

Г. АШКИНАЗИ

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ
И ПРЯМАЯ ВЕТВЬ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
 $P^+ - N - N^+$ -ГЕТЕРОСТРУКТУР С ВАРИЗОННОЙ БАЗОЙ**

(Представлена К. К. Ребане)

Для приборов с $P-N$ -переходами, предназначенных для преобразования либо усиления электрического тока, весьма существенным требованием является односторонняя инжекция. Поэтому незначительное снижение эффективности эмиттера с ростом тока у гетеропереходов дает возможность заметно улучшить характеристики полупроводниковых приборов [1]. Весьма перспективным является создание в этих приборах слабо легированной базы с переменной шириной запрещенной зоны. Возникающие при этом квазиэлектрические поля приводят к перераспределению носителей в базе при всех уровнях инжекции. Выбирая соответствующий профиль запрещенной зоны, можно влиять на переходные процессы в приборах, а также управлять величинами прямых падений напряжения.

Дальнейшие наши рассуждения будем вести в рамках следующих предположений: 1) подвижности, обусловленные рассеянием на решетке и на ионизованных атомах примеси, и эффективные массы m_n , m_p независимы от состава твердых растворов; 2) время жизни носителей τ_p^N независимо от уровня инжекции; 3) излучательные механизмы модуляции базы отсутствуют [2]; 4) в слабо легированной базе выполнены условия высокого уровня инжекции $p(z) \gg N_d$; 5) квазинейтральность N -области не нарушается, т. е. $p \approx n$. Остальные предположения те же, что и в [3].

**Распределение носителей в варизонной N -базе
и падение напряжения на ней**

В [3] нами было показано, что при наличии градиента верхнего края валентной зоны в N -базе ($\partial \mathcal{E}_{g_2}(z)/\partial z$) и отсутствии утечек электронов из N -области в P^+ -область и дырок из N -области в N^+ -область краевая задача для нахождения распределения дырок в N -базе при высоком уровне инжекции записывается в виде

$$\frac{d^2 p}{dz^2} + \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}(z)}{\partial z} \frac{dp}{dz} - \left(\frac{1}{L^2} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_{g_2}(z)}{\partial z^2} \right) p = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dz}(0) = -\frac{j}{2qD_p} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}}{\partial z}(0) p(0), \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dz}(W_N) = \frac{j}{2bqD_p} - \frac{1}{2kT} \frac{\partial \mathcal{E}_{g_2}}{\partial z}(W_N) p(W_N), \quad (3)$$

где

$$b = \mu_n/\mu_p, \quad L = \sqrt{(2b/b+1)D_p\tau_p}. \quad (4)$$

В случае изменения ширины запрещенной зоны по линейному закону имеем

$$\mathcal{E}_{g_2}(z) = \mathcal{E}_{g_2 \text{ min}} + \begin{cases} \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0) (1 - z/W_N), & E_0 > 0; \\ \Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N) z/W_N, & E_0 < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Падение напряжения на базе определяется выражением *

$$V_N = \frac{j}{q\mu_p(b+1)} \int_0^{W_N} \frac{dz}{p(z)} + \frac{\Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N) - \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0)}{q(b+1)} + \frac{kT}{q} \frac{1-b}{1+b} \ln \frac{p(W_N)}{p(0)}. \quad (6)$$

Численные расчеты функции $f(\eta)$, связанной с истинной концентрацией $p(z)$ соотношением $p(z) = (jL/2qD_p)f(\eta)$, сделаны для различных значений b , W_N/L и λ ** (рис. 1).

Общим свойством полученных распределений, как и следовало ожидать, является то, что положительная напряженность квазиэлектрического поля уменьшает концентрацию инжектированных носителей у $P^+ - N$ -перехода и увеличивает ее у тылового контакта, а отрицательная — действует наоборот.

Проанализируем подробно характерные особенности распределения инжектированных носителей и используем их для объяснения поведения первой составляющей прямого падения напряжения в выражении (6). Обозначим эту составляющую через V_N^I (рис. 2, сплошные линии).

Как видно из рис. 1, а, при $\lambda = 0$ ($\Delta \mathcal{E}_{g_2}(z) = 0$) база модулирована носителями наилучшим образом. Концентрация $p(z)$ в точке минимума всего лишь в два раза меньше ее максимальных значений $p(0)$ и $p(W_N)$. При $\lambda > 0$ и $\lambda < 0$ происходит перераспределение носителей таким образом, что в большей части базы, примыкающей к $P^+ - N$ -переходу либо к тыловому контакту, концентрация $p(z)$ становится меньше, чем при $\lambda = 0$. Модуляция базы ухудшается и, следовательно, V_N^I с ростом $|\lambda|$ возрастает (рис. 2, а). При $\lambda = 0$ с ростом b минимум в распределении сдвигается к тыловому контакту и разница между $p(0)$ и $p(W_N)$ увеличивается. Это приводит к неодинаковому действию поля на распределение носителей относительно точки $\lambda = 0$: минимум V_N^I сдвигается в сторону положительных λ тем заметнее, чем больше b , а само падение растет после минимума слабее. В то же время при $\lambda < 0$ рост падения тем сильнее, чем больше b (рис. 2, а).

Положительное поле вначале устраняет несимметричность распределения вследствие $b \neq 1$, и модуляция базы улучшается. Последую-

* Без учета составляющей падения, обусловленного электронно-дырочными столкновениями.

** В нашем случае: $\eta = z/L$; $\eta_N = W_N/L$;

$$\lambda = \begin{cases} \Delta \mathcal{E}_{g_2}(0)/4kT & \text{для } E_0 > 0; \\ -\Delta \mathcal{E}_{g_2}(W_N)/4kT & \text{для } E_0 < 0. \end{cases}$$

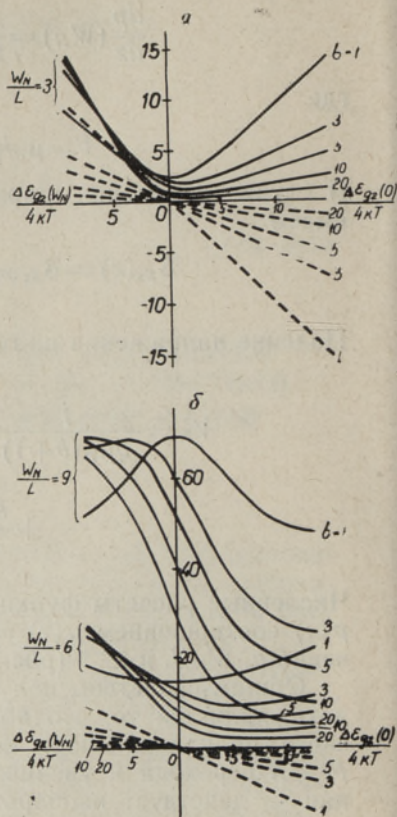
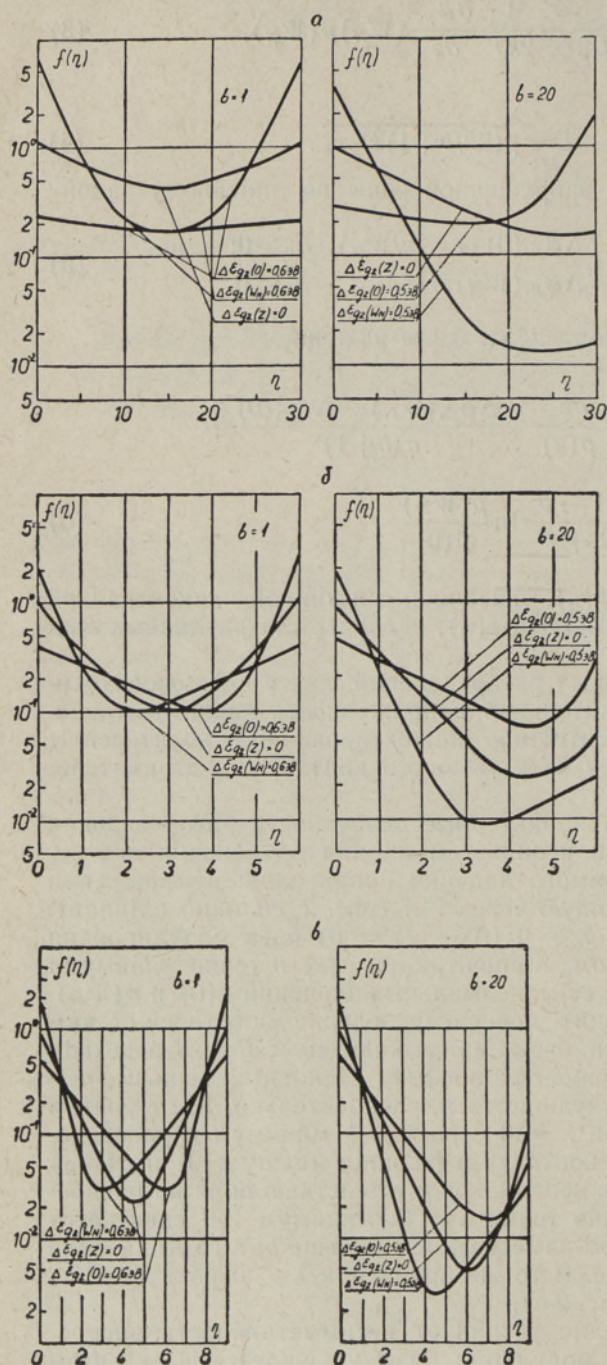


Рис. 2. Зависимость $qV_N^{I/2kT}$ (—) и $qV_N^{II/2kT}$ (---) составляющих падения напряжения на толще N -базы от перепада ширины ее запрещенной зоны для $W_N/L=3$ (а), 6 и 9 (б).

◀ Рис. 1. Распределение в N -базе инжектированных носителей в зависимости от перепада ширины запрещенной зоны для $W_N/L=3$ (а), 6 (б), 9 (в).

щее действие его такое же, как в случае $b=1$: концентрация у тылового контакта возрастает, а в большей части базы уменьшается и тем самым модуляция здесь ухудшается. Отрицательное поле лишь усугубляет эту несимметричность. Поэтому V_N^I при $\lambda < 0$ возрастает быстрее с ростом $|\lambda|$ и тем быстрее, чем больше b .

Все основные выводы анализа, сделанные для $\eta_N = 3$, сохраняются и для случая $\eta_N = 6$ (рис. 1,б). Следует только отметить, что с ростом η_N сильнее выявляется несимметричность в распределении носителей и требуются более сильные положительные поля для соответствующего повышения концентрации $p(z)$ в большей части толщи, примыкающей к тыловому контакту. При этом минимум V_N^I сдвигается в область более высоких значений λ (рис. 2,б).

Случай больших η_N требует детального анализа. Так, при $\eta_N = 9$ (рис. 1,в; 2,б) $p(z)_{\min}$ на 2—3 порядка меньше, чем $p(0)$ и $p(W_N)$. В этом случае центральная часть базы оказывается хуже всего залитой носителями, что в основном и определяет величину V_N^I . Внутреннее поле, перераспределяя носители и уменьшая их концентрацию у тылового контакта либо у P^+-N -перехода, увеличивает их среднюю концентрацию в центральной части базы, что улучшает ее модуляцию, а следовательно, и уменьшает значение V_N^I . Из рис. 1,в видно, что при $b = 1$ для положительного и отрицательного полей $p(z)_{\min}$, а следовательно, средняя концентрация в центральной части возрастает, что, естественно, приводит к уменьшению V_N^I (рис. 2,б). Необходимо, однако, отметить, что напряжение, достигнув своего минимума в областях $\lambda > 0$ и $\lambda < 0$, начнет опять возрастать, как и в случае $\eta_N \leq 6$. Последнее понятно из качественного анализа распределения концентраций. Действительно, дальнейшее возрастание поля, увеличивая концентрацию $p(z)$ в центре базы и уменьшая ее на одном из краев, приведет к тому, что в большей части базы, примыкающей к этому краю, произойдет выравнивание концентрации. В этом случае падение будет определяться, в основном, средней концентрацией в прикраевой области. Здесь средняя концентрация с ростом поля будет уменьшаться за счет «перекачки» носителей к другому краю и в дальнейшем будет вести себя так же, как в случае $\eta_N \leq 6$. Именно поэтому кривая падения имеет максимум и два минимума. При $b > 1$ характер зависимости не нарушается, лишь точка максимума сдвигается в область отрицательных полей. (Необходимо отметить, что часть минимумов и максимумов лежит вне области полей, приведенных на рис. 2,б.)

Для описания полного падения напряжения на толще базы рассмотрим поведение второй V_N^{II} и третьей V_N^{III} составляющих в выражении (6). На рис. 2 пунктирными линиями показана зависимость V_N^{II} от λ . Как видно, значение полного падения уменьшается на величину V_N^{II} в области положительных полей и увеличивается на ту же величину в области отрицательных. Демберовское падение по результатам численных расчетов $|V_N^{III}| \leq 2kT/q$. Столь малое значение демберовского падения только корректирует полное падение и заметно сказывается лишь в случае $\lambda > 0$ при малых η_N и больших b . При этом $|V_N^I + V_N^{II}| < |V_N^{III}|$ и полное падение на толще $V_N < 0$. Во всех остальных случаях $V_N^I + V_N^{II} \gg V_N^{III}$ и $V_N \simeq V_N^I + V_N^{II}$.

Прямая ветвь вольтамперной характеристики (ПВ ВАХ) P^+-N-N^+ -структур с гетеропереходами на основе $Ga_{1-x}Al_xAs$

Распределение носителей, инжектированных в N -область, находится из решения уравнения (1) с граничными условиями, учитывающими токи утечки в P^+ - и N^+ -области:

$$p(z) = e^{\lambda z/W_N} \frac{p(0) \operatorname{sh}[(\delta(W_N - z)/L)] + e^{-\lambda p(W_N)} \operatorname{sh}(\delta z/L)}{\operatorname{sh}(\delta W_N/L)}, \quad (7)$$

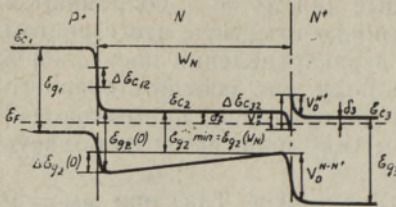


Рис. 3. Зонная диаграмма P^+-N-N^+ -гетероструктуры с варизонной N -базой на основе $Ga_{1-x}Al_xAs$.

$$\frac{dp}{dz}(0) = -\frac{j}{2qD_p^N} - \frac{2\lambda}{W_N} p(0) + \frac{j_n(0)}{2qD_p^N} \frac{b+1}{b}, \quad (8)$$

$$\frac{dp}{dz}(W_N) = \frac{j}{2bqD_p^N} - \frac{2\lambda}{W_N} p(W_N) - \frac{j_p(W_N)}{2qD_p^N} \frac{b+1}{b}, \quad (9)$$

где $\delta = \sqrt{\lambda^2 \eta_N^{-2} + 1}$.

Ток утечки электронов из N - в P^+ -область определяется соотношением

$$j_n(0) = (qD_p^N p^2(0)/L_p^N P_A^+) e^{-\Delta\epsilon_c/kT}. \quad (10)$$

Выражение для тока утечки дырок из N - в N^+ -область зависит от того, какой изотипный $N-N^+$ -переход мы рассматриваем. Для структур с гомо- $N-N^+$ -переходом оно имеет вид [4]

$$j_p(W_N) = qD_p^N p^2(W_N)/L_p^N N_d^+. \quad (11)$$

Для структур с гетеро- $N-N^+$ -переходом на основе $Ga_{1-x}Al_xAs$ (рис. 3) величина барьера для дырок больше, чем в гомо- $N-N^+$ -переходе на высоту «пичка». При достаточной доле туннельной составляющей тока электронов через «пичок» ток утечки дырок из N -области в N^+ -область определяется выражением

$$j_p(W_N) = (qD_p^N p^2(W_N)/L_p^N N_d^+) e^{-\Delta\epsilon_c''/kT}. \quad (12)$$

Подставляя (7), (10) и (11) в (8) и (9), получаем систему из двух квадратичных алгебраических уравнений относительно граничных концентраций.

Положив λ , $\Delta\epsilon_c$ и $\Delta\epsilon_c''$ равными нулю, получаем систему квадратных уравнений относительно граничных концентраций для P^+-N-N^+ -структуры с гомопереходами и однородной базой [4].

При достаточно больших значениях $\Delta\epsilon_c''$ утечкой дырок из N -области в N^+ -область пренебрегаем:

$$j_p(W_N) = 0. \quad (13)$$

Тогда решение системы (8), (9) для граничных концентраций с учетом (10), (13) можно представить в аналитическом виде:

$$f(\eta_N, \lambda, j) = \left[\frac{1}{b} + \frac{\delta e^\lambda}{\text{sh } \delta \eta_N} f(0, \lambda, j) \right] / \left(\delta \text{cth } \delta \eta_N - \frac{\lambda}{\eta_N} \right); \quad (14)$$

$$f(0, \lambda, j) =$$

$$= 2f(0, \lambda) / \left(\sqrt{1 + j \frac{L_p^2 D_p^N}{q(D_p^N)^2 L_p^N P_A^+} e^{-\Delta\epsilon_c/kT} \left(\delta \text{cth } \delta \eta_N - \frac{\lambda}{\eta_N} \right) f(0, \lambda) + 1} \right), \quad (15)$$

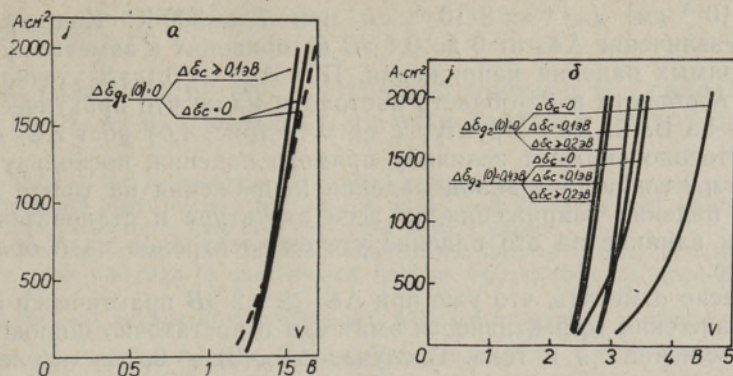


Рис. 4. ВАХ P^+-N-N^+ -гетероструктур с практически идеальным N^+ -эмиттером для $W_N/L=4$ (а), 9 (б). (На рис. 4, а пунктир означает эксперимент.)

где

$$f(0, \lambda) = \delta / \text{sh } \delta \eta_N [(1/b) e^{-\lambda} + \text{ch } \delta \eta_N] - \lambda / \eta_N. \quad (16)$$

ПВ ВАХ структур с гетеропереходами определяется выражением

$$\bar{V} = V_N + \Delta V_N + V_{P^+-N} + V_{N-N^+}, \quad (17)$$

где V_N — падение на толще N -базы из формулы (6), куда $p(z)$ подставляется из (7) с учетом граничных концентраций (14) и (15); ΔV_N — падение напряжения, обусловленное электронно-дырочными столкновениями [4]:

$$\Delta V_N \approx \frac{j W_N}{q c(T)} \ln \frac{j_v}{j - j_n(0) - j_p(W_N)}, \quad (18)$$

где

$$j_v = q W_N \gamma(T) / 2 \tau_p^N.$$

Используя для GaAs значения эффективных масс [5] $m_n = 0,06 m_0$, $m_p = 0,6 m_0$, находим $c^{\text{GaAs}} \approx 2,5 c^{\text{Si}}$, $\gamma^{\text{GaAs}} \approx 0,14 \gamma^{\text{Si}}$. Сравнивая эти значения со значениями, полученными в [4] для Si ($c^{\text{Si}} \approx 10^{17} T^{3/2}$, $\gamma^{\text{Si}} \approx 3 \cdot 10^{14} T^2$), видим, что величина ΔV_N для арсенида галлия в 4—5 раз меньше, чем для кремния.

В случае отсутствия утечки электронов из N -области в N^+ -контакт выражение (17) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{q \bar{V}}{2kT} = & \frac{1}{2} \ln \frac{j j_d}{j_i^2} + \ln \frac{f(0, \lambda, j)}{\sqrt{f(\eta_N, \lambda, j)}} + 2\lambda + \\ & + \frac{1}{b+1} \int_0^{\eta_N} \frac{d\eta}{f(\eta, \lambda, j)} + \frac{j W_N}{2kTc} \ln \frac{j_v}{j - j_n(0)}, \end{aligned}$$

где

$$j_d = 2q D_p^N N_d / L; \quad j_i = 2q D_p^N n_{i \text{ min}} / L, \quad \lambda \geq 0. \quad (19)$$

На рис. 4 изображены рассчитанные по (20) прямые ВАХ структур (рис. 3) с различными η_N , $\Delta \epsilon_g(0)$ и $\Delta \epsilon_c$. Расчет сделан для значений

$W_N = 4 \cdot 10^{-3}$ см; $L_n^{P+} = 8 \cdot 10^{-5}$ см при $T = 300$ К. Как видно из рис. 4,а, увеличение $\Delta \mathcal{E}_c$ от 0 до 0,1 эВ не приводит к заметному уменьшению прямых падений напряжения. При $\Delta \mathcal{E}_c > 0,1$ эВ утечка электронов из N -области в P^+ -область настолько мала, что практически уже не влияет на ВАХ. Для структур с $\eta_N = 9$ (рис. 4,б) рост $\Delta \mathcal{E}_c$ от 0 до 0,2 существенно снижает величину прямого падения, поскольку с увеличением η_N возрастает вклад падения напряжения на толще N -базы в полное падение напряжения на всей структуре и становится более ощутимым влияние на это падение утечек электронов из N -области в P^+ -эмиттер.

Интересно отметить, что уже при $\Delta \mathcal{E}_c \geq 0,2$ эВ практически не происходит снижения эффективности эмиттера в достаточно широком диапазоне изменений η_N и тока. В случае $\Delta \mathcal{E}_{g_2}(0) \neq 0$, как и следовало ожидать, дополнительно уменьшаются прямые падения при $\eta_N > 6$ (рис. 4,б).

Автор выражает искреннюю признательность Ж. И. Алферову, И. В. Грехову и В. Е. Челнокову за интерес и внимание к работе и П. Б. Рабкину за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж. И., Гетеропереходы в полупроводниках, Автореф. докт. дисс., Л., ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1970.
2. Алферов Ж. И., Бергманн Я. В., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанова М. Н., Яковенко А. А., Третьяков Д. Н., Физ. и техн. полупроводников, 12, вып. 1, 68—74 (1978).
3. Ашкинази Г. А., Золотаревский Л. Я., Рабкин П. Б., Хамелис Я. Ш., Физ. и техн. полупроводников, 10, вып. 2, 286—292 (1976).
4. Ашкинази Г., Золотаревский Л., Кузьмин В., Румма К., Хамелис Я., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 25, № 3, 299—309 (1976).
5. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение (Под ред. Ф. П. Кесаманлы и Д. Н. Наследова), М., «Наука», 1973.

Научно-исследовательский институт
Таллинского электротехнического
завода им. М. И. Калинина

Поступила в редакцию
13/IX 1978

G. ASKINAZI

INJEKTEERITUD LAENGUKANDJATE JAOTUS JA VARISOONSE BAASIGA P^+-N-N^+ -HETEROSTRUKTUURIDE PÄRIVOOLU PINGE-VOOLUKARAKTERISTIKUD

Artiklis on vaadeldud kõrge injeksioonitaseme korral varisoonses N -baasis tekkiva päripingelangu komponente ja nende seost suurustega μ_n/μ_p , W_N/L , samuti kvaasi-elektrivälja suuruse ja märgiga. On analüüsitud viimastest sõltuvaid laengukandjate jaotuse eripärasid ning nende mõju päripingelangu komponentidele $\sim \int_0^{W_N} dz/p(z)$.

On esitatud P^+-N-N^+ -struktuuri (valmistatud $Ga_{1-x}Al_xAs$ baasil) päriveroolu pingevoolukarakteristiku arvutus, arvestades elektron-auk-hajumist ja emitterite efektiivsuse langust kõrge injeksioonitaseme korral, ning näidatud P^+-N -heterosiirde energetilise barjääri suuruse ja «positiivse» kvaasielektrivälja mõju päriveroolu pingevoolukarakteristikule erinevate W_N/L väärtuste korral.

G. ASHKINAZI

DISTRIBUTION OF INJECTED CARRIERS AND FORWARD $V-I$ -CHARACTERISTICS OF P^+-N-N^+ -HETEROSTRUCTURE WITH VARIABLE ENERGY GAP BASE

The analysis of the components of forward voltage drop occurring on variable energy gap N -base and their relation with values μ_n/μ_p and W_N/L as well as the values and sign of the quasi-electric field is given in the present paper.

The peculiar features of the distribution of the injected carriers and its dependance upon the value and sign of quasi-electric field as well as their influence on the components of forward voltage drop proportional with the integral $\sim \int_0^{W_N} dz/p(z)$ are analysed.

Calculation of the forward $V-I$ -characteristics of the P^+-N-N^+ -structure based on $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ considering an electron-hole encounter as well as the decrease of the emitter's efficiency at a high level of injection is made.

The article shows the influence of the values of the energy barrier of P^+-N -heterojunction and «positive» quasi-electric field on forward $V-I$ -characteristics for different W_N/L .

The «positive» quasi-electric field influences considerably the forward $V-I$ -characteristics if $W_N/L > 6$, while it influences the value of the energy barrier of P^+-N -heterojunction if $W_N/L > 4$. In case $\Delta E_c > 0.2$ eV the influence of the energy barrier on forward $V-I$ -characteristics is becoming inessential if $4 < W_N/L \leq 10$.