

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В n^+n и p^+p СТРУКТУРАХ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Проведено теоретическое исследование прохождения тока через симметричные n^+n и p^+p структуры, изготовленные на основе полупроводников, компенсированных примесями, создающими глубокие уровни в запрещенной зоне. Рассчитана статическая вольт-амперная характеристика, получены выражения для тока и напряжения срыва, показано наличие задержки компенсации в базе и уменьшения времени жизни дырок с ростом тока.

Впервые вопрос о лавинной инжекции в полупроводниках был поднят Ганном [1]. Им был рассмотрен обратно-смещенный n^+i переход без учета падения напряжения на i -базе, которое оказывается существенным в случае „длинного“ полупроводника ($d > L_p$, где d — ширина i -области, L_p — диффузионная длина дырок). Вопросы, связанные с прохождением тока через n^+pn^+ , p^+p , p^+n , p^+pr^+ , p^+p структуры, были предметом теоретических исследований в [2—4] (в [2] приведена литература по дальнейшим вслед за [1] исследованиям по лавинной инжекции).

На опыте неоднократно наблюдались участки отрицательного сопротивления (ОС) на статических вольт-амперных характеристиках (ВАХ) симметричных структур типа n^+pn^+ , p^+pp^+ , p^+p , n^+n , все области которых имели один и тот же тип проводимости, но различную степень легирования. В частности, ОС есть в структурах p^+p и n^+n на основе компенсированных полупроводников (ниже в скобках указана примесь, дающая глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника): Si (Co) [7], Si (Ni) [8], Si (Au) [9], Si (Fe) [10], Si (Cu) [10, 11]; Ge (Au) [12]; $GaAs$ (Mn) [13]; CdS (P) [14]; в достаточно толстых пленках на основе оксидов Ti , Ta , Nb [17—19], B [20], где также авторами предполагается наличие глубоких уровней в запрещенной зоне. Вместе с тем в указанных работах не дается объяснение полученных опытных данных, что, видимо, связано с отсутствием, насколько нам известно, теоретических исследований по подобным структурам с длинной базой, для которой исключается явление прокола.

В настоящей работе рассматриваются вопросы, связанные с формированием участка ОС на ВАХ одной из подобных структур (p^+p), изготовленных на основе компенсированных полупроводников. Предполагается, что вследствие ионизации типа зона—зона или глубокий уровень—зона в обратно-смещенном переходе имеет место умножение носителей, вследствие чего из слоя умножения в базу структуры инжектируются в заметном количестве неосновные носители тока. Таким образом, в базе, на которой падает практически все приложенное

напряжение (пренебрегается падением напряжения на антизапорных контактах n^+ и p^+ и „коротких“ слоях n и p типа), осуществляется режим двойной инжекции. До начала умножения из-за слабой инжекции основных носителей из прямо смещенного перехода на ВАХ должна быть омическая закономерность (или близкая к ней).

О формировании участка отрицательного сопротивления

Предполагается, что объемный заряд обратно-смещенного перехода кончается в некоторой точке, где напряженность поля равна E^* . В этом случае падение напряжения в базе вне области объемного заряда имеет следующий вид

$$V = F(j, d - x_1) + E^*(j)(d - x_1), \quad (1)$$

где $d - x_1$ — размеры квазинейтральной части базы, F — некая функция от плотности тока j и размеров базы, V — падение напряжения на квазинейтральной части базы.

С дальнейшим ростом тока в базу диода со стороны прямосмещенного перехода может внедряться более низкоомная область, например, область с увеличенным временем жизни. ВАХ тогда можно представить в виде

$$V = F'(j, d - x_2) + F(j, x_2 - x_1) + E^*(j)(x_2 - x_1). \quad (2)$$

Здесь $d - x_2$ — размеры низкоомной области.

По поводу зависимости E^* от тока можно сказать следующее. E^* не может уменьшаться с током после начала двойной инжекции, ибо это вызовет затухание поля в слое умножения и, следовательно, затухание самого умножения (мы исключаем сейчас из рассмотрения эффект сжатия слоя умножения из-за нарастания в нем объемного заряда, вызванного размножением — точка x_1 неподвижна).

Тогда возможны следующие варианты характеристик. После закона Ома согласно (1) мы имеем участок с положительным сопротивлением. Если E^* не зависит от тока, то как только низкоомная область начнет внедряться в базу с началом двойной инжекции, из-за уменьшения с током координаты x_2 может появиться ОС, когда третий член в (2) будет уменьшаться с током быстрее, чем будут расти два остальных. В этом случае срыв наблюдается сразу после участка закона Ома. Предполагается, что падение напряжения на слое умножения незначительно по сравнению с падением на квазинейтральной части базы. Если же E^* растет с током, то здесь возможны два вида ВАХ: 1) с участком резкого роста тока до срыва, если падение напряжения имеет место в основном на слое умножения, и последующим участком ОС за счет уменьшения с током второго или третьего члена в (2); 2) вертикали до срыва не будет, если падение напряжения на слое умножения меньше падения на базе. После закона Ома срыв наступит за счет внедрения низкоомной области.

Полному расчету поддается вариант, согласно которому падение напряжения на квазинейтральной области базы определяется первыми двумя членами в (2).

По нашему мнению, в рассматриваемых структурах ОС не может быть связано с увеличением времени жизни неосновных носителей, инжектируемых из слоя умножения, непосредственно у слоя умножения. Это увеличение в действительности может достигаться за счет инжекции с прямосмещенного перехода, ударная ионизация же играет пассивную роль инжектора носителей.

Невозможно появление ОС и за счет смены одинарной инжекции на двойную в структурах, где все области однотипны. В этом случае инжекция неосновных носителей тока происходит из обратно-смещенного перехода и поэтому наименьшая напряженность поля имеет место на границе квазинейтральной области с областью объемного заряда. Поле E^* при этом, конечно, меньше критической напряженности электрического поля, с которой начинается умножение в обратно-смещенном переходе, т. е. распределение напряженности электрического поля по базе имеет „провал“ на границе квазинейтральной части базы и объемного заряда. Для этого необходимо, чтобы время омической релаксации было меньше времени пролета. Поле E^* может лишь расти после срыва, поэтому смена одинарной инжекции на двойную не может сопровождаться срывом. Время жизни может увеличиться в слое размножения, но это мало что изменит, ибо в слое умножения рекомбинацией носителей пренебрегается.

Расчет вольт-амперной характеристики

В принятой нами для расчета p^+n^+p структуре средняя n -область представляет из себя перекомпенсированный n -тип полупроводника, т. е. наряду с мелкими донорами с концентрацией N_d в ней имеются глубокие акцепторные уровни с концентрацией N_a , расположенные в нижней, примыкающей к валентной зоне, половине запрещенной зоны. Такое расположение акцепторного уровня позволяет пренебречь тепловыми забросами электронов с этого уровня в зону проводимости.

В этом приближении концентрация глубоких центров, заполненных электронами, равна

$$N_- = \frac{p_1 + \theta n}{p_1 + \theta n + p} N_a \quad (3)$$

В дальнейшем принято условие квазинейтральности. Тогда концентрации электронов n и дырок p соответственно равны (в чисто дрейфовом приближении):

$$n = k \left(n_0 + \frac{\Delta N_+}{b} \right), \quad (4)$$

$$p = k (n_0 - \Delta N_+). \quad (5)$$

Здесь $\Delta N_+ = N_g - N_-$; $k = \frac{b}{b+1}$; $n_0 = \frac{j}{e u_n E}$; b — отношение подвижности электронов u_n к подвижности дырок u_p ; $\eta = \frac{\langle v_n \tau_n \rangle}{\langle v_p \tau_p \rangle}$ — соотношение скоростей рекомбинации электронов и дырок, p_1 — плотность состояний в валентной зоне, уровень Ферми совпадает с положением глубокого акцептора.

Из (3–5) имеем

$$\Delta N_+ = \frac{N_g p - \delta_0 N_g (p_1 + \theta n)}{p_1 + \theta n + p}. \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \delta_0 = \frac{N - N_g}{N_g}.$$

Из условия квазинейтральности

$$n = p + \frac{N_g p - \delta_0 N_g (p_1 + \theta n)}{p_1 + \theta n + p} \quad (7)$$

следует уравнение для p

$$p^2 + [N_g - n + p_1 + \theta n] - (p_1 + \theta n) (n + \delta_0 N_g) = 0. \quad (8)$$

Считая в (8) член с p^2 малым, имеем

$$p = \frac{(p_1 + \theta n) (n + \delta_0 N_g)}{N_g - n + p_1 + \theta n}. \quad (9)$$

Выписанное соотношение справедливо, пока $p \ll [N_g + p_1 - n \cdot (1 - \theta)]$. В дальнейшем, согласно (4), в (15) можно будет n заменить на приближенное значение n_0 . Составим теперь уравнение для напряженности электрического поля E . На основании (9), с использованием приближения $\frac{dn}{dE} \approx -\frac{n}{E}$, получим ($\theta < 1$)

$$\frac{d}{dE} (pE) = \frac{p_1 \delta_0 N_g - (\theta n + p) n}{N_g - n + p_1}. \quad (10)$$

Согласно статистике Шоки—Рида для уровня, расположенного вблизи валентной зоны, скорость рекомбинации дырок [5]

$$\frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{np - n_i^2}{(p + p_1) \tau_n^0 + (n + n_1) \tau_p^0} \approx \frac{pn}{p_1 + \theta n} \cdot \frac{1}{\tau_n^0}. \quad (11)$$

Было принято, что $n_1, p < p_1$.

Тогда уравнение непрерывности примет вид ($p_0 = p_1 \delta_0$)

$$[p_1 \delta_0 N_g - (\theta n + p) n] \frac{dE}{dx} = - \frac{n (n + \delta_0 N_g)}{u_p \tau_n^0}, \quad (12)$$

а после подстановки выражения (9) для p и сохранения в последнем в знаменателе лишь наибольшего члена N_g можно записать его в виде

$$\left\{ p_1 \delta_0 N_g - n^2 \left[(1 + \delta_0) \theta + \frac{p_1 + \theta n}{N_g} \right] \right\} \frac{dE}{dx} = - \frac{n (n + \delta_0 N_g)}{u_p \tau_n^0}. \quad (13)$$

В приближении малых токов (13) можно переписать в виде

$$p_1 \delta_0 N_g \frac{dE}{dx} = - \frac{n (n + \delta_0 N_g)}{u_p \tau_n^0}. \quad (14)$$

Для предельного случая $\delta_0 N_g > n$, заменяя в (14) n на n_0 , имеем при граничном условии $E=0$, $x=d$

$$E = \sqrt{\frac{2j (d-x)}{e u_n u_p \tau_n^0 p_1}}. \quad (15)$$

Соответствующее падение напряжения на области $x_1 d$

$$V = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2j (d-x_1)^3}{e u_n u_p \tau_n^0 p_1}}. \quad (16)$$

Теперь приняв обратное неравенство ($\delta_0 N_g < n$), что соответствует несколько большим токам, вместо (15) и (16) имеем

$$E = \sqrt[3]{\frac{3 j^2 (d-x)}{e^2 u_n^2 u_p \tau_n^0 p_1 \delta_0 N_g}}, \quad (17)$$

$$V = \frac{3}{4} \sqrt[3]{\frac{3 j^2 (d-x_1)^4}{e^2 u_n^2 u_p \tau_n^0 p_1 \delta_0 N_g}}. \quad (18)$$

Для случая сильных токов, что означает принятие неравенства

$$n^2 \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1 + \theta n}{N_g} \right] > p_1 \delta_0 N_g, \quad (19)$$

уравнение (13) принимает вид

$$n \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1 + \theta n}{N_g} \right] \frac{dE}{dx} = \frac{\delta_0 N_g + n}{u_p \tau_n^0}, \quad (20)$$

или после замены n на n_0 и отбрасывания малого члена $\frac{\theta n}{N_g}$

$$\frac{\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1}{N_g}}{1 + \frac{e u_n \delta_0 N_g E}{j}} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{u_p \tau_n^0}. \quad (21)$$

Интегрируя это уравнение с граничным условием $x=0$, $E=0$, находим

$$E(x) = \frac{j}{e u_n \delta_0 N_g} \left[\exp \left(\frac{e u_n \delta_0 N_g x}{j u_p \tau_n^0 \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1}{N_g} \right]} \right) - 1 \right], \quad (22)$$

т. е. поле E уменьшается с ростом тока, что означает формирование ОС. Таким образом, при токах, определяемых неравенством (19), из

прямо-смещенного перехода начинает вступать в базу область с ОС. Соответствующее (22) падение напряжения в области $0x_1$ будет

$$V = \frac{j}{eu_n \delta_0 N_g} \left[\frac{2}{\alpha} \exp(\alpha x_1) - x_1 \right], \quad (23)$$

где

$$\alpha = \frac{\delta_0 N_g eu_n}{ju_p \tau_n^0 \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1}{N_g} \right]}. \quad (24)$$

Из равенства (см. (19))

$$n^2 \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1}{N_g} \right] = p_1 \delta_0 N_g \quad (25)$$

можно найти напряженность поля в точке x_1

$$E = \frac{j \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1}{N_g} \right]^{\frac{1}{2}}}{eu_n \sqrt{p_1 \delta_0 N_g}}. \quad (26)$$

Предположив, что (19) наступает раньше, чем нарушается $\delta_0 N_g > n$, для поля E в области $x_1 < x < d$ имеем решение (15), а для падения напряжения — (16).

Из (22) и (26) получаем ($\alpha x_1 < 1$)

$$x_1 = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\theta (1 + \delta_0) \delta_0 N_g}{p_1} + \delta_0}. \quad (27)$$

Таким образом, x_1 пропорционально току и с ростом последнего область (22) все больше внедряется в базу (заметим, что для отыскания x_1 нельзя приравнять, например, (15) и (26), так как мы не получим в этом случае x_1 , растущего с током). Считая, что все внешнее напряжение практически приходится на область $x_1 < x < d$, оценим напряжение срыва. Для этого надо обратиться к (16) и найти ток срыва из условия $\frac{dV}{dj} = 0$. Имеем

$$j_{cp} = \frac{eb N_g \sqrt{\delta_0} \theta d}{4 \tau_p^0 \left[\frac{\theta (1 + \delta_0) N_g}{p_1} + 1 \right]^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{N_g}{p_1}. \quad (28)$$

Здесь $\tau_p^0 = \theta \tau_n^0$. Падение напряжения на структуре в момент срыва найдем, подставляя (28) в (16):

$$V_{cp} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{d^2}{u_p \tau_p^0} \cdot \left[\frac{N_g}{p_1} \cdot \frac{\delta_0 \theta}{\left(1 + \delta_0 + \frac{p_1}{\theta N_g} \right)^3} \right]^{\frac{1}{4}}}. \quad (29)$$

Напряжение срыва будет определяться (29) лишь в случае достаточно широкой π -области, когда падением напряжения на слое умножения можно пренебречь. Обратимся теперь к случаю, когда в качестве

формулы для ВАХ структуры следует использовать формулу (18). Ток срыва лишь коэффициентом отличается от (28)

$$j_{cp} = \frac{ebN_g \sqrt{\partial_0} \theta d}{3\tau_p^0 \left[\frac{\theta (1 + \partial_0) N_g}{p_1} + 1 \right]^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{N_g}{p_1}, \quad (30)$$

а соответствующее напряжение срыва равно

$$V_{cp} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{9} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{d^2}{u_p \tau_p^0} \left[1 + \frac{\theta (1 + \partial_0) N_g}{p_1} \right]^{-\frac{1}{3}} \cdot \frac{N_g \theta}{p_1}. \quad (31)$$

В случае заметного падения напряжения на слой умножения оно должно быть приплюсовано к (31) с тем, чтобы получить более точное выражение для V_{cp} .

Если $\alpha x_1 > 1$, то для x_1 получаем следующее приближенное выражение:

$$x_1 = \frac{1}{\alpha} \ln \sqrt{\partial_0 + \frac{\theta (1 + \partial_0) \partial_0 N_g}{p_1}}. \quad (32)$$

Действуя в дальнейшем аналогично предыдущему, найдем следующие формулы для тока и напряжения срыва. Если срыв наступает при $x_1 = \frac{1}{4} d$ (см. выше),

$$j_{cp} = \frac{eb\partial_0 N_g d}{4\tau_n^0 \left[\theta (1 + \partial_0) + \frac{p_1}{N_g} \right] \ln \sqrt{\partial_0 + \frac{\theta (1 + \partial_0) \partial_0 N_g}{p_1}}}, \quad (33)$$

$$V_{cp} = \frac{3}{4} \sqrt[3]{\frac{3j_{cp}^2 (d - x_1)^4}{e^2 u_n^2 u_p \tau_n^0 p_1 \partial_0 N_g}}, \quad (34)$$

$$\text{а из } x_1 = \frac{1}{3} d$$

$$j_{cp} = \frac{eb\partial_0 N_g d}{3\tau_n^0 \left[\theta (1 + \partial_0) + \frac{p_1}{N_g} \right] \ln \sqrt{\partial_0 + \frac{\theta (1 + \partial_0) \partial_0 N_g}{p_1}}}, \quad (35)$$

$$V_{cp} = \frac{2}{3} \sqrt[3]{\frac{2j_{cp} (d - x_1)^3}{e u_n u_p \tau_n^0 p_1}}. \quad (36)$$

Интересно отметить отличие в температурных зависимостях j_{cp} и V_{cp} для различных приложений (см. формулы (28), (29), (30), (31), (33), (34), (35) и (36)). В частности, из (28) или (30) при выполнении неравенства $\frac{\theta N_g}{p_1} \ll 1$ имеем резкое увеличение j_{cp} с понижением температуры, а из (33) или (35) при $\frac{\theta N_g}{p_1} > 1$ следует постоянство плотности тока срыва в определенном интервале температур.

О природе отрицательного сопротивления

Остановимся на физике срыва. Выясним, может ли быть в нашем случае задержка раскомпенсации при прохождении тока. Условие нейтральности можно записать в следующем виде:

$$\Delta n = \Delta p + p_{cv} - n_{cv}. \quad (37)$$

Здесь Δn и Δp — избыточные (по сравнению с равновесными) концентрации электронов и дырок, p_{cv} и n_{cv} — концентрации дырок и электронов, захваченных на глубокий уровень.

Из определения p_{cv} и n_{cv} следует

$$p_{cv} = \frac{\theta n_1 + p}{p + p_1 + \theta(n + n_1)} N_{-}^{(0)}, \quad (38)$$

$$n_{cv} = \frac{p_1 + \theta n}{p + p_1 + \theta(n + n_1)} \delta_0 N_g. \quad (39)$$

Задержка в раскомпенсации будет иметь место, если условие нейтральности можно записать приближенно в виде

$$p_{cv} = n_{cv}. \quad (40)$$

При небольших токах (38) и (39) можно записать в нашем случае так:

$$p_{cv} = \frac{p}{p_1} N_{-}^{(0)}; \quad n_{cv} = \delta_0 N_g. \quad (41)$$

Если Δn будет меньше $n_{cv} = \delta_0 N_g$, то будет иметь место задержка в раскомпенсации. Именно такие неравенства были приняты при выводе (20). В этом случае $p \sim p_0 = p_1 \delta_0$ и, следовательно, $\Delta p \approx 0$, а $\Delta n \sim n$ и меньше $\delta_0 N_g$.

Итак, действительно, при малых токах имеет место задержка в раскомпенсации. Она способствует накоплению напряжения на π -базе структуры, не давая наступить сильной модуляции сопротивления ее. Интересно отметить, что в том же приближении время жизни электронов постоянно

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{p}{(p + p_1) \tau_n^0 + (n + n_1) \tau_p^0} = \frac{p}{p_1 \tau_n^0} = \frac{\delta_0}{\tau_n^0} = \text{const}. \quad (42)$$

С дальнейшим ростом тока время жизни электронов уменьшается с током

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{p}{p_1 \tau_n^0} = \frac{n}{N_g \tau_p^0}. \quad (43)$$

Уменьшается и время жизни дырок. Этот процесс является другой причиной, ведущей к накоплению напряжения на базе. ОС появляется тогда, когда в силу одного из неравенств $\delta_0 < 1$ или $\theta < 1$ задержка раскомпенсации прекращается и наступает значительная модуляция сопротивления базы, ведущая к падению напряжения на ней (теперь для поддержания тока требуются меньшие напряжения). Кажется, чем

меньше будет θ , тем скорее можно ожидать появление ОС за счет механизма увеличения времени жизни. Запишем более точное (с сохранением в (11) члена с p) выражение для τ_n , чем (11), так как именно наличие члена с p ведет в дальнейшем к увеличению времени жизни при $\theta < 1$. Тогда

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{n}{(p_1 + \theta n) \left[1 + \frac{n + \delta_0 N_g}{N_g} \left(1 + \frac{n - p_1}{N_g} \right) \right]} \cdot \frac{1}{\tau_n^0}. \quad (44)$$

Вместо уравнения (12) теперь имеем

$$\left\{ p_1 \delta_0 N_g - n^2 \left[\theta (1 + \delta_0) + \frac{p_1 + \theta n}{N_g} \right] \right\} \frac{dE}{dx} = - \frac{1}{u_p \tau_n^0} \times \\ \times \frac{n [\delta_0 N_g + n] N_g}{(N_g - n + p_1) \left[1 + \frac{n + \delta_0 N_g}{N_g} \left(1 + \frac{n - p_1}{N_g} \right) \right]}. \quad (45)$$

Отсюда хорошо видно, что значение θ не накладывает ограничений на характер решений этого уравнения, пока уровень инжекции является низким ($n < N_g$), т. е. решения остаются прежними, хотя теперь учтены процессы, ведущие к увеличению времени жизни. С увеличением времени жизни нужно считаться при наступлении раскомпенсации.

Как показано в [6], возможен также случай, когда со стороны прямо включенного перехода начнет внедряться область $j \sim V^2$, имеющая место при полной раскомпенсации материала базы. Координата точки базы x_2 , являющаяся границей области $j \sim V^2$, определяется выражением [6]

$$x_2 = \frac{j_n^0 N_g b}{2e [(b+1) \sqrt{4k\nu p_1 N_g + b N_g}]^2}, \quad (46)$$

где $\nu \approx 2 \div 3$. С другой стороны, координата точки x_1 , определяющей границу области с локальным ОС, входящей в базу также со стороны прямосмещенного механизма, дается выражением (27). Сравнивая x_1 и x_2 , мы можем отдать предпочтение тому или иному варианту. Если $x_2 > x_1$, то ОС возникает за счет внедрения в базу области $j \sim V^2$, которая в [6] связывается с предварительным увеличением времени жизни. Требование $x_2 > x_1$ сводится к неравенству

$$\frac{b^2 N_g^2}{2[(b+1) \sqrt{4k\nu p_1 N_g + b N_g}]^2} > \frac{\theta}{V \delta_0} \sqrt{\frac{\theta N_g}{p_1}} \left[1 + \delta_0 + \frac{p_1}{\theta N_g} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (47)$$

из которого хорошо видно, что механизм, связанный с внедрением в базу области с полной раскомпенсацией материала, будет иметь место при малых θ . Следует заметить, что x_2 в [6] было получено без учета процесса рекомбинации электронов при определении N_- и в этом отношении (46) и (47) должны быть уточнены.

С понижением температуры выполнение (47), при прочих равных условиях, затруднено. При низких температурах, видимо, должен преобладать механизм, связанный с внедрением в базу области с локальным ОС.

Обсуждение результатов

Выше остались вне рассмотрения случаи:

1) Когда уровень расположен ближе к зоне проводимости или у середины запрещенной зоны;

2) Относящиеся к формированию заметного объемного заряда, когда уже нельзя пользоваться условием квазинейтральности и последнее должно быть заменено на уравнение Пуассона;

3) Сильного поля, когда подвижности и коэффициенты рекомбинации становятся функциями напряженности электрического поля.

Вместе с тем сделанное в настоящей работе пренебрежение падением напряжения в области объемного заряда обратно-смещенного перехода по сравнению с падением напряжения в остальной части базы позволяет думать, что изложенная выше теория может быть приложена к случаю обычной двойной инжекции. Развита в работе для р-р структур теория легко может быть перенесена на случай п-п структур.

В литературе имеется заметное число экспериментальных работ по подобным структурам (см. напр. [7—20]). Мы ограничимся здесь лишь качественным сравнением опытных данных с проведенными выше расчетами. Действительно, как это обсуждалось выше, в [7—9, 15] наблюдается заметный участок закона Ома до срыва. Вместе с тем в [16—20] часто наблюдался участок резкого роста тока с напряжением ($j \sim V^n$, где n меняется от 6 до 9). Любопытно, что база в последних работах была тонкой и все напряжение падает, по-видимому, на слой умножения. Во всех перечисленных работах наблюдался заметный участок ОС на ВАХ, характеристики были симметричными.

ОС наблюдалось при комнатных температурах (кроме [12]), напряжения срыва для всех структур находились в диапазоне 10—60 в, токи срыва, естественно, очень различаются для различных материалов (например, если в [19] $j_{ср} \sim 10^{-5} \frac{a}{\text{см}^2}$, то в [8] $j_{ср} \approx 8 \frac{a}{\text{см}^2}$, причем в [8] напряженность поля в базе у срыва была равна $1,7 \cdot 10^4$ в/см).

Резкий рост напряжения срыва с понижением температуры наблюдался на опыте в структуре с двойной инжекцией, изготовленной на основе перекомпенсированного кадмием Si [21], а постоянство тока срыва с изменением температуры наблюдалось в приборах на основе Si, компенсированного Ni [22].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. B. Gunn. *Proc. Phys. Soc.*, 69 B, 781 (1956); *Progr. in Semicond.*, 2, 213 (1957).
2. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. *Изв. АН АрмССР, Физика*, 4, 71 (1969).
3. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. *Изв. АН АрмССР, Физика*, (в печати).
4. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. *Изв. АН АрмССР, Физика* (в печати).
5. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. *ДАН АрмССР*, 46, 228 (1968).
6. Ю. А. Абрамян. Диссертация, 1969. Ереван.
7. S. K. Ghandhi, K. E. Mortenson, J. N. Park. *ТИИЭР*, 53, 734 (1965).
8. S. K. Ghandhi, K. E. Mortenson, J. N. Park. *IEEE. Trans. ED*—13, 515 (1966).
9. B. L. Frensburg. *IEEE Intern. Convent. Rec.*, 11, 28 (1963).
10. Ямасита Акио, Танака Масару. Японск. патент кл. 99 (5) ГО, № 26209.
11. Ямасита Акио. Японск. патент кл. 99 (5) ГО, № 20342.
12. M. Kimata, M. Iida. *Japan J. Appl. Phys.*, 7, 177 (1968).
13. K. Weiser, M. Drougard, R. Fern, J. Phys. Chem. Solids, 28, 171 (1967); *Sol. St. Electron.* 10, 109 (1967).
14. W. W. Anderson, J. T. Mitchell. *Appl. Phys. Lett.*, 12, 334 (1968).
15. J. N. Park, K. Rose, K. E. Mortenson, J. Appl. Phys., 38, 5343 (1967).
16. 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).
17. K. L. Chopra. *J. Appl. Phys.*, 36, 184 (1965).
18. М. М. Некрасов, Г. И. Боздан. в сб. *Полупроводниковая техника и микроэлектроника*, Киев, 1966, стр. 99.
19. F. Argall. *Sol. St. Electron.*, 11, 535 (1968).
20. C. Feldman, W. A. Gutierrez J. Appl. Phys., 39, 2474 (1968).
21. Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, Р. С. Барсеян, С. О. Тарумян, *Изв. АН АрмССР, Физика* (в печати).
22. Г. М. Авакьянц, С. В. Минасян, О. А. Оганесян, *ДАН АрмССР* (в печати).

ՔԱՅԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ $n\nu n$ ԵՎ $p\pi p$ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Կատարված է արգելված տիրույթում խոր մակարդակների ստեղծվող խառնուրդներով կոմպենսացված կիսահաղորդչային նյութերով հոսանքի անցման տեսական հետազոտությունը:

Ստացված են արտահայտություններ պոկման լարման և հոսանքի համար, ցույց է տրված բաղադրում ապակոմպենսացիայի ուղացման առկայությունը:

NEGATIVE RESISTANCE IN $n\nu n$ AND $p\pi p$ STRUCTURES

G. M. AVAKIANTS AND V. M. HARUTJUNIAN

A theoretical investigation of passage of current in symmetric $n\nu n$ and $p\pi p$ -structures made on the basis of semiconductors, compensated with impurities, providing deep levels to the forbidden band has been carried out. Analytic expressions for breakdown current and voltage have been derived, as well as the presence of delay of discompensation in the base has been shown.