

УДК 621.382.001.2/3

В. В. Буниатян

### Влияние диффузии подвижных носителей тока на ВЧ характеристики ИПД

(Представлено академиком НАН Армении В.М Арутюняном 15/VIII 1997)

Как известно (<sup>1,5</sup>), в основных  $p^+n-p^+$  ( $n^+p-n^+$ , М-п-М) инжекционно-пролетных структурах малосигнальный анализ характеристик обычно проводится в одномерном приближении при следующих допущениях:

- 1) слой объемного заряда существенно не проникает в сильнолегированные области;
- 2) диффузионной составляющей тока в пролетном пространстве можно пренебречь;
- 3) дрейфовая скорость носителей тока имеет значение, соответствующее ее насыщению;
- 4) генерационно-рекомбинационными процессами в пролетном пространстве пренебрегается.

Однако, как показано в (<sup>6</sup>), если в области инжектирующего контакта и в пролетном участке имеется градиент концентрации легирующих примесей, то увеличивается роль диффузии носителей тока после их инжекции. В этих ситуациях, несомненно, необходимо учесть диффузионные составляющие тока. В настоящей работе теоретически проанализированно влияние диффузии носителей тока на высокочастотные (ВЧ) характеристики инжекционно-пролетных диодов (ИПД).

Рассмотрим  $p^+n-p^+$  структуру, в пролетной области которой имеется градиент легирующей примеси. Как показано в (<sup>4</sup>), внутреннее встроенное электрическое поле замедляет движение дырок в окрестности потенциального барьера  $p^+n$  перехода, где внешнее поле имеет низкое (близкое к нулевому) значение. В результате этого движение инжектированных дырок вначале будет иметь диффузионный характер.

В окрестности плоскости инжекции концентрация носителей тока возрастает от нуля до максимальной величины. Диффузия вызывает расплывание дырочных сгустков, движущихся в начальном участке пролетного пространства.

Как известно, в пролетном участке изменение концентрации носителей заряда вызвано высокочастотной модуляцией тока, выходящего из плоскости инжекции. Следовательно, диффузия носителей тока на начальном участке, где электрическое поле имеет низкие значения, может оказать заметное влияние на их ВЧ характеристики, если диффузионное расплывание дырочных сгустков за время  $\tau_g$ , определяемое диффузионной длиной  $L_g = (D_p \tau_g)^{1/2}$ , станет сравнимым с расстоянием между сгустками  $\frac{2\pi V_{0s}}{\omega}$ , т.е. когда

$$\frac{\omega}{V_{0s}} \cdot \frac{(D_p \tau_g)^{1/2}}{2\pi} \cong 1,$$

где  $V_{0s}$  — скорость носителей тока на инжектирующей плоскости,  $\omega$  — угловая частота сигнала,  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок.

Если  $L_g \cong 1$  мкм,  $V_{0s} \cong 10^6$  см/с,  $D_p \cong 10$  см<sup>2</sup>/с, условие (1) выполняется при  $\omega \cong 6,28 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Это означает, что в широких р-п переходах (что имеет место при неравномерном легировании примесей в пролетном промежутке (6)) диффузия может играть немалую роль и ее следует учитывать при расчете полного сопротивления ИПД.

Приближенно учет диффузии в расчетах ВЧ характеристик можем осуществить следующим образом.

При наличии на диоде постоянного напряжения с наложенным на него малым переменным сигналом для переменных составляющих тока проводимости  $I_{1p}$  и поля  $E_1$ , как известно (1,4), имеем

$$I_{1p} = q p_1 V_0 + q V_1 p_0 - q D_p \frac{dp_1}{dx}, \quad \varepsilon \frac{\partial E_1}{\partial x} = q p_1, \quad (1)$$

где  $p_1, p_0, V_1 = \mu_p E_1$ ,  $V_0$  — переменные и постоянные составляющие инжектированных дырок и их скорости, соответственно,  $\mu_p$  — подвижность дырок при слабых полях,  $E_1$  — переменная составляющая напряженности поля.

Первая компонента первого уравнения (1) вызвана модуляцией плотности дырок вследствие дрейфа, вторая компонента тока есть следствие модуляции скорости носителей тока. Последняя компонента обусловлена их диффузией.

Уравнение непрерывности для пролетного участка будет иметь вид (при соблюдении п.3,4)

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + V_0 \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{q \mu_p p_0}{\varepsilon} p_1 + \frac{\partial (D_p (\partial p_1 / \partial x))}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

Для упрощения расчетов заменим  $D_p(x)$  средним значением

$$\bar{D} = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} D_p(x) dx, \quad (3)$$

где  $L$  – длина пролетного участка.

Тогда уравнение (2) будет иметь частное решение

$$p_1(x, t) = p_{1s} \exp[j(\omega t - hx)], \quad (4)$$

где  $p_{1s}$  – переменная составляющая концентрации дырок в плоскости инжекции,  $t$  – время. Постоянную  $h$  определим из характеристического уравнения

$$\bar{D}h^2 - jV_0h + j\omega + \omega_2 = 0, \quad (5)$$

где  $\omega_2 = \frac{q\mu_p P_0}{\epsilon} = f(I_0)$  является функцией уровня инжекции (т.е. постоянного тока смещения  $I_0$ ).

$$\text{При } \bar{D} = 0 \quad h = \frac{\omega}{V_0} - j\frac{\omega_2}{V_0}$$

Если влияние диффузии невелико, то при  $\bar{D} \neq 0$

$$h = \frac{\omega}{V_0} - j\left(\frac{\omega_2}{V_0} + \xi\right), \quad \xi \ll 1, \quad (6)$$

где  $\xi$  – параметр, характеризующий влияние диффузии.

Подставляя (6) и (5) и пренебрегая высшими степенями по  $\xi$ , находим выражение для  $\xi$  в виде

$$\xi = \frac{-\frac{\bar{D}}{V_0^3}(j\omega + \omega_2)^2}{\left[1 + \frac{2\bar{D}}{V_0^2}(j\omega + \omega_2)\right]}$$

Требование  $\xi \ll 1$  эквивалентно условию

$$\frac{\bar{D}}{V_0^3}(j\omega + \omega_2)^2 \ll 1,$$

которое выполняется при  $\omega$  и  $\omega_2 \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , если  $\bar{D} \cong 10 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $V_0 \cong 10^7 \text{ см}/\text{с}$ .

Следовательно, с достаточной точностью можем записать

$$h \cong \frac{\omega}{V_0} - j\left[\frac{\omega_2}{V_0} + \frac{\bar{D}}{V_0^3}(j\omega + \omega_2)^2\right].$$

Для тока проводимости теперь вместо (1) будем иметь выражение:

$$I_{1p}(x, t) \cong qV_0 p_1(x, t)S \cong I_{1p}(0) \exp\left[j\omega\left(t - \frac{x}{V_0}\right)\right] \left\{1 - x\left[\frac{\omega_2}{V_0} + \frac{\bar{D}}{V_0^3}(j\omega + \omega_2)^2\right]\right\}, \quad (7)$$

где  $I_{1p}(0)$  – амплитуда тока проводимости в плоскости инжекции,  $S$  – сечение прибора.

Используя условие постоянства полного тока  $I_1(t)$

$$I_{1p}(x,t) + I_{cm}(x,t) = I_1(t) \quad (8)$$

для изменения тока смещения  $\Delta I_{cm}$  в пролетном пространстве, вызванном диффузией, будем иметь

$$\Delta I_{cm}(x,t) = -\Delta I_{1p}(x,t) = I_{1p}(0) \exp \left[ j\omega \left( t - \frac{x}{V_0} \right) \right] \cdot x \left[ \frac{\bar{D}}{V_0^3} (j\omega + \omega_2)^2 \right],$$

а для изменения переменного напряжения на пролетном участке, вызванном диффузией,

$$\Delta U_D(t) = \frac{1}{j\omega \epsilon S_0} \int_0^L \Delta I_{cm}(x,t) dx = \frac{I_{1p}(0) \bar{D} (j\omega + \omega_2)^2}{j\omega^3 \epsilon S V_0} [(1 + j\theta) \exp(-j\theta) - 1], \quad (9)$$

где  $\theta$  — угол пролета, равный  $\theta = \omega \frac{L}{V_0} \equiv \omega T$ ,  $T$  — время пролета.

Окончательно для  $\Delta U_D(t)$  получим

$$\Delta U_D(t) \equiv \frac{I_{1p}(0) \bar{D}}{j\theta^3 \epsilon S V_0^2} (j\theta + \theta_2)^2 [(1 + j\theta) \exp(-j\theta) - 1], \quad (10)$$

где  $\theta_2 = \omega_2 T$ .

Ток проводимости  $I_{1p}$  выражается через полный ток  $I_1$  в плоскости инжекции приблизительно как (4)

$$I_{1p}(t) \equiv I_{1p}(0) (1 + j\theta_s), \quad (11)$$

где  $\theta_s \equiv \frac{\omega \epsilon}{\sigma}$ ,  $\sigma \equiv \frac{\mu_p I_{0s}}{V_{0s}}$  — малосигнальная проводимость инжектирующего

контакта,  $I_{0s}$ ,  $V_{0s}$  — средняя плотность тока и скорость носителей в плоскости инжекции, соответственно.

Поэтому из (10) следует, что в линейном приближении учет диффузии в пролетном пространстве эквивалентен добавлению в эквивалентную схему ИПД дополнительного активного сопротивления, выражение для которого запишется в виде

$$R_D = \operatorname{Re} \frac{\Delta U_D(t)}{I_1(t)} \approx \frac{L \bar{D}}{\epsilon S \theta V_0^2 \theta_s^2} \{ \theta_s + (\theta \theta_s - 1) \sin \theta + (\theta + \theta_s) \cos \theta \}, \quad (12)$$

и реактивного сопротивления

$$X_D = \operatorname{Im} \frac{\Delta U_D(t)}{I_1(t)}.$$

Заметим, что  $R_D$  принимает отрицательные значения при углах пролета

$$0,5\pi < \theta < 1,75\pi.$$

В основном режиме работы ИПД, как показано в работах (1,4), при малых токах в отсутствие диффузии (и при равномерном легировании примесей в пролетном участке)

$$R_B \equiv \frac{V_0 T^2 (1 + \theta_s^2)^{-1}}{\epsilon S (\theta^2 + \theta_1^2)} \left\{ 1 - \frac{\theta_1 \theta_s}{\theta} + \frac{\exp \theta_1}{\theta} [(\theta_1 + \theta \theta_s) \sin \theta + (\theta_1 \theta_s - \theta) \cos \theta] \right\},$$

где  $\theta_1 = \frac{q \mu_p N_s T}{\epsilon}$ ,  $N_s$  — концентрация легирующей примеси в пролетном участке.

Отношение  $R_D$  к активному сопротивлению пролетного участка в отсутствие учета диффузии  $R_B$  равно

$$\frac{R_D}{R_B} \equiv \frac{\bar{D} (1 + \theta_s^2) (\theta^2 + \theta_1^2)}{V_0^2 \theta_s^2 T} \varphi(\theta, \theta_s, \theta_1), \quad (13)$$

где

$$\varphi(\theta, \theta_s, \theta_1) = \frac{|\theta_s + (\theta \theta_s - 1) \sin \theta + (\theta + \theta_s) \cos \theta|}{|\theta - \theta_1 \theta_s + \exp \theta_1 [(\theta_1 + \theta \theta_s) \sin \theta + (\theta_1 \theta_s - \theta) \cos \theta]|}$$

является функцией угла пролета  $\theta$  и проходит через максимум при  $\theta \equiv 1,5\pi$  и изменяет знак при  $\theta \equiv 1,75\pi$  и  $\theta \equiv 1,35\pi$ .

Анализ выражения (13) показывает, что влиянием диффузии можно пренебречь, если

$$\frac{\bar{D} \omega^2 T}{V_0^2} \ll 1.$$

Полагая  $\bar{D} \equiv 10$  см<sup>2</sup>/с,  $V_0 \equiv 10^7$  см/с, найдем верхнюю границу частотного интервала, в котором диффузия несущественна:

$$\frac{\omega}{2\pi} \equiv \frac{15 \cdot 10^{12}}{\theta} \text{ (Гц)};$$

она лежит в конце миллиметрового — начале субмиллиметрового диапазонов длин волн при  $\theta \leq \pi$ . Граница сдвигается в область более длинных волн с увеличением угла пролета  $\theta$ . Численные расчеты по вышеприведенным формулам для p<sup>+</sup>-n-p<sup>+</sup> кремниевых структур при значениях параметров:  $\mu_p \equiv 450$  см<sup>2</sup>/В·с,  $I_0 \equiv 50$  А/см<sup>2</sup>,  $L \equiv 5 \cdot 10^{-4}$  см,  $\bar{D} \equiv 10$  см<sup>2</sup>/с,  $T \equiv 10^{-10}$  с,  $\theta_1 \equiv 2$ ,

$V_{0s} \cong 10^6$  см/с,  $V_o \cong 10^7$  см/с,  $N_p \cong 1,25 \cdot 10^{15}$  см<sup>3</sup>,  $S \cong 1,25 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>, показаны на рис.1 и 2.

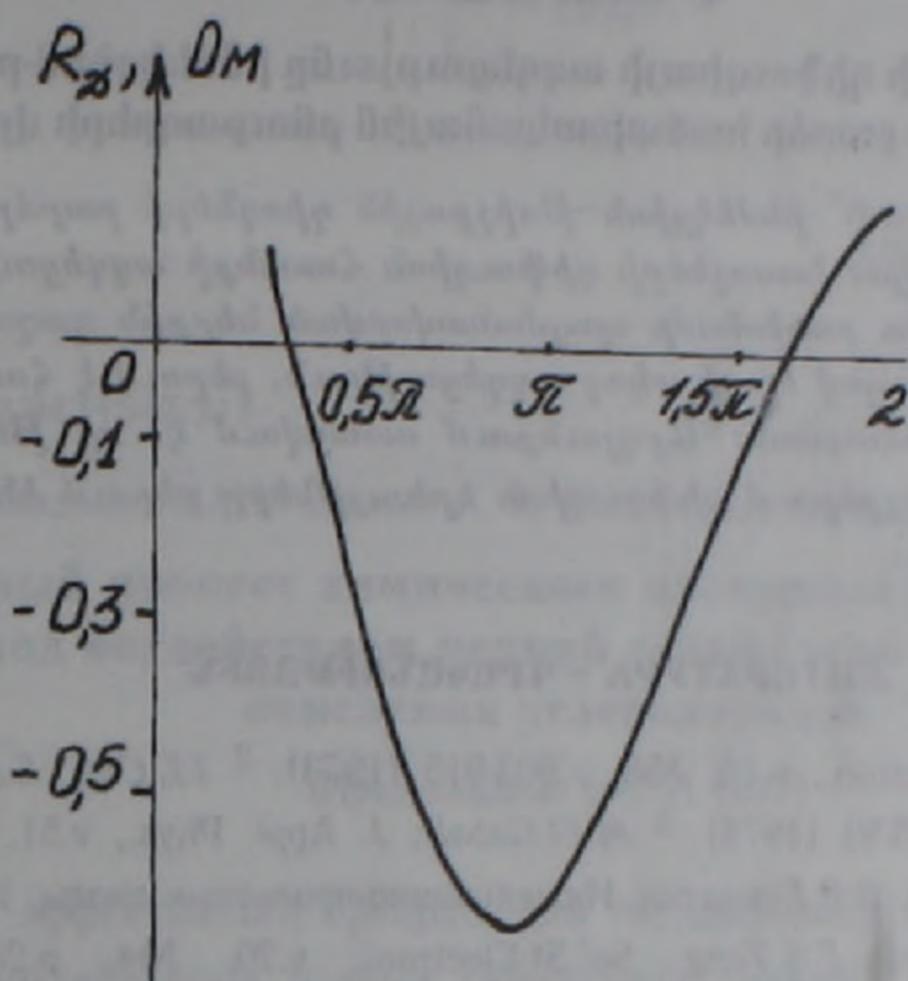


Рис.1. Зависимость  $R_D$  от угла пролета  $\theta$ .

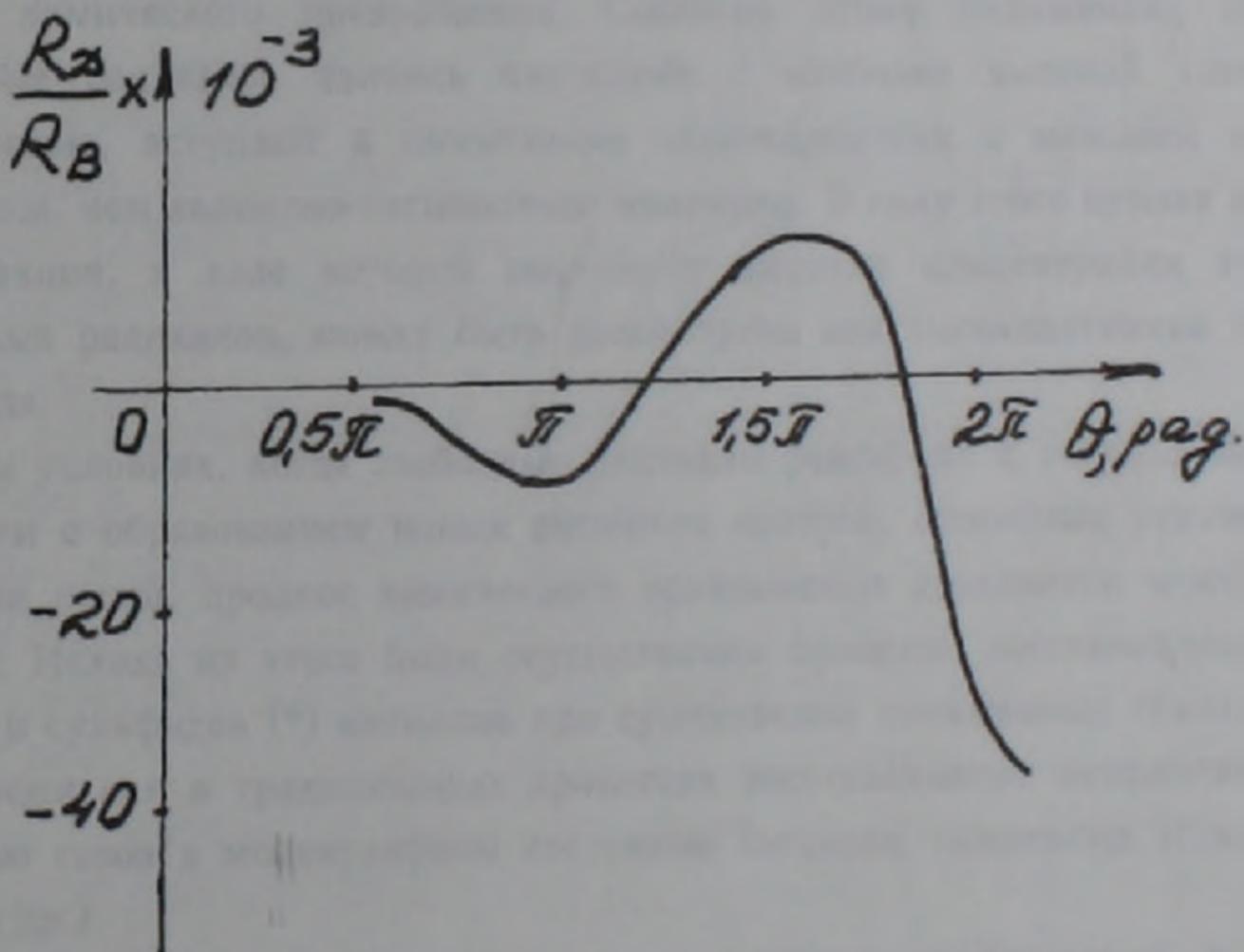


Рис.2. Зависимость  $R_D / R_B$  от угла пролета  $\theta$

Как следует из рисунков, диффузия в пролетном участке при углах пролета  $1,35\pi < \theta < 1,75\pi$  улучшает свойства ИПД как активного элемента.

Государственный инженерный университет Армении

#### Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ

### Հոսանքակիրների դիֆուզիայի ազդեցությունը ինժեկցիոն-թուիչքային դիոդների բարձր հաճախականային բնութագրերի վրա

Հետազոտվել է  $p^+-n-p^+$  ինժեկցիոն-թուիչքային դիոդների բարձր հաճախականային բնութագրերի վրա խոռոչների դիֆուզիոն հոսանքի ազդեցությունը: Խոռոչների անհամասեռ բաշխմամբ պայմանավորված ներքին դաշտը ինժեկցված խոռոչների վրա ունենալով արգելակող ազդեցություն, բերում է հոսանքի դիֆուզիոն բաղադրիչի մեծացման: Արդյունքում ստացվում է, որ թուիչքի անկյան  $1,35\pi < \theta < 1,75\pi$  միջակայքերում դիֆուզիոն երևույթները բերում են սարքի բնութագրերի բարելավման:

#### ЛИТЕРАТУРА – ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> Wright, Sol.St.Electron., v.16, №8, p.903-915 (1973). <sup>2</sup> I.L.Chu, S.M.Sze, Sol. St. Electron., v.16, №1, p.85-91 (1973). <sup>3</sup> M.El.Gabaly, J. Appl. Phys., v.51, №1, p.503-508 (1980). <sup>4</sup> В.М.Арутюнян, В.В.Буннятян, Инжекционно-пролетные диоды, Изд. ЕГУ, 1986. <sup>5</sup> Օ.Էկոյան, S.M.Sze, E.S.Yang, Sol St.Electron., v.20, №4, p.285-291 (1977). <sup>6</sup> В.М.Арутюнян, В.В.Буннятян, Полупроводниковая микроэлектроника. Матер. I нац. конф., Дилижан, с.95-99, 1987.