпульс тока (рис. 1, кривые 3, 4).

Как оказалось, максимальная величина фототока не является монотонной функцией координаты области  $z_i$ , в которой происходит поглощение импульса света. При небольших значениях  $z_i$ , т. е. вблизи поверхности, значение  $i_{\max}$  первоначально уменьшается, а затем с ростом  $z_i$  начинает монотонно возрастать, стремясь к максимуму при  $z_i=1$ . Наличие минимума у функции  $i_{\max}(z_i)$  при малых  $z_i$ , когда вклады в величину фототока прямого и отраженного импульсов сравнимы, объясняется тем, что в этом случае возрастание величины прямого импульса с ростом  $z_i$  меньше, чем соответствующее уменьшение величины отраженного импульса (рис. 2).

Как показывает анализ выражения (4), передний фронт импульса фототока, а также его максимальная величина определяются прежде всего величиной

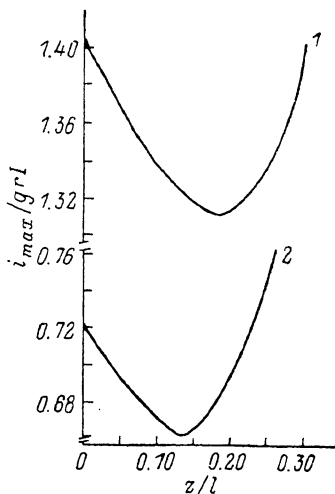


Рис. 2. Теоретическая зависимость максимальной амплитуды импульсов фототока от координаты области поглощения импульса излучения для различных параметров варизонной структуры.

$l$ , мкм: 1 — 1.2, 2 — 2.4.  $|\nabla E_g|$ , эВ/см: 1 — 100, 2 — 500.

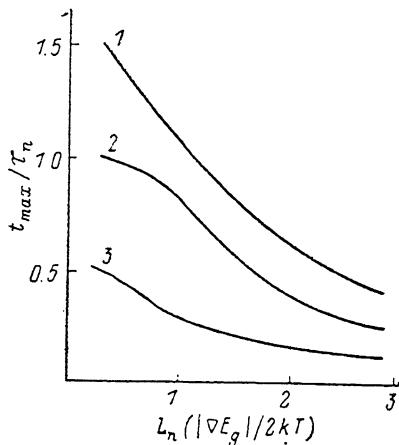


Рис. 3. Зависимость времени задержки импульсов фототока от параметров  $p-n$ -структуры.

$\tau_n$  — время жизни неосновных носителей заряда,  $m = (\hbar\nu - E_g)/L_n |\nabla E_g|$ .  $m$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3.

$(1-z_i)L_n^{-1}$ , вследствие чего по мере уменьшения длины волны возбуждающего излучения длительность переднего фронта импульса возрастает. Длительность заднего фронта определяется в основном параметром  $a = (|\nabla E_g|/kT) L_n$  и при  $t/\tau_n + 1$  практически не зависит от длины волны излучения. Время задержки импульсов фототока определяется значениями  $L_n (|\nabla E_g|/2kT)$ , длиной волны оптического сигнала и временем жизни неосновных носителей заряда (рис. 3).

Анализ выражения (4) показал также, что разделение импульсов фототока при освещении плавной  $p-n$ -структуры оптическими импульсами с различными длинами волн достигается при выполнении следующего условия:

$$\Delta h\nu > 2 \ln K |\nabla E_g| L_n \left[ 1 + \left( L_n \frac{|\nabla E_g|}{2kT} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $K$  — число, определяющее отношение амплитуды сигнала, при которой происходит перекрытие импульсов, к максимальному значению фототока.

Выражение (5) дает возможность экспериментальным путем определить величину диффузионной длины неосновных носителей заряда при известном градиенте ширины запрещенной зоны в исследуемой варизонной  $p-n$ -структуре.

Кроме того, измерение временных характеристик процесса релаксации фототока позволяет определить дрейфовую скорость пакета неосновных носителей заряда в любой части квазинейтральной области [7], причем точность опреде-

ления указанной скорости будет зависеть от параметров зондирующего импульса.

Приведенные результаты получены для идеального случая возбуждения структуры оптическим сигналом, описываемым  $\delta$ -функциями от времени и координаты. Для реальных значений параметров возбуждающих импульсов на форму и амплитуду импульса фототока могут оказывать влияние конечные размеры области генерации. В случае, когда ее размеры существенно меньше, чем толщина  $p$ -слоя, этим влиянием можно пренебречь. Это условие начинает выполняться для варизонных структур с величиной градиента ширины запрещенной зоны более 300 эВ/см. Отметим также, что использование аппроксимации временной зависимости возбуждающих импульсов  $\delta$ -функцией не приводит к искажению результатов при значениях длительностей импульсов, много меньших времени жизни генерированных светом носителей заряда.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Царенков Г. В. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 253—262.
- [2] Вуль А. Я., Петросян С. Г., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1976, т. 10, в. 4, с. 673—676.
- [3] Hutchby J. A., Fudurich R. L. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 7, p. 3152—3158.
- [4] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Корольков В. И., Конников С. Г., Табаров Г. С., Таджибаев Ф. М. — ФТП, 1978, т. 12, в. 2, с. 285—292.
- [5] Малышев С. А., Авдей В. Н. — В кн.: Тез. докл. Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Ашхабад, 1978.
- [6] Петросян С. Г. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 89—92.
- [7] Осинский В. М., Малышев С. А., Приходько И. И., Рыжиков М. П. — ЖПС, 1980, т. 33, в. 4, с. 748—750.

Институт электроники  
Белорусский политехнический институт  
АН БССР  
Минск

Получена 15.01.1987  
Принята к печати 21.07.1987