

Нарушение нейтральности и возникновение S-образной вольт-амперной характеристики при двойной инжекции в легированных полупроводниках

© Т.Т. Мнацаканов, А.Г. Тандоев, М.Е. Левинштейн*[¶], С.Н. Юрков, J.W. Palmour[†]

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†] CREE Inc., 4600 Silicon Dr.,
Durham NC 27703, USA

(Получена 24 апреля 2012 г. Принята к печати 6 июня 2012 г.)

Показано, что в легированном n -слое $p^+ - n - n^+$ -структур в условиях двойной инжекции при высоком уровне инжекции и определенном сочетании электрофизических параметров может произойти нарушение квазинейтральности с последующим ее восстановлением при увеличении плотности тока. Нарушение квазинейтральности влечет за собой заметное увеличение напряжения на базе, а последующее восстановление нейтральности — к резкому падению напряжения. В результате формируется S-образная вольт-амперная характеристика. Характерное значение пороговой плотности тока, при которой формируется участок S-образного сопротивления, пропорционально уровню легирования базы N_d .

1. Введение

Теоретические основы анализа работы полупроводниковых приборов в условиях двойной инжекции были заложены еще в начале 60-х годов прошлого столетия. Наиболее полное изложение полученных результатов можно найти в классической книге [1], в которой содержатся также все необходимые ссылки. В соответствии с классическими результатами возможны два квазинейтральных режима переноса носителей заряда в биполярной плазме полупроводников, возникающей при двойной инжекции, а именно диффузионный и дрейфовый. При относительно небольших плотностях тока j (порядка сотен A/cm^2) и небольших $\sim (2-3)$ отношениях W/L , где W — ширина базы полупроводниковой структуры, L — амбиполярная диффузионная длина, основную роль в явлениях переноса играет диффузионный режим (подробный анализ относительного вклада квазинейтрального диффузионного и дрейфового режима можно найти в работе [2]). В течение многих лет результаты, полученные в рамках классического подхода, лежали в основе анализа работы полупроводниковых приборов: выпрямительных диодов, транзисторов в ключевом режиме и тиристоров.

Одной из основных тенденций в развитии современной полупроводниковой электроники является тенденция к повышению плотности мощности в биполярных полупроводниковых структурах. Эта тенденция стала наиболее актуальной с появлением карбид-кремниевых (SiC) и нитрид-галлиевых (GaN) диодов, транзисторов и тиристоров. Благодаря большой теплопроводности и очень высокой температуре деструкции SiC-приборы на основе карбида кремния могут работать в режиме коротких (несколько микросекунд) импульсов при

плотностях тока вплоть до $10^5 \text{ A}/\text{cm}^2$ [3]. Даже в режиме ударных токов длительностью $\sim (8-10)$ мс (так называемый режим „длинных импульсов“ перегрузки) SiC-диоды способны выдерживать импульсы перегрузки с $j \approx 6000-9000 \text{ A}/\text{cm}^2$ [4,5].

Современные технологии роста SiC и GaN позволяют получать структурно совершенные эпитаксиальные слои этих материалов толщиной несколько сотен микрон. На основе таких пленок можно изготавливать чрезвычайно высоковольтные приборы. Например, в работе [6] описан выпрямительный SiC-диод с пробивным напряжением ~ 20 кВ. Толщина базы такого прибора составляла 200 мкм. Однако время жизни неравновесных носителей в SiC и, в особенности, в пленках GaN, несмотря на значительные успехи последних лет в этой области, все еще остается сравнительно низким. Поэтому анализ работы приборов на основе широкозонных полупроводников при больших значениях j и W/L представляется весьма актуальным. Заметим, что такая ситуация может быть актуальной также и для кремниевых модуляторных тиристоров в области первоначального включения.

Анализ работы полупроводниковых приборов в условиях двойной инжекции при больших значениях j и W/L показал, что в теоретическом описании эффектов переноса в этом случае должны быть учтены факторы, оставшиеся за рамками классической теории. Так, в работе [7] было показано, что наряду с указанными выше режимами, диффузионным и дрейфовым, может реализовываться еще один квазинейтральный режим переноса носителей заряда, количественно и качественно отличающийся от классических диффузионного и дрейфового режимов. Этот режим был назван авторами режимом диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом (DSQD).

В работе [8] было показано, что для адекватного описания эффектов переноса в случае больших значений

[¶] E-mail: Melev@nimis.ioffe.ru

j и W/L необходимо (даже при выполнении условий квазинейтральности) учитывать зависимость подвижности носителей заряда от электрического поля. Было отмечено, что учет этой зависимости по-разному влияет на перенос носителей заряда в полупроводниках n - и p -типа [9,10].

Из развитой в [8,9] теории следует, что при больших отношениях W/L зависимость дифференциального сопротивления R_d $p^+ - n - n^+$ -структуры от плотности тока j должна качественно отличаться от зависимости $R_d(j)$, предсказываемой классическими теориями квазинейтрального переноса. В рамках классических теорий R_d при высоком уровне инжекции монотонно уменьшается с ростом j , стремясь к некоторому минимальному значению при больших значениях j . С учетом проанализированных в [8,9] эффектов уменьшение R_d с ростом j , предсказываемое классическими теориями, должно смениться ростом R_d . С дальнейшим увеличением j дифференциальное сопротивление достигает максимума при некотором значении $j = j_{cr}$ (в работе [8] получено аналитическое выражение для j_{cr}) и затем вновь начинает уменьшаться. Полученные теоретические результаты были экспериментально подтверждены в работе [11].

В настоящей работе мы покажем, что с дальнейшим увеличением отношения W/L в $p^+ - n - n^+$ -структурах в определенной области плотностей тока может возникнуть отрицательное дифференциальное сопротивление. Этот эффект связан с нарушением квазинейтральности в условиях высокого уровня инжекции в базе структуры. Полученные аналитические результаты подтверждены численными расчетами.

2. Условия нарушения нейтральности в полупроводнике n -типа

В работе [8] было получено уравнение, описывающее распределение носителей заряда в полупроводнике n -типа в квазинейтральном приближении:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{j N_d}{2q D_{p0} (b+1) p^2} \frac{dp}{dx} = \frac{p}{L^2}. \quad (1)$$

Здесь q — элементарный заряд, j — плотность тока, N_d — уровень легирования полупроводника, $L = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_{p0} \tau}$ — амбиполярная диффузионная длина, $D_A = \frac{2b}{b+1} D_{p0}$, $D_{p0} = \frac{kT}{q} \mu_{p0}$ — коэффициент диффузии дырок, $b = \mu_{n0}/\mu_{p0}$, μ_{n0} и μ_{p0} — подвижности электронов и дырок в слабом поле соответственно, $j_{cr} = \frac{q(\mu_{n0} + \mu_{p0})N_d}{\left(\frac{1}{F_{ns}} - \frac{1}{F_{ps}}\right)}$, F_{ns} и F_{ps} — характерные значения электрического поля, при которых происходит насыщение скоростей электронов и дырок соответственно.

Используя те же соображения, которые были использованы в работе [8], можно получить уравнение, описывающее распределение носителей заряда в полупроводнике n -типа, справедливое также и в условиях нарушенной квазинейтральности:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{j N_d}{2q D_{p0} (b+1) p^2} \frac{dp}{dx} - \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2kT} \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx}\right) = \frac{p}{L^2}. \quad (2)$$

Детали вывода уравнения (2) изложены в Приложении I.

Уравнение (2) отличается от классического уравнения (см. [1]) множителем $\left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right)$ у слагаемого $\frac{j N_d}{2q D_{p0} (b+1) p^2} \frac{dp}{dx}$, описывающего квазинейтральный дрейф. От уравнения (1) оно отличается появлением в левой части уравнения третьего слагаемого, описывающего дрейф с нарушенной нейтральностью. Анализ уравнения (2) позволяет установить условия нарушения нейтральности и сделать выводы о следствиях, вытекающих из такого нарушения.

Заметим прежде всего, что в соответствии с результатом, полученным в работе [9], в интервале плотностей тока, отвечающем условию

$$\frac{j}{j_d} \left| 1 - \frac{j}{j_{cr}} \right| < \left(\frac{p_{\min}}{N_d} \right)^2, \quad (3)$$

квазинейтральное дрейфовое слагаемое

$$\left(1 - \frac{j}{j_{cr}}\right) \frac{j N_d}{2q D_{p0} (b+1) p^2} \frac{dp}{dx}$$

в уравнении (2) оказывается малым по сравнению с диффузионным. Здесь $j_d = 2q D_{p0} (b+1) N_d / L$, а p_{\min} — минимальное значение концентрации носителей заряда в базовом слое. Анализ неравенства (3) позволяет определить значения плотностей тока, ограничивающих этот интервал. Такой анализ проделан в работе [9]. В соответствии с полученными в [9] результатами дрейфовое слагаемое оказывается малым по сравнению с диффузионным при значениях j , лежащих в интервале

$$j_{\min} < j < j_{\max}, \quad (4)$$

где

$$j_{\max} = j_{cr} \left[1 + \frac{j_{is}^2}{j_d j_s} \frac{4(b+1)^3}{b^{3/2}} \exp\left(-\frac{W}{L}\right) \right], \quad (5)$$

$$j_{\min} = j_{cr} \left[1 - \frac{1}{1 + (j_d/j_{cr})(b/4(b+1)^2) \exp(W/L)} \right], \quad (6)$$

а $j_s = \sqrt{j_{sn} j_{sp}}$. Здесь j_{sn} , j_{sp} — плотности токов насыщения сильно легированных эмиттерных p^+ - и n^+ -слоев,

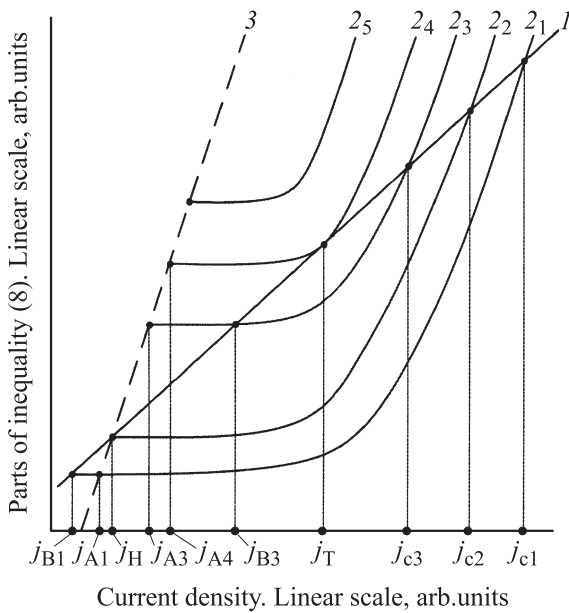


Рис. 1. К качественному анализу неравенства (8).

позволяющих реализовать двойную инжекцию в рассматриваемую базовую область $p^+ - n - n^+$ -структуры.

В указанном интервале плотностей тока уравнение (2) приобретает вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\epsilon \epsilon_0}{2kT} \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx} \right) = \frac{p}{L^2}. \quad (7)$$

Вклады первого (диффузионного) и второго (дрейфового с нарушенной нейтральностью (ДНН)) слагаемых в левой части этого уравнения зависят от совокупности параметров структуры и плотности протекающего тока.

Обсудим соотношение вкладов диффузионного и ДНН слагаемых в области плотностей тока $j_{\min} \leq j \leq j_{\max}$. Подробный анализ этой задачи проделан в *Приложении II*. В соответствии с полученными в *Приложении II* результатами условие превалирования вклада ДНН, т.е. условие возникновения режима ДНН в слое n -типа, имеет вид

$$j < \varphi(j), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(j) = & \frac{(b+1)^3}{64b^{3/2}} \frac{j_{is}^3}{j_{qi}^2} \left[\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j j_{sn}}{j_{is}^2}} \right) \right. \\ & \times \left. \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{b+1} \frac{j j_{sp}}{j_{is}^2}} \right) \right]^{3/2} \exp\left(\frac{3W}{2L}\right). \end{aligned}$$

Полученное неравенство (8) удобно анализировать графически (рис. 1).

На рис. 1 прямой 1 показана левая часть неравенства (8). Правая часть неравенства (8) экспоненциаль-

но зависит от отношения W/L . Поэтому на рис. 1 она представлена пятью кривыми $2_1, 2_2, 2_3, 2_4, 2_5$, соответствующими 5 характерным величинам отношения $(W/L)_1 < (W/L)_2 < (W/L)_3 < (W/L)_4 < (W/L)_5$. Штриховая прямая 3 соответствует выполнению условия высокого уровня инжекции $p_{\min}(j) > N_d$ и ограничивает область применимости рассмотрения. С учетом соотношений (П.П.11) и (П.П.12) это условие может быть записано в виде

$$\begin{aligned} j > j_{is} \frac{(b+1)}{4\sqrt{b}} \frac{N_d}{n_{i0}} \left[\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j j_{sn}}{j_{is}^2}} \right) \right. \\ & \times \left. \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{b+1} \frac{j j_{sp}}{j_{is}^2}} \right) \right]^{1/2} \exp\left(\frac{W}{2L}\right). \quad (9) \end{aligned}$$

Очевидно, что в областях плотностей тока, при которых кривые 2 расположены ниже линии 1 , перенос носителей заряда во всем базовом слое происходит в рамках диффузионного приближения.

При плотностях тока, когда кривые 2 оказываются выше линии 1 , в центральной части базового слоя происходит нарушение нейтральности и образуется участок, в котором реализуется режим ДНН. Как видно из рисунка, в зависимости от величины отношения W/L количество пересечений кривых 2 с линией 1 может составлять 0, 1 или 2. Обозначим плотности тока, соответствующие этим точкам пересечения, как j_B и j_C , причем будем считать, что $j_B < j_C$. При не очень больших величинах отношения $W/L \leq 5$ из (8) легко получить выражения

$$\begin{aligned} j_B = & \frac{j_{is}^3}{j_{qi}^2} \frac{(b+1)^3}{8b^{3/2}} \exp\left(\frac{3W}{2L}\right), \\ j_C = & \frac{64b^{3/2}}{(b+1)^3} \frac{j_{qi}^4}{j_s^3} \exp\left(-3\frac{W}{L}\right). \quad (10) \end{aligned}$$

(Величина j_{qi} определена в выражении (П.П.3)). Обозначим плотность тока j , начиная с которой для заданных значений параметров структуры выполняется условие (9), как j_A .

Значения токов j_A, j_B и j_C зависят от совокупности параметров структуры W, L, N_d, j_{sn} и j_{sp} . Легко видеть, что существуют 2 характерных значения плотности тока j_H и j_T , физический смысл которых заключается в следующем. Величина j_H определяет структуру с таким отношением $(W/L)_H$, что $j_H = j_A = j_B$ (см. кривую 2_2 на рис. 1). Используя соотношения (8) и (10), можно показать, что

$$j_H = j_{qi} \left(\frac{N_d}{n_{i0}} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

а характерное отношение $(W/L)_H$ определяется выражением

$$\left(\frac{W}{L}\right)_H = 2 \ln \left\{ \left(\frac{j_H}{j_{is}}\right) \frac{4\sqrt{b}}{(b+1)} \left(\frac{n_{i0}}{N_D}\right) \times \left[\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_H j_{sn}}{j_{is}^2}}\right) \times \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{b+1} \frac{j_H j_{sp}}{j_{is}^2}}\right) \right]^{-1/2} \right\}. \quad (12)$$

Видно, что величина j_C уменьшается с ростом отношения W/L , в то время как величина j_B растет с увеличением этого отношения. Таким образом, эти точки сближаются при увеличении W/L . Это означает, что существуют структуры, у которых $j_B = j_C = j_T$ (см. кривую 2₄ на рис. 1), т.е. кривая 2₄ касается кривой 1 в точке $j = j_T$. Параметры такой структуры должны удовлетворять условиям

$$j_T = \varphi(j_T, j_{sn}, j_{sp}, (W/L)_T, \tau),$$

$$1 = \left(\frac{d}{dj} \varphi(j, j_{sn}, j_{sp}, (W/L)_T, \tau)\right) \Big|_{j=j_T}. \quad (13)$$

С учетом выражения (П.П.13) для $\varphi(j, j_{sn}, j_{sp}, (W/L)_T, \tau)$ второе из соотношений (13) можно преобразовать к виду

$$\left[1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_T j_{sn}}{j_{is}^2}\right]^{-1/2} + \left[1 + \frac{4}{b+1} \frac{j_T j_{sp}}{j_{is}^2}\right]^{-1/2} = \frac{2}{3}. \quad (14)$$

Соотношение (14) позволяет определить величину j_T , а простое преобразование первого из соотношений (13) дает формулу, позволяющую определить величину отношения $(W/L)_T$:

$$(W/L)_T = \frac{2}{3} \ln \left\{ \frac{64b^{3/2}}{(b+1)^3} \frac{j_T j_{qi}^2}{j_{is}^3} \left[\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_T j_{sn}}{j_{is}^2}}\right) \times \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_T j_{sp}}{j_{is}^2}}\right) \right]^{-3/2} \right\}. \quad (15)$$

Отметим, что в соответствии с соотношением (11) величина j_H зависит только от одного параметра структуры N_d , а величина j_T , согласно соотношению (13), от трех других: L , j_{sn} и j_{sp} . Это позволяет считать токи j_H и j_T независимыми величинами, что облегчает нахождение условий, при которых в базовых слоях структур происходит нарушение нейтральности.

Из анализа соотношений (8) и (10) с учетом (9,12–14) следует, что по величине вклада дрейфа с нарушенной нейтральностью в перенос носителей заряда диодные структуры могут быть разделены на три группы.

Первую группу составляют структуры с $\frac{W}{L} < \left(\frac{W}{L}\right)_H$ (см., например, кривую 2₁ на рис. 1). В таких структурах $j_B < j_A$. Это означает, что с момента реализации условий высокого уровня инжекции в базовом слое вплоть до плотностей тока j_C перенос носителей заряда в базе происходит в диффузионном режиме. Только при $j > j_C$ в центральной части базы возникает область с нарушенной нейтральностью.

Структуры второй группы имеют величину отношения W/L в интервале $\left(\frac{W}{L}\right)_H < \frac{W}{L} < \left(\frac{W}{L}\right)_T$ (см., например, кривую 2₃ на рис. 1). В структурах этой группы $j_A < j_B$. Это означает, что нарушение нейтральности в этих структурах возможно в двух интервалах плотностей тока, а именно при $j_A < j < j_B$ и при $j > j_C$.

Наконец, структуры третьей группы характеризуются условием $\frac{W}{L} > \left(\frac{W}{L}\right)_T$ (см., например, кривую 2₅ на рис. 1). В таких структурах нарушение нейтральности в центральной части базового слоя происходит сразу, как только в базе реализуются условия высокого уровня инжекции носителей заряда, т.е. при $j > j_A$.

Заметим, что в соответствии с анализом, проделанным в работах [7,10], эффект последовательного нарушения, а затем восстановления квазинейтральности не может реализоваться в полупроводниках p -типа.

3. Сравнение полученных результатов с результатами численного расчета

Полученные аналитические результаты были сопоставлены с данными численного эксперимента, проведенного с помощью программы „Исследование“ [12,13], неоднократно успешно использованной для описания статических и динамических процессов в Si и SiC диодных и тиристорных структурах (см., например, ссылки в работах [10,14]). Суть численного эксперимента заключалась в следующем. Хорошо известно, что нарушение нейтральности в части базовой области структуры приводит к существенному росту прямого падения напряжения на структуре [1]. В соответствии с полученными выше результатами в условиях высокого уровня инжекции нарушение нейтральности в полупроводниковой структуре с базой n -типа должно наблюдаться в области плотностей тока вблизи значения $j = j_{cr}$. Естественно поэтому ожидать, что в этой области на вольт-амперной характеристике $p^+ - n - n^+$ -структуры произойдет сначала существенное возрастание величины напряжения при приближении снизу к точке $j \Rightarrow j_{cr} - 0$, а затем, по мере удаления от нее при $j > j_{cr}$, произойдет уменьшение величины напряжения, обусловленное восстановлением квазинейтральности в базовом слое структуры. Точный численный расчет вольт-амперных характеристик (ВАХ) $p^+ - n - n^+$ -структур, удовлетворяющих условиям, сформулированным в предыдущем разделе, является поэтому удобным способом проверки полученных выше аналитических результатов.

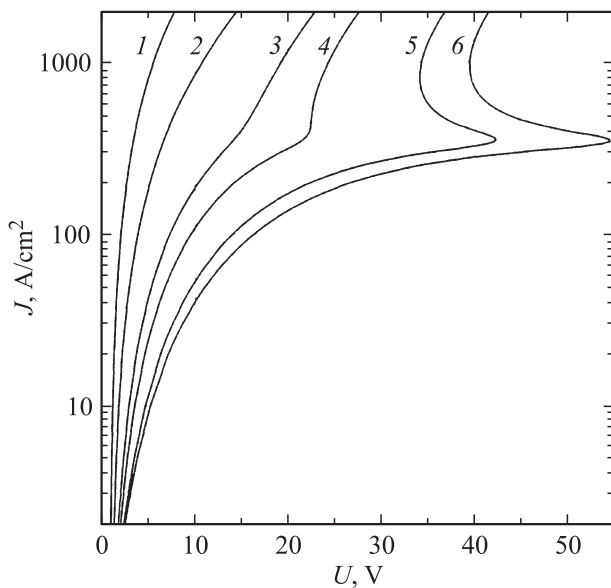


Рис. 2. Прямые вольт-амперные характеристики кремниевых $p^+ - p - n^+$ -структур с $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и различным отношением W/L : 1 — 3, 2 — 5, 3 — 7, 4 — 8, 5 — 10, 6 — 11.

Расчет ВАХ проводился для кремниевых структур с толщиной базового слоя $W = 300 \text{ мкм}$ и уровнем легирования $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В соответствии с определением j_{cr} (см. выражение (1)) у такой структуры величина $j_{cr} = 342 \text{ А/см}^2$. Толщины эмиттерных слоев принимались равными $W_n^+ = W_p^+ = 25 \text{ мкм}$. Распределение примесей в этих слоях соответствовало функции erfc с граничными концентрациями $N_D^+ = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $N_A^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Остальные электрофизические параметры модели имели стандартные значения [15]. Расчет ВАХ проводился для ряда значений отношения W/L . Результаты расчета представлены на рис. 2.

Анализ представленных на рис. 2 результатов полностью подтверждает представления, развитые в работе [9] и в данной работе. Действительно, при относительно малых значениях отношения W/L (кривые 1 и 2) по всей толщине базового слоя оказывается справедливым диффузионное приближение [9]. В обоих этих случаях вольт-амперные характеристики имеют обычный вид, полностью соответствующий классическим представлениям: дифференциальное сопротивление прибора $R_d = dV/dj$ монотонно уменьшается с ростом j , стремясь к некоторому минимальному значению при больших значениях j .

При больших значениях W/L (кривые 3 и 4) в базе возникают области, в которых реализуются режимы DSQD и нейтрального дрейфа [8,9].

На кривых 3 и 4 отчетливо видны „изломы“ на вольт-амперных характеристиках, которые не могут быть объяснены в рамках классического подхода. Особенности вольт-амперных характеристик, соответствующие кривым 3 и 4, экспериментально наблюдались и были подробно проанализированы в работе [11].

Падение напряжения на областях базы, в которых реализуются режимы DSQD и нейтрального дрейфа, описываются следующими выражениями, полученными в работах [8,9]:

при $j < j_{min}$

$$U_{dr} + U_{DSQD} = \frac{kT}{q} \sqrt{\left(\frac{j/j_d}{1 - j/j_{cr}}\right)} \left(\frac{3}{4} \sqrt{2 \frac{W_{dr}^3}{L^3}} + A\right) \quad (16)$$

и при $j > j_{max}$

$$U_{dr} + U_{DSQD} = \frac{kT}{q} \sqrt{\left(\frac{j/j_d}{j/j_{cr} - 1}\right)} \left(\frac{4}{3} \sqrt{2 \frac{W_{dr}^3}{L^3}} + A\right), \quad (17)$$

где $A = 2.52$.

Из (16) и (17) следует, что падение напряжения растет по мере приближения плотности тока j к значению j_{cr} снизу. Следует, однако, иметь в виду, что выражения (16) и (17) справедливы только при $j \leq j_{min}$ и $j \geq j_{max}$ соответственно. При этом, как следует из соотношений (5), (6), величины j_{min} и j_{max} сами зависят от отношения W/L . При $W/L \leq (7-8)$ падение напряжения даже при граничных значениях $j = j_{min}$ и $j = j_{max}$ оказывается не слишком большим. В этих условиях в интервале плотностей тока $j_{min} < j < j_{max}$, описываемом уравнением (7), вклад диффузионного слагаемого превышает вклад слагаемого, описывающего дрейф с нарушенной нейтральностью (см. кривые 2₁ и 2₂ на рис. 1).

При дальнейшем увеличении W/L (кривые 5 и 6 на рис. 2) вклад дрейфового слагаемого в уравнении (7) начинает превышать вклад диффузионного слагаемого, а величины j_{min} и j_{max} стремятся к значению j_{cr} . В результате в центральной части базового слоя в узкой области плотностей тока $j_{min} < j < j_{max}$ происходит нарушение нейтральности (см. кривую 2₅ на рис. 1).

С дальнейшим ростом плотности тока, когда j становится больше j_{max} , уравнение (7) переходит в квазинейтральное уравнение (1). При этом в базовой области структуры восстанавливаются области квазинейтрального дрейфа и DSQD, падение напряжения на которых описывается соотношением (17), и квазинейтральность в базе восстанавливается. Значительное увеличение падения напряжения при нарушении квазинейтральности приводит к заметному увеличению напряжения на базе, а последующее восстановление нейтральности — к резкому падению напряжения. В результате формируется S-образная вольт-амперная характеристика (кривые 5 и 6 на рис. 2).

Представляет интерес рассмотреть влияние уровня легирования базового слоя на обсуждаемый эффект нарушения квазинейтральности. Величина критического тока j_{cr} пропорциональна уровню легирования N_d ; при $N_d = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ величина $j_{cr} = 51.3 \text{ А/см}^2$. Кроме того, от N_d зависят величины граничных токов j_{min} и j_{max} . Величина $j_d = 2qD_{p0}(b+1)N_d/L$, входящая в соотношения (5) и (6), уменьшается при снижении N_d .

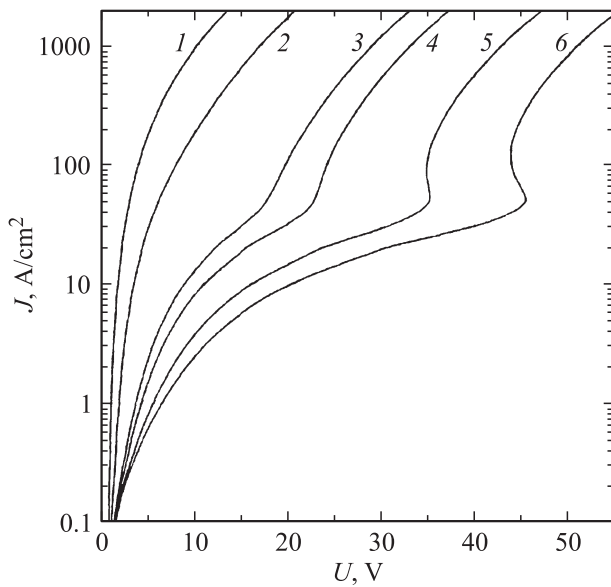


Рис. 3. Прямые вольт-амперные характеристики кремниевых p^+-n-n^+ -структур с $N_d = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и различным отношением W/L : 1 — 5, 2 — 7, 3 — 10, 4 — 11, 5 — 13, 6 — 15.

Однако легко видеть, что это уменьшение j_d может быть легко скомпенсировано увеличением величины отношения W/L . Фактически это означает, что в структурах с меньшим уровнем легирования базы особенности ВАХ, обусловленные нарушением нейтральности, должны сдвинуться в область меньших плотностей тока, но больших величин отношения W/L .

На рис. 3 представлены результаты расчета ВАХ структуры, отличающейся от структуры, рассмотренной ранее, только уровнем легирования базового слоя, равного теперь $N_d = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Из рисунка видно, что результаты численного расчета полностью согласуются с приведенными выше соображениями. „Изломы“ и S-образный участок на вольт-амперных характеристиках появляются вблизи новых значений $j_{cr} \approx 50 \text{ А/см}^2$, а величина отношения W/L для структур, при которой возникает нарушение нейтральности, оказывается существенно большей, чем на рис. 2.

Таким образом, на основе приведенного выше анализа оказывается возможным предсказать появление участков отрицательного дифференциального сопротивления на прямых вольт-амперных характеристиках p^+-n-n^+ -структур в условиях высокого уровня инжекции.

4. Заключение

На основе анализа адекватной системы уравнений, описывающей перенос носителей в p^+-n-n^+ -структуре при высоком уровне инжекции и больших отношениях W/L , показано, что при определенном сочетании электрофизических параметров может произойти нарушение

квазинейтральности с последующим ее восстановлением при увеличении плотности тока. Нарушение квазинейтральности влечет за собой заметное увеличение напряжения на базе, а последующее восстановление нейтральности — к резкому падению напряжения, что приводит к формированию S-образной вольт-амперной характеристики. Пороговая плотность тока, при которой формируется участок S-образного сопротивления, пропорциональна уровню легирования базы N_d . Отметим, что обсуждаемый эффект нарушения квазинейтральности невозможен в диодных структурах с базой p-типа.

Работа выполнена при поддержке CREE Res. Inc. и Российского фонда фундаментальных исследований.

Приложение I

При выводе уравнения (2) будем исходить из стандартной модели переноса носителей заряда в полупроводниках:

$$j_n = qn\mu_n F + qD_n \frac{dn}{dx},$$

$$j_p = qp\mu_p F - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (\text{П.1.1})$$

В полупроводнике n-типа с концентрацией доноров N_d для определения разницы концентраций электронов и дырок воспользуемся уравнением Пуассона, которое удобно записать в виде

$$p - n = N_F - N_d, \quad (\text{П.1.2})$$

где $N_F = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{dF}{dx}$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ε — диэлектрическая постоянная полупроводника. Обычно считается, что при высоком уровне инжекции, т. е. при $p \approx n \gg N_d$, N_F , малыми параметрами являются отношения $N_d/p \ll 1$ и $N_F/p \ll 1$. Именно в линейном по этим параметрам приближении были получены уравнения, описывающие распределение носителей заряда в полупроводниках, и исследован перенос носителей заряда в классических работах (см. [1]).

В работах [7,8] было отмечено, что учет снижения подвижности носителей заряда под влиянием электрического поля в задаче приводит к появлению двух дополнительных малых параметров, а именно $F/F_{ns} \ll 1$ и $F/F_{ps} \ll 1$, где F_{ns} и F_{ps} — характерные значения электрического поля, при которых происходит насыщение дрейфовых скоростей электронов и дырок соответственно. Следует отметить, что при $F/F_{ns} < 1$ и $F/F_{ps} < 1$ полевая зависимость подвижностей носителей заряда почти во всех полупроводниках (Si, Ge, SiC, GaN) хорошо описывается выражением $\mu_i = \mu_{i0}/[1 + (F/F_{is})]$ (здесь $i = n, p$). Используя это соотношение, из выражений (П.1.1) и (П.1.2) можно в линейном по указанным

выше 4 малым параметрам приближении получить следующее выражение для тока дырок:

$$j_p = \frac{j}{b+1} - \frac{jb}{(b+1)^2} \left(\frac{N_d}{p} \right) + \frac{jb}{(b+1)^2} \left(\frac{F}{F_{ns}} - \frac{F}{F_{ps}} \right) + \frac{jb}{(b+1)^2} \left(\frac{N_F}{p} \right) - q \frac{2b}{b+1} D_{p0} \frac{dp}{dx}, \quad (\text{П.И.3})$$

где $b = \frac{\mu_{n0}}{\mu_{p0}}$, $D_{p0} = \frac{kT}{q} \mu_{p0}$. Отметим также, что величины F и p , входящие в выражение (П.И.3), связаны соотношением

$$F = \frac{j}{qp\mu_{p0}(b+1)}. \quad (\text{П.И.4})$$

Подставляя полученное выражение для j_p в уравнение непрерывности

$$\frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = -\frac{p}{\tau}, \quad (\text{П.И.5})$$

где τ — время жизни носителей заряда при высоком уровне инжекции, после стандартных преобразований получим уравнение (2).

Приложение II

Для сравнения вкладов первого и второго слагаемых в левой части уравнения (7) рассмотрим сначала ситуацию, когда вклад диффузионного слагаемого превалирует над вкладом члена, описывающего дрейф с нарушенной нейтральностью (ДНН) по всей толщине базового n -слоя. Уравнение (7) в этой ситуации приобретает вид

$$\frac{d^2p}{dx^2} = \frac{p}{L^2}. \quad (\text{П.И.1})$$

Первый интеграл этого уравнения имеет вид

$$\frac{dp}{dx} = \pm \frac{1}{L} \sqrt{p^2 - p_{\min}^2}, \quad (\text{П.И.2})$$

где p_{\min} — минимальное значение концентрации носителей заряда в базовом слое. Используя уравнение (П.И.4), можно теперь сосчитать производную $\frac{dF}{dx}$, а затем и все слагаемое ДНН:

$$-\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2kT} \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx} \right) = \left(\frac{j}{j_{qi}} \right)^2 \frac{n_{i0}^3 (3p_{\min}^2 - 2p^2)}{L^2 p^4}, \quad (\text{П.И.3})$$

где $j_{qi} = \sqrt{2}n_{i0}(\mu_{n0} + \mu_{p0}) \frac{kT}{r_{Di}}$, $r_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2 n_{i0}}}$ — дебаевский радиус в собственном полупроводнике, n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

Из (П.И.3) следует, что слагаемое ДНН положительно только, если $p \leq \sqrt{3/2}p_{\min}$. Это означает, что режим дрейфа с нарушенной нейтральностью может возникнуть только вблизи центра базового слоя, где $p_{\min} \leq p \leq \sqrt{3/2}p_{\min}$. Сравнивая теперь слагаемое ДНН

с диффузионным слагаемым, легко получить, что диффузионное приближение оказывается самосогласованным, т.е.

$$\frac{d^2p}{dx^2} \gg -\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2kT} \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx} \right)$$

в случае, если

$$j < j_{qi} \sqrt{\frac{p^5}{n_{i0}^3 (3p_{\min}^2 - 2p^2)}}. \quad (\text{П.И.4})$$

Учитывая, что правая часть неравенства (П.И.4) достигает минимума при $p = p_{\min}$, можно утверждать, что диффузионное приближение остается справедливым во всем базовом слое при плотностях тока, удовлетворяющих неравенству

$$j < j_{qi} \left(\frac{p_{\min}}{n_{i0}} \right)^{3/2}. \quad (\text{П.И.5})$$

Для проверки полученной оценки рассмотрим ту же структуру в области плотностей тока, когда в центральной части базового слоя образовалась область ДНН, в которой уравнение (3) приобретает вид

$$-F \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx} \right) = \left(\frac{j}{j_{qi}} \right) \frac{F_i^3}{L^2}, \quad (\text{П.И.6})$$

где $F_i = \frac{\sqrt{2kT}}{qr_{Di}}$.

Интегрирование (П.И.6) позволяет вычислить первую производную dF/dx :

$$\frac{dF}{dx} = \pm \frac{1}{L} \sqrt{2 \left(\frac{j}{j_{qi}} \right) \frac{F_i^3 (F_{\max} - F)}{F^2}}, \quad (\text{П.И.7})$$

где F_{\max} — максимальное значение электрического поля в базовом слое, связанное очевидным соотношением $F_{\max} = j |qp_{\min}\mu_{p0}(b+1)|$ с минимальной концентрацией носителей заряда. Используя соотношение (П.И.4), с помощью (П.И.7) можно вычислить первую dp/dx , а затем и вторую d^2p/dx^2 производные:

$$\frac{d^2p}{dx^2} = \left(\frac{j_{qi}}{j} \right)^2 \frac{p^4 (6p - 5p_{\min})}{n_{i0}^3 p_{\min} L^2}. \quad (\text{П.И.8})$$

С помощью выражения (П.И.8) условие существования области ДНН

$$\frac{d^2p}{dx^2} \ll -\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2kT} \frac{d}{dx} \left(F \frac{dF}{dx} \right)$$

в базовой n -области структуры можно записать в виде

$$j > j_{qi} \sqrt{\frac{p^3 (6p - 5p_{\min})}{n_{i0}^3 p_{\min}}}. \quad (\text{П.И.9})$$

Правая часть неравенства (П.И.9) минимальна при $p = p_{\min}$. Отсюда следует условие возникновения области с режимом ДНН в базовой n -области структуры

$$j > j_{qi} \left(\frac{p_{\min}}{n_{i0}} \right)^{3/2}, \quad (\text{П.И.10})$$

которое оказывается в полном соответствии с условием (П.И.5).

Полученные неравенства (П.И.5) и (П.И.10) позволяют определить область токов, в которой возможно нарушение нейтральности и возникновение режима ДНН. Для этого надо учесть в них зависимость $p_{\min}(j)$ и проанализировать получающееся соотношение.

В соответствии с работами [16,17] зависимость $p_{\min}(j)$ имеет вид

$$p_{\min} = 2\sqrt{p(0)p(W)} \exp\left(-\frac{W}{2L}\right), \quad (\text{П.И.11})$$

где граничные концентрации $p(0)$ и $p(W)$ могут быть записаны в виде

$$p(0) = \frac{jL/qD_{p0}}{1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_{sn}^2}{j_{is}^2}}},$$

$$p(W) = \frac{jL/qD_{n0}}{1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_{sp}^2}{j_{is}^2}}}, \quad (\text{П.И.12})$$

и $j_{is} = \frac{qD_{An0}}{L}$.

Подставляя выражения (П.И.11) и (П.И.12) в (П.И.10), приведем условие возникновения режима ДНН в слое n -типа к виду

$$j < \varphi(j), \quad (\text{П.И.13})$$

где

$$\varphi(j) = \frac{(b+1)^3}{64b^{3/2}} \frac{j_{is}^3}{j_{qi}^2} \left[\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4b}{b+1} \frac{j_{sn}^2}{j_{is}^2}} \right) \times \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{b+1} \frac{j_{sp}^2}{j_{is}^2}} \right) \right]^{3/2} \exp\left(\frac{3W}{2L}\right).$$

Список литературы

- [1] M.A. Lampert, P. Mark. *Current injection in solids* (Academic Press, N.Y.–London, 1970).
- [2] T.T. Mnatsakanov, D. Schröder, A. Schlögl. *Sol. St. Electron.*, **42**, 153 (1998).
- [3] N.V. Dyakonova, P.A. Ivanov, V.A. Kozlov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rummyantsev, R. Singh. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **46**, 2188 (1999).
- [4] L.M. Hillkirk. *Sol. St. Electron.*, **48**, 2181 (2004).
- [5] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M.K. Das, B.A. Hull. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 085 011 (2008).
- [6] Y. Sugawara, D. Takayama, K. Asano, R. Singh, J. Palmour, T. Hayashi. *Proc. 2001 Int. Symp. on Power Semiconductor Devices & Ics* (Osaka, Japan, 2002) p. 27.
- [7] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein. *J. Appl. Phys.*, **105**, 044 506 (2009).
- [8] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein. *Semicond. Sci. Technol.*, **24**, 075 006 (2009).
- [9] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov. *Sol. St. Electron.*, **56**, 60 (2011).
- [10] T.T. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, А.Г. Тандоев, С.Н. Юрков. *ФТП*, **45**, 196 (2011).
- [11] V.B. Shuman, T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 085 016 (2011).
- [12] T.T. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143**, 225 (1987).
- [13] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Sol. St. Electron.*, **30**, 579 (1987).
- [14] M.E. Levinshtein, S.L. Rummyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. In: *SiC Materials and Devices*, eds M.S. Shur, S.L. Rummyantsev and M.E. Levinshtein (World Scientific, 2006) v. 1.
- [15] *Handbook Series of Semiconductor Parameters: Elementary Semiconductors and A^{III}B^V Compounds* Si, Ge, C, GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb, eds M.E. Levinshtein, S.L. Rummyantsev, M.S. Shur (Singapore, World Scientific, 1996) v. 1.
- [16] A. Herlet. *Sol. St. Electron.*, **11**, 717 (1968).
- [17] T.T. Mnatsakanov, L.I. Pomortseva, V.B. Shuman. *Sol. St. Electron.*, **41**, 1871 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

Breaking of neutrality and appearance of S-shape current-voltage characteristic in doped semiconductors under double injection

T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein*, S.N. Yurkov, J.W. Palmour⁺

All-Russian Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
⁺ CREE Inc., 4600 Silicon Dr.,
Durham NC 27703, USA

Abstract It has been demonstrated that in doped layer of $p^+ - n - n^+$ -structure under double injection and high injection level the breaking of quasi-neutrality could occur at some combination of electro-physical parameters. The quasi-neutrality breaking results in appreciable increase in voltage drop across the base. With further current density increase the quasi-neutrality is recovered that implies rather sharp decreases in voltage drop. As a result, an S-shape current-voltage characteristic is formed. The characteristic current density at which this effect occurs is directly proportional to base doping level N_d .