

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В ВАРИЗОННОЙ $m-p-n$ -СТРУКТУРЕ

I. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Резников Б. И., Царенков Г. В.

Изучена эволюция пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) в варизонной $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов $\geq E_g^{\max}$. Рекомбинацией носителей и их захватом на ловушки пренебрегалось.

Математическая модель сведена к описанию нестационарного переноса ННЗ в квазинейтральной толще с подвижными границами. Потoki на них определяются из квазистационарных решений в слоях объемного заряда и зависят от граничных концентраций и их производных по времени.

Процесс релаксации состоит из четырех стадий: 1) разделения носителей в слоях объемного заряда, 2) диффузионной накачки переднего слоя носителями из p -толщи, 3) дрейфа и диффузии ННЗ при слабом влиянии границ p -толщи, 4) ухода носителей в $p-n$ -переход.

Длительность стадий, форма импульса и изменение полного числа носителей в p -толще сильно зависят от уровня возбуждения h . При $h \leq 1$ граничная концентрация $\ll h$, вблизи освещаемой поверхности сохраняются градиенты концентраций, вызванные разделением ННЗ, и значительная часть их уходит в слой объемного заряда у освещаемой поверхности.

При $h \sim 1$ граничная концентрация порядка h и быстро растет. Диффузия за времена, много меньшие пролетного, размывает скачок концентраций, и накачка сменяется подпиткой p -толщи носителями из слоя объемного заряда. Для рассмотренного случая разомкнутой цепи за пролетное время носители накапливаются у $p-n$ -перехода и полное их число в p -толще меняется незначительно. Отмеченные стадии эволюции проявляются в немонотонной зависимости от времени разности потенциалов и толщины слоя объемного заряда у освещаемой поверхности.

Введение. Нестационарный фотоэффект в варизонной $p-n$ -структуре изучался теоретически в работе [1], где при низком уровне возбуждения и в приближении плоских зон у освещаемой поверхности рассматривалось возбуждение полупроводника импульсами света, δ -образными во времени и пространстве.

Фундаментальной задачей определения отклика структуры на воздействие света является задача о распространении импульса неравновесных носителей заряда (ННЗ) в варизонном полупроводнике. Эта задача теоретически [2, 3] и экспериментально [4] решалась для низкого уровня возбуждения. В [5] выведены выражения для потоков и проведено рассмотрение для произвольных уровней возбуждения в безграничном варизонном полупроводнике.

Цель настоящей работы — изучение переноса ННЗ при произвольных уровнях возбуждения в структуре, модель которой близка к реальной. Характерная особенность — наличие слоев объемного заряда вблизи границ варизонной части образца, которые обмениваются носителями с квазинейтральной толщей.

1. Постановка задачи

Рассмотрим задачу о переносе ННЗ после импульсного (мгновенного) освещения монохроматическим светом со стороны широкозонной поверхности образца при энергии фотонов $h\nu \geq E_g^{\max}$. Структура есть однородно легированный варизонный полупроводник p -типа шириной d с линейно уменьшающейся

вглубь шириной запрещенной зоны. При $x > d$ расположена подложка однородного полупроводника n -типа. На широкозонную поверхность $x=0$ нанесено полупрозрачное металлическое покрытие (рис. 1). Закрепление уровня Ферми в определенном месте ширины запрещенной зоны на контакте с металлом [6] приводит к загибу зон, соответствующему отрицательному объемному заряду.

Основные уравнения, определяющие эволюцию пространственного распределения НЗ, — уравнения непрерывности для электронов и дырок, где пренебрегается рекомбинацией из-за малых характерных времен, и уравнение Пуассона. Акцепторы плотностью N_A полностью ионизованы. Электронное сродство θ и ширина запрещенной зоны E_g — заданные линейные функции x . Подвиж-

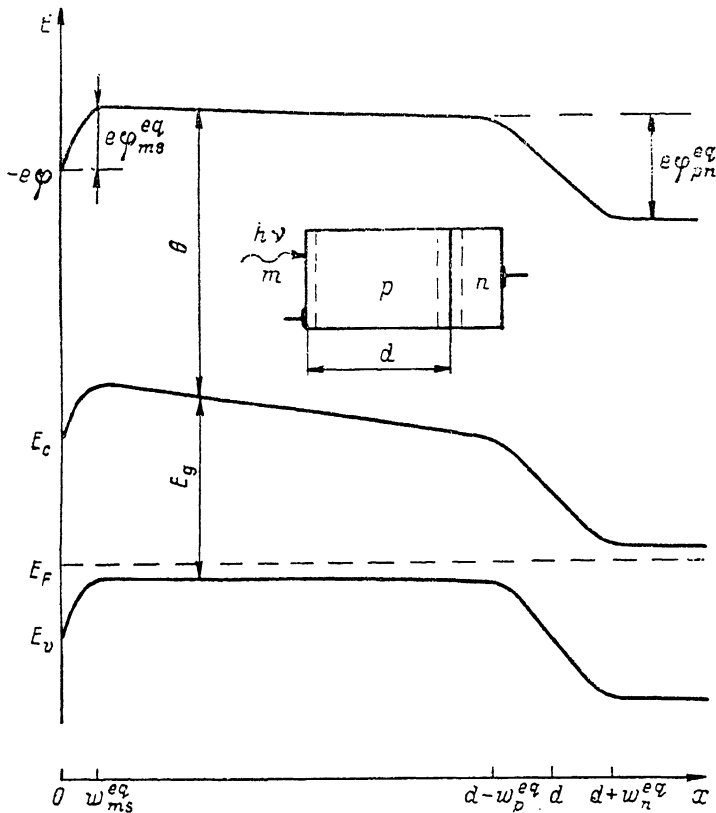


Рис. 1. Энергетическая диаграмма в равновесии и схема (см. вставку) $m-p-n$ -структуры.

E_g — ширина запрещенной зоны, θ — электронное сродство, φ_{ms}^{eq} , φ_{pn}^{eq} — высота барьеров, w_{ms}^{eq} , w_p^{eq} , w_n^{eq} — ширина слоев объемного заряда.

ности не зависят от электрического поля и состава, а потоки запишываются в предположении постоянства эффективных масс.

Граничные условия определены физикой процессов на поверхности. Если носители не уходят в пространство $x < 0$ и не захватываются на примесные уровни на поверхности (характерные времена захвата велики), то в рассматриваемом нами случае разомкнутой цепи потоки электронов и дырок при $x=0$ равны нулю: $q_p(0) = q_n(0) = 0$. При этом неравновесная составляющая электрического поля на поверхности также равна нулю. На правой границе структуры должны задаваться потоки носителей.

В p -толще вместо уравнения Пуассона будем пользоваться условием квазинейтральности (равенство концентраций неравновесных электронов и дырок $n' = p'$) и равенством потоков электронов и дырок $q_n = q_p$. Из этих условий, следуя [5], определяем неравновесную составляющую электрического поля и поток. Для определения переноса требуется решить одно уравнение непрерывности [5]

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + \frac{\partial q_n}{\partial x} = 0, \quad q_n = v(n')n' - D(n')\frac{\partial n'}{\partial x}. \quad (1)$$

На границах толщ выполняются условия непрерывности концентраций и потоков носителей:

$$\text{при } x = w_{ms}(n'_1) \quad v(n'_1)n'_1 - D(n'_1)\frac{\partial n'}{\partial x} = q_n(w_{ms}(n'_1)), \quad (2)$$

$$\text{при } x = d - w_p(n'_2) \quad v(n'_2)n'_2 - D(n'_2)\frac{\partial n'}{\partial x} = q_n(d - w_p(n'_2)).$$

В (2) протяженность слоев объемного заряда w_{ms} , w_p и потоки носителей $q_n(w_{ms})$, $q_n(d - w_p)$ должны быть определены как функции граничных концентраций из решений в слоях объемного заряда.

Выведем условия для потоков q_n при $x = w_{ms}$ и $x = d - w_p$. Интегрируя уравнение непрерывности для дырок по ширине слоев объемных зарядов, получим с учетом $q_p(0) = q_p(d + w_n) = 0$

$$q_n(w_{ms}) = q_p(w_{ms}) = p(w_{ms})\dot{w}_{ms} - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{w_{ms}} p dx, \quad (3)$$

$$q_n(d - w_p) = -p(d - w_p)\dot{w}_p + \frac{\partial}{\partial t} \int_{d - w_p}^{d + w_n} p dx - p(d + w_n)\dot{w}_n. \quad (4)$$

Поток ННЗ зависит от скорости движения границы и изменения полного количества дырок в слое. При малых и средних уровнях возбуждения первый член в (3) является главным. Поскольку $w_{ms} = w_{ms}(n')$, поток на границе связан с производной граничной концентрации по времени.

Эволюция импульса ННЗ в квазинейтральной толще приводит к изменению со временем граничных концентраций, толщин слоев объемного заряда и, следовательно, границ квазинейтральной области.

Введем подвижную систему координат, отображающую отрезок переменной длины $w_{ms} \leq x \leq d - w_p$ на единичный промежуток,

$$t_1 = t, \quad \xi = \frac{x - w_{ms}}{d - w_{ms} - w_p}. \quad (5)$$

Введем также характерные масштабы расстояния и времени d , $t_* = d/v_n$ ($t = t_* T$), диффузионный параметр $\delta = D_n/v_n d = kT/\Delta E_p$, относительную дебаевскую длину $\kappa = L_d/d$, относительную концентрацию $N = n'/N_d$, безразмерные скорости дрейфа $V = v/v_n$, коэффициент диффузии $\mathcal{D} = D/D_n$ [5], а также безразмерную ширину слоя объемного заряда $\tilde{W} = w/L_d$. После дополнительного преобразования координат X (ξ), допускающего сгущение узлов расчетной сетки вблизи границ области, и введения приведенной концентрации $N = h\tilde{N}$ (h — уровень возбуждения) уравнение переноса (1) примет вид

$$w \frac{\partial \tilde{N}}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial \mathcal{D}}{w} \frac{\partial \tilde{N}}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial X} (\tilde{N} \tilde{V}) + \frac{\tilde{N}_x (\tilde{W}_{ms} + \tilde{W}_p)}{X'_\xi}, \quad (6)$$

где

$$w = (1 - \kappa(W_{ms} + W_p))/X'_\xi, \quad \tilde{V} = -V + \kappa(\tilde{W}_{ms} - \xi(\tilde{W}_{ms} + \tilde{W}_p)), \quad (7)$$

$$V = \frac{1 + h\tilde{N}}{1 + (b + 1)h\tilde{N}}, \quad \mathcal{D} = \frac{1 + 2h\tilde{N}}{1 + (b + 1)h\tilde{N}}, \quad b = \frac{\mu_n}{\mu_p}.$$

Граничные условия (2) запишутся в виде

$$\alpha_0 \tilde{N}(0) + \alpha_1 \left(\frac{\partial \tilde{N}}{\partial X} \right)_0 = \dot{N}(0), \quad \beta_0 \tilde{N}(1) + \beta_1 \left(\frac{\partial \tilde{N}}{\partial X} \right)_1 = \dot{N}(1), \quad (8)$$

где α_0 , α_1 , β_0 , β_1 — функции граничных концентраций, полученные из определений потока (1) и правых частей (3), (4), для вычисления которых необходимо знание решений в слоях объемного заряда.

Время разделения ННЗ t_r внутри слоя объемного заряда пренебрежимо мало по сравнению с пролетным временем t_* , являющимся характерным временем процессов в p -толще. Для типичных значений параметров отношение $t_r/t_* \ll \ll 10^{-3}$. Это позволяет считать, что, за исключением времен $T < t_r/t_*$, перенос в слое объемного заряда квазистационарен ($\partial q_n/\partial x = \partial q_p/\partial x \approx 0$) и распределение концентрации является бoльцмановским. Последнее позволяет из решения уравнения Пуассона определить потенциал как функцию координаты и установить аналитическую связь между граничными концентрациями и шириной слоев объемного заряда через разность потенциалов на слоях и вычислить потоки в слои объемных зарядов как функции граничной концентрации и ее производной по времени.

Начальное распределение ННЗ при $h\nu \geq E_g^{\max}$ (для коэффициента поглощения α_0) имеет вид

$$\bar{N} = \frac{n(x, 0)}{N_A h} = e^{-\alpha_0 x}, \quad h = \frac{I_i t_i \alpha_0}{N_A}, \quad (9)$$

где уровень возбуждения h выражен через плотность потока фотонов I_i , вошедших в образец, и длительность импульса t_i .

Из-за разделения зарядов внутри областей объемного заряда после освещения и интенсивной диффузии электронов из прилегающего слоя шириной $L \sim \sqrt{D_n t_r}$ распределение (9) в узком слое у границы искажается. В остальной части p -толщи смещение начального распределения из-за дрейфа и диффузии ничтожно. Ширина слоя объемного заряда после релаксации за время t_r находилась из условия сохранения полного числа ННЗ в области $0 \leq x \leq w_{ms} + L$ и имела вид

$$W_{ms}(\Phi_{ms}) = W_{ms}^{eq} (1 + 1.5h)^{-1}. \quad (10)$$

Граничная концентрация $\bar{N}(0, t_r)$ определялась по значению барьера Φ_{ms} , связанного с W_{ms} модифицированным соотношением Шоттки. На правой границе p -толщи $x=d-w_p$ из-за малых концентраций ННЗ при освещении, концентрация при $t=t_r$ полагалась равной нулю. В промежутках $w_{ms} \leq x \leq \leq w_{ms} + L$, $d-w_p - L \leq x \leq d-w_p$ при $t=t_r$ распределение $\bar{N}(x)$ задавалось интерполяционными выражениями, а в остальной части p -толщи использовалось (9).

Краевая задача (6)–(9) интегрировалась по шеститочечной неявной схеме второго порядка точности по времени и координате. Вблизи границ области сгущение сетки обеспечивало уменьшение расстояния между узлами по ξ на порядок. Точность вычислений контролировалась расчетами с более мелкими шагами по пространству и времени, а также определением полного числа носителей независимым способом.

2. Результаты и их обсуждение

Задача о распространении импульса в варизонной $m-p-n$ -структуре зависит от 11 параметров: 9 первых зависит от свойств материала и характеристик структуры ($d, \Delta E_g, N_A, \nu_n, \nu_p, \alpha_0, \varphi_{ms}^{eq}, \varphi_{pn}^{eq}, N_D$), 2 оставшихся характеризуют условия эксперимента (h, T). Перечисленные 11 параметров дают 8 безразмерных величин: $\delta = kT/\Delta E_g$ — диффузионный параметр, $\Phi_{ms}^{eq}, \Phi_{pn}^{eq}$ — высоты потенциальных барьеров (в единицах kT/e) у поверхности и на $p-n$ -переходе в равновесии, $\bar{K} = N_D/N_A$ — параметр асимметрии $p-n$ -перехода, $\tau_p = \alpha_0 d$ — оптическая толщина образца, $\kappa = L_p/d$. Главной характеристикой эксперимента является уровень возбуждения h . При $I_i = 10^{17} \div 10^{24} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{с}$, $t_i = 10^{-11} \div 10^{-12} \text{ с}$, $\alpha_0 = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеем $h = 10^{-8} \div 1$. Параметр h определяет значение потенциала $\Phi_{ms}(t_r) \equiv \Phi_0$ на поверхности $x=0$ через изменение ширины слоя объемного заряда после релаксации (10), и вместо h можно использовать параметр Φ_0 .

При численном исследовании задавались следующие значения: $\delta = 0.1$, $b = 10$, $\Phi_{ms}^{eq} = 20$ ($\varphi_{ms}^{eq} = 0.5 \text{ эВ}$, $kT = 1/40 \text{ эВ}$), $\Phi_{pn}^{eq} = 49.27$ ($n_i = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}$),

$K=1$, $\tau_v=10$, $\kappa=1.4 \cdot 10^{-3}$. Параметр h варьировался в пределах $10^{-4} \div 1$ ($\Phi_0=19.99 \div 4$).

На рис. 2 представлена релаксация распределений концентрации $\bar{N}=N/h$ в слое толщиной примерно $6W_{ms}^{eq}$ вблизи освещаемой поверхности. Распределение ННЗ за малые времена претерпевает существенные изменения. Это происходит из-за большого градиента концентраций ННЗ, который остается после разделения носителей в поле объемного заряда. При $h \sim 1$ начальная концентрация при $\xi=0$ порядка максимальной, заметно растет, и устанавливается почти равномерный профиль ННЗ. При $h \sim 0.1$ и меньших значениях она, несмотря на рост, остается практически равной нулю. Диффузия не может устранить скачок в начальном распределении, градиенты концентраций и поток вблизи границы сохраняют большие значения, длительное время имеет место интенсивная

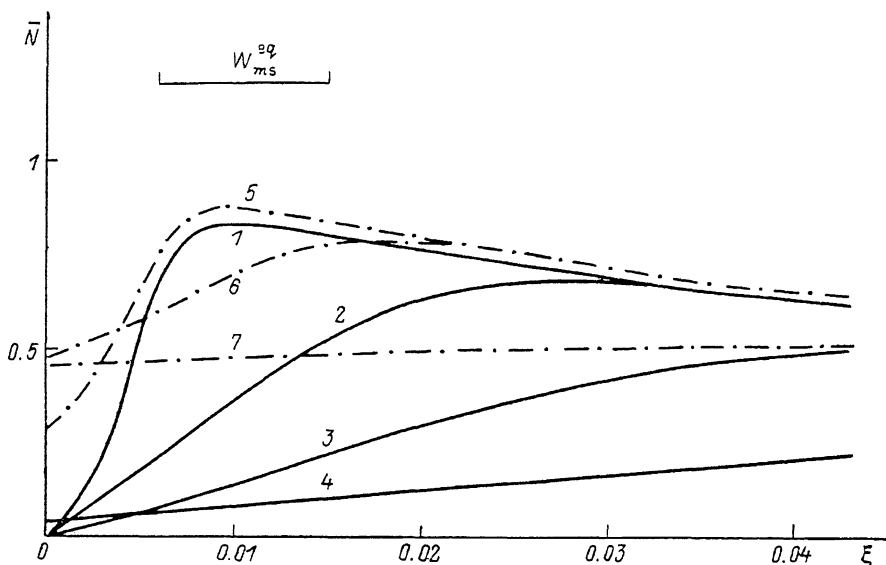


Рис. 2. Релаксация распределения ННЗ вблизи слоя объемного заряда у освещаемой поверхности при малых временах.

$\Phi_0=15$ ($h=0.1$); T : 1 — 0, 2 — 0.001, 3 — 0.005, 4 — 0.02. $\Phi_0=4$ ($h=1$); T : 5 — 0, 6 — 0.001, 7 — 0.05.

накачка слоя объемного заряда носителями из ближайшей окрестности p -толщи. Наоборот, при значительных $h \sim 1$ диффузия быстро размывает скачок и стадия интенсивной накачки укорачивается. Отмеченные особенности имеют место из-за чрезвычайно резкой зависимости $\bar{N}(0)$ от Φ_{ms} ($\bar{N}(0) \sim e^{-\Phi_{ms}}$), определяющей сохранение ничтожно малого значения $\bar{N}(0) \ll 1$ в течение значительного времени при не слишком больших $h \leq 0.1$.

Эволюция профиля ННЗ существенно зависит от уровня возбуждения, который определяет скорость движения максимума, скорость уменьшения его амплитуды и влияние условий на границах через $\bar{N}(0)$ и $\bar{N}(1)$.

При малых h , когда концентрация на правой границе близка к нулю, характер эволюции напоминает дрейф импульса в безграничном пространстве, но с той разницей, что форма импульса определена нулевыми граничными условиями (рис. 3, а). В результате импульс наплывает на правую границу, условия на левой границе перестают быть существенными, передний фронт делается более крутым, задний — более пологим.

В случае $h \sim 1$ (рис. 3, б) эволюция импульса определена в основном скоростью дрейфа максимума, пока концентрация на правой границе не начинает расти. Распределение ННЗ постепенно смещается вправо и растягивается. Затем, проходя через промежуточные конфигурации 4, 5 с двумя экстремумами, оно преобразуется к виду 6. Этот результат свидетельствует о том, что при отсутствии рекомбинации и оттока ННЗ в n -область носители будут накапливаться у p - n -перехода.

На рис. 4 представлена зависимость от времени полного количества носителей в квазинейтральной p -области. При значительных уровнях возбуждения величина $J(T)$ меняется слабо. Качественно ход кривых определяется накачкой слоя объемного заряда у границы металл—полупроводник, которая затем сме-

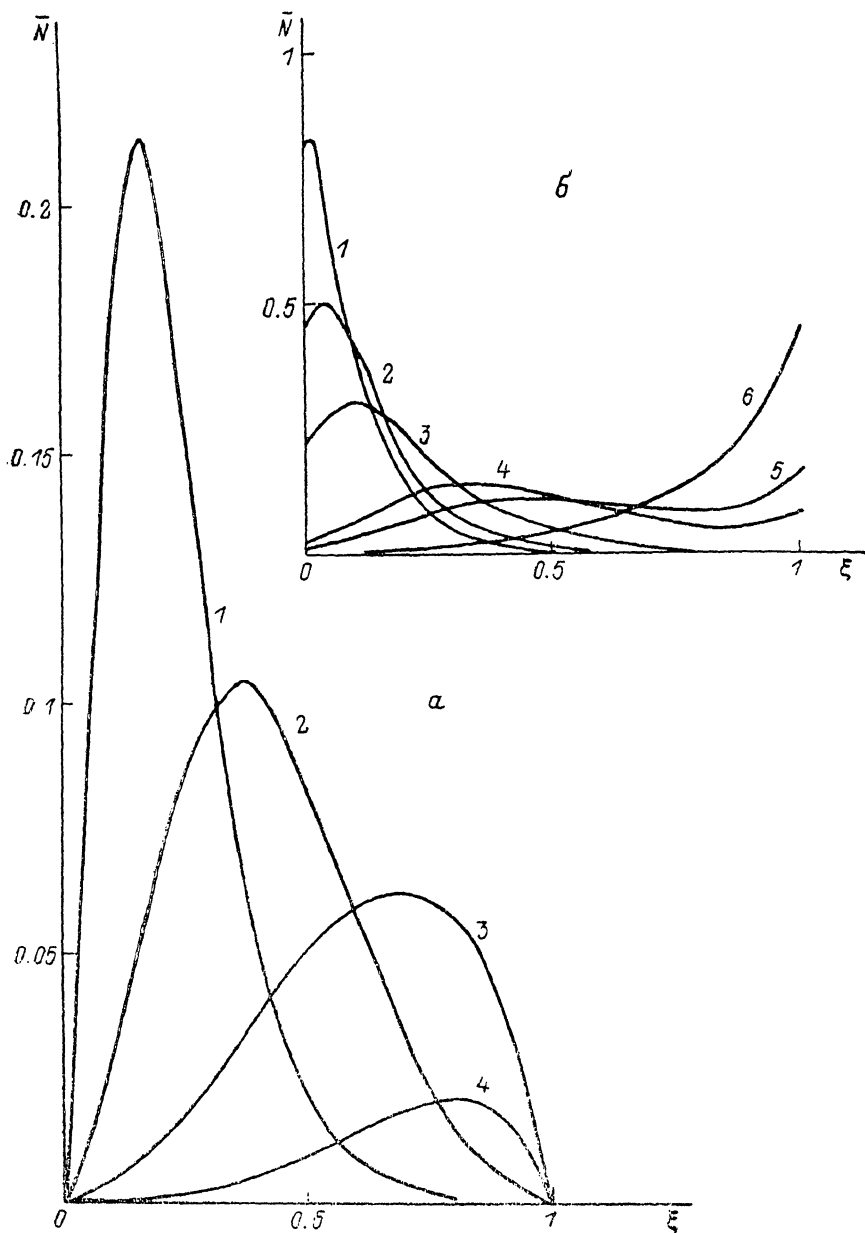


Рис. 3. Эволюция распределения ННЗ в квазинейтральной толще.

а) $h=0.02$ ($\Phi_0=19$); T : 1 — 0.05, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1. б) $h=1$ ($\Phi_0=4$); T : 1 — 0, 2 — 0.05, 3 — 0.2, 4 — 0.75, 5 — 1, 6 — 1.7.

няется подпиткой p -толщи носителями из слоя объемного заряда и их уходом в слой объемного заряда p - n -перехода. При малых уровнях возбуждения (кривые 6, 7) подпитка носителями p -толщи уже не компенсирует их уход в слой объемного заряда p - n -перехода, зависимость $J(T)$ монотонно убывающая.

Выход $J(T)$ на асимптоту при $T \sim 1$ и больших h объясняется возникновением диффузионного потока ННЗ на границе $\xi=1$, направленного от p - n -пере-

хода (рис. 3, б, кривые 4—6), в результате чего поток ННЗ стремится к нулю, и носители не исчезают из p -толщи.

Отметим также, что при $\Phi_0=19$ ($h \sim 0.02$) количество ННЗ в p -толще за время $T=1$ уменьшается на порядок.

При $h \leq 10^{-3}$ ($\Phi_0 \geq 19.9$) величина $J(T)$ практически не зависит от h , из-за того что пропадает зависимость от h функций V и \mathcal{D} [5], а на границах концентрации с большой точностью равна нулю.

Зависимости $\Phi_{ms}(T)$ и $W_{ms}(T)$ также немонотонны. На рис. 5 для двух значений h приведены зависимости от времени ширины слоев объемного заряда. Уменьшение W_{ms} соответствует накачке носителями слоя объемного заряда при малых временах, которая более интенсивна при $h \sim 0.1$. Заметное умень-

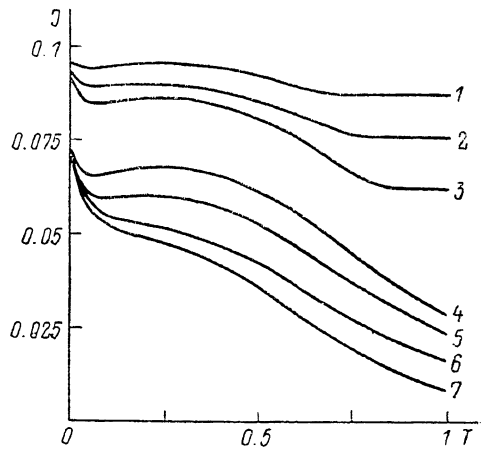


Рис. 4. Зависимость полного количества носителей в p -толще от времени при различных уровнях возбуждения.

Φ_0 : 1 — 4, 2 — 7, 3 — 10, 4 — 15, 5 — 16, 6 — 17, 7 — 19.

шение $W_p(T)$ можно трактовать как «приход» импульса на границу p - n -перехода. При меньших уровнях возбуждения «приход» импульса происходит позже, а скорость изменения W_p меньше. При больших $h \sim 1$ видно замедление уменьшения W_p из-за диффузии на правой границе, компенсирующей дрейф.

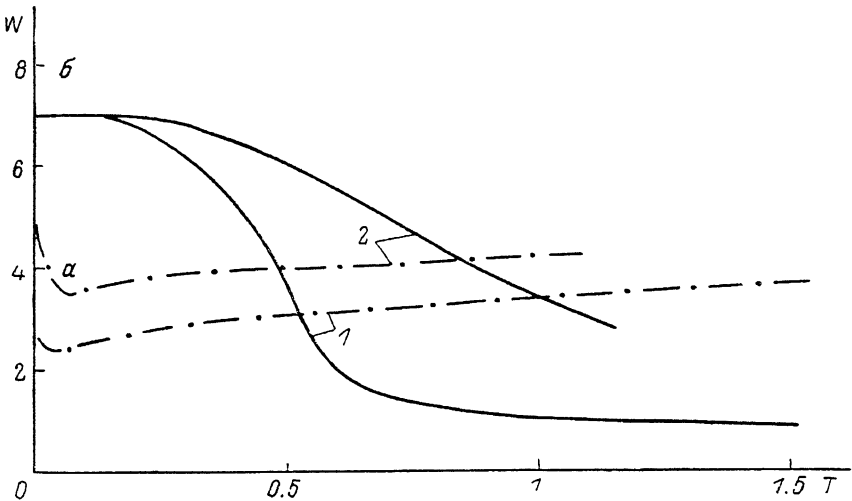


Рис. 5. Зависимость ширины слоев объемного заряда от времени.

$a - W_{ms}$, $b - W_p$; Φ_0 : 1 — 4, 2 — 15.

Полученные распределения ННЗ позволяют вычислить разности потенциалов на барьерах и в квазинейтральной толще и рассчитать ЭДС холостого хода, что является предметом II части этой работы.

Авторы благодарят А. С. Волкова, Ю. П. Головачева и А. И. Жмакина за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Кужир П. Г., Малышев С. А., Рыжков М. П., Трофименко Е. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 582—584.

- [2] Осинский В. И., Авдей В. Н., Малышев С. А. // Тез. докл. IX Совещ. по теории полупроводников. Тбилиси, 1978. С. 276—277.
- [3] Петросян С. П. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 89—92.
- [4] Осинский В. И., Малышев С. А., Приходько И. И., Рыжков М. П. // ЖПС. 1980. Т. 33. В. 4. С. 748—750.
- [5] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 704—709.
- [6] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 29.12.1988
Принята к печати 17.01.1989