

равномерно сливается обратно в раствор. Количество конденсата, соответствующее нормальному режиму отбора, регулируется числом ниток, направленных в конденсатосборник.

Однако более удовлетворительные результаты мы получили путем прикрепления кольца из органического стекла (рис. 3) к внутренней поверхности крышки аппарата. Диаметр кольца превышает диаметр конденсатосборника. В кристаллизационном аппарате, снабженном такой крышкой, та часть конденсата, которая стекает от краев крышки, собирается на кольцо и каплями стекает обратно в раствор. А другая часть, которая стекает от кольца к центру, собирается в конденсатосборнике. Меняя диаметр кольца, задается скорость накопления воды в конденсатосборнике и, тем самым, регулируется скорость роста монокристалла. Кривая 3 (рис. 2) соответствует линейной скорости роста монокристалла  $\alpha\text{-LiI(O)}$  с применением крышки с кольцом. Как видно, в течение всего процесса выращивания скорость роста постоянна. Помимо этого, установка кольца над конденсатосборником оказалась простым и весьма эффективным приемом, позволившим отбирать конденсат через достаточно длительные и произвольные моменты времени.

(Работа выполнена в рамках научной темы 96-707 за счет государственных централизованных источников финансирования РА).

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 А.с. СССР. - № 451460.- 1971.
- 2 А.с. СССР.- № 439108.- 1972.
3. Шархатунян Р.О. и др. Выращивание монокристаллов йодата лития // Изв. АН АрмССР. Физика.-1974.-№ 9.- С. 224-228.
- 4 Оганесян А.А., Атанесян А.К. О возможности регулирования скорости роста  $\alpha\text{-LiI(O)}$  в изотермических условиях. Препринт ПЛРФ - 78-20. Ереван. Изд. ЕГУ. 1978 - 8 с.

Ин-т прикл. проблем физики НАН РА,  
Ин-т орг. химии НАН РА

15.03.1997

Изв. НАН и ГИУ Армении (сер. ТН), т. 11, № 2, 1998, с. 210 - 216.

УДК 621.382.001.2/3

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

В.В. БУНИАТЯН

## РОЛЬ ДИФфуЗИИ ПОДВИЖНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ФОРМИРОВАНИИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ СТРУКТУРАХ

Նետագրողվել է խոռոչների դիֆուզիոն եռաանցի սպրիտային  $p-n-p$  ինժեկցիոն-թուխալին դիոդների բարձր հաճախականային բնութագրերի վրա Պարզվել է, որ թռիչքի անկյան  $1,35\pi < \theta < 1,75\pi$  միջակայքերում դիֆուզիոն երեուցները հանգեցնում են սարքի բնութագրերի բարելավման:

Исследовано влияние диффузионного компонента тока на высокочастотные малосигнальные характеристики  $p^+ - n - p^+$  кремниевых инжекционно-пролетных диодов (ИПД). Показано, что при определенных условиях диффузия в пролетном участке при  $1,35\pi < \theta < 1,75\pi$  улучшает свойства ИПД как активного элемента.

Ил.2. Библиогр.: 6 назв.

The impedance characteristics of a semiconductor punch-through  $p^+ - n - p^+$  structure are examined. It is shown that diffusion effects in the transit angle  $1,35\pi < \theta < 1,75\pi$  improve the device characteristics.

Ил.2. Ref. 6.

Как известно [1-5], в основных  $p^+ - n - p^+$  ( $p^+ - p - p^+$ ,  $M - n - M$ ) инжекционно-пролетных структурах малосигнальный анализ характеристик обычно проводится в одномерном приближении при следующих допущениях:

1. Слой объемного заряда не проникает существенно в сильнолегированные области.
2. Диффузионной составляющей тока и генерационно-рекомбинационными процессами в пролетном пространстве можно пренебречь.
3. Дрейфовая скорость носителей тока имеет значение, соответствующее ее насыщению.

Однако, если в области инжекционного контакта и в пролетном участке имеется градиент концентрации легирующих примесей [6], то роль диффузии носителей тока увеличивается после их инжекции. При этом необходимо учесть диффузионные составляющие тока.

Целью настоящей работы является исследование влияния диффузии носителей тока на ВЧ характеристики ИПД структур.

Рассмотрим  $p^+ - n - p^+$ -структуру, в пролетной области которой имеется градиент легирующей примеси. Как показано в [4], 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 движение инжектированных дырок вначале имеет 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  $\tau_d$ , определяемое диффузионной длиной  $L_d = (D_p \tau_d)^{1/2}$ , становится приблизительно равным расстоянию между сгустками  $2\pi V_{115} / \omega$ , т.е. когда

$$\frac{\omega (D_p \tau_p)^{1/2}}{V_{ос}} = 1,$$

где  $V_{ос}$  - скорость носителей тока на инжектирующей плоскости;  $\omega$  - угловая частота сигнала;  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок.

Если  $L_p \approx 1$  мкм,  $V_{ос} \approx 10^8$  см/с,  $D_p \approx 10$  см<sup>2</sup>/с, условие (1) выполняется при  $\omega \approx 6,28 \cdot 10^{11}$  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 осуществляется следующим образом: при наличии на диоде постоянного напряжения с наложенным на него малым переменным сигналом имеем [1, 4]:

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

где  $p_1$ ,  $p_0$ ,  $V_1 = \mu_p E_1$ ,  $V_0$  - переменные и постоянные составляющие инжектированных дырок и их скорости;  $\mu_p$  - подвижность дырок при слабых полях;  $E_1$  - переменная составляющая напряженности поля;  $I_{ip}$  - переменная составляющая тока проводимости.

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 имеет вид (при соблюдении допущений пп. 2,3)

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

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

$$D = L_p^{-1} \int_0^{L_p} D_p(x) dx, \quad (3)$$

где  $L_p$  - длина пролетного участка.

Тогда уравнение (2) будет иметь частное решение

$$p_1(x, t) = p_k \exp[j(\omega t - hx)], \quad (4)$$

где  $p_k$  - переменная составляющая концентрации дырок в плоскости инжекции;  $t$  - время. Постоянную  $h$  определим из характеристического уравнения

$$Dh^2 - jV_0 h + j(\omega + \omega_1) = 0, \quad (5)$$

где  $\omega_1 = \frac{q \mu_p p_0}{\varepsilon} = f(I_0)$  является функцией уровня инжекции (т.е. постоянного тока смещения  $I_0$ ).

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

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

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

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

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

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

Требование  $\xi \ll 1$  эквивалентно условию

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

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

Следовательно, с достаточной точностью можем записать

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

Для тока проводимости теперь вместо (1) имеем

$$\begin{aligned} I_{ip}(x,t) &\cong qV_0 p_1(x,t) S \cong \\ &\cong I_{ip}(0) \exp \left[ j\omega \left( t - \frac{x}{V_{II}} \right) \right] \left\{ 1 - x \left[ \frac{\omega_2}{V_0} + \frac{\bar{D}}{V_0^2} (j\omega + \omega_2)^2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $I_{ip}(0)$  - амплитуда тока проводимости в плоскости инъекции;  $S$  - сечение прибора.

Используя условие постоянства полного тока  $I_1(t)$

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

для изменения тока смещения  $\Delta I_{cm}$  и переменного напряжения  $\Delta U_0(t)$  в пролетном пространстве, вызванных диффузией, имеем

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

$$\Delta U_D(t) = \frac{1}{j\omega \epsilon S} \int_0^L \Delta I_{cv}(x,t) dx =$$

$$= \frac{I_{pr}(0) \bar{D} (j\omega + \omega_s)^2}{j\omega \epsilon S V_0} [(1 + j\theta) \exp(-j\theta) - 1], \quad (9)$$

где  $\theta$  - угол пролета,  $\theta = \omega L / V_0 \equiv \omega T$ ;  $T$  - время пролета.

Окончательно для  $\Delta U_D(t)$  получим

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

где  $\theta_s = \omega_s T$ .

Ток проводимости  $I_{pr}$  выражается через полный ток  $I_1$  в плоскости инжекции [4]:

$$I_{pr}(t) \equiv I_1(t) (1 + j\theta_s), \quad (11)$$

где  $\theta_s \equiv \omega \epsilon / \sigma$ ,  $\sigma \equiv \mu_r I_{ox} / V_{os}$  - малосигнальная проводимость инжектирующего контакта;  $I_{ox}$ ,  $V_{os}$  - средняя плотность тока и скорость носителей в плоскости инжекции.

Как следует из (10), в линейном приближении учет диффузии в пролетном пространстве эквивалентен добавлению в эквивалентную схему ИПД дополнительного активного сопротивления:

$$R_D = \operatorname{Re} \frac{\Delta U_D(t)}{I_1(t)} \equiv \frac{LD}{\epsilon S \theta V_0^2 \theta_s^2} [\theta_s + (\theta \theta_s - 1) \sin \theta + (\theta + \theta_s) \cos \theta] \quad (12)$$

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 [1,4] при малых токах и отсутствии диффузии (равномерном легировании примесей в пролетном участке) имеем

$$R_B = \frac{V_0 T^2 (1 + \theta_s^2)^{-1}}{\epsilon S (\theta^2 + \theta_s^2)} \left[ 1 - \frac{\theta_1 \theta_s + \exp \theta_1}{\theta} \times \right.$$

$$\left. \times [(\theta_1 + \theta \theta_s) \sin \theta + (\theta_1 \theta_s - \theta) \cos \theta] \right], \quad (13)$$

где  $\theta_1 = \frac{q \mu_r N_s}{\epsilon} T$ ,  $N_s$  - концентрация легирующей примеси в пролетном участке

Отношение  $R_D$  к активному сопротивлению пролетного участка при отсутствии учета диффузии  $R_B$  равно

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

Полученное выражение является функцией угла пролета  $\theta$ , которая проходит через максимум при  $\theta \cong 1.5\pi$  и изменяет знак при  $\theta \cong 1.75\pi$  и  $\theta \cong 1.35\pi$ .

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

$$\bar{D}\omega \cdot \Gamma / V_0^2 \ll 1.$$

Полагая  $\bar{D} \cong 10 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $V_0 \cong 10^7 \text{ см/с}$ , находим верхнюю границу частотного интервала, когда диффузия несущественна:

$$\frac{\omega}{2\pi} \cong \frac{1.5 \cdot 10^{12}}{\theta} \text{ Гц.}$$

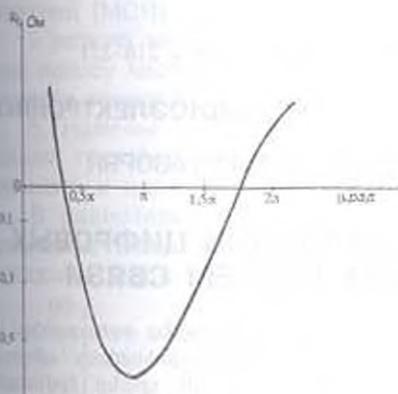


Рис.1 Зависимость  $R_D$  от угла пролета  $\theta$

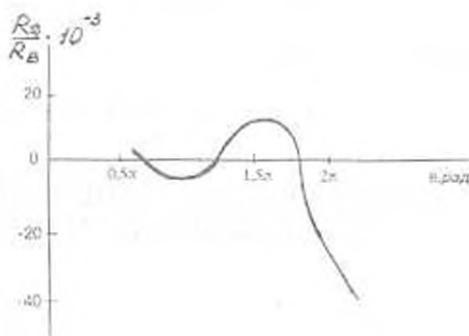


Рис.2. Зависимость  $R_D/R_B$  от угла пролета  $\theta$

Как видно,  $\omega/2\pi$  лежит в конце миллиметрового - начале сантиметрового 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  $p^+ - n - p^-$  кремниевых структур при значениях параметров  $\mu_p \cong 450 \text{ см}^2/\text{В с}$ ,  $I_0 \cong 50 \text{ А/см}^2$ ,  $L \cong 5 \cdot 10^{-1} \text{ см}$ ,  $D \cong 10 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\Gamma \cong 10^{-10} \text{ с}$ ,  $\theta_1 \cong 2$ ,  $V_{0s} \cong 10^6 \text{ см/с}$ ,  $V_0 \cong 10^7 \text{ см/с}$ ,  $N_p \cong 1.25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $S \cong 1.25 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2$  (рис.1 и 2) показывают, что диффузия в пролетном участке при углах пролета  $1.35\pi < \theta < 1.75\pi$  улучшает свойства ИПД как активного элемента СВЧ цепи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Wright G.T. Small-signal characteristics of semiconductor punch-through injection and transit time diodes // Sol.St. Electron. - 1973. - V. 16, № 8. - P.903-912.
2. Harutunian V.M., Buniatian V.V. The influence of capture of the injected current carriers on the characteristics of BARITT diodes // Sol.St. Electron. - 1977. - V. 20, № 6. - P.491-496.
3. Eknoyan O., Sze S.M and Yang E.S. Microwave BARITT diode with a retarding field // Sol. St. Electron. - 1977. - V. 20, № 4. - P. 285-291.
4. Арутюнян В.М., Буниatian В.В. Инжекционно-пролетные диоды. - Ереван: Изд. ЕГУ, 1986. - 226 с.
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, № 4. - P. 535-544.
6. Арутюнян В.М., Буниatian В.В. ВЧ характеристики ИПД с неоднородно распределенной примесью в пролетной области // Тезисы докладов 14 Национальной конф. "Полупроводниковая микроэлектроника", 22-23 июля, Дилижан / ЕГУ. - 1997. - С. 95-99.

ГИУА

15.10.1997

Изв. НАН и ГИУ Армении (сер. ТН), т. 11, № 2, 1998, с. 216-221.

УДК 621.376.56

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

О.В. БАГДАСАРЯН, О.А. ГОМЦЯН, Д.М. МЕГАВОРЯН

### КОДИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ СИГНАЛОВ ЦИФРОВЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Աղյուսակաճառով ներկայացվում են կոդերի տարբեր տեսակներ, որոնք օգտագործվում են ինչպես սովորական կաբլերներում, այնպես և կապի թելքա-օպտիկական զմեռում: Նախենառումով են լայն տարածված կոդերը, դիտարկվում են դրանց հիմնական բնութագրերը, տրվում հանձնարարականներ կապի թվային թելքա-օպտիկական համակարգերում հետազոտության կոդերի բնութագրան համար:

Приводятся различные виды кодов передачи, которые используются в обычных кабельных, так и в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС). Дается сравнение наиболее распространенных кодов, рассматриваются их основные характеристики. Предлагаются рекомендации по выбору соответствующих кодов и их преобразований для цифровых волоконно-оптических систем связи (ВОСС).

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

Different kinds of communication codes are proposed. They are used both in usual cables and fiber-optic communication lines. The comparison of the most widespread codes is given, their main characteristics are discussed. The recommendations about the choice of suitable codes and their conversions for digital fiber-optic communication systems are proposed.

Ил. 3. Ref. 7.