Изв. НАН и ГИУ Армении (сер. ТНі, т. 1.1, М. 3, 1998, с. 361-366.

УДК 621.382

#### РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

#### В.В. БУНИАТЯН, Р.Р. РАГАНЯН

# ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ИПД С ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПРИМЕСЕЙ В ПРОЛЕТНОЙ ОБЛАСТИ

Տետարոսվել է թռիչթային տիրութում խառուրդների էըսպոնենցիա բաշվանոն ազդեցությունը ինժենքիան-թոիշքային դիոդների բարձր հատախանանի քնութագրերի վրա Ապատողվել է, որ խառնարգների բաշխման անհանասեռությունը որոչուկի պատեմներում նպատում է բաղարձակ արժեթով բաշտանկան դիմադրաչուն մեծացագիր

Проведено исследование малосигняльных характеристик полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов при наличии экспоненцияльного распределения легирующих примесей в пролетном участке. Показано, что при определенных условиях градиент распределения примесей приводит к увеличеник) динамического отрицательного сопротивления (ДОС) по абсолютной величине

Ил. 2 Библиогр. 6 назв.

Microwave BARITT diode characteristics with exponential doping density in transit-time region are examined. It is shown that the negative resistance effects are increased under the exponential profile of doping density.

1//. 2. Rel. 6.

Несмотря на то, что активные свойства инжекционнопролетных диодов (ИПД) в основном определяются пролетными эффектами, они в значительной степени зависят от состояния инжектирующего контакта, распределения атомов примеси, дислокации, центров захвата в пролетной области и т.п. Отклонение этих параметров от требуемых значений для нормального функционирования ИПД приводит к изменению скорости инжекции, скорости дрейфа в пролетной области. плотности среднего тока, времени пролета Эти изменения влияют на статические и динамические характеристики прибора. Например, влияние уровней прилипания (УП) на ВЧ характеристики ИПД рассмотрено в [1-3].

Целью настоящей работы является исследование влияния неравномерного (экспоненциального) распределения легирующих примесей по длине пролетного промежутка на динамические характеристики ИПД

Рассмотрим p'-л-p'- кремниевую структуру (рис\_la), где предполагается, что в пролетной области п-типа имеется градиент концентрации легирующих примесей. Предположим, что концентрация примесей в n-базе изменяется по закону (рис. 16):

$$(x) = N e^{i\alpha}, \quad 0 \le x \le L, \tag{1}$$

где N. - поверхностная концентрация допоров в плоскости x=0; (X(см<sup>-1</sup>) - коэффициент, определяющей градиент концентрации примесей, I - текущая координата.



Рис. 1 Распределение примесей (а), потенциала (б) и напряженности поля (в) в p<sup>+</sup>-n-p<sup>+</sup> - структуре при U=0

Неоднородность легирования примесей создает дрейфовое (встроенное) внутреннее поле, которое имеет обратное направление по отношению к приложенному извне полю смещения диода, и, следовательно, может повлиять на величины скорости инжектированных дырок, т.е. на ВЧ характеристики ИПД.

Малосигнальные характеристики. Если к диоду приложены постоянное смещение U<sub>n</sub> (необходимое для смыкания переходов) и малый переменный сигнал с амплитудой U<sub>1</sub> и частотой 00, то дырки, инжектируя через потенциальный барьер, в окрестности нулевого (или низкого) значения напряженности внешнего поля будут испытывать "тормозящее" воздействие внутреннего статического поля до тех пор, пока внешнее поле не станет быстро расти. Тогда уравнения полного тока и Пуассона для постоянных составляющих имеют вид

$$I_{0} = qp_{0}V_{0}, \quad \varepsilon_{1}dE_{0}/dx = q(P_{0} + N_{1}(x)),$$

$$J_{0} = qp_{0}V_{0}, \quad \varepsilon_{1}dE_{1}/dx = q(P_{0} + n(x)),$$
(2)

для переменных составляющих -

 $I = qp_0V_1 + qp_1V_0 + j\omega\epsilon_1E_1, \quad \epsilon_1 = dE_1/dx = qp_1, \quad (3)$ где J\_J\_- плотности постоянного и переменного токов; E\_0, E\_1напряженности постоянного и переменного полей; V\_0 - средняя скорость дырок в n - области; V\_- переменная составляющая скорости: P\_1, P\_0 - переменная и постоянная составляющие концентрации инжектированных дырок. Используя методику расчета ВЧ характеристики ИПД [2], для уравнения движения дырок в проле ном пространстве получим выражения, справедливые для обоих случаев при условии  $\alpha exp(\alpha x) << 1$ :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \omega_i e^{\alpha x} \frac{dx}{dt} = \frac{\mu_p J_0}{\epsilon_i},$$
(4)

где Ц - подвижность дырок при слабых полях; (d) = qµ N / ε,.

Нелинейное уравнение (4) при замене  $x = \ln y/\alpha$  сводится к уравнению Бернулли. Учитывая, что  $dx/dt|_{x=0} = V_{0S}$ , где  $V_{0S}$ скорость дырок в инжектирующей плоскости, получим

$$y' - \omega_{t} y^{2} - \alpha y \left( \alpha t + V_{\alpha s} - \frac{\omega_{t}}{\alpha} \right) = 0.$$
 (5)

Решение уравнения (5) с использованием приближения

$$\exp\left(\alpha \left[\frac{\alpha t^2}{2} + \left(V_{0S} - \frac{\omega_1}{\alpha}\right)t\right]\right) \equiv 1 + \alpha \left[\frac{\alpha t^2}{2} + \left(V_{0S} - \frac{\omega_1}{\alpha}\right)t\right]$$

имеет вид

$$x = \frac{\alpha t^2}{2} + \left( V_{0S} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) t - \frac{1}{\alpha} \ln \left[ 1 - \omega_1 t - \frac{\omega_1 \alpha t^2}{2} \left( \frac{\alpha t}{3} + V_{0S} - \frac{\omega_1}{\alpha} \right) \right]$$
(6)

В уравнениях (4)-(6) начало времени t соответствует мгновению, когда носители заряда покидают плоскость инжекции (x=0), а время пролета T соответствует x=L, где

 $T \equiv \int_{0}^{0} dx / V_{0} \,. \tag{7}$ 

Так как в ИПД структурах  $T \le 10^{-10}$  с, то. пренебрегая в (6) членами, содержащими  $t^2$  и  $t^3$ , и используя разложение  $\ln(1-\omega_1 t) = -\omega_1 t - \omega_1 t^2/2$ , для скорости дырок V<sub>0</sub> в пролетном пространстве получим

$$V_0 \equiv \frac{\mu_{\rm s} J_0}{\epsilon_{\rm s}} t + \frac{\omega_{\rm s} t}{\alpha} + V_{\rm OS}, \tag{8}$$

Если доноры в пролетном пространстве распределены равномерно, то выражение для Vo имеет вид [2.3]

$$V_{0} \equiv \frac{\mu_{0} J_{0}}{\epsilon_{1} \omega_{1}} [\exp \omega_{1} t - 1] + V_{0S} e^{\omega_{1} t}.$$
 (9)

Из (8) и (9) следует, что при прочих равных условиях скорость, вычисленная из выражения (8), в несколько раз меньше, чем таковая из (9), т.е. при неравномерном легировании примесей в пролетном участке происходит уменьшение скорости инжектированных дырок по сравнению с равномерным легированием.

Используя (7) и соотношения

$$E_{1} = -\frac{1}{V_{0}} \frac{dU_{1}}{dt}, \quad V_{0} \frac{dE_{1}}{dx} = -\frac{1}{V_{0}} \left[ \frac{d^{2}U_{1}}{dt^{2}} - \frac{1}{V_{0}} \frac{dV_{0}}{dt} \frac{dU_{1}}{dt} \right],$$
$$\frac{1}{V_{0}} \frac{dV_{0}}{dt} = \mu_{p} \frac{dE_{0}}{dx} = \frac{\mu_{p}}{\varepsilon_{1}} \left( qP_{0} + qN_{p}(x) \right),$$

из уравнения (3) получим

$$\frac{\mathrm{d}^2 \mathbf{U}_1}{\mathrm{d}t^2} + (j\omega - \omega_1) \frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathbf{V}_0 \mathbf{J}_1}{\varepsilon_1}.$$
 (10)

Первое интегрирование (10) дает

$$\frac{dU_1}{dt} + (j\omega - \omega_t)U_1 = -\frac{J_1}{\varepsilon_1}x(t) + C_1.$$
(11)

Постоянная интегрирования C<sub>1</sub> определяется из следующих начальных условий: при x = 0,  $U_1 = 0$ ,  $C_1 = (dU_1/dt)_{x=0,1=0}$ . Так как

$$dU_1/dt = -(dU_1/dx)(dx/dt)$$
, to  $C_1 = -V_{0S}E_{1S}$ , (12)

где Е<sub>ис</sub>- напряженность переменного поля в плоскости инжекции.

Учитывая, что переменное малосигнальное поле в плоскости инжекции модулирует только скорость носителей заряда и ток частиц  $J_{\rm lps}$  в этой плоскости находится в фазе с локальным полем  $E_{\rm lS}$  [4], для  $J_{\rm lps}$  имеем  $J_{\rm lps} = \sigma E_{\rm lS}$ , где  $\sigma$  - эффективная малосигнальная проводимость инжектирующего контакта.

Так как в плоскости инжекции  $J_0 = qp_{OS}V_{OS}$ , где  $p_{OS}$ ,  $V_{OS}$  - средняя плотность и скорость носителей заряда в плоскости инжекции, то для о имеем  $\sigma = \mu_0 J_0 / V_{OS}$ .

Полный переменный ток в плоскости инжекции равен сумме токов частиц и смещения:  $J_1 = J_{ps} + i\omega\epsilon_1 E_{ts}$ . Следовательно,  $E_{ts} = J_1 / (\sigma + j\omega\epsilon_1)$ .

Тогда для уравнения (11) получим

$$\frac{dU_1}{dt} + (j\omega - \omega_1)U_1 = -\frac{J_1}{\varepsilon_1} \left[ x(t) + \frac{\varepsilon_1 V_{08}}{\sigma + j\omega\varepsilon_1} \right].$$
(13)

В рамках принятых допущений (8) для x(t) воспользуемся выражением

$$x(t) = \frac{\mu_{\rm p} J_0}{2\epsilon_{\rm s}} t^2 + \frac{\omega_1^2 t^2}{2\alpha} + V_{\rm os} t.$$
(14)

Интегрируя уравнение (13) при граничных условиях x=0, t=0. U<sub>1</sub>=0, получим выражения для U<sub>1</sub>. Представим малосигнальный импеданс Z в виде

$$Z = -U_1 / (J_1S) = R + jX$$
, (15)

где S - сечение прибора; R, X - активная и реактивная составляющие импеданса. В частности, выражение для активной составляющей R имеет вид

$$R = \frac{T}{\varepsilon_{1}Sd_{\mu}} \left\{ \frac{2T^{3}d\theta}{d_{2}} (d_{1} - 2\theta\theta_{1}) - \frac{\theta_{1}}{2} \left( \frac{\mu_{\rho}J_{\mu}T^{2}}{\varepsilon_{1}} + \frac{\theta_{1}}{\alpha} \right) - V_{\rho s}\theta_{1}T + d_{\rho} \left[ \frac{2dT^{3}}{d_{0}} (d_{1}^{2} - 4\theta^{2}\theta_{1}^{2}) - \frac{V_{\rho s}d_{1}T}{d_{0}} - \frac{\theta_{s}V_{\rho s}T(\theta_{1} + \theta\theta_{s})}{\theta(1 + \theta^{2})} \right] - d_{\rho} \left[ \frac{8d\theta\theta_{1}T^{3}}{d_{0}^{3}} - \frac{2\theta V_{\rho s}\theta_{1}T}{d_{0}} - \frac{\theta_{s}V_{\rho s}T(\theta - \theta_{1}\theta_{s})}{\theta(1 + \theta^{2})} \right] \right].$$

где

$$\mathbf{d} = \frac{\mu_0 \mathbf{J}_0}{2\varepsilon_1} + \frac{\omega_1^2}{2\alpha}, \quad \mathbf{d}_0 = \theta_1^2 + \theta^2, \quad \mathbf{d}_1 = \theta_1^2 - \theta^2, \quad \theta_1 = \omega_1 \mathbf{T}, \quad \theta_N = \frac{\omega \varepsilon}{\sigma}.$$

 $\theta = \omega T$ - yron nponeta,  $d_2 = (d_1^2 + 4\theta^2 \theta_1^2)$ ,  $d_3 = 1 - \exp\theta, \cos\theta$ ,  $d_4 = \exp\theta_1 \sin\theta$ .

$$\mathbf{R}_{1} \equiv \frac{T}{\varepsilon_{1}Sd_{0}} \left\{ \frac{2dT^{3}\theta}{d_{2}} (d_{1} - 2\theta\theta_{1}) + d_{4}(d_{1}^{2} - 4\theta^{2}\theta_{1}^{2}) \frac{2dT^{3}}{d_{0}^{3}} - \frac{Sd_{4}\theta\theta_{1}T^{3}}{d_{0}^{3}} \right\},$$
$$\mathbf{R}_{2} \equiv \frac{T}{\varepsilon_{1}Sd_{0}} \left\{ d_{4} \left[ \frac{2\theta V_{0S}\theta_{1}T}{d_{0}} - \frac{\theta_{S} V_{0S}T(\theta_{1} - \theta\theta_{S})}{\theta(1 + \theta_{s}^{2})} \right] - d_{4} \left[ \frac{V_{0S}d_{1}T}{d_{0}} + \frac{\theta_{S} V_{0S}T(\theta_{1} + \theta\theta_{S})}{\theta(1 + \theta_{s}^{2})} \right] - \frac{\theta_{1}}{2} \left( \frac{\mu_{p}J_{11}T^{2}}{\varepsilon_{1}} + \frac{\theta_{1}^{2}}{\alpha} \right) - \theta_{1}V_{0S}T \right].$$

Анализ и численные расчеты показывают, что составляющая R, пренебрежимо мала по сравнению с R<sub>2</sub>. Составляющая R<sub>2</sub> принимает отрицательное значение в интервалах угла пролета  $\pi/2 < \theta < 2\pi$ , причем величина R<sub>2</sub> по абсолютному значению в пять раз выше соответствующей составляющей R<sub>8</sub> для равномерно легированной побласти [3-6].



Рис. 2. Зависимость R2 и RB от угла пролета 0

Приведены результаты численных расчетов (рис.2) для типичных р<sup>\*</sup>-n-p<sup>\*</sup>-кремниевых ИПД с параметрами:  $\mu_{,,} \equiv 450 \ cm^2/(B \ c)$ ,  $V_{0S} \cong 9 \ 10^5 \ cm/c$ .  $J_{0} \equiv 10 \ A/cm^2$ .  $S \equiv 1.25 \ 10^{-4} \ cm^2$   $L \equiv 5 \cdot 10^{-4} \ cm$ ,  $T \equiv 0.3 \ 10^{-10}$ ,  $\theta_S \cong 0.186 \ \theta$ ,  $N_S \equiv 10^{14} \ cm^{-3}$ ,  $N_S(L) \equiv 10^{17} \ cm^{-3}$  (значению  $N_s(L)$  соответствует  $\alpha \equiv 1.34 \cdot 10^4 \ cm^{-1}$ ). Показана зависимость  $R_B$  (соответствует кривой  $\alpha = 0$ ) от угла пролета  $\theta$  (рис.2). Как видно, при наличии градиента легирующих примесей в пролетном участке ДОС по абсолютной величине увеличивается, а частотный диапазон смещается в область более низких частот.

Таким образом, с помощью выбора соответствующего профиля легирования примесей в п-области можно в ИПД структурах в определенных условиях увеличить ДОС по абсолютной величине.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В.М., Буниатян В.В. Инжекционно-пролетные диоды / ЕГУ. -Ереван, 1986. - 226с.

2. Harutunian V.M., Buniatian V.V. The influence of capture of the injected current carriers on the characteristics if BARITT diodes // Sol. St. Electron. 1977 -V.20, No 6.-P. 491-496.

3. Арутюнян В.М., Буниатян В.В. ВЧ характеристики ИПД с неоднородно распределенной примесью в пролегной области // Тез. докл.1-й Нац. конф. "Полупроводниковая микроэлектроника", 22-23 мая, Дилижан /ЕГУ, -1997.-С.95-99.

4. Wright G.T. Small-signal characteristics of semiconductor punch-through injection and transit time diodes // Sol.St.Electron.-1973.-V.16.  $\mathcal{N}$ -8.- P.903-912. 5. Wright G.T. and Sultan N.B. Small-signal design theory and experiment for the punch-through injection transit time oscillator // Sol.St.Electron.-1973.-V.16.  $\mathcal{M}$ -4.- P.535-544.

6. Eknoyan O., Sze S.M. and Yang E.S. Microwave BARITT diode with retarding field // Sol. St. Electron.- 1977. - V.20, Met. - P.285-291.

ГИУА

13.08.1997

Изв. НАН в ГИУ Армении (сер. ТН1. ) Ц. № 3, 1998, с. 366 - 371

359 681.325.6

ՌԱԴԻՈԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ

# Ա. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

## ՖՈՐՄԱԼ ՆԵՅՐՈՆԻ ՏՏՏ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ՍԽԵՄԱՆ

Դիտարիկեսք է ֆորմալ նեյթենի էլեկտրական սխեման, որը մուտքային և ելքային արտանություններին մակարդակներով լիովին համատեղելի է ավանդական արանգիստությաարտիզիստությին տրամաբանական (SSS) սխեմաների հետ, իր մեջ զուցակցում է SSS էսիտերակապակցված տրամաբանական (ԵԿՏ) սխեմաների առանձեահատկությունները այնանի է գոյություն ունեցող տեխնոլոգիաներով ինահզրա իրականազման համար