

## ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА *p-n-p*-ДИОДА С ЛАВИННЫМ УМНОЖЕНИЕМ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Е. В. ЛАЗАРЕВ

Описываются физические процессы в приборе *p-n-p*-типа, эмиттерный переход которого зашунтирован омическим сопротивлением  $R$ .

Анализируется отрицательное сопротивление структуры на основе лавинного умножения носителей под действием ударной ионизации в слое объемного заряда при обратном смещении коллекторного перехода.

Численно рассчитана вольт-амперная характеристика в случае сплавного коллекторного перехода.

### В в е д е н и е

Описанию явлений, происходящих в приборах с лавинным умножением, уделяется значительное внимание. В работах [1, 2] приводится обширная библиография по этому вопросу. К приборам такого типа принадлежат трехслойные *p-n-p*-структуры, изучению физических процессов в которых посвящается данная статья.

В основе работы прибора лежит лавинное умножение носителей тока в обедненном слое коллекторного перехода, которое имеет место при значительных напряженностях электрического поля. Если эмиттерный переход зашунтировать омическим сопротивлением, то такой прибор позволяет получить устойчивый участок отрицательного сопротивления [3, 4].

Анализ работы аналогичных структур сделан в [3], где перечисляется несколько возможных механизмов, приводящих к отрицательному сопротивлению. Однако сам процесс умножения носителей рассмотрен не был. Много полезных данных по работе приборов с лавинным умножением можно получить из [4, 7—11] и других источников. Ниже мы будем рассматривать трехслойную структуру с зашунтированным эмиттерным переходом, но в отличие от [3], основываясь на микроскопических процессах в полупроводниковых приборах в сильном поле.

### 1. Исходные требования и уравнения

Выберем систему координат, как показано на рис. 1. Расчет будем вести исходя из требований:

- омичности контактов с металлом ( $-w_p, d_2$ );
- выполнения соотношений Больцмана на эмиттерном переходе;
- непрерывности электронного тока через эмиттерный переход;
- непрерывности дырочного тока через границу слоя объемного заряда с нейтральной областью базы;

д) непрерывности электронного тока через коллекторный переход, учитывая умножение;

е) выполнения законов Кирхгофа для цепи 1—R—2—1.

Кроме этого, уровень инжекции будем считать низким, а тепловую генерацию носителей учитывать не будем.

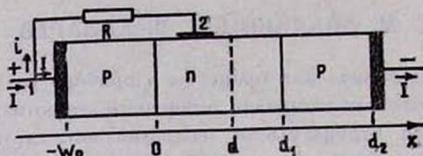


Рис. 1. Схема структуры  $p$ - $n$ - $p$ -типа с омическим сопротивлением  $R$  в цепи базы.  $i$  — плотность тока через сопротивление,  $I_1$  — плотность тока через эмиттерный переход,  $(d_1 - d)$  — область объемного заряда коллекторного перехода.

На основании этих требований, используя токовые уравнения и решения диффузионных уравнений [5, 6], получим следующие соотношения:

$$p(0) = p_n \exp(qV_1/kT), \quad (1.1)$$

$$n(0) = n_p^0 \exp(qV_1/kT),$$

$$\frac{qD_n}{L_n} \frac{n(0) - n_p^0}{\text{th}(w_p/L_n)} = I_1 + \frac{qD_p}{L_p} \left[ \frac{p(d) - p_n}{\text{sh}(d/L_p)} - \frac{p(0) - p_n}{\text{th}(d/L_p)} \right], \quad (1.2)$$

$$\frac{qD_p}{L_p} \left[ \frac{p(0) - p_n}{\text{sh}(d/L_p)} - \frac{p(d) - p_n}{\text{th}(d/L_p)} \right] = qu_p E_{cp} \frac{p(d) \exp(qV_2/kT) - p_p}{\exp(qV_2/kT) - 1}, \quad (1.3)$$

$$\frac{qD_p}{L_p} \left[ \frac{p(d) - p_n}{\text{sh}(d/L_p)} - \frac{p(0) - p_n}{\text{th}(d/L_p)} \right] = I(m-1) - \frac{qD_n}{L_n} \frac{n(d_1) - n_p^k}{\text{th}[(d_2 - d_1)/L_n]}, \quad (1.4)$$

$$I = I_1 + i, \quad i = V_1/RS, \quad (1.5)$$

где  $V_1$  — прямое смещение эмиттерного перехода,

$V_2$  — обратное смещение коллекторного перехода,

$S$  — площадь  $n$ - $p$ -перехода,

$E_{cp}$  — средняя напряженность электрического поля в слое объемного заряда,

$I_1$  — плотность тока инжектированного эмиттерным переходом,

$i$  — плотность тока через омическое сопротивление,

$m$  — коэффициент умножения, нормированный так, что  $M = 1/(1-m)$ ,

где  $M$  — обычный коэффициент умножения в [1, 2, 3, 4 и др.].

Все остальные обозначения обычные [4, 5].

Предполагая базу достаточно узкой, а смещение коллекторного перехода значительным, т. е.  $(d/L_p) \ll 1$  и  $\exp(qV_2/kT) \gg 1$ , из (1.1) — (1.5) найдем

$$p(0) = \frac{I - i + i_1 + i_2 (p_p/p_n) \exp(-qV_2/kT)}{i_1 + i_2} p_n, \quad (1.6)$$

$$p(d) = \frac{i_2}{qv_p(i_1 + i_2)} \left[ I - i + i_1 + \frac{p_p v_p d}{p_n D_p} \left( i_1 + \frac{qD_p}{d} p_n \right) \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right], \quad (1.7)$$

$$n(d_1) = \frac{i_2 L_n'}{q^2 D_n (i_1 + i_2)} \left\{ I - i + i_1 \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \right\} - \frac{IL_n'(1-m)}{qD_n} + n_p^k. \quad (1.8)$$

Здесь  $v_p$  — дрейфовая скорость дырок,  $L_n' = L_n \operatorname{th}[(d_2 - d_1)/L_n]$ ,

$$L_n^+ = L_n \operatorname{th}(w_p/L_n), \quad i_1 = qD_n n_p^0 / L_n^+, \quad i_2 = \frac{qD_p p_n v_p}{D_p + v_p d}.$$

## 2. Вольт-амперная характеристика

Напишем вольт-амперную характеристику в виде

$$I = I_p(d) + I_n(d_1) + mI, \quad (2.1)$$

где

$$I_p(d) = qv_p [p(d) - p_p \exp(-qV_2/kT)] = \frac{i_2}{i_1 + i_2} \left\{ I - i + i_1 \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \right\}, \quad (2.2)$$

$$I_n(d_1) = qv_n [n(d_1) - n_n \exp(-qV_2/kT)] = \frac{i_2}{i_1 + i_2} (I - i) \frac{v_n L_n'}{D_n} + \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \frac{v_n L_n'}{D_n} \times \left[ \frac{i_1 i_2}{i_1 + i_2} + \frac{qD_n n_p^k}{L_n^+} \right] - I(1-m) \frac{v_n L_n'}{D_n}. \quad (2.3)$$

Подставляя (2.2) и (2.3) в (2.1), будем иметь

$$I(1-m) = \frac{i_2}{i_1 + i_2} (I - i) + \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \left[ \frac{i_1 i_2}{i_1 + i_2} + \frac{qD_n v_n n_p^k}{D_n + v_n L_n^+} \right]. \quad (2.4)$$

Выражение (2.4) представляет собой зависимость плотности тока  $I$  от падения напряжения в коллекторном ( $V_2$ ) и эмиттерном ( $V_1$ ) переходах. Коэффициент лавинного умножения  $m$  является функцией поля, а следовательно, и напряжения коллекторного перехода. С изменением коллекторного напряжения ширина обедненного слоя изменяется (это изменение происходит в основном в менее легированной области полупроводника) и поэтому ширина нейтральной области базы также является функцией приложенного напряжения. Чтобы отметить это, перепишем (2.4) в виде

$$I = \frac{(1 - \varphi) i - [1 - (p_p/p_n) \exp(-qV_2/kT)][(1 - \varphi) i_1 + i_3]}{m - \varphi}, \quad (2.5)$$

где

$$\varphi = 1 - \frac{i_3}{i_1 + i_2} \approx \frac{D_n n_p^3 d}{D_p p_n L_n^+},$$

$$i_3 = \frac{q D_n v_n n_p^k}{D_n + v_n L_n}.$$

Если же сопротивление в цепи достаточно мало ( $R = 0$ ), то (2.5) преобразуется в характеристику изолированного  $n$ - $p$ -перехода [2.4]

$$I = \frac{i_3}{1 - m} \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right]. \quad (2.6)$$

Если же это сопротивление достаточно велико ( $R = \infty$ ), то (2.5) преобразуется в характеристику обычного  $p$ - $n$ - $p$ -лавинного диода [2,4]

$$I = \frac{[(1 - \varphi) i_1 + i_3][1 - (p_p/p_n) \exp(-qV_2/kT)]}{\varphi - m}. \quad (2.7)$$

Уравнение (2.5) описывает полный ход вольт-амперной характеристики в рассматриваемом диапазоне токов. Зависимость  $\varphi(V_2)$  полностью определяется степенью легирования базы и коллектора и типом переходного коллекторного слоя (сплавной, диффузионный и т. д.).

$m(V_2, I)$  может быть определена из рассмотрения процесса ударной ионизации в слое объемного заряда, так как выбор параметров прибора сделан так, чтобы этот процесс был наиболее вероятным [1, 2, 4].

Таким образом, зная зависимости  $\varphi(V_2)$  и  $m(V_2, I)$ , можно рассчитывать вольт-амперную характеристику структуры для конкретных случаев по формуле (2.5). Отметим, что в [3] аналогичной формулы не приводится, а ведутся общие рассуждения с приближенными вычислениями. Кроме того, в [3, 4] использовалась эмпирическая формула  $M = 1/[1 - (V_2/V_{np})^\gamma]$  или в нашей нормировке

$$m = \left( \frac{V_2}{V_{np}} \right)^\gamma. \quad (2.8)$$

Мы же выведем более точное выражение для этого коэффициента.

Решая уравнение непрерывности носителей в переходном слое для стационарного случая [6],

$$- \frac{dI_n}{dx} = \alpha I_p + \beta I_n, \quad (2.9)$$

при граничных условиях  $x = d$ ,  $I_p = I_p(d)$ ,  $x = d_1$ ,  $I_n = I_n(d_1)$ , где  $\alpha$ ,  $\beta$  — коэффициенты ударной ионизации соответственно электронами и дырками, а также учитывая (2.2) и (2.3), получим выражение

$$I = \frac{(1 + e_a \xi) \left\{ (1 - \varphi) i - [(1 - \varphi) i_1 + i_3] \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \right\}}{(1 - \varphi)(1 + e_a \xi) - e_a \xi(1 - m) - \frac{e_a - \lambda}{1 - \lambda}}, \quad (2.10)$$

где  $\lambda = \frac{\beta}{\alpha}$ ;  $\xi = \frac{v_n L_n'}{D_n}$ ;  $e_a = \exp \left[ (1 - \lambda) \int_{d_1}^d \alpha dx \right]$ ;

Сравнивая (2.10) с (2.5), определим выражение для  $m$

$$m = \frac{(1 - \varphi) i \frac{1 - e_a}{1 - \lambda}}{(1 - \varphi) i - \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] [(1 - \varphi) i_1 + e_a i_3]}{\frac{\left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \left\{ (1 - \varphi) [i_1 + i_3 (1 - e_a)] + \right.}{(1 - \varphi) i - \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right) \right] \times} \left. + i_3 e_a - [(1 - \varphi) i_1 + i_3] \frac{e_a - \lambda}{1 - \lambda} \right\}}{\times [(1 - \varphi) i_1 + e_a i_3]}. \quad (2.11)$$

Нас будут интересовать значения  $m$ , относящиеся к токам во много раз превышающим ток насыщения  $i_1$ ,  $i_3$ . Благодаря этому, (2.11) сильно упрощается и дает при  $e_a \approx 1$

$$m = \frac{1 - \exp \left[ (1 - \lambda) \int_{d_1}^d \alpha dx \right]}{1 - \lambda}. \quad (2.12)$$

В случае, когда коэффициенты ударной ионизации дырками и электронами равны  $\alpha = \beta$ ,

$$\lim_{\lambda \rightarrow 1} m = \int_d^{d_1} \alpha dx, \quad (2.13)$$

т. е. получаем общеизвестное выражение [1,11].

Вольт-амперная характеристика прибора может быть записана в следующем виде

$$I = \frac{(1 - \varphi) i}{1 - \exp \left[ (1 - \lambda) \int_{d_1}^d \alpha dx \right]} \cdot \frac{1}{1 - \lambda} - \varphi \quad (2.14)$$

Заметим, что (2.14) справедливо при достаточно больших напряжениях на коллекторном переходе. До этого действует упрощенная формула

$$I = \left[ 1 - \frac{p_p}{p_n} \exp \left( -\frac{qV_2}{kT} \right) \right] \left[ \frac{1 - \varphi}{\varphi} i_1 + \frac{i_3}{\varphi} \right]. \quad (2.15)$$

Благодаря выполнению соотношений Больцмана на эмиттерном переходе, при помощи (1.1) и (1.6) в том же приближении, что и (2.14), имеем зависимость

$$I = i + \frac{i_1}{\varphi} \exp \left( \frac{qV_1}{kT} \right). \quad (2.16)$$

Формулы (2.14) и (2.16) совместно дают возможность вычислить вольт-амперную характеристику структуры в верхнем интервале рассматриваемых токов. Нижний интервал токов описывается выражением (2.15).

### 3. Анализ хода вольт-амперной характеристики

В начальный момент эмиттерный переход имеет малое положительное смещение. С ростом приложенного напряжения обратное смещение коллекторного перехода быстро увеличивается. Увеличение тока малозаметное. Зависимость тока через прибор от коллекторного напряжения дается (2.15).

Дальнейшее увеличение приложенного напряжения увеличивает смещения  $V_1$  и  $V_2$ . Величина сопротивления в цепи базы подбирается так, чтобы в некотором диапазоне малых смещений  $V_1$  доля протекающего через него тока возрастала быстрее, чем доля тока, инжектированная эмиттером. При этом начинается заметное влияние расширения обедненного слоя коллекторного перехода и умножения носителей в нем на рост тока.

Вольт-амперная характеристика описывается выражениями (2.14) и (2.16) совместно.

Для дальнейшего анализа найдем на основе (2.14) и (2.16) выражение для дифференциальной проводимости прибора

$$\frac{dI}{dV} = \frac{i [(1 - \varphi) \frac{\partial m}{\partial V} - (1 - m) \frac{\partial \varphi}{\partial V}]}{(m - \varphi)(\varphi - m) + (1 - \varphi)(m - \varphi) \frac{\partial V_1}{\partial I} \cdot 1/R_s - i(1 - \varphi) (\frac{\partial m}{\partial I} - \frac{\partial \varphi}{\partial I})}, \quad (3.1)$$

или, если  $\frac{\partial m}{\partial I} = \frac{\partial \varphi}{\partial I} = 0$ , как это считали в [1, 3, 4],

$$\frac{dI}{dV} = \frac{i[(1-\varphi)\partial m/\partial V - (1-m)\partial\varphi/\partial V]}{(m-\varphi)(\varphi-m) + (1-\varphi)(m-\varphi)(1/RS)\partial V_1/\partial I} \quad (3.2)$$

Числитель (3.2) положителен, так как обычно  $\frac{\partial m}{\partial V} > 0$ , а  $\frac{\partial\varphi}{\partial V} < 0$ . Поэтому проводимость будет бесконечна, если выполняется условие

$$\frac{(m-\varphi)(1-\varphi)}{RS} \frac{\partial V_1}{\partial I} - (m-\varphi)^2 = 0, \quad (3.3)$$

т. е. если

$$m = \varphi, \quad (3.4)$$

или

$$m = \varphi + \frac{1-\varphi}{SR} \frac{\partial V_1}{\partial I} = 1. \quad (3.5)$$

Проводимость отрицательна при выполнении неравенства

$$m - \varphi < \frac{1-\varphi}{SR} \frac{\partial V_1}{\partial I}, \quad (3.6)$$

или

$$m < 1. \quad (3.7)$$

Таким образом, отрицательная дифференциальная проводимость наблюдается в интервале значений

$$1 > m > \varphi \quad (3.8)$$

(разумеется, это относится к верхнему диапазону рассматриваемых токов).

С ростом приложенного напряжения коэффициент умножения становится близким к единице (3.5) и ток через прибор при этом будет определяться омическим сопротивлением в цепи базы и смещением эмиттерного перехода ( $I \approx i$ ). Вследствие умножения сопротивление запорного слоя резко уменьшается и напряжение на коллекторном переходе падает с продолжением роста тока. Начинается участок отрицательного сопротивления. Экстрагированные коллекторным переходом носители сильно модулируют толщину базы. Кроме того, смещение эмиттерного перехода становится значительным. Все это способствует резкому возрастанию тока через эмиттер, а вместе с тем и полного тока.  $m$  уменьшается при этом до  $m = \varphi$ , наступает пробой, выраженный вертикальным участком вольт-амперной характеристики.

Полный ход вольт-амперной характеристики качественно представлен на рис. 2. Для сравнения там же помещены характеристики *p-n-p*-лавинного диода с разомкнутой цепью базы и изолированного *n-p*-перехода (короткое замыкание в цепи базы).

## 4. Случай резкого коллекторного перехода

В качестве конкретного примера произведем расчет вольт-амперной характеристики кремниевого сплавного  $p-n-p$ -диода с омическим сопротивлением в цепи базы. Эмиттер и коллектор такого прибора легированы значительно сильнее базы, так что обедненный слой практически распространяется в область базы, а в коллекторном переходе имеет место барьер Шоттки.

Максимальная напряженность поля в таком переходе определяется по формуле

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2qN_g}{\epsilon\epsilon_0} V_2}, \quad (4.1)$$

а ширина обедненного слоя (рис. 1)

$$(d_1 - d) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}. \quad (4.2)$$

Распределение поля определяется выражением

$$E = E_{\max} \frac{x-d}{d_1-d}. \quad (4.3)$$

Коэффициент ударной ионизации электронами примем равным [9, 7, 11]

$$\alpha = \alpha \exp(-b/E), \quad (4.4)$$

где  $\alpha, b$  — постоянные, значения которых для различных  $\lambda$  приведены в [11].

На основании (2.15) и (4.2) начальная ветвь характеристики будет описываться выражением

$$I = \frac{\left[1 - \frac{p_p}{p_n} \exp\left(-\frac{qV_2}{kT}\right)\right] \left\{ \left[1 - C \left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right)\right] i_1 + i_3 \right\}}{C \left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right)}, \quad (4.5)$$

где

$$C = \frac{D_n}{D_p} \frac{n_p^3}{p_n} \frac{1}{L_n^+}.$$

Формулы (2.16) и (2.14) соответственно запишутся в виде

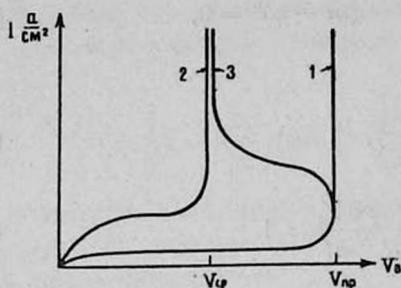


Рис. 2. Качественный ход вольт-амперной характеристики. 1. Характеристика  $p-n$ -перехода при обратном смещении. 2. Характеристика лавинного диода  $p-n-p$ -типа с разомкнутой цепью базы. 3. Характеристика лавинного диода  $p-n-p$ -типа с омическим сопротивлением в цепи базы.

$$I = i + \frac{i_1 \exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right)}{C\left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right)}, \quad (4.6)$$

$$I = \frac{i \left[ 1 - C\left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right) \right]}{1 - \exp\left\{ (1-\lambda) a \int_{d_1}^d \exp\left[ -b \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{2qN_g V_2} \frac{d_1-d}{x-d}} \right] dx \right\}} - \varphi, \quad (4.7)$$

Интеграл, входящий в (4.7), точному аналитическому решению не поддается и может быть вычислен численно.

Для простоты сделаем допущение, а именно, будем считать поле в переходе однородным и равным среднему значению поля

$$E_{\text{ср}} = \frac{E_{\text{max}}}{2} = \sqrt{\frac{qN_g}{2\epsilon\epsilon_0} V_2}. \quad (4.8)$$

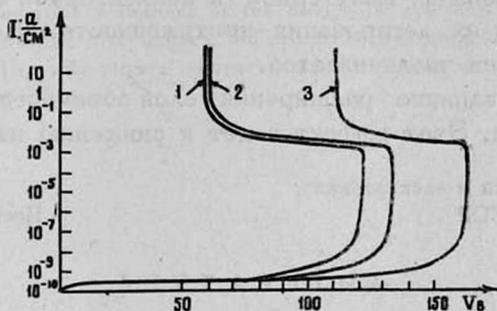


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика сплавленного р-п-р-диода с сопротивлением в 100 ом в цепи базы. 1. Случай  $\lambda=0,33$  и учета влияния расширения слоя объемного заряда коллекторного перехода. 2. Случай  $\lambda=0,33$  без учета расширения обедненного слоя. 3. Случай  $\lambda=1$  без учета расширения обедненного слоя.

Это допущение позволяет переписать (4.7) в новой форме

$$I = \frac{i \left[ 1 - C\left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right) \right]}{Z}, \quad (4.9)$$

$$Z = \frac{1 - \exp\left\{ -(1-\lambda) a \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2} \exp\left[ -b \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g V_2}} \right] \right\}}{1 - \lambda} - C\left(d_1 - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_g} V_2}\right)$$

На графике (рис. 3) показан ход вольт-амперной характеристики, вычисленной по (4.5) и (4.6) с (4.9) при  $\lambda = 0,33$  (кривая 1). Для сравнения на этом рисунке показана зависимость  $I$  от  $V_2$  без учета расширения обедненного слоя (кривые 2,3) для случая одинаковой ионизации дырками и электронами  $\lambda = 1$  (кривая 3) и для случая  $\lambda = 0,33$  (кривая 2).

Расчеты производились при следующих параметрах:

$$N_g = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad L_n^+ = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}, \quad d_1 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}, \\ (d_1 - d) = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}, \quad SR = 100 \text{ см}^2/\text{ом}, \text{ значения } a \text{ и } b \text{ взяты из [11].}$$

### В ы в о д ы

Теоретически был рассмотрен ход вольт-амперной характеристики  $p$ - $p$ -структуры с омическим сопротивлением в цепи базы.

1. Начало отрицательного участка и соотношения между током, смещением эмиттерного перехода и коллекторного перехода получены на основе микроскопического рассмотрения процесса инжекции и ударной ионизации, что отличает данную работу от [3].

2. Выяснена зависимость протяженности отрицательного участка от степени легирования эмиттерной и коллекторной областей. С увеличением степени их легирования протяженность участка отрицательного сопротивления увеличивается.

3. Учтено влияние расширения слоя объемного заряда коллекторного перехода. Этот эффект ведет к снижению напряжения срыва.

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 18 июня 1966

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. В. Илизавский, в сборнике Полупроводники в науке и технике под ред. А. Ф. Иоффе, т. 2, стр. 75, Изд. АН СССР, 1958.
2. Г. С. Зиновьев, в сборнике Полупроводниковые приборы и их применение под ред. Я. А. Федотова, вып. 14, стр. 97, Изд. Советское радио, 1964.
3. W. W. Gartner and M. Shuller, Proc. IRE, 49, 754 (1961).
4. И. Ф. Николаевский, Эксплуатационные параметры и особенности применения транзисторов, Связьиздат, 1963.
5. Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, Л. С. Сандлер, А. Тешабав, А. В. Юровский, Радиотехника и электроника, 8, 1776 (1963).
6. Г. В. Гордеев, ФТТ, 1, 851 (1959).
7. D. P. Kennedy, R. R. O'Brien, IRE Transaction on Electron Devices, 9, 478 (1962).
8. H. D. Vasileff, IRE Transaction on Electron Devices, 9, 499 (1962).
9. I. Maserjian, J. Appl. Phys., 30, 1613 (1959).
10. C. A. Lee, R. A. Logan, R. L. Batdorf, I. I. Kletmack and W. Wiegman, Phys. Rev. 134A, 761 (1964).
11. R. Andrew, N. R. Howard, Internat. J. of Electronics, 18, 599 (1965).

ՀեղեղԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՊԱՏԿՄԱՄԲ  $p-n-p$ - ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ  
ԲՆՈՒԹԱԳԻԾԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ե. Վ. ԼԱԶԱՐԵՎ

Նկարագրվում է  $p-n-p$  տիպի սարքի մեջ տեղի ունեցող ֆիզիկական երևույթները, որի էմիսիային անցումը շունտված է օհմական դիմադրությամբ:

Անալիզի է ենթարկվում սարքի բացասական դիմադրությունը, որը պայմանավորված է ծավալային լիցքի շերտում հարվածային իոնիզացիայի ազդեցության տակ տեղի ունեցող լիցքակիրների հեղեղային բազմապատկմամբ, կոլեկտորային անցման հակասակ լարման դեպքում:

Թվապես հաշված է վոլտ-ամպերային բնութագրիչը միաձուլված կոլեկտորային անցման դեպքում:

VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF  $p-n-p$  DIODE WITH  
AVALANCHE MULTIPLICATION

G. M. AVAKIANTS and E. V. LAZAREV

The physical processes in  $p-n-p$ -type device with ohmic resistance in base circuit are described. The negative resistance of the device is analysed on the basis of avalanche multiplication due to the impact ionization in the space charge layer with reverse bias collector. The volt-ampere characteristic is calculated quantitatively in the case of alloy collector junction.