ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА
Том 105 1960 г.

К ТЕОРИИ *Pn*-ПЕРЕХОДОВ и *Pin*-СТРУКТУР

Ю. С. РЯБИНКИН.

(Представлено профессором доктором А. А. Воробьевым.)

pn-переход при обратных и малых прямых токах

Ввиду математической сложности задачи при рассмотрении *pn*-переходов обычно пренебрегают результирующим током в переходе, концентрацией электронов и дырок в области объемного заряда (модель истощенного слоя) и зависимостью подвижностей от поля. Для полупроводников типа германия теория и эксперимент показывают, что скорость дрейфа электронов $s_n = \mu_n E = 6 \cdot 10^6$ *см/сек* при полях $E \gtrsim 10^3$ *в/см* [1 и др.]. Такие значения E имеют место в сплавных *pn*-переходах при обратных и малых прямых смещениях. Указанные эффекты учтены в настоящей работе как для *pn*-переходов, так и для *pin*-структур.

Введем для упрощения записи безразмерные переменные (обозначения общепринятые): $\bar{p} = p/n_i$, $\bar{n} = n/n_i$, $\bar{N} = N/n_i$, $\bar{x} = x/l_i$, $\bar{\psi} = q\Psi/kT$, $\bar{E} = (ql_i/kT)E$, $\bar{j} = j/q\,s_n n_i$; (n_i — собственная концентрация; $l_i = \sqrt{\dfrac{\varepsilon kT}{4\pi q^2 n_i}}$ — дебаевская длина; N — разность между концентрациями доноров и акцепторов). Различием скоростей дрейфа электронов и дырок пренебрежем ($s_p = s_n = s$). Экстраполируя соотношение Эйнштейна на область сильного поля, получим $D = \dfrac{kT}{q}\mu = \dfrac{kT}{q} S \dfrac{dx}{d\Psi}$. Тогда в безразмерных переменных уравнения токов

$$j_p = q\mu_p p E - q D_p \frac{dp}{dx}, \quad j_n = q\mu_n n E + q D_n \frac{dn}{dx}$$

и уравнение Пуассона $\dfrac{d^2\Psi}{dx^2} = -\dfrac{4\pi}{\varepsilon} q(p - n + N)$ принимают вид (черту над обозначением опускаем)

$$j_p = p + \frac{dp}{d\Psi}, \tag{1}$$

$$-j_n = n - \frac{dn}{d\Psi}, \tag{2}$$

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = n - p - N. \tag{3}$$

Полагая $x = 0$ на границе вплавления, имеем $N = N_n = \text{const} > 0$ при $x > 0$, $N = -N_p = \text{const} < 0$ при $x < 0$. Обозначим границу слоя объемного заряда в сильнолегированной области p-типа через x_p. Границу в n-области $x = x_n$ определим условием $p - n + N_n = \frac{1}{2} N_n$ (в истощенном слое вблизи $x = 0$ $p - n + N \cong N$; в нейтральной толще полупроводника $p - n + N \cong 0$).

Уравнения (1), (2) и (3) решаем раздельно в p- и n-областях при граничных условиях $\Psi(x_p) = \Psi_p$, $\Psi(x_n) = \Psi_n - \frac{1}{2}$,

$$E(x_p) \cong 0,\ E(x_n) \cong 4,\ p(x_p) \cong N_p,\ n(x_n) \cong \frac{1}{2} N_n,\ p(+0) = p(-0);$$

$$n(+0) = n(-0).$$

Здесь Ψ_p основание и Ψ_n вершина потенциального барьера pn-перехода. Расчет $\Psi(x_n)$ и $E(x_n)$ основан на работе [2]. Решение имеет вид:

$$p = j_p + N_p e^{\Psi_p - \Psi}, \tag{4}$$

$$n = j_n + \frac{1}{2} N_n e^{\Psi - \Psi_n + \frac{1}{2}}, \tag{5}$$

$$\frac{d\Psi}{dx} = \sqrt{2\left[\frac{1}{2} N_n e^{\Psi - \Psi_n + \frac{1}{2}} + N_p e^{\Psi_p - \Psi} + (N - j_p + j_n)\Psi + C\right.}, \tag{6}$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}} \int\limits_{\Psi_0}^{\Psi} \frac{d\Psi}{\sqrt{\frac{1}{2} N_n e^{\Psi - \Psi_n + \frac{1}{2}} + N_p e^{\Psi_p - \Psi} + (N - j_p + j_n)\Psi + C}}. \tag{7}$$

Постоянная интегрирования $C = -N_p(1 + \Psi_p)$ при $x < 0$ и $C = N_n(\Psi_n - 1)$ при $x > 0$. Значение потенциала на границе вплавления $\Psi_0 = \Psi(o) = \Psi_p + 1$ следует из условия $\Psi(+0) = \Psi(-0)$, $E(+0) = E(-0)$.

Эти выражения описывают распределение дырок, электронов, поля и потенциала в pn-переходе при заданных значениях N_p, N_n, j_p, j_n и при высоте барьера $\Delta\Psi = \Psi_n - \Psi_p$. Из их анализа следует, что $p \cong N_p \gg n$ при $x < 0$; $p \gg N_n \gg n$ при $0 < x < x_1$, $p \cong n \ll N_n$ при $x_1 < x < x_2$, $p \ll n \cong N_n$ при $x > x_2$, если через x_1 и x_2 обозначить границы истощенного слоя (тогда $0 < x < x_1$ соответствует инверсионному слою). Распределение $p(x)$ при $x < 0$ заметно изменяется лишь при условии

$$\Delta\Psi \gtrsim -\frac{N_p}{N_n}\left[1 + \ln\frac{N_n}{10 N_p}\right].$$

В широком смысле слова под pn-переходом понимают обычно весь слой объемного заряда в окрестности контакта p- и n-областей.

В пределах этого слоя следует различать технологический переход (поверхность раздела областей с преобладанием донорных и акцепторных примесей) и физический переход (поверхность инверсии типа основной проводимости). Из условия $p(\Psi_{pn}) = n(\Psi_{pn})$ согласно (4) и (5) находим положение физического перехода $\Psi = \Psi_{pn}$ (при $j_p \gg j_n$):

а) при $\Delta\Psi \lesssim \ln \frac{N_p N_n}{100 j_p^2}$

$$\Psi_{pn} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\Delta\Psi + \ln\frac{2N_p}{N_n} - 2\right) \text{ и}$$

$$p(\Psi_{pn}) = n(\Psi_{pn}) = \sqrt{N_p N_n}\, e^{-\frac{\Delta\Psi}{2}};$$

б) при $\Delta\Psi \lesssim \ln\frac{10 N_p N_n}{j_p^2}$ $\quad \Psi_{pn} = \Delta\Psi + \ln\frac{j_p}{N}$ и

$$p(\Psi_{pn}) = n(\Psi_{pn}) = j_p,$$

т. е. с ростом высоты барьера физический переход смещается к вершине барьера, а значения p и n достигают насыщения.

pin-структура при обратном смещении

Совершенно аналогичные выражения получаются при рассмотрении *pin*-структуры при обратном смещении (сильнолегированные p- и n-области, разделенные областью собственной проводимости). В этом случае добавляется решение в области $0 < x < w$ с собственной проводимостью ($N = 0$), если $x = 0$ и $x = w$ соответствуют границам вплавления. Граничным условием для этой области является условие сшивания при $x = 0$ и $x = w$. Инверсионных слоев теперь два: p-типа вблизи $x = 0$ (*pi*-переход) и n-типа вблизи $x = w$ (*in*-переход). При $w \gg 10^{-3}$ *см* влиянием инверсионных слоев и тока можно пренебречь, считая поле постоянным и равным $E = \frac{\Delta\Psi}{w}$, где $\Delta\Psi$ — внешнее смещение. Это позволяет вычислить коэффициент передачи базы *pin*-транзистора с учетом как поля, так и диффузии.

Зависимость коэффициента диффузии электронов от поля $D_n(E)$ можно найти усреднением известного выражения $D_n = \frac{1}{3} v_n^2 t_n$ (в данном случае t_n — время релаксации для столкновений электронов с оптической ветвью колебаний решетки). Используя функцию распределения электронов по энергиям в сильных полях, выведенную в работе [1], получаем (в обозначениях [1])

$$D_n = \frac{\Gamma(\frac{1}{3})}{4\Gamma(\frac{1}{2})} \frac{h\omega_0}{b_0 c_0 m^*} \left[\frac{2a_0 b_0 c_0 m^*}{3h\omega_0 e^2}\left(1 + \frac{C_{on}^2}{C_{ok}^2}\right)\right]^{1/6} E^{1/3} \simeq 1{,}5\cdot 10^3\,(\text{cgs}\,E) \quad (8)$$

Для значений $E \lesssim 10^3$ *в/см* и при гармоническом переменном сигнале из уравнений непрерывности и тока электронов [3] находим

$$\tilde{n} = \frac{1}{i\omega q}\frac{d\tilde{j}_n}{dx}, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 \tilde{j}_n}{d x^2} - \frac{s}{D_n} \frac{d\tilde{j}_n}{d x} - \frac{i\,\omega}{D_n} \tilde{j}_n = 0 \tag{10}$$

(без учета рекомбинации, единицы размерные).

Пусть $x = 0$ соответствует плоскости виртуального эмиттера, а $x = w$ границе базы i-типа с низкоомным коллектором n-типа. Решение при граничных условиях $\tilde{j}_n(o) = \tilde{j}_1$ имеет вид $(\tilde{n}(w) = 0)$:

$$\tilde{j}_n(x) = \tilde{j}_1 e^{ax} \frac{a\,\mathrm{sh}\,[(w-x)\sqrt{b}] + \sqrt{b}\,\mathrm{ch}\,[(w-x)\sqrt{b}]}{a\,\mathrm{sh}\,(w\sqrt{b}) + \sqrt{b}\,\mathrm{ch}\,(w\sqrt{b})}, \tag{11}$$

где $a = \dfrac{s_n}{2D_n}$, $b = a^2 + i\dfrac{\omega}{D_n}$, $s_n = 6.10^6$ *см/сек*,

$$D_n = 1{,}5 \cdot 10^3\, E^{-1/3} (cgs\, E).$$

По определению коэффициента передачи

$$\beta = \frac{j_n(w)}{j_n(o)} = \frac{\sqrt{b}\, e^{aw}}{a\,\mathrm{sh}\,(w\sqrt{b}) + \sqrt{b}\,\mathrm{ch}\,(w\sqrt{b})} \tag{12}$$

Отсюда следует, что $\beta \to 1$ при $\omega \to 0$ и $\beta \to 0$ при $\omega \to \infty$, т. е. диффузионное расплывание сигнала в базе уменьшает коэффициент передачи. Зависимость модуля и фазы β от частоты определяется из (12) очевидным образом.

Работа выполнена под руководством профессора Э. И. Адировича.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чуенков В. А. К поведению валентных полупроводников типа германия в сильном электрическом поле. ЖГФ, т. XXVIII, вып 3, 1958.

2. Рябинкин Ю. С. Электрическое поле в базе плоскостных транзисторов при малых уровнях инъекции, Физика твердого тела, т. 1, стр. 159, АН СССР, 1959.

3. Rittner E. S. Extension of the Theory of the Junction Transistor, Phys, Яev., v. 94, № 5, 1954.