

Особенности динамической инжекции и процессов модуляции базового слоя в мощных $n^+ - p - p^+$ -структурах

© Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн*, А.Г. Тандоев, С.Н. Юрков

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

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

(Получена 12 марта 2007 г. Принята к печати 19 марта 2007 г.)

Исследовано влияние эффекта насыщения скорости электронов на переключение $n^+ - p - p^+$ -структуры в квазинейтральном дрейфовом режиме. Показано, что насыщение скорости инжектированных $n^+ - p$ -эмиттером электронов существенно замедляет пролет волны электронов через p -базу $n^+ - p - p^+$ -структуры. Этот эффект сказывается также на этапе накопления носителей заряда в p -базе структуры. Проявления эффекта насыщения скорости оказываются тем более существенными, чем больше толщина базового слоя и чем больше скорость нарастания тока, текущего через структуру. Полученные результаты дополняют предложенное ранее классическое описание распространения волны неосновных носителей заряда, не учитывавшее эффекта насыщения скорости носителей. Результаты аналитического расчета подтверждены с помощью численного эксперимента.

PACS: 72.20.Ht, 73.40.Lq, 84.30.Jc

1. Введение

Поиск и исследование новых динамических режимов работы биполярных полупроводниковых структур является одним из наиболее актуальных направлений современной полупроводниковой электроники. Подтверждением тому являются результаты ряда работ последних лет, приведшие к появлению новых приборных структур: мощных кремниевых обострителей [1,2], реверсивно включаемых динисторов [3,4], лавинных транзисторов со сверхбыстрым переключением [5,6], дрейфовых диодов с режимом восстановления (ДДРВ) [7,8], SOS-диодов (silicon on sapphire) [9,10] и ряда других приборов.

Динамика переходных процессов в диодных структурах исследовалась во многих работах. Однако в подавляющем числе этих работ описание динамики процессов было проведено в рамках либо квазинейтрального диффузионного приближения (см. [11] и список приведенной там литературы), либо квазинейтрального дрейфового приближения [12].

Отметим, что в рамках этих приближений могут быть адекватно описаны только относительно медленные процессы. Описание быстрых процессов требует выхода за рамки квазинейтрального приближения [13,14]. Адекватное рассмотрение быстрых процессов в рамках как аналитического, так и численного исследования показывает, что быстрое переключение диодной структуры сопровождается рядом новых явлений, которые и количественно и качественно отличаются от предсказаний квазинейтральной модели.

Например, в работах [14,15] было показано, что квазинейтральное решение Дина [12], в $p^+ - n - n^+$ -структуре может оказаться качественно неверным при достижении током, текущим через структуру, критической величины $j_{cr} = qN_d v_{ns}$ (N_d — уровень легирования n -базы, v_{ns} —

величина насыщенной скорости основных носителей заряда электронов). Если плотность тока j_{cr} достигается достаточно быстро после начала включения, т. е. за время, меньшее, чем время пролета через n -базу диодной волны инжектированных дырок, электрическое поле в области n -базы, примыкающей к n^+ -эмиттеру, начинает резко нарастать. Как показано в [14,15], в этом случае у n^+ -эмиттера формируется быстрая волна электронов, которая с насыщенной скоростью v_{ns} начинает двигаться навстречу квазинейтральной волне дырок. В противоположном случае медленного нарастания тока диодная волна инжектированных дырок успевает подойти к n^+ -эмиттеру и подавить возникновение быстрой волны электронов. Таким образом, возникновение быстрой волны основных носителей заряда в базовом слое структуры в значительной мере зависит от движения диодной волны инжектированных неосновных носителей заряда.

Отметим, что в работе Дина [12] не учитывалось, что с ростом электрического поля E в базовом слое структуры скорость инжектированных носителей заряда может насыщаться, что в свою очередь может существенно сказаться на процессе переноса носителей. В определенной мере это упрощение может быть оправдано для $p^+ - n - n^+$ -структуры, поскольку обычно в полупроводниковых материалах скорость электронов насыщается при меньших полях, чем скорость дырок ($E_{ps} > E_{ns}$, где E_{ps} и E_{ns} — характерные значения полей, в которых происходит насыщение скоростей дырок и электронов соответственно). В такой ситуации поле в базе достигает величины E_{ns} раньше, чем насыщается скорость дырок и возникнет быстрая волна электронов у n^+ -эмиттера [14]. В этом случае последующий сценарий событий будет определяться взаимодействием диодной волны дырок с быстрой волной электронов [15].

Совсем другая ситуация может возникнуть в $n^+ - p - p^+$ -структуре. В силу того же неравенства $E_{ps} > E_{ns}$ скорость инжектированных в p -базу электронов может достичь насыщенного значения до возникновения быстрой волны дырок у $p^+ - p$ -эмиттера, а значит, поведение квазинейтральной волны электронов будет отличаться от описания, представленного Дином [12]. Особенно важным это может оказаться в мощных структурах, характеризующихся большой толщиной базового слоя. Поскольку эта особенность диодных $n^+ - p - p^+$ -структур в литературе не рассматривалась, целью данной работы является последовательное исследование особенностей процесса переключения в $n^+ - p - p^+$ -структуре.

2. Основные соотношения модели

Рассмотрим $n^+ - p - p^+$ -структуру, через которую протекает заданный ток $I(t)$. Примем, что $p^+ - p$ - и $p - n^+$ -переходы структуры расположены в точках $x = 0$ и $x = W$ соответственно. В случае, когда выполняется неравенство $\tau_M < W/v_{ns}$ и плотность тока не превышает критической величины $j < j_{cr} = qN_a v_{ps}$, процесс переноса инжектированных $n^+ - p$ -переходом электронов через базовый p -слой может быть описан в рамках квазинейтрального приближения [12,16]. Здесь $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0/qN_a\mu_p$, q — элементарный заряд, N_a — уровень легирования, W — толщина p -базы, μ_p — подвижность дырок, v_{ns} и v_{ps} — величины насыщенных скоростей электронов и дырок соответственно. Зависящее от времени распределение электронов в p -базе определяется уравнением непрерывности, которое в этом случае имеет вид [16]

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{N_a}{2n + N_a} E \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{[n(b+1) + N_a]}{2n + N_a} \left(\frac{n}{\tau_n} + \frac{\partial n}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где μ_n , n и D_n — подвижность, концентрация и коэффициент диффузии электронов соответственно, E — напряженность электрического поля, τ_n — время жизни электронов $b = \mu_n/\mu_p$.

По аналогии с работой Дина [12] рассмотрим пролет волны инжектированных электронов через базовый слой, происходящий в условиях низкого уровня инжекции электронов в p -базе, в квазинейтральном дрейфовом приближении. В этих условиях уравнение (1) может быть преобразовано к виду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v_n(t) \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2)$$

где $v_n(t) = \mu_n E(t)$.

В рассматриваемом случае ток, протекающий в базовой области структуры, является дрейфовым дырочным током

$$I(t) = I_p(t) = Sq\mu_p N_a E(t), \quad (3)$$

где S — площадь структуры, а коэффициент инжекции $n^+ - p$ -перехода практически равен 1 [14].

На первом этапе переключения при $0 \leq t \leq t^*$, где t^* — длительность этого этапа, дрейфовый ток дырок (3) перезаряжает барьерную емкость $n^+ - p$ -перехода C_{pn} , тем самым увеличивая положительное смещение U_{pn} на нем. Когда прямое смещение достигает определенного значения и, соответственно, встроенный потенциальный барьер на границе n^+ -эмиттера и p -базы снижается, начинается инжекция электронов из эмиттера в базу и в сторону p^+ -слоя начинает двигаться волна электронов (диновская волна [12]).

Граничное условие для уравнения (2) на первом этапе определяется равенством заряда $Q_1 = \int_0^{U_{pn}} C_{pn}(U) dU$, необходимого для перезарядки емкости C_{pn} и заряда $Q_2 = \int_0^t I(t) dt$, вносимого током дырок (3). В результате получаем уравнение для определения напряжения смещения на $n^+ - p$ -переходе U_{pn} :

$$\int_0^{U_{pn}} C_{pn}(U) dU = \int_0^t I(t) dt. \quad (4)$$

Воспользовавшись выражением для резкого $n^+ - p$ -перехода [16]

$$C_{pn} = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q N_a}{2(U_c - U)}},$$

где

$$U_c = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D^+ N_a}{n_{i0}^2}$$

— контактная разность потенциалов (N_D^+ — уровень легирования n^+ -эмиттера), получим, что величина $U_{pn}(t)$ на первом этапе определяется выражением

$$\sqrt{U_c} - \sqrt{U_c - U_{pn}(t)} = \frac{\int_0^t j(t) dt}{qN_a \sqrt{2\tau_M \mu_p}}. \quad (5)$$

В течение второго этапа, когда $t > t^*$, инжекция носителей заряда, в условиях низкого уровня инжекции обычно осуществляется при равенстве коэффициента инжекции $n^+ - p$ -перехода единице. Это позволяет записать напряжение на $n^+ - p$ -переходе в виде

$$U_{pn}(t) = U_{pn}(t^*) + \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{b}{q^2 D_n N_a n_w(t^*)} \int_{t^*}^t j^2(t) dt + 1 \right], \quad (6)$$

где $n_w(t^*)$ — граничная концентрация электронов в p -базе в момент окончания первого этапа, при $t = t^*$, равная

$$n_w(t^*) = n_{p0} \exp \left(\frac{qU_{pn}(t^*)}{kT} \right). \quad (7)$$

Определенная с помощью (5) на первом этапе и (6) на втором этапе величина $U_{pn}(t)$ позволяет записать

граничное условие для уравнения (2) в виде

$$n(t)|_{x=W} \equiv n_W(t) = n_{p0} \exp \left[\frac{qU_{pn}(t)}{kT} \right]. \quad (8)$$

3. Распространение инжектированных электронов через базовый слой $n^+ - p - p^+$ -структуры

3.1. Диновская волна электронов в p -базе структуры

Решение уравнения (2) с граничным условием (8), согласно [17], может быть записано в параметрическом виде

$$n(t, x) = n_W(t_1), \quad (9)$$

где параметр t_1 изменяется в пределах $0 \leq t_1 \leq t$ и связан с x и t соотношением

$$x = W - \int_{t_1}^t v_n(t) dt. \quad (10)$$

Легко видеть, что при $t_1 = t$ из (10) следует $x = W$ и решение (9) удовлетворяет граничному условию (8). При $t_1 = 0$ из (10) получим координату граничной точки x_b волны электронов, распространяющейся от n^+ -эмиттера к p^+ -слою:

$$x_b = W - \int_0^t v_n(t) dt. \quad (11)$$

Отметим, что концентрация электронов в граничной точке $x = x_b$ равна $n(t, x_b) = n_W(0) = n_{p0}$ — равновесная концентрация электронов в p -базе, а скорость движения этой точки

$$v_b = \frac{dx_b}{dt} = -v_n(t). \quad (12)$$

В этих условиях время пролета инжектированных электронов через базовый слой структуры t_f , определяемое приходом граничной точки к $p^+ - p$ -переходу [14], может быть вычислено с помощью соотношения

$$\int_0^{t_f} v_n(t) dt = W. \quad (13)$$

Полученные формулы (9)–(13) фактически совпадают с результатом, полученным в работах [12,14], и описывают движение диновской волны электронов через p -базу структуры в случае, когда в течение всего времени t_f поле в базовом слое остается меньшим, чем E_{ns} . Иными словами, решение (9)–(13) справедливо, если плотность тока, текущего через структуру, удовлетворяет условию $j < j_{cr} = qN_a \mu_p E_{ns}$.

С помощью такого подхода удобно исследовать случай, когда ток $j(t)$, текущий через структуру, нарастает столь быстро, что успевает превзойти величину $j_{cr} = qN_a \mu_p E_{ns}$, при которой насыщается скорость электронов, раньше, чем они успевают достичь $p^+ - p$ -перехода. Рассмотрению этого случая посвящен следующий раздел работы.

3.2. Влияние эффекта насыщения скорости на волну инжектированных электронов

Будем использовать обычную кусочно-линейную аппроксимацию зависимости скорости электронов от поля

$$v_n(E) = \begin{cases} \mu_n E & E \leq E_{ns}, \\ v_{ns} & E > E_{ns}, \end{cases} \quad (14)$$

где $E_{ns} = v_{ns} / \mu_n$.

Допустим, что в момент времени $t = t_s$ поле достигает значения E_{ns} , а скорость электронов — величины v_{ns} . Согласно (3), этот момент времени определяется условием

$$j(t_s) = qN_a \mu_p E_{ns}. \quad (15)$$

Нас интересует случай $t_f > t_s$, т.е. случай, когда за время t_s волна инжектированных электронов не успела достичь p^+ -слоя. Поскольку при $t \leq t_s$ поле $E \leq E_{ns}$, распределение электронов в момент $t = t_s$, согласно (9), (10), имеет вид

$$n(x, t_s) = n_W(t_1), \quad (16)$$

где

$$x = W - \int_{t_1}^{t_s} v_n(t) dt \quad \text{и} \quad 0 \leq t_1 \leq t_s.$$

При $t > t_s$ напряженность поля в базовой p -области превышает E_{ns} , а скорость электронов достигает насыщенного значения v_{ns} и перестает зависеть от напряженности поля. В этом случае уравнение непрерывности приобретает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v_{ns} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (17)$$

Решение уравнения (17) должно совпадать с распределением (16) при $t = t_s$. Очевидно, что при $t > t_s$ возникшее к моменту времени $t = t_s$ распределение носителей заряда начинает двигаться как целое со скоростью v_{ns} от n^+ -эмиттера к p^+ -слою. Введем точку x^* , которая движется со скоростью v_{ns} , а при $t = t_s$ совпадает с W :

$$x^* = W - (t - t_s)v_{ns}. \quad (18)$$

Тогда легко видеть, что в интервале $x_b \leq x \leq x^*$ решение уравнения (17) может быть записано в параметрическом виде

$$n(x, t) = n_W(t_1), \quad (19)$$

где

$$x = W - \int_{t_1}^{t_s} v_n(t) dt - (t - t_s) v_{ns},$$

а параметр t_1 изменяется в пределах $0 \leq t_1 \leq t_s$. Действительно, в точке $x = x_b$, которой соответствует значение параметра $t_1 = 0$, концентрация электронов $n(x_b, t) = n_{p0}$, а в точке $x = x^*$, которой соответствует значение параметра $t_1 = t_s$, концентрация электронов равна

$$n(x^*, t) = n_W(t_s) = n_{p0} \exp\left(\frac{qU_{pn}(t_s)}{kT}\right).$$

При этом легко видеть, что обе эти точки двигаются со скоростью v_{ns} от n^+ -эмиттера к p^+ -слою:

$$\frac{dx_b}{dt} = \frac{dx^*}{dt} = -v_{ns}. \quad (20)$$

В область базового слоя $x^* \leq x \leq W$, освободившуюся в результате сдвига распределения (19) как целого, из $n^+ - p$ -перехода инжектируются дополнительные электроны, распределение которых при $t > t_s$ определяется уравнением (17) с граничным условием (8). Вид этого распределения определяется легко и, согласно [17], его можно представить как

$$n(x, t) = n_W \left(t - \frac{W - x}{v_{ns}} \right), \quad (21)$$

где $x^* \leq x \leq W$, а $t > t_s$.

Воспользовавшись соотношениями (18), (19), (21), легко показать, что

$$n(x^* - 0, t) = n(x^* + 0, t) \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x^* - 0} = \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x^* + 0}. \quad (22)$$

Условия (22) соответствуют непрерывности концентрации и тока электронов в этой точке. Это означает, что выражения (19) и (21) описывают движение волны инжектированных электронов с учетом насыщения их скорости.

Используя найденное решение, мы можем теперь определить, как насыщение скорости влияет на время пролета диновской волны электронов через p -базу. Согласно (19), движение граничной точки x_b описывается соотношением

$$x_b(t) = W - \int_0^t v_n(t) dt - (t - t_s) v_{ns}. \quad (23)$$

Из (23) следует, что время пролета волны электронов t_f с учетом насыщения их скорости, определяемое условием $x_b(t_f) = 0$, можно записать в виде

$$t_f = t_s + \frac{W - \int_0^{t_s} v_n(t) dt}{v_{ns}}. \quad (24)$$

4. Результаты численного моделирования

Аналитические результаты, полученные в предыдущем разделе, были подвергнуты проверке в рамках численного эксперимента, выполненного с помощью программы „Исследование“ [18]. Эта программа основана на уравнениях переноса носителей заряда в полупроводниках [19–21], позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов высокого уровня инжекции и высокого уровня легирования: оже-рекомбинацию, электронно-дырочное рассеяние, сужение ширины запрещенной зоны, зависимость кинетических коэффициентов и времени жизни носителей заряда от уровня легирования в сильно легированных слоях структуры и т.д.

Разработанная первоначально для моделирования кремниевых приборов программа „Исследование“ была в дальнейшем адаптирована для $4H$ -SiC и с успехом применялась для моделирования характеристик карбид-кремниевых структур [22,23].

Моделировалось включение $n^+ - p - p^+$ -структуры с толщиной базового p -слоя $W = 400$ мкм и уровнем легирования базы $N_a = 10^{14}$ см $^{-3}$. Глубокий уровень, определяющий время жизни носителей заряда в базе, считался расположенным в середине запрещенной зоны, а параметры статистики рекомбинации Шокли–Рида равнялись $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 2$ мкс. Толщины n^+ -и p^+ -эмиттеров равнялись $W_n^+ = W_p^+ = 10$ мкм, а уровень их легирования $N_D^+ = N_A^+ = 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Значения электрофизических констант кремния в основном соответствовали данным, приведенным в работе [24], однако значения констант, характеризующих электронно-дырочное рассеяние, брались из работ [18,25], а для описания зависимости подвижности электронов и дырок от электрического поля использовалась кусочно-линейная аппроксимация вида (14) со следующими значениями параметров: $v_{ps} = 9.5 \cdot 10^6$ см/с, $v_{ns} = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $E_{ps} = 1.95 \cdot 10^4$ В/см, $E_{ps} = 8.0 \cdot 10^3$ В/см.

Переходный процесс включения $n^+ - p - p^+$ -структуры осуществлялся в режиме генератора тока, при котором ток через структуру изменялся в соответствии с выражением

$$I(t) = I_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right]. \quad (25)$$

На рис. 1 представлены распределения электронов в p -базе, рассчитанные в различные моменты времени переходного процесса, при $j_{\max} = 160$ А/см 2 и $\tau_0 = 2$ мкс. Расчет проводился как с учетом насыщения скорости электронов (кривые $I-3$), так и без учета скорости электронов (кривые $I'-3'$).

Расчет величины электрического поля показал, что при $t \leq t_{ns} = 1.23$ нс величина поля в p -базе $E \leq E_{ns}$. Именно поэтому кривые I и I' совпадают. При $t \geq t_{ns}$ движение диновской волны электронов с учетом насыщения их скорости начинает замедляться по сравнению

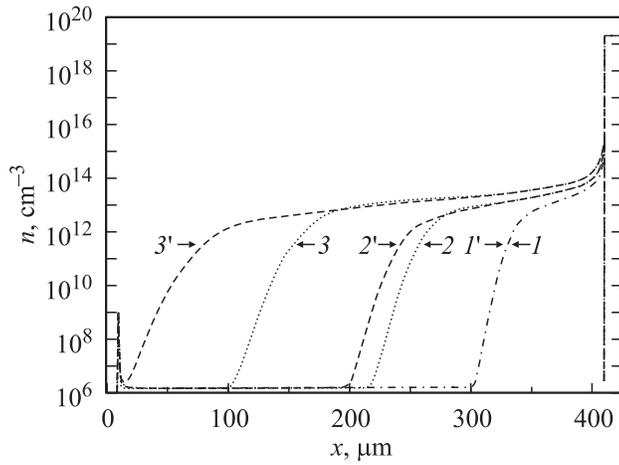


Рис. 1. Рассчитанные распределения электронов в p -базе структуры в разные моменты времени t , нс: 1, 1' — 1.23; 2, 2' — 1.84; 3, 3' — 2.72. Кривые 1–3 — рассчитаны с учетом насыщения скорости электронов, кривые 1'–3' — рассчитаны без учета насыщения скорости электронов.

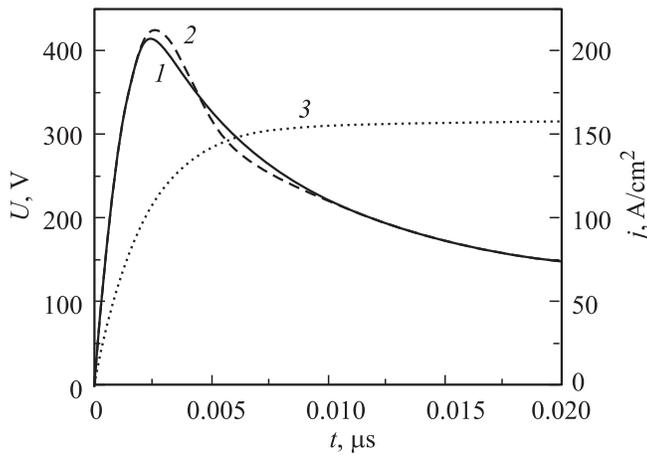


Рис. 2. Зависимости от времени напряжения $U(t)$, падающего на $n^+ - n - p^+$ -структуре, и плотности тока $j(t)$. Кривая 1 соответствует зависимости $U(t)$, рассчитанной без учета насыщения скорости электронов; кривая 2 — зависимости $U(t)$, рассчитанной с учетом насыщения скорости электронов; кривая 3 представляет зависимость $j(t)$.

со случаем, когда насыщение скорости электронов не учитывается. В результате между кривыми 2 и 2', 3 и 3' возникает различие, которое увеличивается с течением времени. Из рис. 1 следует, что в момент $t = 2.72$ нс этап пролета диновской волны, рассчитанной без учета насыщения скорости электронов, уже завершен (кривая 3'), и начался этап накопления носителей заряда у $p^+ - p$ -перехода [14], в то время как учет насыщения скорости электронов замедляет движение диновской волны столь существенно, что к этому же моменту времени $t = 2.72$ нс она оказывается отставшей на ~ 100 мкм (кривая 3). Естественно, что такое отставание, возникающее за счет насыщения скорости электронов, оказыва-

ет влияние и на протекание этапа накопления носителей заряда и, как следствие, на вид зависимости от времени напряжения $U(t)$, падающего на $n^+ - p - p^+$ -структуре.

На рис. 2 представлены зависимости $U(t)$, рассчитанные без учета (кривая 1) и с учетом насыщения скорости электронов (кривая 2). На этом же рисунке приведена зависимость от времени плотности тока, текущего через структуру (см. соотношение (25)). Из рисунка видно, что точка максимума зависимости $U(t)$ для кривой 2 оказывается смещенной в область больших времен по сравнению со случаем, соответствующим кривой 1. Это обстоятельство непосредственно связано с задержкой распространения волны при насыщении скорости. Из-за задержки в распространении процесс накопления носителей заряда в p -базе также происходит с задержкой. Естественно, что это в свою очередь приводит к большей величине напряжения, падающего на структуре, поскольку ток, текущий через структуру, продолжает расти.

Второй особенностью, возникающей при учете насыщения скорости электронов, является более резкий спад зависимости 2 по сравнению с зависимостью 1 ($-dU/dt)_2 > (-dU/dt)_1$. Причина этого заключается в том, что на начальном этапе спада напряжения на $n^+ - p - p^+$ -структуре напряженность поля в значительной части p -базы превышает поле насыщения E_{ns} . Поэтому, пока $E > E_{ns}$, снижение величины электрического поля уменьшает только дрейфовый ток дырок, но не изменяет дрейфового тока электронов. В этих условиях, для того чтобы обеспечить протекание заданной генератором величины тока, поле в p -базе должно уменьшаться быстрее, чем в случае без учета насыщения скорости электронов. Это и приводит к более быстрому с течением времени спаду зависимости 2 на рис. 2. В дальнейшем, когда напряженность электрического поля по всей толщине p -базы становится меньше E_{ns} , скорость спада зависимости 2 уменьшается, кривые 1 и 2 на рис. 2 сближаются и при больших временах оказываются совпадающими.

Представляется интересным проследить, как скорость нарастания тока влияет на время пролета диновской волны электронов через p -базу структуры при учете насыщения скорости электронов. Будем считать, что плотность тока, текущего через структуру, нарастает линейно со скоростью $dj/dt = a$, т.е.

$$j(t) = at. \tag{26}$$

В этом случае соотношения (13) и (24), описывающие время пролета диновской волны, могут быть представлены в виде

$$t_f = \sqrt{\frac{2qN_a W}{ba}} \tag{27}$$

в случае, когда насыщение скорости электронов не учитывается, и в виде

$$t_f = \frac{t_s}{2} + \frac{W}{v_{ns}} \tag{28}$$

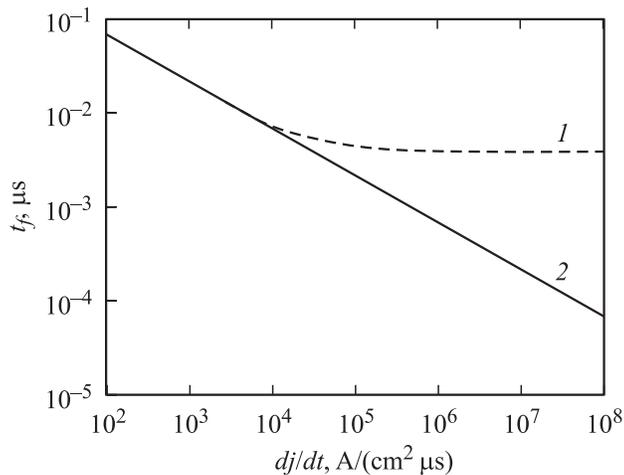


Рис. 3. Зависимости времени пролета диновской волны электронов через p -базу структуры от скорости нарастания плотности тока (dj/dt). Кривая 1 рассчитана с учетом насыщения скорости электронов, кривая 2 — без учета насыщения скорости электронов.

при учете насыщения скорости электронов. В соответствии с (15) в соотношении (28) величина t_s равна

$$t_s = \frac{qN_a\mu_p E_{ns}}{a}$$

Результаты численного расчета для $n^+ - p - p^+$ -структуры, описанной выше, представлены на рис. 3. При этом кривая 1 рассчитана с учетом насыщения скорости электронов, а кривая 2 без учета этого эффекта. Совпадение кривых 1 и 2 при малых скоростях нарастания тока вполне понятно и означает, что диновская волна электронов успевает достичь $p^+ - p$ -эмиттера за время t_f , удовлетворяющее условию $t_f < t_s$, т.е. до момента времени, когда поле в базовом слое достигнет значения E_{ns} . С увеличением скорости роста тока кривые расходятся. Кривая 2 продолжает монотонно падать, поскольку с ростом dj/dt скорость электронов в этом варианте счета продолжает расти и, следовательно, время пролета продолжает уменьшаться. Спад кривой 1, соответствующей учету эффекта насыщения скоростей электронов, при больших значениях dj/dt существенно замедляется, и она начинает насыщаться, стремясь к предельному значению $W/v_{ns} = 3.7 \cdot 10^{-3}$ мкс в полном соответствии с формулой (28).

5. Заключение

Показано, что эффект насыщения скорости инжектированных $n^+ - p$ -эмиттером электронов существенно замедляет пролет диновской волны электронов через p -базу $n^+ - p - p^+$ -структуры. Возникшая на этапе пролета задержка сказывается также на этапе накопления носителей заряда в p -базе структуры [14] и приводит к более резкому спаду напряжения на диодной структуре.

Проявление эффекта насыщения скорости оказывается тем более существенным, чем больше толщина базового слоя и скорость нарастания тока, текущего через структуру. Полученные результаты дополняют предложенное ранее Дином [12] описание распространения волны неосновных носителей заряда, не учитывавшее эффект насыщения скорости носителей. Результаты аналитического расчета подтверждены с помощью численного эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-08-18235, 05-02-17768 и 05-02-16541). Авторы благодарны также CREE Inc. за поддержку при выполнении работы.

Список литературы

- [1] A.F. Kardo-Sysoev. In: *Ultrawideband Radar Technology*, ed. by J.D. Taylor (CRC Press, 2000) p. 205.
- [2] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer, I.V. Grekhov. *J. Appl. Phys.*, **92**, 1971 (2002).
- [3] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, С.В. Коротков, Л.С. Костина, Н.С. Яковчук. *Письма ЖТФ*, **8**, 685 (1982).
- [4] В.М. Тучкевич, И.В. Грехов. *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [5] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara. *Sol. St. Electron.*, **47**, 1255 (2003).
- [6] S.N. Vainshtein, J.T. Kostamovaara, Y. Sveshnikov, S. Gurevich, M. Kulagina, V.S. Yuferev, L. Shestak, M. Sverdlov. *Electron. Lett.*, **40**, 85 (2004).
- [7] И.В. Грехов. *Изв. РАН Сер. Энергетика*, № 1, 53 (2000).
- [8] I.V. Grekhov, G.A. Mesyats. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **28**, 1540 (2000).
- [9] С.А. Дарзбек, Ю.А. Котов, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин. *ДАН*, **334**, 304 (1994).
- [10] Ю.А. Котов, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин, А.Л. Филатов. *ДАН*, **330**, 515 (1993).
- [11] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).
- [12] R.H. Dean. *J. Appl. Phys.*, **46**, 585 (1969).
- [13] С.Л. Румянцев. *ФТП*, **26**, 1955 (1992).
- [14] Т.Т. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M. Das, A.K. Agarwal. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 62 (2005).
- [15] Т.Т. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, P.A. Ivanov, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *J. Appl. Phys.*, **99**, 074 503 (2006).
- [16] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [17] Э. Камке. *Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка* (М., Наука, 1966).
- [18] Т.Т. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Sol. St. Electron.*, **30**, 579 (1987).
- [19] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. *ФТП*, **18**, 1293 (1984).
- [20] Т.Т. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143**, 225 (1987).
- [21] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **49**, 702 (2002).

- [22] П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов, J.W. Palmour, A.K. Agarwal. ФТП, **39**, 897 (2005).
- [23] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. In: *SiC Materials and Devices*, ed. by M.S. Shur, S.L. Rumyantsev and M.E. Levinshtein (Singapore, World Scientific, 2006) v.1, p. 227.
- [24] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur (eds). *Handbook Series of Semiconductor Parameters: Elementary Semiconductors and A^{III}B^V Compounds* Si, Ge, C, GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb (Singapore, World Scientific, 1996) v. 1.
- [25] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. Письма ЖТФ, **6**, 689 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of dynamic injection and base layer modulation processes in power $n^+ - p - p^+$ diode structures

T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov*

All-Russian Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Effect of electron velocity saturation on switch-on process in $n^+ - p - p^+$ diodes is investigated. It is shown that electron velocity saturation retards the flight of electron quasi-neutral wave through the p -base layer of the $n^+ - p - p^+$ structure. The velocity saturation effects also the carrier accumulation process. The greater is the p -base width and/or the rate of the current rise, the more essential the effect of the velocity saturation. The obtained results expand previously suggested model of minority carrier quasi-neutral wave propagation through the diode base layer. The results of analytical investigation are supported by numerical simulations.