

Модуляционные волны носителей заряда в полупроводниковых слоях n - и p -типа

© 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 24 июня 2010 г. Принята к печати 25 июня 2010 г.)

Исследовано влияние зависимости подвижности носителей заряда от напряженности электрического поля $\mu(F)$ на распространение волн инжектированных носителей в слоях n - и p -типа в квазинейтральном дрейфовом режиме. Показано, что учет зависимости $\mu(F)$ по-разному влияет на движение неосновных носителей в слоях n - и p -типа. Движение волны электронов в p -базе $p^+ - p - n^+$ -структуры замедляется, а движение волны дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -структуры убыстряется. Полученные результаты дополняют предложенное ранее классическое описание распространения волны неосновных носителей заряда, не учитывавшее эффект зависимостей $\mu(F)$. Результаты аналитического расчета подтверждены с помощью численного эксперимента.

1. Введение

Одной из основных тенденций в развитии современной полупроводниковой электроники является поиск и исследование новых динамических режимов работы биполярных полупроводниковых структур. Эта тенденция прослеживается как при анализе развития новых полупроводниковых приборов: мощных кремниевых обострителей [1,2], реверсивно включаемых динисторов [3,4], лавинных транзисторов со сверхбыстрым переключением [5,6], дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) [7,8], SOS-диодов [9,10], так и при анализе работы традиционных приборов, включая диоды.

Динамика переходных процессов в диодных структурах исследовалась во многих работах. 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]. При этом при исследовании динамических переходных процессов в квазинейтральном приближении зависимость подвижности носителей заряда μ от поля не учитывалась. На первый взгляд такой подход кажется вполне оправданным, поскольку в квазинейтральных режимах величины электрического поля F , как правило, невелики. Однако с увеличением плотности тока характерные значения F растут и можно ожидать, что учет зависимости $\mu(F)$ может оказаться необходимым для корректного анализа переходных процессов при сверхбыстрых переключениях диодных структур [13–15].

Это предположение подтверждается недавно полученными результатами анализа статических характеристик полупроводниковых структур при больших плотностях тока. Для описания квазинейтрального приближения в этом случае обычно использовались традиционные уравнения, полученные более 50 лет назад (см., напри-

мер, [16] и список приведенной там литературы). Результаты, полученные в рамках такого подхода, хорошо описывают данные эксперимента при не слишком больших плотностях тока. Однако первые же попытки исследования задачи о статических характеристиках показали, что с учетом зависимости подвижности носителей заряда от поля даже слабая в квазинейтральном приближении зависимость $\mu(F)$ приводит к существенному изменению вида уравнений, определяющих распределение носителей заряда в стационарном случае, и как следствие этого к интересным и важным особенностям статических характеристик полупроводниковых структур [17,18].

В связи с этим вопрос об особенностях динамических переходных процессов в полупроводниковых структурах в квазинейтральном приближении при больших плотностях тока представляется весьма актуальным.

Цель данной работы — вывод уравнений, описывающих распространение волн инжектированных носителей заряда в базовых слоях структур, анализ решений этих уравнений и поиск особенностей в распространении этих волн, обусловленных зависимостью подвижности от поля.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 получены новые уравнения, описывающие распространение инжектированных носителей заряда в слоях n - и p -типа с учетом зависимости $\mu(F)$. В разд. 3 получено решение этих уравнений и определены особенности динамического переходного процесса, обусловленные этими решениями. В разд. 4 результаты аналитического рассмотрения задачи подтверждены с помощью численного эксперимента.

2. Основные соотношения модели

2.1. Структура с базовым слоем n -типа

Рассмотрим сначала $p^+ - n - n^+$ -структуру, через которую протекает ток с заданной плотностью $j(t)$. Будем

[¶] E-mail: Melev@nimis.ioffe.ru

считать, что $p^+ - n$ и $n - n^+$ -переходы структуры расположены в точках $x = 0$ и $x = W$ соответственно. В случае, когда выполняется неравенство $W/v_{ps} > \tau_M$ и плотность тока не превышает критической величины $j < qN_d v_{ns}$, процесс переноса инжектированных $p^+ - n$ -переходом дырок через базовый n -слой может быть описан в рамках квазинейтрального приближения [12,16]. Здесь $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0/qN_d\mu_n$ — максвелловское время релаксации, q — элементарный заряд, N_d — уровень легирования, W — толщина базы n -типа, μ_n — подвижность электронов, v_{ns} и v_{ps} — величины насыщенных скоростей электронов и дырок соответственно.

В простейшем случае уравнения переноса носителей заряда имеют вид:

$$\begin{aligned} j_n &= qn\mu_n F + qD_n \frac{dn}{dx}, \\ j_p &= qp\mu_p F - qD_p \frac{dp}{dx}. \end{aligned} \quad (1)$$

Учтем зависимость подвижности $\mu(F)$ с помощью известных соотношений, хорошо описывающих экспериментальные данные для Si, Ge и SiC:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{1 + F/F_{ns}}, \quad \mu_p = \frac{\mu_{p0}}{1 + F/F_{ps}}, \quad (2)$$

где μ_{n0} и μ_{p0} — подвижности электронов и дырок в пределе слабых полей соответственно, F_{ns} и F_{ps} — поля, при которых насыщаются дрейфовые скорости электронов и дырок.

Из (1) следует выражение для поля:

$$F = \frac{j}{qp\mu_p(\tilde{b} + 1 + \tilde{b}N_d/p)} - qD_p \frac{\tilde{b} - 1}{qp\mu_p(\tilde{b} + 1 + \tilde{b}N_d/p)} \frac{dp}{dx}, \quad (3)$$

где

$$\tilde{b} = \frac{\mu_n}{\mu_p} = b \frac{1 + F/F_{ps}}{1 + F/F_{ns}}, \quad b = \frac{\mu_{n0}}{\mu_{p0}}.$$

При низком уровне инжекции ($p \ll N_d \approx n$) демберовская составляющая поля мала, и основной вклад в величину поля дает омическая составляющая, которая после простых преобразований приобретает вид

$$F = \frac{j/qN_d\mu_{n0}}{1 - j/qN_d\mu_{n0}F_{ns}} \equiv F_{ns} \frac{j/j_{cm}}{1 - j/j_{cm}}, \quad (4)$$

где введена величина критической плотности электронного тока $j_{cm} = qN_d\mu_{n0}F_{ns}$. Отметим, что по самой постановке рассматриваемой задачи плотность тока ограничена сверху: $j < j_{cm}$. Случай быстрых переходных процессов при $j > j_{cm}$, когда условие квазинейтральности в базовом n -слое не выполняется, был рассмотрен в работе [15].

Соотношение (4) позволяет получить выражение для тока дырок и с его помощью преобразовать уравнение

непрерывности в квазинейтральном дрейфовом приближении к виду

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{j}{qbN_d} \frac{1}{1 - (1 - F_{ns}/F_{ps})j/j_{cm}} \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) отличается от традиционного уравнения Дина [12] тем, что перед вторым слагаемым в уравнении (5) появляется дополнительный множитель, существенно влияющий, как мы увидим далее, на перенос инжектированных из $p^+ - n$ -перехода дырок. Корректное решение уравнения (5) должно быть проведено с учетом адекватного граничного условия. Для вывода такого граничного условия воспользуемся подходом, предложенным в работе [19].

В рассматриваемом случае ток, протекающий в базовом слое $p^+ - n - n^+$ -структуры, является дрейфовым электронным током:

$$I(t) = SqN_d\mu_n(F)F(t), \quad (6)$$

где S — площадь структуры.

На первом этапе переходного процесса при $0 \leq t \leq t^*$ (t^* — длительность первого этапа процесса [19]) дрейфовый ток электронов (6) перезаряжает барьерную емкость $p^+ - n$ -перехода C_{pn} , тем самым увеличивая положительное смещение U_{pn} на переходе. Когда прямое смещение достигает определенного значения, начинается инжекция дырок из эмиттера в базу, и в сторону n^+ -слоя начинает двигаться волна дырок (см. детальнее [19]).

Граничное условие для уравнения (5) 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 электронов. В результате получаем уравнение для определения напряжения на $p^+ - n$ -переходе U_{pn} :

$$\int_0^{U_{pn}} C_{pn}(U)dU = \int_0^t I(t)dt. \quad (7)$$

Используя выражение для емкости резкого $p^+ - n$ -перехода [16]:

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

где

$$U_c = kT/q \ln \left(\frac{N_A^+ N_d}{n_{i0}^2} \right)$$

— контактная разность потенциалов (N_A^+ — уровень легирования p^+ -эмиттера), получим, что величина $U_{pn}(t)$

на первом этапе переходного процесса определяется выражением

$$\sqrt{U_c} - \sqrt{U_c - U_{pn}(t)} = \frac{\int_0^t j(t) dt}{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 q N_d}}. \quad (8)$$

С момента начала инжекции дырок в n -базу ($t > t^*$) начинается второй этап переходного процесса. При низком уровне инжекции коэффициент инжекции $p^+ - n$ -перехода обычно может быть принят равным единице. В таком случае выражение для напряжения на $p^+ - n$ -переходе может быть представлено в виде

$$U_{pn}(t) = U_{pn}(t^*) + \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{\int_{t^*}^t \frac{j^2(t) dt}{1 - (F_{ns}/F_{ps})j(t)/j_{срп}}}{bq^2 D_{p0} N_d p_0(t^*)} + 1 \right], \quad (9)$$

где

$$p_0(t^*) = p_{n0} \exp\left(\frac{qU_{pn}(t^*)}{kT}\right)$$

— граничная концентрация дырок в n -базе в момент окончания первого этапа при $t = t^*$.

Определенная с помощью выражений (8) (на первом этапе) и (9) (на втором этапе) величина $U_{pn}(t)$ позволяет записать граничное условие для уравнения (5) в виде

$$p(t)|_{x=0} = p_0(t) = p_{n0} \exp\left(\frac{qU_{pn}(t)}{kT}\right). \quad (10)$$

2.2. Структура с базовым слоем p -типа

Рассмотрим теперь $p^+ - p - n^+$ -структуру, $p^+ - p - p - n^+$ -переходы которой находятся в точках $x = 0$ и $x = W$ соответственно. Уровень легирования базового p -слоя равняется N_a . В рамках квазинейтрального приближения, используя выражения (1) и (2), можно получить выражение для поля в p -слое:

$$F = \frac{j/qN_a\mu_{p0}}{1 - j/qN_a\mu_{p0}F_{ps}} \equiv F_{ps} \frac{j/j_{срп}}{1 - j/j_{срп}}, \quad (11)$$

где введена величина $j_{срп} = qN_a\mu_{p0}F_{ps}$. Отметим, что аналогично случаю с базой n -типа плотность тока в базе p -типа ограничена величиной $j_{срп}$ ($j < j_{срп}$). Случай $j > j_{срп}$, в котором условие квазинейтральности не выполняется, рассмотрен в [15].

Найденная величина поля позволяет получить выражение тока электронов и с его помощью получить уравнение непрерывности в квазинейтральном дрейфовом приближении в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{j b}{q N_a} \frac{1}{1 + (F_{ps}/F_{ns})j/j_{срп}} \frac{\partial n}{\partial x} = 0. \quad (12)$$

Полученное уравнение отличается от традиционного уравнения Дина [12] появлением перед вторым слагаемым дополнительного множителя. Это уравнение отличается также от аналогичного уравнения для дырок (5):

зависимость этого дополнительного множителя от плотности тока, текущего через структуру, иная. Фактически это означает, что распространение инжектированных дырок через n -базу и инжектированных электронов через p -базу происходит по-разному. Исследование этих различий требует решения уравнений (5) и (12) с соответствующими граничными условиями.

Граничное условие для уравнения (5) имеет вид (10). Использование аналогичного подхода позволяет найти для уравнения (12) граничное условие в виде

$$n(t)|_{x=W} = n_W(t) = n_{p0} \exp\left(\frac{qU_{pn}(t)}{kT}\right), \quad (13)$$

где $U_{pn}(t)$ на первом этапе ($0 \leq t \leq t^*$) определяется соотношением

$$\sqrt{U_c} - \sqrt{U_c - U_{pn}(t)} = \int_0^t \frac{j(t) dt}{\sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 q N_d}}, \quad (14)$$

а на втором этапе ($t > t^*$) соотношением

$$U_{pn}(t) = U_{pn}(t^*) + \left(\frac{kT}{q}\right) \ln \left[\frac{b \int_{t^*}^t \frac{j^2(t) dt}{1 + (F_{ps}/F_{ns})j(t)/j_{срп}}}{q^2 D_{n0} N_a n_W(t^*)} + 1 \right], \quad (15)$$

где

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

— граничная концентрация электронов в p -базе в момент окончания первого этапа при $t = t^*$.

3. Распространение волн инжектированных носителей заряда через базовые слои n - и p -типа

3.1. Волна дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -структуры

Решение уравнения (5) с граничным условием (10), согласно [20], может быть записано в параметрическом виде

$$p(x, t) = p_0(t_1), \quad (16)$$

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

$$x = \frac{1}{qbN_d} \int_{t_1}^t \frac{j(t)}{1 - (1 - F_{ns}/F_{ps})j(t)/j_{срп}} dt. \quad (17)$$

Легко видеть, что при $t_1 = t$ из (17) следует, что $x = 0$ и решение удовлетворяет граничному условию (10). При $t_1 = 0$ из соотношения (17) получаем координату граничной точки x_h волны дырок, распространяющейся вдоль n -базы от p^+ -эмиттера к n^+ -слою:

$$x_h = \frac{1}{qbN_d} \int_0^t \frac{j(t)}{1 - (1 - F_{ns}/F_{ps})j(t)/j_{срп}} dt. \quad (18)$$

Отметим, что концентрация дырок в граничной точке $x = x_h$ равна $p(x_h, t) = p_0(0) = p_{n0}$, где p_{n0} — равновесная концентрация дырок в n -базе. Таким образом, при изменении параметра t_1 в интервале $0 \leq t_1 \leq t$ найденное решение описывает весь профиль распространяющейся вдоль n -базы волны дырок. Из соотношения (18) следует, что скорость движения граничной точки x_h определяется соотношением

$$v_h = \frac{dx_h}{dt} = \frac{j(t)}{qbN_d[1 - (1 - F_{ns}/F_{ps})j(t)/j_{срп}]}. \quad (19)$$

Сравнивая полученное выражение с известным соотношением для скорости волны дырок Дина $v_h(t) = j(t)/qbN_d$ [12], можно заметить, что учет снижения подвижности носителей заряда под влиянием электрического поля (см. формулы (2)) приводит к довольно неожиданному результату, а именно волна дырок начинает двигаться с большей скоростью. Естественно, это приводит к сокращению времени пролета инжектированных дырок через n -базу t_{hf} , которое определяется соотношением

$$\int_0^{t_{hf}} v_h(t) dt = W. \quad (20)$$

Столь необычное, на первый взгляд, поведение волны дырок имеет простую физическую интерпретацию. Действительно, в n -базе в условиях низкого уровня инжекции ток обеспечивается протеканием основных носителей — электронов и равен $j = qN_d\mu_n(F)F$. При заданной постоянной величине плотности тока j это означает, что произведение $\mu_n(F)F = \text{const}$. Таким образом, уменьшение подвижности электронов с ростом поля при заданной величине j влечет за собой рост поля. Практически во всех известных полупроводниках поле F_{ps} существенно превышает F_{ns} , это означает, что увеличение поля, приводящее к заметному снижению подвижности электронов, очень слабо сказывается на подвижности дырок. Дырки в увеличившемся поле начинают двигаться быстрее. Этим обуславливается увеличение скорости распространения волны дырок в базовой области $p^+ - n - n^+$ -структуры.

3.2. Волна электронов в p -базе $p^+ - p - n^+$ -структуры

Решение уравнения (12) с граничным условием (13) может быть получено с использованием того же метода [12] и представлено в виде

$$n(x, t) = n_W(t_1), \quad (21)$$

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

$$x = W - \frac{b}{qN_a} \int_{t_1}^t \frac{j(t)}{1 + (F_{ps}/F_{ns} - 1)j(t)/j_{срп}} dt. \quad (22)$$

При $t_1 = t$ из (22) следует, что $x = W$ и решение удовлетворяет граничному условию (13). При $t = 0$ из соотношения (22) получим координату граничной точки x_e волны электронов, распространяющейся вдоль p -базы от n^+ -эмиттера к p^+ -слою:

$$x_e = W - \frac{b}{qN_a} \int_0^t \frac{j(t)}{1 + (F_{ps}/F_{ns} - 1)j(t)/j_{срп}} dt. \quad (23)$$

Скорость движения этой точки, легко определяемая из (23), имеет вид

$$v_e = \frac{dx_e}{dt} = -\frac{bj(t)}{qN_a[1 + (F_{ps}/F_{ns} - 1)j(t)/j_{срп}]}. \quad (24)$$

Из (24) следует, что при уменьшении подвижности с ростом поля скорость движения волны электронов в p -базе замедляется по сравнению с волной, описанной Дином [12]. В результате увеличивается время пролета волны электронов через базу p -типа t_{ef} , определяемое соотношением

$$\int_0^{t_{ef}} v_e(t) dt = W. \quad (25)$$

Таким образом, в соответствии с полученными результатами снижение подвижности носителей заряда под действием поля должно замедлять скорость движения электронной волны в p -базе $p^+ - p - n^+$ -диода и ускорять движение дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -диода.

4. Результаты численного моделирования переходного процесса включения в $p^+ - n - n^+$ - и $p^+ - p - n^+$ -структурах

Аналитические результаты, полученные в предыдущем разделе, были подвергнуты проверке в рамках численного эксперимента с помощью программы „Исследование“ [21]. Эта программа основана на уравнениях переноса носителей заряда [22–24], позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов, определяющих особенности транспорта носителей заряда в полупроводниковых структурах. Разработанная первоначально для моделирования кремниевых приборов, программа „Исследование“ была адаптирована для $4H$ -SiC и с успехом применялась для моделирования характеристик карбид-кремниевых структур [25,26].

Моделировался процесс включения $p^+ - n - n^+$ - и $p^+ - p - n^+$ -диодных кремниевых структур с одинаковой конструкцией эмиттерных слоев, толщин базовых слоев и времен жизни носителей заряда в них. Единственное отличие этих структур заключалось в том, что n -база $p^+ - n - n^+$ -структуры была легирована донорной примесью с уровнем легирования $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а p -база $p^+ - p - n^+$ -структуры — акцепторной примесью с

тем же уровнем легирования $N_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Остальные параметры слоев были одинаковыми в обеих диодных структурах. Толщины n^+ - и p^+ -эмиттерных слоев составляли 25 мкм, а уровень легирования эмиттеров равнялся $N_d^+ = N_a^- = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Толщины базовых слоев составляли $W_n = W_p = 200 \text{ мкм}$, параметры τ_{n0} и τ_{p0} , характеризующие времена жизни в статистике рекомбинации Шокли–Рида, равнялись $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 1 \text{ мкс}$. Значения электрофизических констант для кремния соответствовали данным, приведенным в [27], однако значения констант, характеризующих электронно-дырочное рассеяние, брались из работы [28].

Переходный процесс включения диодных структур моделировался в режиме генератора тока. Плотность тока изменялась от 0 до $j_{\text{max}} = 75 \text{ А/см}^2$ в $p^+ - n - n^+$ -структуре и от 0 до $j_{\text{max}} = 25 \text{ А/см}^2$ в $p^+ - p - n^+$ -структуре за время 0.5 нс, а затем оставалась постоянной.

На рис. 1 представлены распределения дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -структуры в различные моменты времени переходного процесса. Расчет проводился как с учетом зависимости подвижности носителей заряда от электрического поля (сплошные кривые 1–3), так и при постоянных значениях подвижности дырок $\mu_{p0} = 470 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и электронов $\mu_{n0} = 1414 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (штриховые кривые 1–3). Как видно из рисунка, численное моделирование полностью подтверждает результаты аналитического расчета, представленного в разд. 3.1. При учете снижения подвижностей носителей заряда волна инжектированных дырок движется быстрее.

На рис. 2 представлены распределения электронов в p -базе $p^+ - p - n^+$ -структуры в различные моменты времени переходного процесса. Расчет проводился как

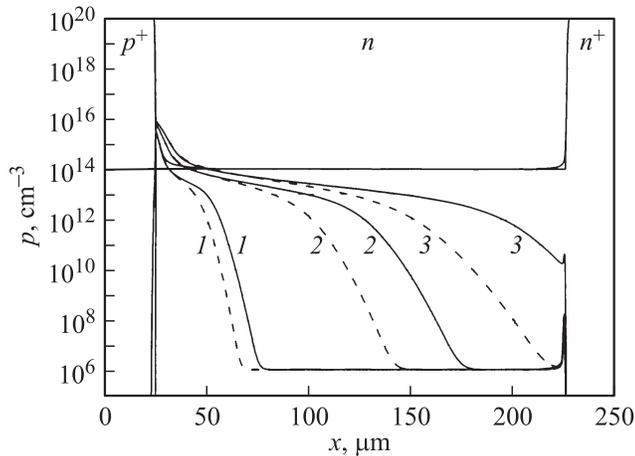


Рис. 1. Распределение дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -структуры в различные моменты времени. Сплошные кривые рассчитаны с учетом зависимости подвижностей носителей заряда от электрического поля, а штриховые — без учета этой зависимости. Плотность тока $j_{\text{max}} = 75 \text{ А/см}^2$. Номера кривых соответствуют моментам времени t , нс: 1 — 1.5, 2 — 4.5, 3 — 7.5.

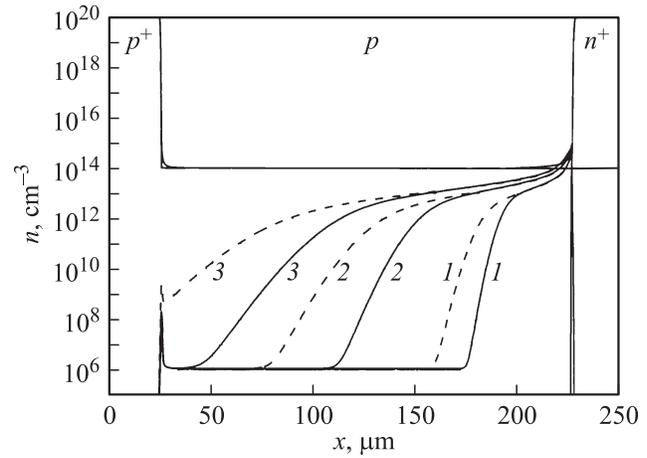


Рис. 2. Распределение электронов в p -базе $p^+ - p - n^+$ -структуры в различные моменты времени. Сплошные кривые рассчитаны с учетом зависимости подвижностей носителей заряда от электрического поля, а штриховые — без учета этой зависимости. Номера кривых соответствуют моментам времени t , нс: 1 — 1.25, 2 — 2.25, 3 — 3.25.

с учетом зависимости подвижности носителей заряда от электрического поля (сплошные кривые 1–3), так и при постоянных значениях подвижности дырок и электронов (штриховые кривые 1–3). Видно, что результаты численного эксперимента находятся в полном согласии с выводами аналитической модели, описанной в разд. 3.2. При учете снижения подвижностей под влиянием электрического поля волна инжектированных электронов замедляет свое движение.

5. Заключение

Впервые показано, что учет влияния поля на подвижность носителей заряда в квазинейтральном приближении по-разному влияет на распространение волн инжектированных носителей в слоях n - и p -типа. Движение волны электронов в p -базе $p^+ - p - n^+$ -структуры замедляется, а движение волны дырок в n -базе $p^+ - n - n^+$ -структуры убыстрится под влиянием снижения подвижности носителей заряда с ростом электрического поля. Предложено качественное объяснение обнаруженного эффекта. Результаты аналитического исследования подтверждены с помощью численного эксперимента.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что даже слабые изменения подвижности носителей заряда в квазинейтральном приближении приводят к существенному изменению не только статических характеристик полупроводниковых структур [17,18], но также количественно и качественно изменяют динамические переходные процессы в них. В целом полученные результаты дополняют предложенное ранее Дином [12] описание волн неосновных носителей заряда в диодных структурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-08-00206).

Список литературы

- [1] A.F. Kardo-Sysoev. *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] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M. Das, A.K. Agarwal. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 62 (2005).
- [15] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, A.G. Tandoev, P.A. Ivanov, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. *J. Appl. Phys.*, **99** (7), 958 (2006).
- [16] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [17] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **24** (7), 62 (2009).
- [18] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, M.E. Levinshtein, S.N. Yurkov. Submitted to *Sol. St. Electron.* (2010).
- [19] T.T. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, А.Г. Тандоев, С.Н. Юрков. *ФТП*, **41** (11), 1401 (2007).
- [20] Э. Камке. *Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка* (М., Наука, 1966).
- [21] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Sol. St. Electron.*, **30** (6), 579 (1987).
- [22] T.T. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. *ФТП*, **18** (7), 1293 (1984).
- [23] T.T. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143** (1), 225 (1987).
- [24] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **49** (4), 702 (2002).
- [25] П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов, J.W. Palmour, A.K. Agarwal. *ФТП*, **39**, 897 (2005).
- [26] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. In: *SiC Materials and Devices* (Singapore, World Scientific, 2006) v. 1, p. 227.
- [27] *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. Rumyantsev, M.S. Shur (Singapore, World Scientific, 1996) v. 1.
- [28] T.T. Mnatsakanov, B.N. Gresserov, L.I. Pomortseva. *Sol. St. Electron.*, **38** (1), 225 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Modulation waves of carriers in semiconductor layers of n - and p -types

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 field dependence of electron and hole mobilities $\mu(F)$ on traveling of injected minority carriers has been investigated for layers of both, n - and p -types in quasineutral drift mode. It has been demonstrated that account of $\mu(F)$ dependencies effects influences differently on traveling of minority carriers in layers of n - and p -type. Traveling of electron wave in p -base of $p^+ - p - n^+$ structure becomes slower. On the opposite, traveling of hole wave in n -base of $p^+ - n - n^+$ structure becomes faster. The obtained results complement the previously suggested model which described the minority carrier quasineutral wave propagation through the base layers disregarding $\mu(F)$ dependencies. The results of analytical investigation are supported by numerical simulation.