

К ВОПРОСУ О ДВОЙНОЙ И ЛАВИННОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Проведено теоретическое исследование специфики двойной и лавинной инъекции в длинный полупроводник, когда одним из инжекторов является слой размножения. Получены аналитические выражения, описывающие различные участки вольт-амперной характеристики структуры, оценены токи и напряжения срыва. Проведено обсуждение результатов.

Впервые вопрос о лавинной инъекции в полупроводниках был поднят Ганном [1]. Дальнейшие исследования проведены в [2—10]. В частности, в [7] на примере геометрически неоднородной структуры оценочно было показано, что при инъекции носителей из области умножения возможно осуществление режима двойной инъекции в полупроводники, исследованного в [11, 12]. Однако структура, рассмотренная в [7], не типична, и, кроме того, там не были исследованы процессы в слое размножения, вытекающие из соприкосновения последнего с остальной частью полупроводника.

Постановка задачи

Схематический вид рассматриваемой структуры дан на рис. 1а. Будем считать ее состоящей из двух частей — p -области и базы n -типа с запирающим тыловым контактом. Напряжение падает в основном на базе (включая запирающий слой) и падением напряжения на p -области можно пренебречь. В рассматриваемой структуре обедненный носителями слой у тылового контакта необходим для сосредоточения (концентрации) здесь электрического поля, что приведет при больших напряженностях электрического поля к лавинной ионизации. Как известно, аналогичную роль может сыграть и обратнорасположенный p - n переход. Поэтому полученные ниже результаты легко распространить и на структуры типа p^+np^+ , n^+pn^+ . Наши структуры отличны от n^+pn^+ структур, рассматриваемых в [1, 4,

7, 8], тем, что слой размножения играет роль инжектора основных носителей в полупроводник и наличие сжатия слоя умножения не является столь очевидным; тем не менее, как мы убедимся ниже, струк-

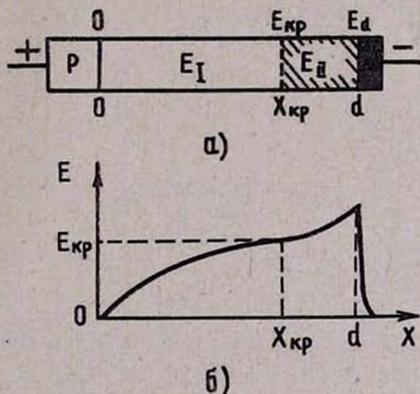


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой структуры (а) и распределения напряженности электрического поля по базе (без соблюдения масштаба)—(б)

тура может иметь отрицательное дифференциальное сопротивление (ОС).

База n -типа для удобства рассмотрения делится на две части. Во второй области, примыкающей к тыловому контакту, напряженность электрического поля превышает критическую и имеет место размножение носителей вследствие ударной ионизации типа зона — зона, Рожденные в области умножения носители тока „растаскиваются“ полем в разные стороны. Инжектируемые в I область электроны обеспечивают в последней режим двойной инжекции. Первая область считается „длинной“, т. е. ее толщина x_{kp} предполагается заметно превышающей диффузионную длину для дырок. На границе этих областей предполагается равенство напряженностей электрического поля и их производных по координате.

Падение напряжения в I области

Как показано в [11, 12] при учете возможности возникновения объемного заряда в базе, для напряженности электрического поля в I области можно получить выражение

$$\tilde{u} = \frac{(\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_2 - 1) \exp \tilde{A}_1 \tilde{y} - (\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_1 - 1) \exp \tilde{A}_2 \tilde{y}}{\exp \tilde{A}_1 - \exp \tilde{A}_2} + 1. \quad (1)$$

Здесь

$$w = \frac{e^2 n_n^2 u_n x}{Dj}; \quad u = \frac{eu_n n_n E}{j}; \quad v_1 = \frac{e^3 n_n^3 u_n^2 V}{Dj^2};$$

$$\tilde{u} = \frac{\beta}{\gamma} u; \quad \tilde{w} = \frac{\beta}{\gamma y_{kp}} w; \quad \tilde{v}_1 = \frac{\beta^2}{\gamma^2 y_{kp}} v_1; \quad \tilde{A}_1 = A_1 y_{kp}; \quad \tilde{A}_2 = A_2 y_{kp};$$

$$\tilde{y} = \frac{y}{y_{kp}}; \quad A_1 = -\frac{1}{2} a + \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + 4\beta}; \quad A_2 = -\frac{1}{2} a - \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + 4\beta};$$

$$a = -(1-\Phi) + b\theta; \quad \beta = (b+\Phi)\theta; \quad \gamma = b\theta; \quad \theta = \frac{D}{eu_n n_n \tau_p};$$

$$\Phi = \frac{p_n}{n_n}; \quad D = \frac{\varepsilon}{4\pi}. \quad \text{Здесь } \pi = 3, 14 \dots,$$

e — заряд электрона, u_n — подвижность электронов, b — отношение подвижностей электронов и дырок, n_n и p_n — тепловые концентрации электронов и дырок соответственно, τ_p — время жизни дырок, ε — диэлектрическая проницаемость, x — координата, j — плотность тока, E — напряженность электрического поля в базе прибора, V — падение напряжения на базе.

Величина y связана с w дифференциальным соотношением

$$u = \frac{dw}{dy};$$

y_{kp} — значение y , соответствующее $x = x_{kp}$, а w_{kp} есть w при $x = x_{kp}$, u_1 есть u при $E = E_{kp}$.

Продифференцировав (1) по безразмерной координате \tilde{w} , имеем значение производной $\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{w}}$ в плоскости $x = x_{kp}$, т. е. в таком виде

$$\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{w}} \Big|_{w_{kp}} = \frac{(\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_2 - 1) \exp \tilde{A}_1}{\exp \tilde{A}_1 - \exp \tilde{A}_2} \cdot \frac{\tilde{A}_1}{\tilde{u}_1} - \frac{(\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_1 - 1) \exp \tilde{A}_2}{\exp \tilde{A}_1 - \exp \tilde{A}_2} \cdot \frac{\tilde{A}_2}{\tilde{u}_1} \quad (2)$$

Вызывает интерес такое рассмотрение, когда на вольт-амперной характеристике (ВАХ) I области имеет место квадратичная зависимость тока от напряжения.

Это соответствует случаю

$$\tilde{A}_1 > 1, \quad -\tilde{A}_2 < 1. \quad (3)$$

Легко показать из (2), что в плоскости x_{kp} тогда имеем

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{x_{kp}} = \frac{eN_g}{D} \left[1 - \frac{\gamma j y_{kp}}{e u_n N_g E_{kp}} \right]. \quad (4)$$

Следует заметить, что при $\frac{dE}{dx} \Big|_{x_{kp}} < 0$ ударная ионизация во II области потухнет.

В I области при выполнении (3)

$$\tilde{w}_{kp} = -\frac{\tilde{A}_2}{2} + \frac{\tilde{u}_1}{\tilde{A}_1}. \quad (5)$$

Тогда

$$y_{kp} = \sqrt{\frac{2e^2 u_n n_n^2 (-\alpha)}{D \gamma j} \left(x_{kp} - \frac{DE_{kp}}{eN_g} \right)}. \quad (6)$$

Отсюда требование к структуре:

$$d > x_{kp} > \frac{DE_{kp}}{eN_g}. \quad (7)$$

Подставляя выражение для y_{kp} (6) в формулу для безразмерного напряжения, при выполнении (7)

$$\tilde{v}_{kp} = \frac{\tilde{u}_1^2}{2\tilde{A}_1} + \frac{\tilde{A}_2}{3}, \quad (8)$$

имеем

$$j = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p N_g}{x_{kp}^3 \left(1 - \frac{DE_{kp}}{eN_g x_{kp}}\right)^3} \quad (9)$$

Таким образом, наличие конечного значения напряженности электрического поля в плоскости x_{kp} приводит к появлению большого напряжения отсечки в закономерности $j \sim V^2$. Обозначим

$$x_0 = \frac{DE_{kp}}{eN_g}; \quad V_0 = \frac{DE_{kp}^2}{2eN_g} \quad (10)$$

Из (4) и (6) получаем величину объемного заряда в плоскости x_{kp}

$$\delta_{kp} = \frac{D}{e} \frac{dE}{dx} \Big|_{x_{kp}} = N_g \left[1 - \sqrt{\frac{j}{j_1}} \right] = AN_g, \quad (11)$$

где

$$A \equiv 1 - \sqrt{\frac{j}{j_1}}; \quad j_1 \equiv \frac{eu_n u_p \tau_p N_g E_{kp}^2}{2(x_{kp} - x_0)} \quad (12)$$

Плотность тока j_1 является предельно допустимой для применимости нашего расчета, предполагающего наличие ударной ионизации во II области. Легко показать, что для выполнения неравенства $j_{0m-V} < j \lesssim j_1$ требуется

$$E_{kp} \gg \frac{2(x_{kp} - x_0)}{u_p \tau_p} \quad (13)$$

Итак, связь падения напряжения в I области с током дается в виде

$$V_1 = V_0 + \left[\frac{8}{9} \cdot \frac{j (x_{kp} - x_0)^3}{eu_p u_n \tau_p N_g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

Область умножения

Основные уравнения, описывающие процессы прохождения тока во II области, таковы:

$$\frac{D}{e} \frac{dE}{dx} = p - n + N_g, \quad (15)$$

$$\frac{dj_p}{dx} = \alpha j, \quad (16)$$

$$\alpha = \alpha_0 \exp(\lambda E), \quad (17)$$

$$j_p = ev_p, \quad j_n = ev_n. \quad (18)$$

Здесь предполагается, что в этой области полей имеет место насыщение дрейфовых скоростей, причем скорости дырок и электронов принимаются равными. Коэффициент умножения α взят в виде (17), позволяющем провести аналитическое рассмотрение до конца, хотя, исходя из экспериментальных данных, такой выбор α нельзя считать

удачным. Используя вышеприведенные уравнения, можно прийти к уравнению для напряженности электрического поля во II области в форме

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = \frac{2j\alpha_0}{Dv} \exp(\lambda E). \quad (19)$$

Отсюда

$$\frac{dE}{dx} = \sqrt{\frac{4j\alpha_0}{Dv\lambda} \exp(\lambda E) + C_1}, \quad (20)$$

где постоянная интегрирования C_1 найдется из требования равенства производных напряженности электрического поля по координате при $E = E_{kp}$.

Имеем

$$C_1 = \frac{e^2}{D^2} A^2 N_g^2 - \frac{4j\alpha_0}{Dv\lambda} \exp(\lambda E_{kp}). \quad (21)$$

Очень важным при вычислении выражения для E является знание знака постоянной интегрирования C_1 [13]:

$$= \begin{cases} \int \frac{dE}{\sqrt{\frac{4j\alpha_0 \exp(\lambda E)}{Dv\lambda} + C_1}} = \\ \frac{1}{\lambda \sqrt{C_1}} \ln \frac{\sqrt{\frac{4j\alpha_0}{Dv\lambda} \exp(\lambda E) + C_1} - \sqrt{C_1}}{\sqrt{\frac{4j\alpha_0}{Dv\lambda} \exp(\lambda E) + C_1} + \sqrt{C_1}} & \text{при } C_1 > 0 \\ \frac{2}{\lambda \sqrt{-C_1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\frac{4j\alpha_0 \exp(\lambda E)}{Dv\lambda} - (-C_1)}{-C_1}} & \text{при } C_1 < 0. \end{cases} \quad (22)$$

Введем обозначение

$$j_2 \equiv \frac{e^2 N_g^2 v \lambda}{4D\alpha_0 \exp(\lambda E_{kp})}. \quad (23)$$

Тогда, согласно (21),

$$C_1 = \frac{e^2 N_g^2 s^2}{D^2}; \quad s^2 = A^2 - \frac{j}{j_2}. \quad (24)$$

Ясно, что при $j < j_2 A^2$ $C_1 > 0$. Рассмотрим именно этот случай. Из (22) имеем

$$x - x_{kp} = \frac{D}{eN_g s \lambda} \left[\ln \frac{\sqrt{\frac{j}{j_2} \exp[\lambda(E - E_{kp})] + s^2 - s}}{\sqrt{\frac{j}{j_2} \exp[\lambda(E - E_{kp})] + s^2 + s}} - \ln \frac{A - s}{A + s} \right]. \quad (25)$$

Полагаем, что ток в плоскости $x = d$ полностью переносится дырками, поэтому

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{x=d} = \frac{eN_g}{D} \left(1 + \frac{j}{j_3} \right). \quad (26)$$

Здесь $j_3 = evN_g$. Воспользовавшись этим граничным условием, имеем из (25) и (20)

$$d - x_{kp} = \frac{D}{eN_g s \lambda} \left[\ln \frac{1 + \frac{j}{j_3} - s}{1 + \frac{j}{j_3} + s} + \ln \frac{j_2}{j} (A + s)^2 \right]. \quad (27)$$

В частности, при $j < j_3$ (26) переходит в выражение для толщины слоя Шоттки (при фиксированном падении напряжения на нем):

$$d - x_{kp} \approx \frac{D}{eN_g \lambda} \ln \left[1 + \frac{eN_g \lambda}{2D\alpha_0 \exp(\lambda E_{kp})} \right], \quad (28)$$

т. е. толщина слоя не зависит от проходящего через него тока. В диапазоне токов $j_3 < j < j_2 A^2$, когда концентрация подвижных носителей начинает превышать концентрацию неподвижных центров,

$$d - x_{kp} \approx \frac{D}{eN_g s \lambda} \ln \left[\left(\frac{2j_2}{j} - 1 \right) \left(2 + \frac{j_3}{i_2} \right) \right], \quad (29)$$

т. е. ширина II области с ростом тока начинает уменьшаться. Из (25) для напряженности электрического поля E_{II} в диапазоне токов, когда $C_1 > 0$, имеем

$$E_{II} = E_{kp} + \frac{eN_g s}{D} (x - x_{kp}) + \frac{\exp \left[\frac{eN_g s \lambda}{D} (x - x_{kp}) \right]}{\lambda \left(\frac{2j_2}{j} - 1 \right)} - 1. \quad (30)$$

Падение напряжения

$$V_{II} = \frac{eN_g s}{2D} (d - x_{kp})^2 + E_{kp} (d - x_{kp}) + \frac{D}{eN_g s \lambda^2} \cdot \frac{1}{\frac{2j_2}{j} - 1} \cdot \left\{ \exp \left[\frac{eN_g s \lambda}{D} (d - x_{kp}) \right] - 1 \right\}. \quad (31)$$

Подставляя сюда соответствующие выражения для толщины II области (27)–(29), получаем ВАХ, близкую к вертикали Шоттки для (28) и участок ОС для (29).

При $C_1 < 0$, принимая обозначение $s_1^2 = -s^2$ (см. (24)), получаем

$$d - x_{kp} = \frac{2D}{eN_g \lambda s_1} \operatorname{arctg} \left[s_1 \frac{1 + \frac{j}{j_3} - A}{s_1^2 + A \left(1 + \frac{j}{j_3} \right)} \right], \quad (32)$$

откуда при $j_2 < j_2$ имеем

$$d - x_{kp} = \frac{2D}{eN_g \lambda} \sqrt{\frac{j_2}{j}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{j}{j_2}}, \quad (33)$$

а при $j_3 > j_2$

$$d - x_{kp} = \frac{2D}{eN_g \lambda} \sqrt{\frac{j_2}{j}} \operatorname{arctg} \left(\frac{j_2}{j_3} \sqrt{\frac{j}{j_2}} \right). \quad (34)$$

Из (34) при малых токах ($j < j_3$) получается (28). Напряженность электрического поля E_{II} в случае, когда $C_1 < 0$, можно представить в виде

$$E_{II} \approx E_{kp} + \frac{1}{\lambda} \ln |1 + \operatorname{tg}^2 K|, \quad (35)$$

где
$$K = \frac{eN_g s_1 \lambda}{2D} (x - x_{kp}) + \operatorname{arctg} \frac{A}{s_1}.$$

Заметим, что при интегрировании выражения (54) в [1] допущена ошибка, которая привела к неточным выражениям для E и V в области умножения. Кроме того, E_{kp} , $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=x_{kp}}$ и N_g приняты равными нулю, что исключает результат, соответствующий слою Шоттки.

Падение напряжения

$$V_{II} = E_{kp} (d - x_{kp}) + \frac{2}{3} \frac{D}{eN_g s_1 \lambda^2} \left\{ \left[\frac{eN_g s_1 \lambda}{2D} (d - x_{kp}) + \operatorname{arctg} \frac{A}{s_1} \right]^3 - \left(\operatorname{arctg} \frac{A}{s_1} \right)^3 \right\}. \quad (36)$$

Подставляя сюда соответствующие значения $d - x_{kp}$ из (32—34), можно получить участок ОС при $j > j_3$ и ВАХ, близкую к вертикали, при $j < j_3$.

Выше было принято, что ток j_1 является предельным, т. е. наибольшим током данного случая.

На рис. 2 схематически дан ход изменения ширины области умножения с ростом тока. Интеграл (22) неточен вблизи тока $j = j_1 A^2$. В случае, когда $C_1 = 0$ и $j_2 < j_1$, можно получить, непосредственно интегрируя (20),

$$d - x_{kp} = \frac{2D}{eN_g \lambda} \cdot \frac{\frac{j_2}{j_3}}{1 + \frac{j_2}{j_3}}, \quad (37)$$

$$E_d = E_{kp} + \frac{1}{\lambda} \ln \left| 1 + \frac{eN_g \lambda}{4D\alpha_0 \exp \lambda E_{kp}} \right|. \quad (38)$$

Отсюда можно оценить падение напряжения на II области при $j = j_2$.

Вольт-амперная характеристика структуры

Зная результаты (14), (31) и (36) и зависимости ширины слоя умножения от тока, можно получить выражения для ВАХ, определяемой из суммы V_I и V_{II} . Каждый раз участок ОС на ВАХ появляется тогда, когда область умножения начинает сужаться с ростом тока. Строго говоря, для каждого случая можно было бы определить на основании критерия $\frac{dV}{dj} = 0$ ток и напряжение срыва, но и так ясно, что

срыв произойдет при токе, ненамного превышающем j_3 , напряжение срыва же будет близко к $V_1(j_3) + V_{II}(j_3)$. В рассматриваемом диапазоне токов ВАХ до срыва представляется нам описываемой закономерностью

$$V = V_{II}(j < j_3) + V_0 + B \sqrt{j},$$

т. е. квадратичной зависимостью с некоторой отсечкой по напряжению (рис. 3).

Хорошо известно [14], что коэффициент ионизации α при высоких напряженностях электрического поля становится почти постоянным,

т. е. перестает зависеть от E ($\alpha = \alpha_1 = \text{const}$). Решение соответствующим образом видоизмененного уравнения (19) показывает, что в этом случае сужения области умножения с ростом тока не будет:

$$d - x_{кр} \approx \frac{1}{2\alpha_1} = \text{const}, \quad (39)$$

$$V_{II} \approx \frac{1}{2\alpha_1} \left[E_{кр} + \frac{j}{12D_0\alpha_1} \right], \quad (40)$$

а из выражения для V_{II} следует, что участка ОС при таких плот-

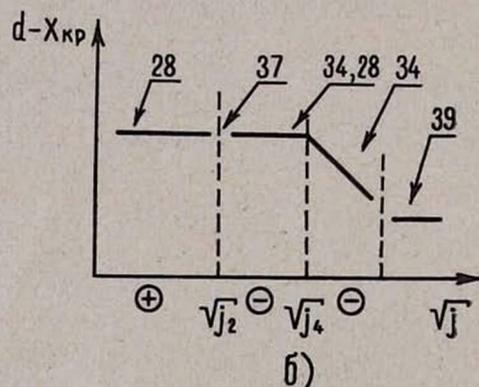
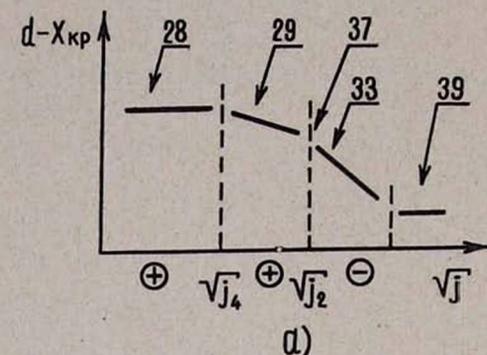


Рис. 2. Характер изменения ширины слоя умножения с ростом плотности тока: а) $j_2 > j_3$; б) $j_3 > j_2$. Цифрами указан номер соответствующей формулы в статье, обозначения (+) и (-) напоминают, что в данной области токов имеет место логарифмическое решение и решение с арктангенсом в (22) соответственно.

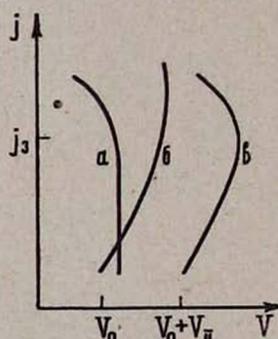


Рис. 3. Схематическое изображение вольт-амперной характеристики 1 области—б), слоя умножения—а) и всей структуры—в).

ностях тока тоже нет. В качестве одного из других возможных механизмов окончания участка ОС можно предложить следующий: когда ширина слоя становится столь малой, что рожденные в результате умножения носители пролетают через него, не успев отдать свою энергию решетке и теряют ее в промежутке, примыкающем к слою

умножения, темп роста α с E тогда резко ослабевает; последнее приводит к прекращению сжатия слоя умножения [15].

Это еще раз доказывает необходимость сужения области умножения с ростом тока как элемента, обеспечивающего внутреннюю положительную обратную связь по току. Бесспорно, модуляция базы играет существенную роль в ходе ВАХ, но только она не приводит к участку ОС. Ввиду малости (40) основное падение напряжения после участка ОС может определяться (14) при $V_{II} < V_1$, т. е. после срыва может наблюдаться закономерность $j \sim (V - V_0)^2$. При обратном неравенстве возможна вертикаль либо ход ВАХ будет линейным (см. (40)), причем характерным в этом случае является отсутствие зависимости напряжения V_{II} от температуры и омности материала.

Выражение (14) не является единственно возможным для описания ВАХ I области в условиях двойной инжекции. Как показано в [11, 12], здесь возможны кубическая зависимость тока от напряжения и вертикаль.

Обсуждение результатов

Полярность приложенного напряжения такова, что в области, содержащей $p-n$ -переход, создается режим двойной инжекции. Заметим, что характер двойной инжекции здесь иной, чем в случае отсутствия слоя размножения [11]. Во-первых, нет максимума напряженности электрического поля внутри базы. Во-вторых, распределение поля отличается своей равномерностью по базе (см. рис. 1, б). Электронный ток, в отличие от „чистой“ двойной инжекции, нигде не достигает значения, равного полному току, и с этой точки зрения можно говорить об определенной блокировке электронного тока со стороны слоя умножения. Поле имеет наибольшую величину у тылового контакта, в обедненном слое.

В отличие от Ганна [1]:

1) Здесь рассмотрены структуры p^+np^+ , p^+nR , n^+pn^+ и впервые получены выражения для тока и напряжения срыва.

2) Учтено влияние остальной части полупроводника, примыкающей к слою умножения.

В отличие от Ламперта и Роуза [11]:

1) Один из переходных инжекторов ($n^+ - n$ -переход) заменен на слой умножения, что приводит к появлению напряжения отсечки V_0 в (14), являющейся следствием изменения распределения напряженности электрического поля внутри первой области по сравнению со случаем с $n^+ - n$ -инжектором.

2) В целом характеристика обладает участком ОС при постоянном времени жизни неосновных носителей.

3) Наличие участка ОС здесь связывается с сужением ширины слоя умножения с ростом тока. Ход изменения ширины слоя дан схематически на рис. 2, откуда видно, что сужение слоя имеет место лишь после достижения в структуре плотности тока $j_s = evN_g$, т. е.

при превышении заряда подвижных носителей тока над зарядом неподвижных мелких ионизованных донорных центров. Таким образом, с ростом тока объемный заряд слоя умножения определяется уже зарядом подвижных носителей. Последнее, в связи с дальнейшим размножением, создает предпосылки для возникновения значительной напряженности электрического поля, управляемой проходящим током. В частности, оказывается в этом случае возможным локализация прежнего падения напряжения на слое умножения в меньшей области и даже уменьшение этого напряжения с дальнейшим ростом тока. Следовательно, сужение области размножения, также как и появление ОС, есть следствие определяющей зависимости объемного заряда слоя умножения от величины проходящего тока.

Особенно заметным сужение слоя умножения является при токах, когда постоянная интегрирования C_1 (21) отрицательна (сравни (29) и (32)).

Наше рассмотрение справедливо до плотности тока j_j (12). Физически это следует из (11) из требования положительности объемного заряда для нашего приближения в базе прибора (в особенности, в плоскости $x = x_{kp}$), необходимого для поддержания ударной ионизации. Таким образом, сужение слоя умножения имеет место в диапазоне токов $j_3 < j < j_1$, который при соответствующем подборе параметров полупроводника может быть достаточно широким.

Выше отмечалось, что выбор коэффициента умножения в виде (17) нельзя считать удачным. В настоящее время установлены точные формы зависимости α от E , однако с ними аналитическое решение не удастся довести до конца без помощи ЭВМ. Следует заметить, что при больших полях все эти зависимости близки друг к другу, но при малых полях имеется существенное различие в поведении их, заключающееся в том, что зависимость (17) не дает достаточно быстрого спада α с E при полях близких к $E_{кр}$. В качестве некоторой „компромиссной“ записи была взята зависимость $\alpha = \alpha_0 [\exp(\lambda E) - 1]$. Проведенный расчет не меняет качественной картины, полученной выше с (17).

Отсутствие учета возможности шунтирования тока после срыва, не самый удачный выбор вида коэффициента умножения, совмещение критической напряженности электрического поля с напряженностью, где имеет место насыщение дрейфовой скорости (считаем, что область, в которой имеет место этот переход, меньше диффузионной длины и поэтому падение напряжения на ней мало), несомненно, сказываются на точности расчета. Однако перечисленные выше качественные результаты сохраняются, по нашему мнению, и при более строгом расчете.

Наш расчет был проведен в дрейфовом приближении. В диффузионном приближении без учета объемного заряда, но при наличии омической утечки через прямо смещенный p — n -переход, интересный расчет проведен в [16].

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные получены при исследовании „коротких“ структур. Это требует проведения расчетов в диффузионном приближении с учетом объемного заряда, что осталось вне рамок этой работы. Свойства структуры ($Pb + 15\% In$) — $pGe - Sn$ в [9] можно было бы попытаться объяснить развитием лавины у тылового контакта, но провести численные сравнения с нашими расчетами нельзя, ибо эта структура „короткая“. Примеры различного хода ВАХ после участка ОС можно найти в [9, 17, 18], причем диоды, исследованные в [17], можно считать „длинными“.

Наиболее интересными для сравнения теории с экспериментом являются экспериментальные данные, полученные в [19] на „длинных“ структурах p^+np^+ и n^+pn^+ . Интересно, что здесь до участка ОС действительно наблюдалась отсечка и затем квадратичная закономерность, как это предсказывается (14). Это позволяет использовать подобные структуры, в частности, в качестве твердотельных ограничителей амплитуды.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 20.XI.1968

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. K. Jonsher. Progr. in Semicond., 6, 169 (1962).
2. J. B. Gunn. Proc. Phys. Soc., 69B, 781 (1956); Progr. in Semicond., 2, 213 (1957).
3. A. K. Jonsher. Principles of Semiconductor Device Operation. Bell, London, 1960.
4. A. F. Oibson. J. R. Morgan, Solid-State Electron., 1, 54 (1960).
5. C. A. Hogarth. Solid-State Electron., 1, 70 (1960).
6. О. Ф. Горюнова. Тр. Межвузовской конференции по пробое полупроводников и диэлектриков. Сб. докладов. М., 1964.
7. M. C. Steele, K. Ando, M. A. Lampert. J. Phys. Soc. Japan, 17, 1729 (1962).
8. Y. Mizushima, Y. Okamoto. IEEE Trans. ED—14, 3, 146 (1967).
9. К. Ф. Комаровский, В. И. Стафеев. Электронная техника, сер. VI, Микроэлектроника, в. 3, 83 (1967).
10. Ф. Ж. Вильф, М. Р. Позднякова. ФТП, 1, 288 (1967).
11. M. A. Lampert, A. Rose, Phys. Rev. 121, 37 (1961).
12. Г. М. Авакьянц, И. Л. Дмитриенко, В. И. Мурышин. Радиотехника и электроника, 10, 1700 (1965).
13. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм и произведений М., 1963.
14. K. G. McKay. Phys. Rev., 94, 877 (1954)
15. Г. М. Авакьянц. Феноменологическая теория полупроводников. Ташкент, 1960.
16. Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 149 (1967).
17. K. Ando, M. S. Steele, M. A. Lampert. J. Phys. Soc. Japan, 18, 591 (1963).
18. O. Ishikura, T. Miyoshi. Japan. J. Appl. Phys., 7, 294 (1968).
19. J. E. Park, K. Rose, K. E. Mortenson. J. Appl. Phys., 38, 5343 (1967).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ ԵՐԿՏԱԿ ԵՎ ՀԱՐՎԱՄԱՅԻՆ ԻՆՃԵԿՑԻԱՅԻ
ՀԱՐՑԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎՈՅՑԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒՅՑՈՒՆՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրվում է թիկունքային կոնտակտի մոտ աղբատացած շերտ ունեցող ստրուկտուրա: Սկսած դաշտի որոշ կրիտիկական լարվածությունից, այդ շերտում տե-

դի է ունենում զոնա-զոնա տիպի հարվածային իոնացում: Ցույց է տրված, որ բազմացման շերտը, սկսած հոսանքի որոշ խտությունից, նեղանում է հոսանքի ավելացման հետ մեկտեղ: Դա կարող է առաջացնել բացասական դիմադրության տեղամաս ամբողջ ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:

ON THE PROBLEM OF DOUBLE AND AVALANCHE INJECTION IN SEMICONDUCTORS

G. M. AVAKIANTS and V. M. HARUTJUNIAN

Theoretical investigation of the peculiarities of double and avalanche injection in the long semiconductors has been carried out one of the injectors being multiplication layer. Analytic expressions describing different plots of voltage-current characteristics have been received and breakdown current and voltage estimated.

The obtained results have been discussed.