

К ВОПРОСУ О ЛАВИННОЙ ИНЖЕКЦИИ В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Рассматривается влияние ударной ионизации глубоких акцепторных центров, расположенных в нижней половине запрещенной зоны полупроводника (ближе к валентной зоне), на вольт-амперную характеристику структуры с запирающим тыловым контактом и инжектирующим переходом.

Механизм ударной ионизации примесей, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводников, все чаще привлекается в последнее время для объяснения хода вольт-амперной характеристики (ВАХ) приборов (в том числе и для объяснения наличия участка отрицательного сопротивления (ОС) на ВАХ, управляемого током), вольт-яркостных характеристик и неоднородности (полосатости) свечения электролюминесцентных приборов на основе компенсированных Si [1—3], CdS [4], ZnS [5—7] и многих других материалов.

Все исследователи единодушны в мнении, что ударная ионизация имеет место в области сильного поля, т. е. в области с напряженностью электрического поля большей, чем средняя напряженность поля в базе прибора. „Концентрация“ электрического поля достигается различными путями, мы же предполагаем в нашей модели наличие запирающего, обедненного носителями слоя (барьер типа Мотта—Шоттки либо обратно смещенный р—п-переход).

Рассматривается влияние ударной ионизации глубоких акцепторных центров, расположенных в нижней половине запрещенной зоны (ближе к валентной зоне), на ВАХ полупроводниковой структуры с инжектирующим и запирающим контактами. Нам известна только одна теоретическая работа [8], объясняющая наличие участка ОС ударной ионизацией глубоких центров, но, как уже обсуждалось в [9], результаты этой работы представляются нам ошибочными.

Постановка задачи

Схематический вид рассматриваемой структуры дан на рис. 1а. Структура отлична от рассматриваемой в [10] наличием в базе компенсирующих глубоких акцепторных уровней, расположенных в нижней половине запрещенной зоны полупроводника (подобных In, Ta, Ni, Co, Zn и др. в Si [11], например). База п-типа для удобства рассмотрения делится на две части. Во второй области, примыкающей к запирающему тыловому контакту (обратно смещенному р—п-переходу), напряженность электрического поля превышает критическую и имеет место размножение носителей вследствие ударного выброса электронов с глубоких центров в зону проводимости. 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

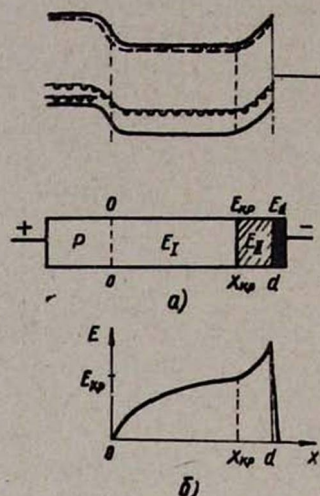


Рис. 1. Энергетическая диаграмма и схематическое изображение рассматриваемой структуры (а) и распределение напряженности электрического поля по базе (без соблюдения масштаба) (б).

толщина x_{cr} предполагается заметно превышающей диффузионную длину дырок. На границе этих областей принято равенство напряженностей электрического поля и их производных по координате.

Следует указать, что в наших расчетах не принята во внимание возможность шнурования тока, которая в ряде случаев может оказать существенное влияние на вид ВАХ.

Падение напряжения в первой области

Методом итерации из основных уравнений (уравнений Пуассона, непрерывности и токовых уравнений) в дрейфовом приближении в [12] получено уравнение для напряженности электрического поля при прохождении тока через полупроводниковую структуру с двойной инжекцией, где имеются мелкие донорные примеси с концентрацией N_g и глубокие акцепторные центры, расположенные в нижней половине запрещенной зоны, с концентрацией N_0 . Такое расположение уровня обеспечивает интенсивный тепловой заброс электронов на него из валентной зоны. Здесь возможна область токов выше области закона Ома, когда число инжектированных носителей превышает число равновесных, но остается меньшим p_1 , где p_1 — эффективная плотность свободных дырочных состояний (электронов) в валентной зоне, „приведенная“ к уровню ловушек [13].

В этой области токов имеет место уменьшение времени жизни дырок.

В пренебрежении малыми членами упомянутое выше уравнение сводится к следующему:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{e}{DE} \left(\frac{j}{e^2 u_n^2 E^2 N_g} + N \right) \frac{dE}{dx} + \frac{e}{DE} \cdot \frac{\theta j^2}{e^2 u_n^2 E^2 u_p \tau_{p0} p_1} = 0. \quad (1)$$

Здесь E — напряженность электрического поля, x — координата, $D = \frac{\varepsilon}{4\pi}$, где ε — диэлектрическая постоянная; $N = N_g - N_0$; $\theta = \frac{\beta'}{\beta}$ — отношение коэффициентов рекомбинации электронов и дырок на глубокий уровень, $\tau_{p0} = \frac{1}{\beta N_0}$. Остальные обозначения обычные.

Полагаем член со 2-й производной, возникающий при учете объемного заряда, большим члена с 1-й производной.

Нелинейное дифференциальное уравнение (1) не поддается такому тщательному анализу, как в [10]. Можно только предположить, что принятие ненулевого граничного условия на границе между первой и второй областями приведет, как и в [10], к отсечке в закономерности

$j \sim V^{\frac{3}{2}}$ (см. формулу (14) в [12]), полученной для исследуемого случая в [12] при условии нейтральности и при нулевых граничных условиях и являющейся аналогом квадратичной закономерности (14) в [10].

Здесь будет рассматриваться случай, когда ток течет через первую область при наличии в ней заметного объемного заряда (т. е. случай, подобный случаю $\bar{A}_1 < 1$, $-\bar{A}_2 < 1$ в [10], где вольт-амперная характеристика первой области близка к вертикали). Тогда (1) сводится к

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{\theta j^2}{eD u_n^2 u_p \tau_{p0} p_1 E^3} = 0. \quad (2)$$

Приняв в качестве граничных условий

$$E = 0, x = 0 \text{ и } E = E_{кр}, x = x_{кр}, \quad (3)$$

имеем для напряженности электрического поля в первой области E_I

$$E_I = E_{кр} \sqrt{\frac{x^2}{x_{кр}^2} \left(1 - \frac{2j}{j_1} \right) + \frac{2j}{j_1} \cdot \frac{x}{x_{кр}}}, \quad (4)$$

где

$$i_1 = \frac{F_{кр}^2}{x_{кр}} \sqrt{\frac{Deu_n^2 u_p \tau_{p0} p_1}{\theta}}. \quad (5)$$

Падение напряжения на I области

$$V_1 = \frac{1}{2} E_{кр} x_{кр} \frac{1 - \frac{j}{j_1}}{1 - \frac{2j}{j_1}} \left[1 - \frac{\left(\frac{j}{j_1}\right)^2 \ln \left(\frac{2j_1}{j} - 2\right)}{\left(1 - \frac{j}{j_1}\right) \sqrt{1 - \frac{2j}{j_1}}} \right] = \frac{1}{2} E_{кр} x_{кр} \frac{1 - \frac{j}{2}}{1 - \frac{j_1}{j_1}} \quad (6)$$

Более подробный расчет (с учетом члена с $N \frac{dE}{dx}$) показывает, что V_1 лежит в пределах $\frac{1}{2} E_{кр} x_{кр} \leq V_1 < \frac{3}{4} E_{кр} x_{кр}$. В дальнейшем ограничимся результатами (6).

Из выражения для производной $\frac{dE_1}{dx}$ в плоскости $x = x_{кр}$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x_{кр}} = \frac{E_{кр}}{x_{кр}} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right) \quad (7)$$

и (6) следует, что наше рассмотрение не годится для токов, больших или близких к $\frac{1}{2} j_1$; иначе ударная ионизация в плоскости $x = x_{кр}$ погаснет.

Из уравнения Пуассона и уравнения для токов при учете (7) получим величину электронной составляющей тока $j_n(x_{кр})$ в $x = x_{кр}$:

$$j_n(x_{кр}) = kj - \mu, \quad (8)$$

где

$$k \equiv \frac{b \left(1 + \frac{N_0}{p_1} \right) + \frac{u_n E_{кр}^2 D}{x_{кр} j_1}}{1 + b + b \frac{N_0}{p_1}}; \quad \mu = \frac{eu_n E_{кр} \left(\frac{DE_{кр}}{ex_{кр}} - N \right)}{1 + b + b \frac{N_0}{p_1}} \quad (9)$$

Здесь $b = \frac{u_n}{u_p}$.

Область умножения

С началом ударной ионизации глубоких центров важнейшими кинетическими процессами становятся полевой выброс электронов с глубокого акцепторного центра и конкурирующий с ним, вследствие близкого расположения уровня к валентной зоне, тепловой заброс электронов из валентной зоны на уровень (рис. 2). Тогда концентрация заполненных электронами глубоких центров N_- будет

$$N_- = \frac{\beta p_1 N_0}{\beta p_1 + \gamma_p p + \gamma_n n} \quad (10)$$

Здесь γ_p и γ_n — коэффициенты ударной ионизации центра дырки и электронами соответственно; p и n — концентрации дырок и электронов. Запись N_- в виде (10) справедлива для $p < p_1$. Предпола-

гая, что во второй области имеет место насыщение дрейфовых скоростей, и приняв для упрощения $v_p = v_n = v$ и $\gamma_p = \gamma_n = \gamma$, имеем из (10) при условии, что

$$\beta p_1 > \frac{\gamma j}{ev}, \quad (11)$$

$$N_g - N_- = N + \frac{\gamma j N_0}{ev \beta p_1}. \quad (12)$$

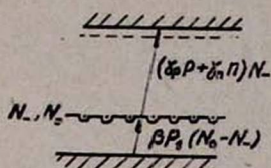


Рис. 2.

Уравнения непрерывности и Пауссона записываются так:

$$\frac{dj_n}{dx} = - \frac{\gamma j N_-}{v}, \quad (13)$$

$$\frac{D}{e} \frac{dE}{dx} = p - n + N + \frac{\gamma j N_0}{ev \beta p_1}. \quad (14)$$

Вначале рассмотрим следующий вариант полевой зависимости коэффициента ударной ионизации γ

$$\gamma = \gamma_0 \exp(\lambda E). \quad (15)$$

Продифференцировав (14) по координате и используя (13), где N_- на основании (10) и (11) заменим на N_0 , имеем уравнение для напряженности электрического поля в области умножения:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{j N_0 \gamma \lambda}{D v \beta p_1} \frac{dE}{dx} - \frac{2 \gamma j N_0}{D v^2} = 0. \quad (16)$$

При выполнении неравенства

$$\frac{2 x_{кр} \beta p_1}{v} < 1 - \frac{j}{j_1} \quad (17)$$

получаем

$$\frac{dE}{dx} - \frac{j N_0 \gamma}{D v \beta p_1} = C_1, \quad (18)$$

где C_1 — постоянная интегрирования — определяется из условия равенства $\frac{dE}{dx}$ для обеих областей базы в плоскости $x = x_{кр}$ и равна

$$C_1 = \frac{E_{кр}}{x_{кр}} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right) - \frac{j}{j_2}; \quad j_2 \equiv \frac{D v \beta p_1}{\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})}. \quad (19)$$

Тогда (18) примет вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E_{кр}}{x_{кр}} \left(1 - \frac{j}{j_1}\right) - \frac{j}{j_2} + \frac{j}{j_2} \exp [\lambda (E - E_{кр})]. \quad (20)$$

Из (13) имеем

$$j_n(d) - j_n(x_{кр}) = - \frac{\gamma_0 j N_0}{v} \int_{x_{кр}}^d \exp(\lambda E) dE. \quad (21)$$

Воспользовавшись (20), получим

$$\begin{aligned} \frac{\gamma_0 j N_0}{v} \int_{x_{кр}}^d \exp(\lambda E) xE = \frac{j_3}{j} \left\{ \lambda (E_d - E_{кр}) + \ln \left| 1 - \frac{j x_{кр}}{j_2 E_{кр} \left(1 - \frac{j}{j_1}\right)} (1 - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp[-\lambda (E_d - E_{кр})] \right| \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$j_3 \equiv \frac{D \beta p_1}{\lambda}. \quad (23)$$

Любопытно заметить, что если считать логарифмический член в (22) малым по сравнению с $\lambda (E_d - E_{кр})$ и пренебречь им, получатся результаты, соответствующие выбору в (18) $C_1=0$, т. е. (14) можно записать в виде

$$\frac{D}{e} \frac{dE}{dx} = \frac{\gamma j N_0}{e v \beta p_1}, \quad (24)$$

что равносильно условию

$$|p - n + N| < \frac{\gamma j N_0}{e v \beta p_1} \quad (25)$$

в (14) или выполнению неравенства

$$\left| \frac{E_{кр}}{x_{кр}} \left(1 - \frac{j}{j_1}\right) - \frac{j}{j_2} \right| < \frac{j}{j_2} \exp [\lambda (E_d - E_{кр})]. \quad (26)$$

Ниже полагаем, что это имеет место. Тогда из (22), (24), (8) и (9) и приняв $j_n(d)$ равной плотности электронного тока на границе полупроводника с металлом j_{n0} , имеем

$$E_d - E_{кр} = \frac{1}{\lambda j_3} (kj - \mu - j_{n0}), \quad (27)$$

$$d - x_{кр} = \frac{v}{\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})} \cdot \frac{j_3}{j} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{kj - \mu - j_{n0}}{j_3} \right] \right\}. \quad (28)$$

Для напряженности электрического поля и падения напряжения в слое умножения получаем

$$E_{II} = E_{кр} - \frac{1}{\lambda} \ln \left| 1 - \frac{j}{j_3} \frac{\gamma_0 N_0}{v} (x - x_{кр}) \exp \lambda (E_{кр}) \right| \quad (29)$$

$$V_{II} = \frac{j_3 v}{j_{i0} N_0 \exp(\lambda E_{кр})} \left\{ E_{кр} + \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda} \left[\lambda E_{кр} + 1 + \frac{k}{j_3} (j - j_{\min}) \right] \exp \left[-\frac{k}{j_3} (j - j_{\min}) \right] \right\}, \quad (30)$$

$$j_{\min} = \frac{\mu + j_{n0}}{k}. \quad (30)$$

Здесь $j_{\min}$ плотность тока, выше которой имеют место проведенные ранее расчеты.

Выражение (30) описывает участок ОС. Согласно (28) ширина области умножения уменьшается с ростом тока.

Выбор точной формы зависимости γ от поля в настоящее время затруднен из-за отсутствия теоретического расчета вероятности ударной ионизации глубоких центров в запрещенной зоне, аналогично проведенным для ударной ионизации типа зона-зона и мелкий уровень-зона [14]. Можно только догадываться о форме зависимости γ от E . Наряду с (15), наиболее вероятны зависимости

$$\gamma = AE \exp \left(-\frac{B}{E} \right); \quad (32)$$

$$\gamma = AE \exp \left(-\frac{C}{E^2} \right). \quad (33)$$

Выбор γ в виде (32) приводит к следующим результатам:

$$d - x_{кр} = \frac{v}{AE_{кр} N_0} \cdot \frac{j_4}{j} \left[\text{Ei} \left(\frac{B}{E_{кр}} \right) - \text{Ei} \left(\frac{B}{E_{кр}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{k(j-j_{\min})}{j_4}} \right) \right], \quad (34)$$

$$V_{II} = \frac{v}{AN_0} \cdot \frac{j_4}{j} \left[\text{Ei} \left(\frac{B}{E_{кр}} \right) - \text{Ei} \left(\frac{B}{E_{кр}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{k(j-j_{\min})}{j_4}} \right) \right] \left[1 + \frac{k(j-j_{\min})}{2j_4} \right]. \quad (35)$$

Здесь $\text{Ei}(z)$ — интегральная показательная функция [15] от вещественного положительного аргумента z ;

$$j_4 = D\beta p_1 E_{кр}. \quad (36)$$

При выборе γ в виде (33) получим результаты, аналогичные (34) и (35), если в последних скобку с интегральными показательными функциями заменить на величину

$$\frac{1}{2} \left[\text{Ei} \left(\frac{C}{E_{кр}^2} \right) - \text{Ei} \left(\frac{C}{E_{кр}^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{k(j-j_{\min})}{j_4} \right]^2} \right) \right].$$

Численный расчет по (35) и аналогичный для (33) показывает наличие участка ОС при $j > j_{\min}$.

Заметим, что приведенные выше результаты для слоя умножения имеют место при превышении заряда, созданного в результате ударного выброса с глубоких уровней, над зарядом eN , т. е. при токах

$$j \gg j_5 \equiv \frac{ev\beta p_1 N}{\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})}. \quad (37)$$

Следует заметить, что ток срыва j_5 в нашем случае может быть намного меньшим тока срыва $j_3 = evN_g$ в [10], т. е. в рассмотренной здесь структуре с глубокими акцепторными центрами участок ОС может начаться заметно раньше, чем в полупроводнике, где имеет место ударная ионизация типа зона-зона [10].

Рассмотрим ВАХ при меньших плотностях тока, когда все же имеет место умножение. Оставляя в правой части (14) только N и воспользовавшись (13) и (15), получаем:

$$d - x_{кр} = \frac{D}{eN\lambda} \ln \left[1 + \frac{keNv\lambda}{D\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})} \left(1 - \frac{j_{\min}}{j} \right) \right], \quad (38)$$

$$V_{II} = \frac{DE_{кр}}{eN\lambda} \ln \left[1 + \frac{keNv\lambda}{D\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})} \left(1 - \frac{j_{\min}}{j} \right) \right] \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{2\lambda E_{кр}} \ln \left[1 + \frac{keNv\lambda}{D\gamma_0 N_0 \exp(\lambda E_{кр})} \left(1 - \frac{j_{\min}}{j} \right) \right] \right\}. \quad (39)$$

Закономерности (38) и (39) имеют смысл при

$$j_{\min} < j < j_5.$$

Заметим, что зависимость толщины слоя умножения от тока слабая и ВАХ при сравнительно больших токах асимптотически приближается к вертикали.

ВАХ структуры. Обсуждение результатов

При очень малых токах базу прибора можно представить в виде обедненного слоя Шоттки и остальной части, представляющей из себя омическое сопротивление при прохождении тока. Для слоя Шоттки имеем ВАХ в виде

$$j = \sqrt{\frac{2e^3 u_n^2 n_0^2 N}{D}} V. \quad (40)$$

Здесь n_0 — концентрация электронов на вершине барьера.

Воспользовавшись результатами (6), (30), (35), (39) и (40), можно описать ВАХ всей структуры. Имеет смысл подытожить все результаты для каждой из областей. ВАХ слоя умножения представлена на рис. 3 характеристикой в, цифры указывают номер соответствующей формулы в тексте, описывающей данную закономерность. ВАХ I области представлена на рис. 3 характеристикой а. Нетрудно убедиться, просуммировав эти характеристики, что на ВАХ всей структуры возможно наличие участка ОС, управляемого током, связанного, согласно

(28) или (34), с сжатием слоя умножения с ростом тока. Последнее обеспечивает положительную обратную связь, необходимую для наличия участка ОС (с ростом тока ширина слоя умножения уменьшается, что приводит в свою очередь к уменьшению падения напряжения на этом слое. По поводу физики происхождения ОС см. [10]). Пола-

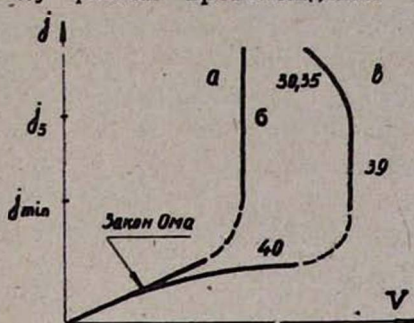


Рис. 3. Схематическое изображение вольт-амперной характеристики I области (а) и II области (в). Цифры указывают номер соответствующей формулы в тексте, описывающей данную закономерность.

гая, согласно (6), падение напряжения на I области близким к $\frac{1}{2} E_{кр} x_{кр}$, можно утверждать, что ток срыва близок к j_5 (37), а напряжение срыва приблизительно определяется суммой (6) и (39) при $j = j_5$. Малым напряжениям и токам срыва и возможности выбора уравнения I области в форме (2) благоприятствует точная компенсация $\left(\frac{N}{N_g} \ll 1\right)$ при заметных концентрациях N_0 и N_g , не слишком большие p_1 и $x_{кр}$ и $\lambda E_{кр} > 1$.

Таким образом, характерной чертой ОС в такой структуре является резкий рост тока срыва ($j_{ср} \sim p_1$) при практически постоянном напряжении срыва с ростом температуры.

Напомним, что все проведенные здесь расчеты имеют смысл при токах, удовлетворяющих условиям (5), (11) и $p < p_1$, позволяющему записать N_- в виде (10).

Подводя итоги, следует подчеркнуть, что осуществляемый в структуре в результате умножения характер двойной инжекции иной, чем в случае инжекции из $n^+ - n$ -перехода:

1) Нет максимума напряженности электрического поля внутри базы. Распределение поля отличается своей равномерностью по базе (рис. 1, б).

2) 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.

Участок ОС может возникнуть на ВАХ структуры лишь за счет сжатия слоя умножения с ростом тока. Время жизни в результате инжекции не растет.

Проведенный здесь расчет для pnR -структуры легко распространить на структуры типа prR , p^+np^+ и p^+np .

Наиболее интересными для сравнения теории с экспериментом являются экспериментальные данные, полученные в [1—3]. Интересно, что в [1, 2] наблюдалась до срыва закономерность $j \sim \sqrt{V}$, а при достижении полей $(1-2) \cdot 10^4$ в/см имел место участок ОС на ВАХ.

Однако для окончательного решения о применимости развитой теории к структурам, описанным в [1—2], необходимы дополнительные данные, в частности, по температурной зависимости ВАХ.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.II.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. K. Chandhi, K. E. Mortenson, J. N. Park, Proc. IEEE, 53, 734 (1965); IEEE Trans. Electron Device, 13, 515 (1966).
2. B. L. Frensur, IEEE Trans. Convent Rec., 11, 28 (1963).
3. T. Fukami, K. Homma, Japan. J. Appl. Phys., 2, 535 (1963).
4. M. Simhony, R. Williams, A. Willits, J. Appl. Phys., 39, 152 (1968).
5. А. Г. Гольдман, Г. А. Жолкевич, Н. П. Лазарь, В. П. Дудник, Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 593 (1966); ДАН СССР, с. ф.—м. н., 171, 555 (1966).
6. Н. А. Власенко и др., Оптика и спектроскопия, 16, 642 (1964); 18, 3, 467 (1965).
7. В. Пайпер, Ф. Вильямс, УФН, 70, 621 (1960); М. В. Фок, УФН, 72, 467 (1960); 75, 259 (1961); Г. Хениш, Электролюминесценция. Изд. „Мир“. М., 1964.
8. M. Kimata, K. Kant, Japan. J. Appl. Phys., 4, 737 (1965).
9. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, ФТП, 3, 7, 960 (1969).
10. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 2, 71 (1969).
11. E. Schibli, A. G. Milnes, Mater. Sci. Eng., 2, 173 (1967).
12. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, ДАН АрмССР, 46, 228 (1968).
13. С. М. Рывкин, Фотоэлектрические явления в полупроводниках, стр. 133, ФМ, М., 1963.
14. G. A. Baraff, Phys. Rev., 128, 2507 (1962); Л. В. Келдыш, ЖЭТФ, 48, 1692 (1965), 37, 713 (1959); В. А. Чуенков, ФТТ, сб. ст., 2, 200 (1959); ФТП, 2, 353 (1968).
15. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лем, Специальные функции. Изд. „Наука“. М., 1964.

ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԿԻՍՍՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ԻՆՃԵԿՑԻԱՅԻ
ՀԱՐՑԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է դեպի վալենտային ղոնա շեղված խորը ակցեպտորային մակարդակների հարվածային իոնիզացիայի աղբյուրային բնույթը կոնտակտի մոտ աղբատացած շերտ ունեցող կիսահոդաչային p-n ուղղիչի վերամպերային բնութագրի վրա ծույց է տրված, որ այստեղ կարող է առաջանալ բացասական դիմադրության տեղամաս:

ON THE PROBLEM OF AVALANCHE INJECTION IN
COMPENSATED SEMICONDUCTORS

G. M. AVAKIANTS AND V. M. HARUTUNIAN

A structure having a depletion layer on the part of the rear contact and deep acceptor centres lying nearby the valence band in the forbidden band has been studied. Beginning with some critical field density in this layer center-conduction zone type impact ionization takes place.

It has been shown, that a negative differential resistance region on the current-voltage characteristic can appear.