

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

III. ТОК КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

Резников Б. И., Царенков Г. В.

Теоретически исследована зависимость от времени тока короткого замыкания в варизонной $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов, большей ширины запрещенной зоны на освещаемой поверхности. Учтены зарядка барьерных емкостей $p-n$ -перехода и освещаемой поверхности и утечка дырок через барьер на контакте металл-полупроводник. Рекомбинацией носителей и их захватом на ловушки пренебрегалось.

Показано, что эволюция тока включает в себя две стадии: зарядку барьерных емкостей с характерным временем t_{RC} , составляющим несколько тысячных пролетного времени, и дрейф носителей к $p-n$ -переходу. На первой стадии ток положителен из-за значительной диффузии электронов в слой объемного заряда у освещаемой поверхности. Короткозамкнутость цепи приводит к заметной разности потенциалов V_{pn} на $p-n$ -переходе уже при временах $\sim t_{RC}$, что эквивалентно возрастанию отрицательной компоненты тока. В результате ток убывает и меняет знак. Дрейф носителей обеспечивает дальнейшее падение J и достижение минимума, после чего уход носителей из p -толщи приводит к уменьшению $|J|$ и стремлению J к нулю.

При низких уровнях возбуждения $h \ll 1$ парциальные разности потенциалов на барьерах V_{ms} и V_{pn} монотонно растут, разность потенциалов на p -толще существенна лишь на первой стадии, ток после достижения максимума $|J|$ убывает с характерным временем порядка пролетного.

При $h \ll 1$ зависимости V_{ms} и V_{pn} от времени немонотонны, а максимум $|J|$ с ростом h достигается позже. Несмотря на значительные величины V_{ms} и V_{pn} , ток после выравнивания их значений управляется ЭДС Тауца, а его стремление к нулю определено характерным временем утечки дырок через $m-p$ -барьер.

Введение. В работах [1, 2] теоретически рассмотрены эволюция пространственного распределения неравновесных носителей заряда (ННЗ) и ЭДС холостого хода в варизонной $m-p-n$ -структуре после импульсного возбуждения монохроматическим светом с энергией квантов, большей ширины запрещенной зоны на освещаемой широкозонной поверхности.

Математическая модель сведена к описанию нестационарного переноса ННЗ в квазинейтральной p -толще при условии непрерывности потоков и концентрации носителей на границе со слоями объемного заряда (ОЗ).

В настоящей работе, продолжающей [1, 2], исследована зависимость тока короткого замыкания изучаемой структуры (рис. 1 в [2]) от уровня возбуждения $h = I_i t_i \alpha_0 / N_A$ и диффузионного параметра $\delta = kT / \Delta E_g$ (I_i — плотность потока фотонов, вошедших в образец, t_i — длительность возбуждающего импульса, α_0 — коэффициент поглощения, N_A — концентрация акцепторов, T — температура, ΔE_g — изменение ширины запрещенной зоны варизонной p -области).

1. М а т е м а т и ч е с к а я ф о р м у л и р о в к а з а д а ч и

В случае протекания тока j через структуру в выражениях для электрического поля E' [2] и потока электронов в квазинейтральной p -толще q_n [3] появляются дополнительные слагаемые. Следуя [3] и используя определения потоков электронов и дырок и закон сохранения полного тока (в пренебрежении током смещения), получим

$$E' = \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left[\frac{j}{e} + v_n n' + (D_p - D_n) \frac{\partial n'}{\partial x} \right], \quad (1)$$

$$q_n = - \frac{n\mu_n}{n\mu_n + p\mu_p} \frac{j}{e} + v_n n' - D \frac{\partial n'}{\partial x}. \quad (2)$$

Здесь $p = N_A + n'$, $n = n'$, $v_n = \mu_n | \nabla E_g | / e$; μ_n , μ_p , D_n , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии ННЗ; v и D — амбиполярные дрейфовая скорость и коэффициент диффузии, зависящие от концентрации ННЗ [3].

Отыскание распределения концентраций электронов сводится к решению уравнения непрерывности при $w_{ms} \leq x \leq d - w_p$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + \frac{\partial q_n}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

с начальным распределением

$$N(x, 0) = h e^{-\alpha x} \quad (4)$$

и граничными условиями

$$v_n n' - D \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{x=w_{ms}} = p(w_{ms}) \dot{w}_{ms} K_1 - \frac{j}{e} \frac{v(w_{ms})}{v_n} + q_p(0), \quad (5)$$

$$v_n n' - D \frac{\partial n'}{\partial x} \Big|_{x=d-w_p} = -p(d-w_p) \dot{w}_p K_2 - \frac{j}{e} \frac{v(d-w_p)}{v_n} + q_p(d+w_n) \quad (6)$$

(w_{ms} , w_p — толщина слоев ОЗ у освещаемой поверхности и у p - n -перехода со стороны p -области, d — ширина варизонной части структуры, $N = n'/N_A$). Функции K_1 и K_2 учитывают изменение полного количества дырок в слоях ОЗ и (в случае K_2) движение правой границы $d+w_n$. Как и толщины w_{ms} , w_p , w_n , они зависят от граничных концентраций и должны быть определены из решений в слоях объемного заряда.

Дырочный поток на границе металл—полупроводник из-за скорости рекомбинации дырок в металле может быть оценен по стационарной теории термоэлектронной эмиссии [4]

$$eq_p(0) = -j_{ST} (e^{V_{ms}} - 1), \quad V_{ms} = \Phi_{ms}^{eq} - \Phi_{ms}, \quad (7)$$

где j_{ST} зависит от расстояния между уровнем Ферми и валентной зоной на границе с металлом в равновесии, температуры и эффективной массы дырок; V_{ms} — понижение потенциального барьера при отклонении от равновесия (в единицах kT/e). Поток дырок в n -толщу $q_p(d+w_n)$ будем пренебрегать из-за значительного ($>30 kT/e$) барьера для дырок.

Задача замыкается условием короткозамкнутой цепи

$$V = V_{pn} + V_p - V_{ms} = 0, \quad (8)$$

где, как и в [2], мы пренебрегли падением потенциала на квазинейтральной n -толще.

В уравнении (8) отклонения разностей потенциалов на слоях ОЗ от равновесных V_{pn} и V_{ms} зависят от граничных концентраций через изменение ширины слоев ОЗ, а разность потенциалов на квазинейтральной p -толще ([2], формула (8))

$$V_p = \frac{e}{kT} \int_{w_{ms}}^{d-w_p} E' dx = V_{p\Omega} + V_{pT} + V_{pD} \quad (9)$$

представляется суммой трех слагаемых — омического падения, ЭДС Тауца [2] и ЭДС Дембера [2]

$$V_{p\Omega} = \frac{j}{kT} \int_{w_{ms}}^{d-w_p} \frac{dx}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (10)$$

Условие (8), разрешенное относительно тока, дает

$$J(t) = (V_{ms} - V_{pn} - V_{pT} - V_{pD})/R_p, \quad (11)$$

$$J(t) \equiv \frac{j}{ev_n N_A}, \quad R_p = \frac{ev_n N_A}{kT} \int_{v_{ms}}^{d-v_p} \frac{dx}{n_{1n} + p_{1p}}. \quad (12)$$

Уравнение непрерывности для приведенной концентрации $\bar{N} = n'/N_A h$ (см. (6) в работе [1]) решалось в подвижной системе координат, допускающей сгущение узлов расчетной сетки вблизи границ области ($T \equiv t/t^*$, $t^* \equiv d/v_n$). Отличие от [1] заключалось в появлении слагаемого $J/(1+(b+1)h\bar{V})$ в выражении для приведенной скорости \bar{V} и дополнительных членов в граничных условиях, связанных с протеканием тока и утечкой дырок в металл. Начальное значение $\Phi_{ms}(0) \equiv \Phi_0$ через изменение ширины слоя ОЗ после освещения и соотношение Шоттки связано с уровнем возбуждения h :

$$w_{ms}(0) = \frac{w_{ms}^0}{1 + 1.5h^2}, \quad w_{ms} = L_d \sqrt{2(\Phi_{ms} - 1)} \quad (13)$$

(L_d — дебаевский радиус).

2. Результаты и их обсуждение

Как уже отмечалось в [1], благодаря связи $h - \Phi_{ms} - N(w_{ms})$, определяющей величину левой граничной концентрации и ее производной по времени, случаи малых и больших уровней возбуждения h существенно различаются.

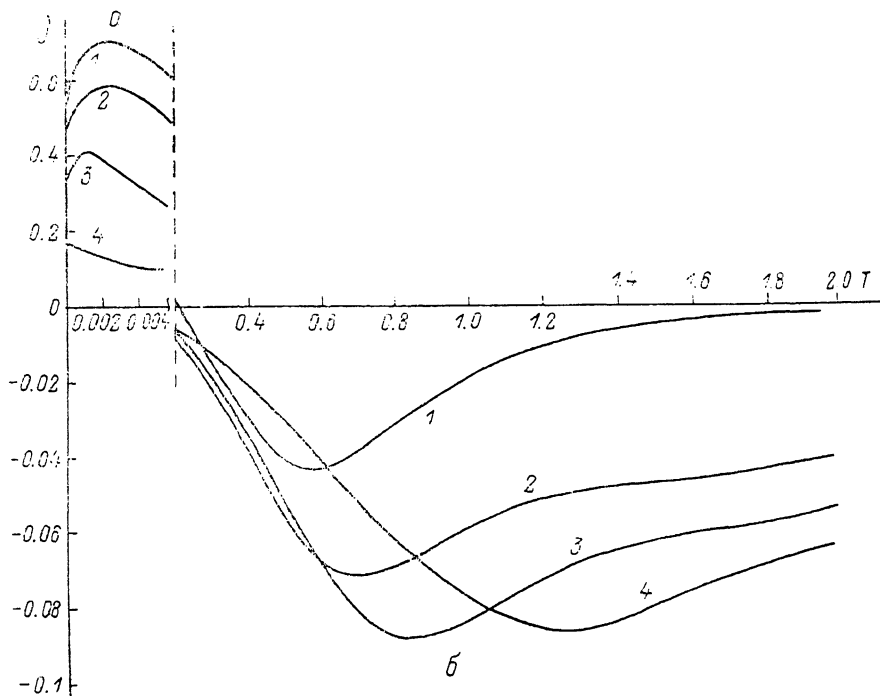


Рис. 1. Зависимость тока короткого замыкания от времени при различных уровнях возбуждения ($\delta=0.1$).

a — стадия зарядки барьерных емкостей, b — стадия дрейфа НЗ и их ухода из p -толщи. $\Phi_0(h)$: 1 — 19.97 (0.0005), 2 — 15 (0.1), 3 — 10 (0.3), 4 — 4 (1).

В первом случае граничная концентрация остается $\ll h$, несмотря на ее заметный рост относительно начального значения. Вблизи левой границы p -толщи сохраняются большие градиенты концентрации, вызванные разделением

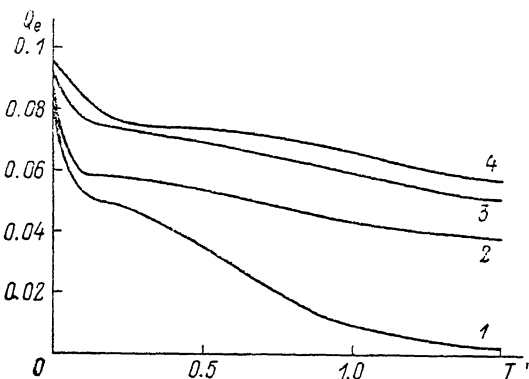
ННЗ (фактически разрыв начального распределения), и значительная часть электронов уходит в слой ОЗ у освещаемой поверхности.

Во втором случае ($h \sim 0.1 \div 1$) граничная концентрация порядка h и быстро растет. Диффузия за времена, много меньшие пролетного, размывает скачок концентрации, и вблизи левой границы устанавливается довольно гладкий профиль ННЗ. По мере размывания скачка и ухода импульса рост граничной концентрации сменяется ее медленным уменьшением, при этом равномерность профиля ННЗ увеличивается. Последующие результаты во многом объясняются характеристиками (интенсивностью и длительностью) диффузионной накачки.

Особенностью рассматриваемого здесь случая короткозамкнутой цепи по сравнению с разомкнутой цепью является существование токов двух направлений: положительного тока, возникающего за счет диффузионной накачки, и отрицательного тока носителей, дрейфующих к $p-n$ -переходу. Аналитическое рассмотрение, проведенное для малых уровней возбуждения, выявило две характерные стадии в зависимости $\hat{J}(T) = J(T)/h$: зарядку последовательно соединенных барьерных емкостей [с характерным временем, много меньшим пролетного и равным постоянной времени RC -цепи с омическим сопротивлением p -толщи (рис. 1, а)] и дрейф носителей в направлении $p-n$ -перехода (рис. 1, б).

Рис. 2. Зависимость от времени полного числа носителей в p -толще при различных уровнях возбуждения ($\delta=0.1$).

Φ_0 : 1 — 19.97, 2 — 15, 3 — 10, 4 — 4.



При малых h из-за больших градиентов у левой границы p -толщи велики диффузионные потоки, содержащие значительную положительную компоненту тока. По мере перехода к умеренным и значительным h ($0.1 \div 1$) начальная граничная концентрация и скорость ее роста увеличиваются, градиент концентрации в прилегающем слое и роль диффузионной накачки уменьшаются. Из-за короткозамкнутости цепи уже при очень малых временах $T \sim RC/t_*$, т. е. несколько тысячных, возникает значительная разность потенциалов на $p-n$ -переходе, что эквивалентно возрастанию отрицательной компоненты тока [см. (11)]. Эти процессы уменьшают преобладание положительной компоненты тока, ускоряют момент достижения равенства этих токов. В результате $\hat{J}_{\max} - \hat{J}_0$ с увеличением h падает, а положение максимального значения \hat{J} смещается влево. При достаточно больших $h \sim 1$ зависимость $\hat{J}(T)$ при малых T монотонно убывающая.

Дальнейшая стадия эволюции тока (рис. 1, б) управляется двумя факторами: количеством носителей у $p-n$ -перехода и общим их числом в p -толще. Из рис. 1 можно видеть рост отрицательной компоненты тока, смену положительных значений \hat{J} на отрицательные, возрастание тока по абсолютной величине до максимума с последующим убыванием и стремлением к нулю снизу. Конечная стадия этого процесса соответствует $\hat{J} = 0$ и зарядке двух параллельных емкостей заданным полным зарядом.

С увеличением h положение минимума \hat{J} , занимающее предельное значение при $h \rightarrow 0$, примерно равное $T=0.55$, сдвигается вправо. Амплитуда $|\hat{J}_{\min}|$ растет вплоть до $\Phi_0 \leq 10$. Прекращение роста амплитуды $|\hat{J}_{\min}|$ при $\Phi_0 \leq 10$ ($h \geq 0.3$) можно объяснить уменьшением общего числа ННЗ в p -толще из-за утки дырок через контакт металл-полупроводник при сильном понижении левого барьера при больших $N(w_{ms}) \equiv N_1$. В расчетах, проведенных при условии $q_p(0) = 0$, величина $|\hat{J}_{\min}(\Phi_0=4)| > |\hat{J}_{\min}(\Phi_0=10)|$.

Обсудим другие важнейшие характеристики. Интенсивность и длительность диффузионной накачки также явно сказываются на зависимости полного числа

носителей от времени (рис. 2), парциальных разностей потенциалов V_{ms} и V_{pn} (рис. 3, 4). Из рис. 2 хорошо видно, что при малых временах число носителей в p -толще быстро падает, причем относительное уменьшение тем больше, чем меньше h (выше градиенты концентрации). При умеренных $h \sim 0.1 \div 1$ профили концентрации сглаживаются и $q_n(w_{ms})$ меняет знак, т. е. имеет место подпитка p -толщи. Это определяет существенную разницу в характере стремления $\hat{J}(T)$ к нулю (рис. 1, б) при малых и больших h . При малых h стремление к нулю происходит быстро с характерным временем ~ 1 , соответствующим приходу импульса ННЗ к p - n -переходу и последующему исчезновению электронов из p -толща. При h , большем некоторого критического значения, которое для $\delta = 0.1$ примерно равно нескольким сотым, после прохода $\hat{J}(T)$ через минимум наступает состояние с очень малыми примерно равными потоками носителей на границах (на 2—3 порядка ниже первоначальных значений). Основные характеристики — полное число носителей $Q_e = \int_0^1 \bar{N} d\xi$, разности потенциалов V_{ms}, V_{pn} ,

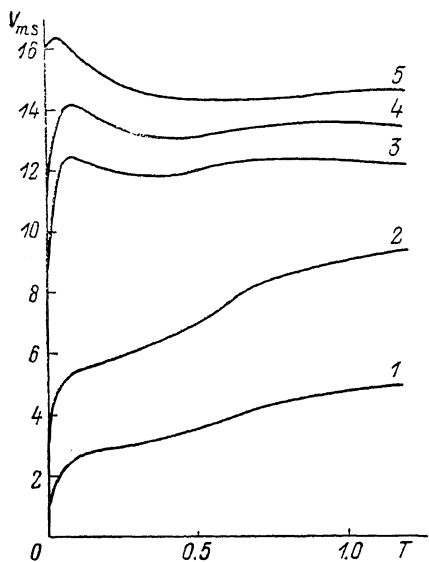


Рис. 3. Зависимость от времени понижения потенциального барьера на слое ОЗ у освещаемой поверхности.

$\Phi_0(h)$: 1 — 19 (0.02), 2 — 18 (0.04), 3 — 15 (0.1), 4 — 10 (0.3), 5 — 4 (1).

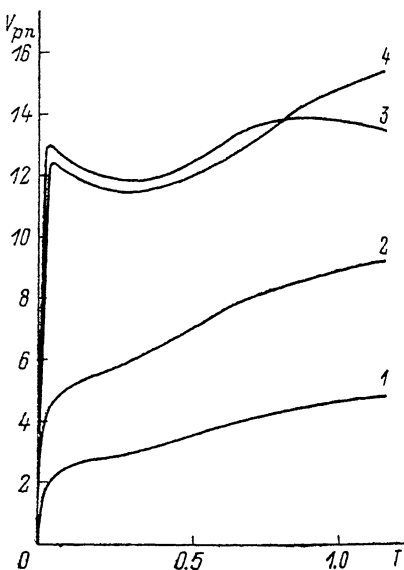


Рис. 4. Зависимость от времени понижения потенциального барьера на слое ОЗ у p - n -перехода.

Φ_0 : 1 — 19, 2 — 18, 3 — 10, 4 — 4.

ток $J(T)$ в соответствии с темпом ухода носителей из p -толщи чрезвычайно медленно идут к своим асимптотическим значениям. Характерные времена этих процессов определяются утечкой дырок в металл ($q_p(0) \neq 0$). При $q_p(0) = 0$ характерные времена порядка 10^5 , т. е. значительно выше. Для описания реальной структуры на больших временах следует безусловно учитывать рекомбинацию носителей.

На рис. 3, 4 для различных h ($\delta = 0.1$) представлены зависимости от времени парциальных разностей потенциалов на барьерах V_{ms} и V_{pn} . При малых h из-за малых N_1 диффузия не в состоянии устранить начальный разрыв концентрации, созданный разделением ННЗ в слоях ОЗ (N_1 остается $\ll h$). Поэтому происходит непрерывный рост N_1 , и V_{ms} увеличивается. Величина V_{pn} только в первые несколько сотых от пролетного времени отличается от V_{ms} и в дальнейшем повторяет ход зависимости V_{ms} (рис. 3, 4), так что условие короткого замыкания $V_{pn} \approx V_{ms}$.

Более сложное поведение парциальных разностей при умеренных h . На графиках (рис. 3, 4) видны три экстремума V_{ms} и V_{pn} при $T < 2$. Их появление объясняется тремя факторами — короткозамкнутостью цепи, близостью им-

пульса к границе $p-n$ -перехода и утечкой дырок из структуры. Первый максимум V_{ms} (при $T \leq 0.01$) связан с немонотонностью левой граничной концентрации, вызванной отходом импульса. Короткозамкнутость цепи означает, что за

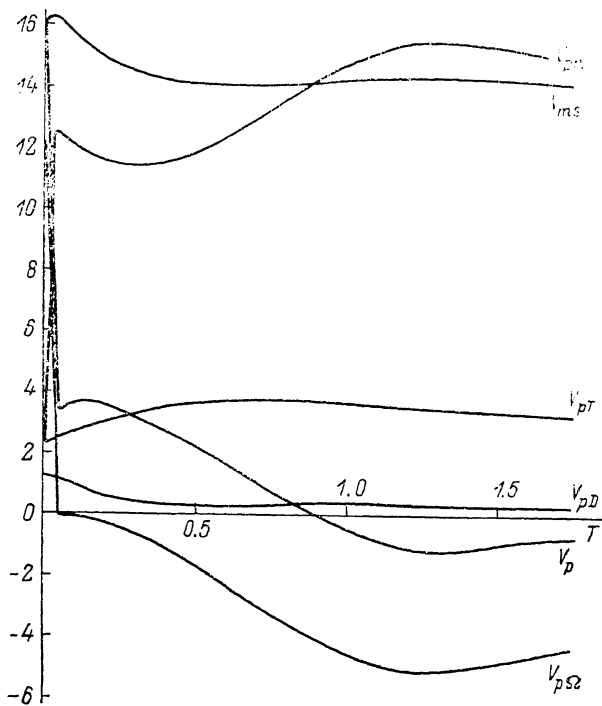


Рис. 5. Зависимость от времени парциальных потенциалов ($h=1$).

счет электронов, преодолевающих барьер $p-n$ -перехода, их количество на правой границе p -толщи зависит от количества электронов, перешедших из полупроводника в металл. Аналогично концентрация на правой границе непосред-

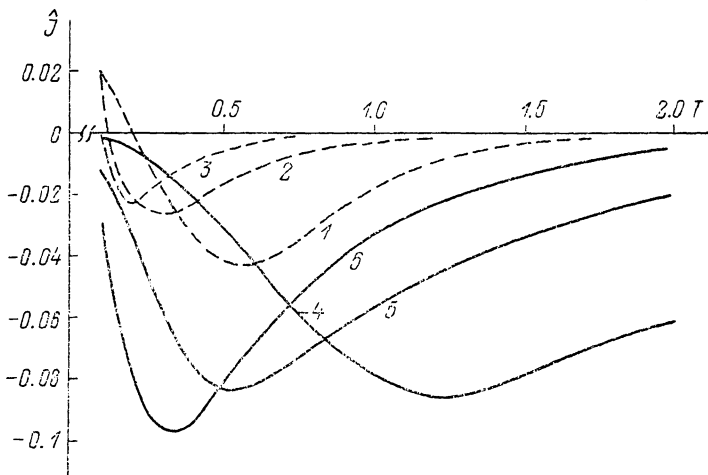


Рис. 6. Зависимость от времени тока короткого замыкания при различных уровнях возбуждения и различных δ .

h : 1-3 — 0.0005; 4-6 — 1; δ : 1, 4 — 0.1; 2, 5 — 0.3; 3, 6 — 0.5.

ственно влияет на левую граничную концентрацию через внешнюю цепь. Именно короткозамкнутость цепи обеспечивает максимум V_{pn} и его последующее убывание вначале, когда импульс далек от границы с $p-n$ -переходом. В дальнейшем с приближением импульса к этой границе (при $T \geq 0.3$) убывание V_{pn}

приостанавливается, и концентрация на правой границе, определяемая теперь близостью импульса к границе, растет. Величина V_{pn} становится больше V_{ms} и продолжает расти, при этом $dV_{pn}/dT > dV_{ms}/dT$, а $V_p = V_{ms} - V_{pn} < 0$. В силу утечки дырок через $m-p$ -барьер рост V_{pn} замедляется, величина V_{pn} достигает максимума и начинает убывать. Значение V_{ms} из-за ослабления диффузии на левой границе области уже практически постоянно и в силу короткозамкнутости цепи повторяет эволюцию V_{pn} .

Рассмотрим более подробно поведение компонент парциальных потенциалов при $h \sim 1$ (рис. 5). Здесь в отличие от случая $h \ll 1$ величина V_p большую часть времени заметна на уровне V_{pn} и V_{ms} . Ее компоненты (даже V_{pD}) также остаются значимыми. После смены знака тока V_{pT} и V_{pD} имеют разный знак. Поэтому величина V_p , будучи суммой V_{pD} , V_{pT} и V_{pD} , также меняет знак. Это происходит, когда $|\hat{j}|$ близок к своему максимальному значению. В связи с тем что V_{pn} становится больше V_{ms} , его величина при убывании V_p стремится к V_{ms} сверху. При $T \geq 1$ $V_{pn} \simeq V_{ms}$ и ток обеспечивается в основном ЭДС Тауца V_{pT} .

На рис. 6 (см. также рис. 1, б) показаны зависимости тока \hat{j} от времени при различных параметрах δ . Увеличение $\delta = kT/\Delta E_g$ соответствует уменьшению ΔE_g и, следовательно, эквивалентно усилению роли диффузии. При малых h ($\Phi_0 = 19.97$) это проявляется как увеличение диффузионной накачки в слой ОЗ у освещаемой поверхности (увеличение положительной компоненты тока), что объясняет как уменьшение $|\hat{j}_{\min}|$, так и его более раннее достижение. При больших h минимум \hat{j} также достигается быстрее, однако увеличение δ проявляется как усиление диффузии на обеих границах p -толщи. В результате увеличение положительной компоненты тока компенсируется ростом его отрицательной компоненты. Зависимость \hat{j}_{\min} от δ более сложная и не поддается элементарной трактовке, как в случае малых h . Дополнительное усложнение вносит утечка дырок на контакте металл-полупроводник.

Заметим, что в размерном времени $t = (d^2/D_n) \delta T$ увеличение δ за счет уменьшения $|\nabla E_g|$ приведет к смещению кривых $\hat{j}(t)$ вправо.

Список литературы

- [1] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 849—856.
- [2] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1235—1242.
- [3] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1983. Т. 22. В. 4. С. 704—709.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.

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

Получена 9.07.1989
Принята к печати 28.09.1989