

ПЕРЕХОДНЫЙ ТОК, ОГРАНИЧЕННЫЙ ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ, В НЕДООБЕДНЕННЫХ СТРУКТУРАХ С БЛОКИРУЮЩИМИ КОНТАКТАМИ

Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б.

Теоретически исследуется переходный ток, ограниченный объемным зарядом (ПТООЗ), в не полностью обедненных $n^+ - \pi - p^+$ -структурах с высокоомной базой. Показано, что основная особенность процесса состоит в «выталкивании» электрического поля из ОПЗ в базу и дрейфе инжектированных носителей в этом поле. Получены аналитические выражения для описания процесса на стадии движения носителей в ОПЗ. Выполнен численный расчет кинетики тока вплоть до установления стационарного ТООЗ и его релаксации после снятия возбуждения. Показано, что кинетика тока имеет характерные особенности, позволяющие использовать ПТООЗ для исследования полуизолирующих компенсированных материалов.

Исследование токов, ограниченных объемным зарядом (ТООЗ), в твердом теле относится к 50-м годам, когда были изучены основные закономерности процесса в изоляторах [1]. Практическими результатами этих работ явились методы исследования центров захвата и транспортных свойств носителей в высокоомных монокристаллах.

В полупроводниках ТООЗ были рассмотрены позднее при изучении протекания тока в структурах с блокирующими контактами типа $p^+ - \nu - n^+$ [2]. Результаты детального анализа имеются лишь для специфического случая полностью обедненных структур [3]. При этом оказалось, что как стационарный ТООЗ, так и основные закономерности переходного процесса (ПТООЗ) даже количественно близки к результатам, полученным ранее для изоляторов.

Эти исследования получили развитие в работе [4], где рассмотрена кинетика быстродействующих $p - n$ -фотодиодов. Последние представляли собой $p^+ - \nu - n^+$ -структуры, работающие в режиме неполного обеднения, т. е. содержащие две области: область пространственного заряда (ОПЗ) и следующий за ней электронейтральный слой — базу. В этом более общем по сравнению с [1-3] случае были обнаружены качественно новые особенности процесса — индукция неравновесного электрического поля в базу и, как следствие, протекание в ней тока по дрейфовому механизму.

В настоящей работе рассматривается этот процесс в наиболее простой для описания и вместе с тем отражающей основные особенности кинетики ПТООЗ — не полностью обедненной $n^+ - \pi - p^+$ -структуре с высокоомной базой. Именно такие структуры лежат в основе большинства приемников ионизирующих и фотоизлучений. Далее будут получены аналитические зависимости, описывающие динамику дрейфа на стадии движения носителей в ОПЗ. Дальнейшее развитие процесса вплоть до установления стационарного ТООЗ и его спада анализируется численными методами.

Рассмотрим ПТООЗ в обратно смещенной структуре, подобной описанной в [3] и содержащей два сильно легированных контакта к полупроводнику с p -типом проводимости (рис. 1). Однако в отличие от [3] последний компенсирован глубокими донорами, и структура работает в режиме неполного обеднения. В таком материале концентрация свободных носителей в условиях электронейтраль-

ности $p = N_A - N_D \approx 0$, так что по удельному сопротивлению база близка к изолятору (далее принято $p=0$). Одновременно в ОПЗ глубокие доноры остаются нейтральными за счет термического выброса захваченных дырок и их последующего уноса из ОПЗ электрическим полем. Такие структуры типичны для приборов, изготавливаемых из высокоомных полупроводников, когда неизбежно существующие глубокие центры даже при незначительной их концентрации вызывают сильную дифференциацию свойств ОПЗ и базы [5]. В результате распределение электрического поля у n^+ -контакта и ширина ОПЗ w определяются концентрацией акцепторов N_A : $w = (2 \epsilon \epsilon_0 U / e N_A)^{1/2}$, где U — приложенное к структуре заборное напряжение, ϵ , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости материала и вакуума. Параметр $a = w/L$, где L — расстояние между n^+ - и p^+ -контактами, характеризует степень обеднения структуры.

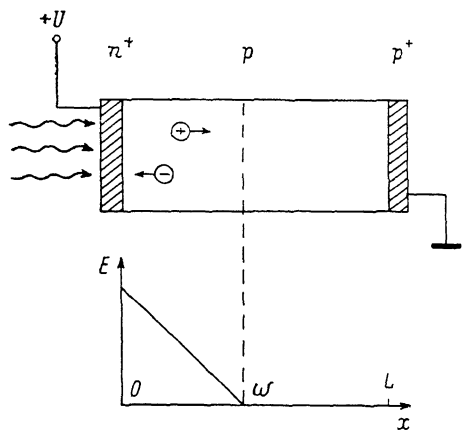


Рис. 1. Стационарное распределение электрического поля в рассматриваемой структуре.

Инжекция носителей происходит вблизи n^+ -слоя при воздействии короткого импульса сильно поглощаемого света.

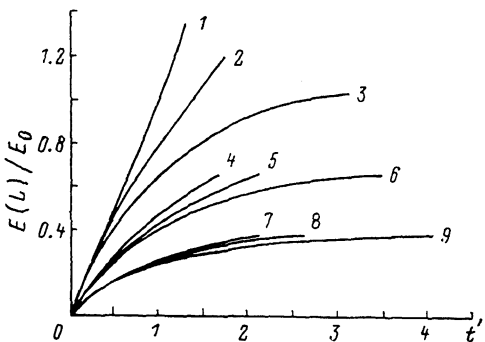


Рис. 2. Зависимость напряженности нестационарного электрического поля в базе, возникающего в результате эффекта «выталкивания» поля из ОПЗ.

Поле нормировано на величину U/L . a : 1–3 — 0.9; 4–6 — 0.5; 7–9 — 0.1; q : 1, 4, 7 — ∞ ; 2, 5, 8 — 0.4; 3, 6, 9 — 0.2.

Пусть в начальный момент времени у n^+ -контакта инжектируется плазма электронов и дырок в виде плоского слоя с поверхностной плотностью носителей N . В дальнейшем часть дырок, находящихся в электрическом поле, дрейфует в глубь ОПЗ, их заряд изменяет распределение поля во всей структуре.

Распределение концентрации носителей $p(x, t)$ в процессе дрейфа подчиняется уравнению непрерывности

$$\frac{\partial j_p(x, t)}{\partial x} = e - \frac{\partial p(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где, пренебрегая диффузией, зависимостью подвижности μ от электрического поля E , а также захватом дрейфующих дырок на глубокие доноры,¹ имеем для тока $j_p(x, t) = ep(x, t)\mu E(x, t)$.

Распределение $E(x)$ в любой момент времени определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} [p(x, t) - N_A \zeta(x)], \quad (2)$$

где $\zeta(x) = 1$ при $0 \leq x \leq w$, $\zeta(x) = 0$ при $w < x \leq L$.

Здесь учтено, что база с координатами $w < x \leq L$ является изолятором, и весь объемный заряд, возникающий в ней, связан исключительно с дрейфую-

¹ Пренебрежение захватом оправдано, поскольку рассматривается переходный процесс с дрейфовым переносом носителей через структуру в целом. Характерное время, согласно (10) (см. также рис. 4), оказывается порядка $\tau = \epsilon \epsilon_0 / e \mu N_A$ и, например, для кремния с $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ составит ~ 1 нс, что мало сравнимо с характерными временами захвата, большими 1 мкс.

щим пакетом носителей. Уравнение (2) в режиме постоянного напряжения смещения на структуре U (режим короткого замыкания по сигналу) дополняется условием нормировки

$$\int_0^L E dx = U. \quad (3)$$

При инжекции пакета носителей у n^+ -контакта происходит «выталкивание» поля в область электронейтральной в исходном состоянии базы. Для определения величины наведенного неравновесного электрического поля в базе используем прием, предложенный в работе [6], и проинтегрируем полный ток

$$j(t) = ep(x, t) \mu E(x, t) + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (4)$$

по x . Тогда, опуская, согласно (3), последнее слагаемое и подставляя $p(x, t)$ из (2), получаем

$$\int_0^L j dx = \mu \epsilon \epsilon_0 \int_0^L E \frac{\partial E}{\partial x} dx + \mu e N_A \int_0^w E dx. \quad (5)$$

До момента времени, когда фронт дрейфующего пакета коснется области базы, объемный заряд в ней отсутствует, и, следовательно, электрическое поле при $w < x \leq L$ однородно по координате, хотя и меняется со временем. В таком случае

$$\int_0^w E dx = U - E(L)(L - w), \quad (6)$$

что в совокупности с (5) дает окончательное выражение для тока через мгновенные значения напряженностей электрического поля у контактов

$$j = j_0 \left\{ \frac{a^2}{4E_0^2} [E^2(L, t) - E^2(0, t)] - \frac{1-a}{E_0} E(L, t) + 1 \right\}, \quad (7)$$

где $E_0 = U/L$, $j_0 = \mu e N_A E_0$. Далее, исходя из этого выражения, рассмотрим ПТООЗ при различных уровнях инжектированного заряда.

1. Рассмотрим динамику ПТООЗ в случае бесконечного резервуара неравновесных носителей вблизи n^+ -контакта. Очевидно, что в результате поляризации инжектированных электронов и дырок электрическое поле $E(0, t) = 0$ в течение всего процесса. Учитывая это, из (4) при $x=L$ и (7) получаем уравнение для $E(L, t)$

$$\frac{dE(L, t)}{dt} = \frac{E_0}{\tau} \left[\frac{a^2}{4E_0^2} E^2(L, t) - \frac{1-a}{E_0} E(L, t) + 1 \right]. \quad (8)$$

Решение этого уравнения с учетом начального условия $E(L, 0) = 0$ имеет вид

$$E(L, t) = \begin{cases} \frac{E_0 \operatorname{th}(pt')}{1 + \frac{1-a}{2p} \operatorname{th}(pt')}, & 0 \leq a < \frac{1}{2}, \\ \frac{E_0 \operatorname{tg}(pt')}{1 + \frac{1-a}{2p} \operatorname{tg}(pt')}, & \frac{1}{2} < a < 1, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$p = |a/2 - 1/4|^{1/2}, \quad t' = t/\tau, \quad \tau = \epsilon \epsilon_0 / e \mu N_A. \quad (10)$$

Полученные зависимости количественно описывают основную особенность рассматриваемого процесса — «выталкивание» движущимся зарядом электрического поля из ОПЗ в базу. При этом возникающая в базе напряженность поля может даже превышать среднюю величину $E_0 = U/L$. Очевидно, что столь высокое поле в дальнейшем будет играть определяющую роль в переносе неравновесных носителей через базу. Напомним, что полученные формулы применимы лишь до тех пор, пока фронт пакета не коснулся области базы, так

как с этого момента использованное при решении условие однородности электрического поля в базе нарушается зарядом вошедших в нее дырок.

Кинетика движения фронта инжектированного пакета $x(t)$ в пределах ОПЗ определяется величиной поля $E[x(t), t]$, которая связана с $E(L, t)$ уравнением Пуассона (2). Окончательно для координаты фронта получаем уравнение

$$\frac{dx(t)}{dt} = \frac{L}{\tau} \left[\frac{a^2 E(L, t)}{2E_0} + a - \frac{x(t)}{L} \right]. \quad (11)$$

Момент касания t_1 определяется из условия $x(t_1) = w$, где $x(t)$ — решение уравнения (11) с начальным условием $x(0) = 0$.

2. Рассмотрим случай ограниченного резервуара неравновесных носителей с поверхностной плотностью инжектированного заряда $Q = eN$, не превосхо-

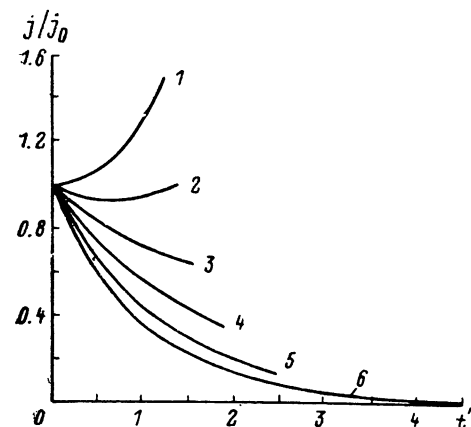


Рис. 3. Зависимость кинетики переходного тока от степени обеднения структуры на стадии дрейфа носителей в ОПЗ.

a : 1 — 1.0, 2 — 0.8, 3 — 0.6, 4 — 0.4, 5 — 0.2, 6 — 0.01.

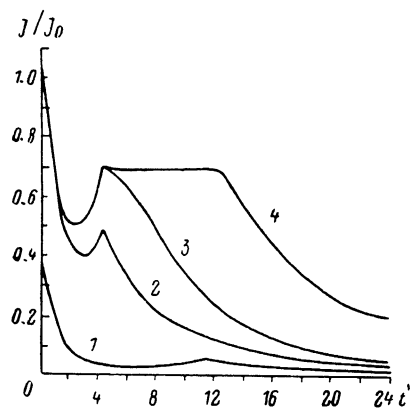


Рис. 4. Полная форма переходного тока при разных уровнях инжекции для структуры с $a=0.5$.

q : 1 — 0.2, 2 — 1.0, 3 — 2.0, 4 — 4.0.

дядшей величину $Q_0 = eN_A w$, достаточную для полной экранировки поля вблизи электрода в начальный момент времени. При $Q < Q_0$, согласно уравнению (2), выполняется соотношение

$$E(0, t) = E(L, t) + \frac{eN_A w}{\epsilon \epsilon_0} - \frac{Q}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в выражение для переходного тока (7) и используя (4) при $x=L$, получаем окончательное уравнение для определения $E(L, t)$

$$\frac{dE(L, t)}{dt} = \frac{E_0}{\tau} \left[-(1 - aq) \frac{E(L, t)}{E_0} + 2q(1 - q/2) \right], \quad (13)$$

где $q = Q/Q_0$. Его решение с начальным условием $E(L, 0) = 0$ имеет вид

$$E(L, t) = 2E_0 \frac{q(1 - q/2)}{1 - aq} [1 - \exp(-(1 - aq)t')]. \quad (14)$$

На рис. 2 приведены зависимости неравновесного электрического поля в базе от времени для случаев неограниченного и ограниченного по величине инжектированных зарядов. Отметим, что эффект «выталкивания» поля из ОПЗ в базу усиливается с увеличением инжектированного заряда.

Зависимость переходного тока от времени на стадии движения носителей в ОПЗ может быть получена [с учетом того, что для рассматриваемого промежутка времени $p(L, t) = 0$] простым дифференцированием (9) или (14) по времени, согласно (4). Форма тока, соответствующая различным степеням обеднения структуры в случае бесконечного уровня инжекции, приведена на рис. 3. Семейство $j(t)$ показывает, что влияние базы на протекание ПТООЗ состоит в «смягчении» его кинетики по сравнению со случаем полного обеднения [3]. При $a \approx 0.8$ дви-

жение пакета в ОПЗ происходит в режиме, близком к квазистационарному току. Как и следовало ожидать, при $a=1$ результаты совпадают с выводами работы [3].

3. Кинетику переходного тока после ухода носителей в область базы в аналитическом виде описать не удастся, поэтому для решения системы уравнений (2)—(4) применялись численные методы [7]. Результаты расчетов для случая «половинного» обеднения $a=0.5$ приведены на рис. 4.

Подытожим основные особенности дрейфа носителей, перераспределения электрического поля и кинетики ПТООЗ, характерные для структуры, содержащей область высокоомной базы.

Инжекция носителей приводит к «выталкиванию» поля в область ранее электронейтральной базы. При этом фронт пакета на протяжении всего пути в образце движется в поле, напряженность которого выше, чем среднее поле, получаемое при равномерном распределении приложенного напряжения. Если ширины ОПЗ и базы близки, то при достижении стационарного значения тока поле в базе оказывается сравнимым по величине с невозмущенным полем в ОПЗ.

Точка излома на зависимости $j(t)$ соответствует моменту достижения фронтом пакета второго контакта $x=L$. Видно, что с увеличением заряда это время существенно уменьшается по сравнению с режимом малого сигнала. Это является следствием более эффективного выталкивания электрического поля в базу, стимулирующего в ней перенос носителей.

Отметим, что в форме переходного тока проявляются характеристики материала, трудно измеряемые для полупроводников. Это создает предпосылки для определения ширины слоя пространственного заряда, связанной с термической ионизацией глубоких уровней (так называемая «раскомпенсация»), концентрации и кинетики перезарядки ионизованных примесей в ОПЗ, подвижности носителей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [2] Tove P. A., Andersson G., Ericsson G., Lidhold R. — IEEE Trans., 1970, v. ED-17, N 5, p. 407—412.
- [3] Seibt W. — Sol. St. Electron., 1973, v. 16, N 5, p. 1017—1028.
- [4] Еремин В. К., Строкан Н. Б. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 139—142.
- [5] Еремин В. К., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И. — ФТП, 1974, т. 8, в. 5, с. 1157—1163.
- [6] Many A., Rakavi G. — Phys. Rev., 1962, v. 162, N 6, p. 1980—1988.
- [7] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1983. 616 с.

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

Получена 4.06.1986
Принята к печати 26.01.1988