ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. С. М. КИРОВА

Том 155 1968

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В БАЗЕ ДИОДА НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

С. А. ЗАЙДМАН

(Представлена научным семинаром факультета автоматики и вычислительной техники)

Известно, что на переходной процесс в полупроводниковом диоде может влиять постоянное электрическое поле в базе, создаваемое за счет градиента концентрации примесей [1, 2]. В зависимости от направления электрического поля оно может либо уменьшить, либо увеличить скорость переходного процесса. Если диффузия доноров в полупроводник n-типа происходит со стороны выпрямляющего контакта, то поле — ускоряющее, если же со стороны омического контакта, то поле — тормозящее. При этом в первом случае время жизни неосновных носителей в базе диода уменьшается, а во втором случае — увеличивается. В данной работе предлагается количественная зависимость, связывающая время жизни неосновных носителей заряда τ с электрическим полем в базе диода E и со скоростью рекомбинации на омическом контакте S.

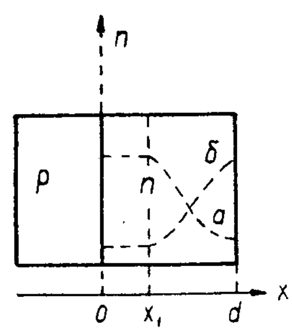

Рис. 1. Аналитическая модель диода

Рассмотрим модель одномерного плоскостного диода с резким ступенчатым p—n переходом и ограниченной базовой областью, причем проводимость p-об асти предполагается много больше проводимости n-области (рис. 1).

На каком-то расстоянии от p—n перехода при $x = x_1$ существует градиент концентрации доноров, создающих постоянное тянущее электрическое поле. Наличие высокоомной области вблизи p—n перехода увеличивает обратное пробивное напряжение. Для решения поставленной задачи выпишем систему уравнений, описывающую движение неосновных носителей (дырок) при включении диода из нейтрального состояния в прямое в режиме генератора напряжения.

В области $0 < x < x_1$

$$\frac{1}{D_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_n}{L_p^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \tag{1}$$

причем при $x = 0$ $p(0) = p_n \cdot e^{\frac{qV_{pn}}{\kappa T}} = p_0, \quad t > 0,$

где p_n — равновесная концентрация дырок в n-области,

V_{pn} — падение напряжения на p—n переходе,
L_p — диффузионная длина; в области

$$x_1 < x < d$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{qE}{\kappa T} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\Delta P}{L_p^2} = \frac{1}{D_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}, \tag{2}$$

причем при $x = d$

$$\frac{\partial p}{\partial x} - U_p \cdot E \cdot p(d) = -\frac{S}{D_p} \cdot p(d),$$

где U_p — подвижность дырок,
D_p — коэффициент диффузии дырок.
Кроме того на границе областей при $x = x_1$

$$p_1(x, t) = p_2(x, t) \text{ и } \frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{\partial p_2}{\partial x}. \tag{3}$$

Последнее условие обеспечит непрерывность тока в точке x_1. До момента подачи прямого импульса концентрация дырок в базе пренебрежимо мала

$$p(x, 0) = 0, \; t = 0. \tag{4}$$

Решая систему уравнений (1) и (2) при помощи преобразования Лапласа и теоремы вычетов для случая нескольких корней, получаем распределение концентрации неравновесных носителей тока. В области $0 < x < x_1$

$$\Delta p_1(x, t) = \frac{p_0 \left[\kappa_2^{\cdot} \cdot \operatorname{sh} \frac{x - x_1}{L_p} + \frac{1}{L_p} \cdot \operatorname{ch} \frac{x - x_1}{L_p} \right]}{\kappa_2^{\cdot} \cdot \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p} + \frac{1}{L_p} \cdot \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_0 \cdot \kappa_2^1 \cdot x_1 \cdot \sin \frac{\mu_n (x - x_1)}{x_1} - \mu_n \cdot \cos \frac{\mu_n (x - x_1)}{x_1}}{\left(\frac{\mu_n}{x_1^2} + \frac{1}{L_p^2} \right) \cdot [(\kappa_2^1 \cdot x_1 + 1) \cdot \cos \mu_n - \mu_n \cdot \sin \mu_n]} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \tag{5}$$

где

$$\kappa_2^{\cdot} = \frac{qE}{2\kappa T} - \sqrt{\left(\frac{qE}{2\kappa T} \right)^2 + \frac{1}{L_p^2}}, \tag{5'}$$

$$\kappa_2^1 = \frac{qE}{2\kappa T} - \sqrt{\left(\frac{qE}{2\kappa T} \right)^2 - \frac{\mu^2}{x_1^2}}. \tag{5}$$

В области $x_1 < x < d$

$$\Delta p_2(x, t) = \frac{\frac{p_0}{L_p} \, [1 - \kappa_2^{\cdot} (x - x_1)]}{\kappa_2^{\cdot} \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p} + \frac{1}{L_p} \cdot \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_0 \cdot \mu_n \, [1 + \kappa_2' (x - x_1) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_r}}}{\left(\frac{\mu_n^2}{x_1^2} + \frac{1}{L_p^2} \right) [(\kappa_2' \cdot x_1 + 1) \cos \mu_n - \mu_n \cdot \sin \mu_n]}, \tag{6}$$

где обратная величина эффективного времени жизни

$$\frac{1}{\tau_r} = D_p \cdot \left(\frac{\mu^2}{x_1^2} + \frac{1}{L_p^2}\right) = \frac{D_p \cdot \mu^2}{x_1^2} + \frac{1}{\tau_p}, \tag{7}$$

а μ—корень транцендентного уравнения

$$\operatorname{ctg} \mu = -\frac{\kappa_2' \cdot x_1}{\mu}. \tag{8}$$

Следует заметить, что если граница разделения двух областей базы приближается ко второму контакту, т. е. $x_1 \approx d$, то, как это видно из выражений для концентраций (5) и (6), мы приходим к формуле, полученной для случая учета только диффузии, когда в базе нет градиента концентрации примесей [3].

$$\Delta p(x,t) - \frac{p_0 \cdot \frac{1}{L_p} \cdot \operatorname{ch} \frac{d-x}{L_p} + \frac{s}{D_p} \cdot \operatorname{sh} \frac{d-x}{L_p}}{\frac{1}{L_p} \cdot \operatorname{ch} \frac{d}{L_p} + \frac{S}{D_p} \cdot \operatorname{sh} \frac{d}{L_p}} + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n \cdot \cos \mu_n \frac{d-x}{d} + \frac{S \cdot d}{D_p} \cdot \sin \mu_n \frac{d-x}{d}}{-\left(\frac{\mu_n^2}{d^2} + \frac{1}{L_p^2}\right)\left[\left(1 + \frac{Sd}{D_p}\right) \cos \mu_n - \mu_n \cdot \sin \mu_n\right.}, \tag{9}$$

причем для полного совпадения формул (5) и (9), кроме $x_1 = d$, нужно положить

$$\kappa_2' = \frac{S}{D_p}. \tag{10}$$

На основании (5') и (10) находим выражение для времени жизни τ

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{s^2}{D_p} + \frac{q \cdot s}{\kappa T} |E|. \tag{11}$$

Используя далее связь между $\frac{1}{\tau_r}$ и $\frac{1}{\tau_p}$ из [7], мы получаем следующую формулу для эффективного времени жизни τ_r, которая характеризует скорость переходного процесса.

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{D_p \cdot \mu^2}{d^2} + \frac{s^2}{D_p} + \frac{s \cdot q}{\kappa T} \cdot E. \tag{12}$$

Таким образом, при наличии высокоомной области вблизи $p-n$ перехода эффективное время жизни обратно пропорционально квадрату скорости рекомбинации на омическом контакте и обратно пропорционально напряженности электрического поля.

Следовательно, для предлагаемой модели диода более существенное влияние на скорость переходного процесса включения оказывает скорость поверхностной рекомбинации, нежели электрическое поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. P. Kennedy. IRE Trans on electron devices ED-9, № 2, 174—182, 1962.
2. В. И. Гаман. Изв. вузов СССР, Физика № 1, 50, 1965.
3. В. И. Гаман. Изв. вузов СССР, Физика № 2, 73, 1965.