

ВЛИЯНИЕ ТЫЛОВОГО КОНТАКТА НА ВОЛЬТАМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ДИОДА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Исследуется влияние тылового контакта на распределение концентрации носителей тока. Выводятся основные соотношения, применимые для любых типов контактов. Определяется критическая концентрация электронов, при которой с тылового контакта начинается инжекция.

В зависимости от технологии изготовления и свойств материалов контакты могут быть омическими или выпрямляющими. Эти два вида являются предельными. Большинство реальных контактов имеет промежуточные свойства. С другой стороны, в зависимости от силы протекающего тока свойства одного и того же контакта могут плавно меняться. Например, неинжектирующий контакт может стать выпрямляющим. В связи с этим появляется необходимость учета влияния тылового контакта на процессы, происходящие в базе диода при прохождении тока.

Здесь выведены основные соотношения, применяемые при любом типе контакта.

§ 1. Распределение и градиент концентрации неосновных носителей

Рассмотрим структуру металл- p^+ - n -металл (рис. 1). Контакт между металлом и p^+ -областью считаем омическим, а в приконтактной области между полупроводником n -типа и металлом имеется барьер антизапорного или запирающего характера в зависимости от изготовления и природы контактирующих материалов. Следовательно, в дальнейшем речь будет идти только о контакте полупроводник n -тип-металл. Внешнее напряжение к p - n -переходу приложено в прямом направлении. Решив дифференциальное уравнение для распределения неосновных носителей в базе (n) диода без среднего члена [1], получим

$$p(x) - p_n = \frac{[p(0) - p_n] \operatorname{sh} \frac{x_1 - x}{L_p} + [p_0 - p_n] \operatorname{sh} \frac{x}{L_p}}{\operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}. \quad (1.1)$$

Здесь $p(0)$, p_0 — концентрация дырок в точке $x=0$ и $x=x_1$ соответственно;

p_n — равновесная концентрация дырок в базе;

L_p — длина диффузионного смещения дырок;

$$\frac{1}{L_p^2} = \frac{1}{D_p \tau_p} \frac{(b+1)p + bN_g}{(2p + N_g)b}, \quad (1.2)$$

x_1 — длина квазинейтральной области базы диода;

b — отношение подвижности $\frac{u_n}{u_p}$.

Второе слагаемое в числителе формулы (1,1) появилось вследствие неомичности контакта. Проанализируем его влияние на градиент концентрации дырок $\left(\frac{dp}{dx}\right)$ вдоль базы.

В общем виде

$$\left(\frac{dp}{dx}\right)_{p_0 > p_n} = - \frac{[p(0) - p_n] \operatorname{ch} \frac{x_1 - x}{L_p} - [p_0 - p_n] \operatorname{ch} \frac{x}{L_p}}{L_p \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}, \quad (1,3)$$

и при омическом контакте

$$\left(\frac{dp}{dx}\right)_{p_0 = p_n} = - \frac{[p(0) - p_n] \operatorname{ch} \frac{x_1 - x}{L_p}}{L_p \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}. \quad (1,4)$$

Сравнение (1,3) и (1,4) показывает, что

$$\left|\frac{dp}{dx}\right|_{p_0 = p_n} > \left|\frac{dp}{dx}\right|_{p_0 > p_n}, \quad (1,5)$$

т. е. неомичность контакта уменьшает $\frac{dp}{dx}$, а это может привести к уменьшению диффузионной составляющей дырочного тока по сравнению с полевым членом. Это справедливо во всех точках квазинейтральной области базы диода.

Берем отношение (1,3) к (1,4)

$$\nu = 1 - \eta^{-1} \operatorname{ch} \frac{x}{L_p} \operatorname{sch} \frac{x_1 - x}{L_p}, \quad (1,6)$$

где $\eta = [p(0) - p_n][p_0 - p_n]$.

Знак величины ν указывает направление $\frac{dp}{dx}$ (при $\nu > 0$ вдоль поля, а при $\nu < 0$ против поля).

Второе слагаемое в (1,6) характеризует отношение $\frac{dp}{dx}$, направленного против поля к $\frac{dp}{dx}$ вдоль поля в данной точке x .

В зависимости от η и расположения рассматриваемой точки в области $0 < x < x_1$ ν может быть различной и по знаку, и по величине (т. е. $\nu \leq 0$).

Рассмотрим два крайних значения ν в зависимости от x . Выпишем (1,6) для точки $x = 0$

$$\nu_0 = 1 - \eta^{-1} \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p}. \quad (1,7)$$

При выполнении $[p(0) - p_n] \geq [p_0 - p_n]$ (*) для любых малых значений $\frac{x_1}{L_p}$ второй член в (1.7) не будет равным единице. Следовательно, v_0 может быть $0 < v_0 < 1$, но не равно нулю. Это означает, что в точке $x = 0$ всегда существует $\frac{dp}{dx}$, направленный в глубь полупроводника и имеющий максимальное значение, когда контакт омический (т. е. при $p_0 = p_n$, $v_0 = 1$) (рис. 2).

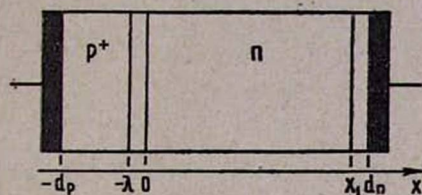


Рис. 1. Структура диода; $\lambda 0$ — область p-n-перехода. ox_1 — длина квазинейтральной области базы. $x_1 d_n$ — ширина слоя объемного заряда.

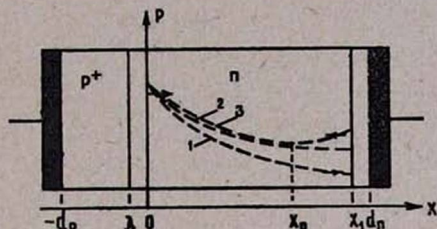


Рис. 2. Распределение дырок в базе (качественно): 1 — $\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_1} < 0$, 2 — $\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_1} = 0$, 3 — $\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_1} > 0$; стрелкой указано направление $\frac{dp}{dx}$. x_0 — точка минимума концентрации дырок.

Теперь выпишем формулу (1.6) для точки $x = x_1$

$$v_{x_1} = 1 - \eta^{-1} \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}. \quad (1.8)$$

В отличие от рассуждений, сделанных по отношению к (1.7), здесь при выполнении (*) второе слагаемое в зависимости от $\frac{x_1}{L_p}$ может удовлетворять следующим условиям:

$$\eta^{-1} \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} \begin{cases} \leq 1, \\ > 1, \end{cases} \quad (1.9)$$

соответственно каждому случаю.

Рассмотрим их в отдельности.

1. Пусть

$$\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} < \eta, \quad (1.10)$$

тогда значение v_{x_1} удовлетворяет неравенству $0 < v_{x_1} < 1$ и результирующий $\frac{dp}{dx}$ направлен от полупроводника к металлу (рис. 2—1).

2. Пусть

$$\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} = \eta, \quad (1.11)$$

тогда значение $v_{x_1} = 0$, т. е. результирующий $\frac{dp}{dx}$ равен нулю (рис. 2—2),

неосновные носители движутся только под действием приложенного поля.

3. Пусть

$$\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} > \eta, \quad (1.12)$$

тогда значение v_{x_1} отрицательно ($v_{x_1} < 0$), т. е. в точке x_1 результирующий $\frac{dp}{dx}$ направлен от тылового контакта в глубь полупроводника (рис. 2—3). Полный дырочный ток в этом случае равен разности полевых и диффузионных членов и направлен в сторону контакта. При выполнении последнего неравенства (1.12) в области базы диода существует точка (x_0) минимума концентрации дырок, которая определяется из следующего соотношения

$$\eta \operatorname{ch} \frac{x_1 - x_0}{L_p} = \operatorname{ch} \frac{x_0}{L_p}, \quad (1.13)$$

а минимальная концентрация

$$p_{\min} - p_n = [p(0) - p_n] \operatorname{sch} \frac{x_0}{L_p} = [p_0 - p_n] \operatorname{sch} \frac{x_1 - x_0}{L_p}. \quad (1.13a)$$

Если $\eta = 1$, то точка x_0 расположена в центре участка ox_1 . Когда $\eta < 1$, точка минимума будет близка к p - n -переходу, а при $\eta > 1$ — близка к тыловому контакту.

При выполнении условия квазинейтральности ($p - p_n = n - N_g$) все сказанное справедливо и для электронов с заменой знака η на обратный.

§ 2. Дырочные и электронные токи

Теперь переходим к определению дырочных и электронных токов для двух рассмотренных крайних точек 0, x_1 .

На основе токовых уравнений легко найти для точки $x = 0$

$$j = j_p(0) + j_n(0) = \frac{(1 + a_1)b_2 + (1 + a_2)b_1}{1 - a_1a_2}. \quad (2.1)$$

Значения приведенных обозначений даны в работе [2]. Величина j_{p0} , входящая в b_1 , в нашем случае имеет вид

$$j_{p0} = j_{ps} \left\{ \left[\frac{p(0)}{p_n} - 1 \right] - \left[\frac{p_0}{p_n} - 1 \right] \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} \right\}, \quad (2.2)$$

где

$$j_{ps} = \beta_p \frac{qD_p}{L_p} p_n \operatorname{cth} \frac{x_1}{L_p}. \quad (2.3)$$

Подставляя в (2.1) значения a_1 , a_2 , b_1 , b_2 при условии $a_2 \ll 1$, $a_1a_2 \ll 1$ [2], приходим к следующему уравнению для $p(0)/p_n$

$$\frac{p(0)}{p_n} = -\frac{N_g}{2p_n} \left(1 + \frac{\beta_n b_1^0 j_{sp}}{(1 + \alpha_1) j_{ns}} \right) \pm \left[\left(\frac{N_g}{2p_n} \right)^2 \left(1 + \frac{\beta_n b_1^0 j_{sp}}{(1 + \alpha_1) j_{ns}} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{N_g}{p_n} \left\{ \frac{j + j_{nr} (1 + \alpha_1) + b_1^0 j_{sp} \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right]}{(1 + \alpha_1) \beta_n^{-1} j_{sn}} + 1 \right\} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Рассмотрим два частных случая:

1. Пусть $j_{nr} = 0$, т. е. рекомбинационный ток в p - n -переходе отсутствует, и второй член в квадратных скобках значительно меньше первого. Тогда получим, при выполнении $j_{ns} \ll j_{ps}$, обычный результат, когда через p - n -переход электронная составляющая тока не учитывается

$$p(0) - p_n = \frac{j p_n}{j_{sp} b_1^0} + (p_0 - p_n) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p}. \quad (2.5)$$

2. Когда второй член в квадратных скобках больше первого, для $p(0)/p_n$ имеем

$$p(0) = \sqrt{\beta_n \frac{b N_g}{b + 1} \frac{j_{sp} b_1^0}{j_{sn}} \left[\frac{j p_n}{j_{sp} b_1^0} + (p_0 - p_n) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + p_n \right]}. \quad (2.6)$$

Эта зависимость отличается от приведенной в работе [2] вторым членом под квадратным корнем, который определяет влияние тылового контакта.

Если

$$j \gg j_{sp} b_1^0 \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right], \quad (2.7)$$

то

$$p(0) = \sqrt{\beta_n \frac{b N_g}{b + 1} p_n \cdot j / j_{sn}}. \quad (2.8)$$

Неравенство (2.7) обычно хорошо выполняется для длинных диодов. При неравенстве, обратном (2.7), получим

$$p(0) = \sqrt{\beta_n \frac{b N_g}{b + 1} b_1^0 p_n \frac{j_{sp}}{j_{sn}} \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right]}. \quad (2.9)$$

Аналогично используя токовые уравнения, найдем дырочные и электронные токи в точке $x = x_1$, в форме

$$j_p(x_1) = \frac{j p_0}{b n_0 + p_0} - q D_n \frac{2 p_0 + N_g}{b n_0 + p_0} \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x_1}, \quad (2.10)$$

$$j_n(x_1) = -\frac{j b n_0}{b n_0 + p_0} + q D_n \frac{2 p_0 + N_g}{b n_0 + p_0} \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x_1}. \quad (2.11)$$

Дальнейший вид этих выражений зависит от значения $p(0)$, входящего в $\left(\frac{dp}{dx} \right)_{x_1}$.

Допустим, что мы рассматриваем такой случай, при котором значение $p(0)$ выражается формулой (2.5). Тогда $j_p(x_1)$ и $j_n(x_1)$ можно записать в виде

$$j_p(x_1) = \frac{j p_0}{(b+1)p_0 + b N_g} + \frac{j b (2p_0 + N_g) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p}}{\beta_p b_1^0 [(b+1)p_0 + b N_g]} - \frac{q D_n}{L_p} \frac{(2p_0 + N_g)(p_0 - p_n)}{(b+1)p_0 + b N_g} \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}; \quad (2.12)$$

$$j_n(x_1) = \frac{j(p_0 + N_g)b}{(b+1)p_0 + b N_g} - \frac{j b (2p_0 + N_g) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p}}{\beta_p b_1^0 [(b+1)p_0 + b N_g]} + \frac{q D_n}{L_p} \frac{(2p_0 + N_g)(p_0 - p_n)}{(b+1)p_0 + b N_g} \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}. \quad (2.13)$$

Здесь последние члены одинаковы и появились в результате учета влияния контакта. Очевидно, что они являются диффузионными составляющими дырочного и электронного токов, направленных против поля и приблизительно линейно зависят от концентрации, тогда как первые и вторые члены слабо зависят или почти не зависят от p_0 (при высоких уровнях инжекции). Вторые слагаемые в (2.12), (2.13) представляют собой диффузионный ток вдоль поля и, как видно, по знаку противоположны с последними членами.

Критическая концентрация электронов (или дырок), при которой $\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_1} = 0$, равна

$$n_{0\text{кр}} = N_g + \frac{j p_n}{b_1^0 j_{sp}} \frac{\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}}{\operatorname{sh}^2 \frac{x_1}{L_p}}. \quad (2.14)$$

Условие $\left(\frac{dp}{dx}\right)_{x_1} \geq 0$ определяет начало инжекции через тыловой контакт, который осуществляется при $n_0 > n_{0\text{кр}}$. Если $n_0 < n_{0\text{кр}}$, то тыловой контакт является неинжектирующим. Коэффициент инжекции контакта

$$\gamma_k = \frac{j_n(x_1)}{j} = \frac{b n_0}{b n_0 + p_0} + \frac{q D_n (n_0 - N_g)}{j L_p} \frac{n_0 + p_0}{b n_0 + p_0} \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}. \quad (2.15)$$

Отсюда видно, что γ_k пропорционально $n_0 - N_g$, когда $n_0 \sim p_0$ при токах

$$j = 2 \frac{q D_n}{L_p} (n_0 - N_g) \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}, \quad (2.16)$$

коэффициент $\gamma_k = 1$.

Если зависимость концентрации дырок в точке $x=0$ от тока имеет форму (2.8), то при выполнении неравенства (2.7) $j_p(x_1)$, $j_n(x_1)$ имеют вид:

$$j_p(x_1) = h_1 j + \left[h \sqrt{\beta \frac{j}{j_{sn}} - h(p_0 - p_n) \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right], \quad (2.14)$$

$$j_n(x_1) = h_2 j - \left[h \sqrt{\beta \frac{j}{j_{sn}} - h(n_0 - N_g) \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right]; \quad (2.15)$$

следовательно, коэффициент инжекции контакта

$$\gamma_k = h_2 - \left[h \sqrt{\beta \frac{1}{j j_{sn}} - h \frac{n_0 - N_g}{j} \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right]. \quad (2.16)$$

При выполнении неравенства, обратного (2.7),

$$j_p(x_1) = h_1 j + \left[h \sqrt{\beta \frac{j_{sp}}{j_{sn}} b_1^0 \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right] - h(p_0 - p_n) \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right], \quad (2.17)$$

$$j_n(x_1) = h_2 j - \left[h \sqrt{\beta \frac{j_{sp}}{j_{sn}} b_1^0 \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right] - h(n_0 - N_g) \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right], \quad (2.18)$$

$$\gamma_k = h_2 - \left[h \sqrt{\frac{\beta b_1^0 j_{sp}}{j^2 j_{sn}} \left[\left(\frac{p_0}{p_n} - 1 \right) \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p} + 1 \right] - h \frac{n_0 - N_g}{j} \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right], \quad (2.19)$$

где

$$h_1 = p_0 [(b+1)p_0 + bN_g]^{-1}, \quad h = \frac{qD_n}{L_p \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}} \frac{2p_0 + N_g}{(b+1)p_0 + bN_g},$$

$$h_2 = b(p_0 + N_g) [(b+1)p_0 + bN_g]^{-1}, \quad \beta = \beta_n \frac{bN_g^*}{b+1} p_n.$$

Первые члены в квадратных скобках в выражениях (2.14)–(2.19) представляют собой величину диффузионного тока в точке x_1 , направленного к контакту, а вторые — от контакта. Поэтому при выполнении условия (2.7) критическая концентрация равна

$$n_{0кр} = N_g + \sqrt{\beta \frac{j}{j_{sn}} \operatorname{sch}^2 \frac{x_1}{L_p}}, \quad (2.20)$$

а при обратном (2.7)

$$n_{0кр} = N_g \left[1 + \frac{\beta_n b b_1^0 j_{sp}}{(b+1) j_{sn} \operatorname{ch}^3 \frac{x_1}{L_p}} \right]. \quad (2.21)$$

Для длинного диода

$$n_{0кр} \approx N_g.$$

На основании (2.14), (2.20) и (2.21) можно заключить, что при одинаковых условиях (j , p_0 , контакт) двойная инжекция для длинного диода наступает быстрее, чем для короткого.

§ 3. Определение падения напряжения

Полное падение напряжения на диоде равно

$$v = v_{pn} + v_T + v_k. \quad (3.1)$$

Падение напряжения на p - n -переходе (v_{pn}) определяется из граничных условий $p(0) = p_n \exp\left(\frac{qv_{pn}}{kT}\right)$, когда применимо распределение Больцмана. Вычисление v_k оставим до выбора модели контакта.

Известно, что падение напряжения в толще диода равно

$$v_T = v_i + v_D, \quad (3.2)$$

где

$$v_D = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{p(0) + \frac{bN_g}{b+1}}{p_0 + \frac{bN_g}{b+1}}, \quad (3.3)$$

$$v_i = \frac{j}{qu_p(b+1)} \int_0^{x_1} \frac{dx}{Ae^{-\frac{x}{L_p}} + Be^{\frac{x}{L_p}} + C}, \quad (3.4)$$

$$A = \left\{ [p(0) - p_n] e^{\frac{x_1}{L_p}} - [p_0 - p_n] \right\}, \quad C = p_n + \frac{bN_g}{b+1}, \quad (3.5)$$

$$B = \left\{ [p_0 - p_n] - [p(0) - p_n] e^{-\frac{x_1}{L_p}} \right\},$$

Величина интеграла (3.4) зависит от знака коэффициентов A , B , C и отношения между ними. Как видно из (3.5), $C = \text{const} > 0$, и при условии (*), $A > 0$. Но коэффициент B может быть $B \leq 0$ в зависимости от η и $\frac{x_1}{L_p}$.

Заметим, что при омическом контакте может быть только $B < 0$. Рассмотрим эти случаи в отдельности.

1. Пусть $e^{\frac{x_1}{L_p}} < \eta$, тогда $B < 0$ и значение интеграла (3.4) будет при $C^2 \geq 4AB$

$$v_i = \frac{jL_p}{qu_p(b+1)\sqrt{\Delta}} \ln \frac{[2Be^{\frac{x_1}{L_p}} + C - \sqrt{\Delta}][2B + C + \sqrt{\Delta}]}{[2Be^{\frac{x_1}{L_p}} + C + \sqrt{\Delta}][2B + C - \sqrt{\Delta}]}, \quad (3.6)$$

где

$$\sqrt{\Delta} = \sqrt{C^2 - 4AB}.$$

2. Пусть $e^{\frac{x_1}{L_p}} = \eta$, тогда $B = 0$ и величина (3.4) имеет вид

$$v_i = \frac{jL_p}{qu_p(b+1)C} \ln \frac{Ce^{\frac{x_1}{L_p}} + A}{C + A}. \quad (3.7)$$

3. Пусть $e^{\frac{x_1}{L_p}} > \eta$, тогда $B > 0$ и значение интеграла (3.4) при $C^2 \gg 4AB$ совпадает с величиной (3.6), а при $C^2 \ll 4AB$

$$v_i = \frac{2jL_p}{qu_p(b+1)\sqrt{\Delta}} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{2Be^{\frac{x_1}{L_p}} + C}{\sqrt{\Delta}} - \operatorname{arctg} \frac{2B + C}{\sqrt{\Delta}} \right\}, \quad (3.8)$$

где

$$\sqrt{\Delta} = \sqrt{C^2 + 4AB}.$$

Все три случая в принципе реальны. Но какой из них является более общим и охватывает большую область токов покажет конкретный выбор модели контакта и определение p_0 в зависимости от его параметров и силы тока. Заметим, что все эти случаи могут иметь место, хотя тыловой контакт остается еще неинъецирующим. Это объясняется тем, что условия $\operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p} < \eta \leq e^{\frac{x_1}{L_p}}$ в принципе при выполнении в отдельности непротиворечивы.

Когда имеет место (1.11) и (1.12), v_i определяется только выражением (3.8).

Сравнивая (3.6), (3.8) и (3.7) и требования при получении их, можно сделать вывод, что с уменьшением рекомбинационных свойств толщи или прозрачности контакта (т. е. при p_0 , стремящемся к $p(0)$) или с увеличением базы диода (x_1) зависимость v_i от силы тока j переходит постепенно от экспоненциальной к степенной.

Все полученные соотношения применимы для любых отношений $\frac{x_1}{L_p}$ (в случае преобладания диффузий).

В заключение заметим, что начало инъекции электронов тыловым контактом $\left(\left(\frac{dp}{dx} \right)_{x_1} = 0 \right)$ соответствует случаю $\delta = \frac{j_p(x_1)}{j_n(x_1)} = \frac{p_0}{bn_0} < 1$ для базы n -типа и $\delta = 1$ для базы собственного полупроводника. На контакте n -тип полупроводник — металл электронные и дырочные токи могут быть равными друг другу при $\left(\frac{dp}{dx} \right)_{x_1} = -\frac{j(bn_0 - p_0)}{2qD_n(n_0 + p_0)} < 0$.

Институт радиифизики и электроники

Поступила 15 октября 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Стафеев, ЖТФ, 28, 1631 (1958).
2. Г. М. Авакьянц, Б. Атакулов, В. И. Мурыгин, А. Д. Ожередов, А. Тешабаев, Радиотехника и электроника, 8, 1594 (1963).
- 3 Известия АН АрмССР, Физика, № 2

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Գ. ՀԱՇԻՄՈՎ

ԹԻԿՈՒՆՔԱՅԻՆ ՍԵՂՄՈՂ ՄԻԱՑՈՒՄ ՈՒՆԵՑՈՂ ԴԻՈԴԻ
ՎՈԼՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲԵՆԻԹԱԳԻՐԸ

Հաշվված է թիկունքային միացումում շփակվող շերտ և «քսիդային թաղանթ ունեցող դիոդի» վոլտամպերային բնութագիրը:

INFLUENCE OF REAR CONTACT ON VOLTAMPER.
CHARACTERISTICS OF THE DIODE

by G. M. AVAKYANTS, G. HASHIMOV

The influence of rear contact on the distribution of concentration of the transfer is investigated. The basic relations applied to any type of contact are set forth. The critical concentration of electrons at which an injection from the rear contact begins is determined.