

# О поперечной устойчивости фронта ударной ионизации в Si $p^+ - n - n^+$ -структуре

© А.М. Минарский, П.Б. Родин\*<sup>1</sup>

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

\*Институт теоретической физики, Технический университет г. Берлина D-10623, Берлин, Германия

(Получена 31 мая 1996 г. Принята к печати 5 июля 1996 г.)

Рассматривается поперечная устойчивость фронта ударной ионизации в кремниевой  $p^+ - n - n^+$ -структуре большой площади. Предложена аналитическая модель, обеспечивающая совместное движение фронта ионизации и процесса вытеснения основных носителей из необедненной части  $n$ -базы. Исследована устойчивость плоского фронта, вычислены инкременты нарастания и указаны физические механизмы неустойчивости. Сформулирован критерий квазистойчивого распространения волны.

## 1. Введение

Возбуждение волны ударной ионизации представляет собой уникальный по быстрдействию и в то же время весьма универсальный "неоптический" механизм модуляции проводимости полупроводниковой структуры — диода, транзистора или тиристора [1–4]. Недавно в нашем сообщении [5] было показано, что распространение волны в  $p^+ - n - n^+$ -переходе большой площади сопровождается нарастанием поперечных возмущений положения фронта. Доминирующую роль играют длинноволновые по отношению к длине базы  $W$  моды, время нарастания которых близко ко времени, за которое фронт ионизации (ФИ) пробегает свою длину. Развитие неустойчивости может приводить к формированию каналов локального переключения с характерным поперечным размером  $W$ . Неоднородная динамика фронта ударной ионизации, включая стадию формирования каналов локального переключения, была описана в работе [6]. Поперечная неустойчивость ФИ обнаруживает себя как принципиальный фактор, ограничивающий возможности диодных структур, переключаемых с помощью ударно-ионизационной волны.

Настоящая работа продолжает теоретические исследования устойчивости фронтов ударной ионизации [5–8]. В ней ставятся задача об устойчивости фронта в практически наиболее важном случае, когда в  $n$ -базе имеется необедненная квазилинейная область. Распространение ФИ в такой структуре сопровождается вытеснением носителей из квазинейтральной области, в силу чего динамика и устойчивость ФИ должны рассматриваться совместно с движением границы между областью пространственного заряда и квазинейтральной областью. В работе предложена аналитическая модель распространения волны ударной ионизации в Si- $p^+ - n - n^+$ -структуре и дан анализ ее поперечной устойчивости.

## 2. Описание модели

Мы полагаем, что исходно волна ударной ионизации распространяется однородно по всей площади прибора. Рассматривается структура, в базе которой по крайней мере в начальный момент времени имеется необедненная область, т.е. выполняется условие  $W > [2\varepsilon\varepsilon_0 u / qN_d]^{1/2}$  (здесь  $u$  — приложенное к структуре напряжение,  $N_d$  — концентрация доноров в  $n$ -базе,  $q$  — заряд электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная). Такую структуру, в отличие от подобных TRAPATT-диодов [4] структур, в которых обедненная область занимает всю  $n$ -базу [5], будем в дальнейшем называть длиннобазовой.

В  $n$ -базе могут быть выделены три области (рис. 1): нейтральная плазменная область (НО); область пространственного заряда (ОПЗ), включающая в себя полностью обедненную область, собственно ФИ и слой объемного заряда за фронтом; область плотной плазмы за фронтом. Характерные значения концентраций носителей для случая Si-диода приведены в подписи к рис. 1. В дальнейшем мы считаем коэффициенты ионизации для электронов и дырок одинаковыми и принимаем ступенчатую аппроксимацию для зависимости коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля  $E$ :  $\alpha(E) = \alpha_0 H(E - E_a)$ , где  $H$  — функция Хевисайда,  $E_a$  — порог ударной ионизации,  $\alpha_0$  — модельный параметр, имеющий смысл насыщенного значения коэффициента ударной ионизации. Ударной ионизацией в НО пренебрегаем. Поле в области плотной плазмы за фронтом считается малым, распределение поля в ОПЗ — трапецевидным.

Положение ФИ  $x_f(y, z)$  совместно с положением  $d(y, x)$  границы между ОПЗ и НО полностью определяют распределение поля  $E(x, t)$  в данном сечении структуры ( $y = \text{const}$ ,  $z = \text{const}$ ). Уравнения движения для переменных  $x_f(y, z)$ ,  $d(y, z)$  имеют вид

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = \frac{1}{\tau_f} l_f(u, x, d), \quad (1)$$

<sup>1</sup> Стипендиат фонда Александра фон Гумбольта, постоянный адрес: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия.

$$\frac{\partial d}{\partial t} = -v_n(E_0(u, x, d)), \quad (2)$$

где

$$\tau_f = \frac{1}{\alpha v_s} \ln \frac{N}{n_0}, \quad N = \frac{\alpha_0 \varepsilon \varepsilon_0 E_a}{q},$$

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E}{1 + E/E_s}.$$

Здесь  $v_s$  — несыщенная скорость носителей,  $N$  — концентрация неравновесной электронно-дырочной плазмы за ФИ,  $n_0$  — концентрация носителей в ОПЗ перед ФИ,  $E_s = v_s/\mu_n \approx 3 \cdot 10^3$  В/см — характерное поле насыщения дрейфовой скорости,  $\mu_n = 1500$  В · см<sup>2</sup>/с — низкополевая подвижность электронов. Прямое вычисление показывает, что размер области ионизации  $l_f$  и поле в квазинейтральной области  $E_0$  заданы выражениями

$$l_f = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q N_d} \left( \frac{u}{W - x_f} - E_a \right) + \frac{1}{2} \left( W - x_f - \frac{d^2}{W - x_f} \right). \quad (3)$$

$$E_0 = \frac{u}{W - x - f} - \frac{q N_d}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \frac{(W - x_f - d)^2}{w - x_f}. \quad (4)$$

Уравнение (1) описывает распространение ФИ в рамках модели, предложенной в [6,8]. Вывод этого уравнения [6,8] опирается на две универсальные закономерности распространения волн ударной ионизации и стримеров [9]: скорость фронта  $v_f$  пропорциональна размеру

области ударной ионизации  $l_f$ ; время вытеснения электрического поля из области ионизации  $\tau_f$  определяется временем переноса через эту область ассоциированного с фронтом объемного заряда.

Скорость движения границы НО совпадает со скоростью вытесняемых к n<sup>+</sup>-эмиттеру электронов. Неосновные носители — дырки — при этом экстрагируются в ОПЗ. Концентрация неосновных носителей  $p$  мала по сравнению с  $N_d$ , в силу чего их вклад в объемный заряд в ОПЗ несуществен. В (2) принята аппроксимация зависимости скорости  $v_n(E)$  — скорости носителей от напряженности электрического поля в Si, предложенная в [10].

Уравнения (1)–(4) должны быть дополнены уравнением Кирхгофа

$$u = V(t) - q N_d R S \left\langle \frac{dx_f}{dt} \right\rangle, \quad (5)$$

связывающим среднюю по площади скорость фронта с напряжением на структуре ( $V(t)$  — напряжение источника питания,  $R$  — сопротивление нагрузки,  $S$  — площадь структуры). В (5) учтена связь плотности тока  $j$  в данном сечении структуры со скоростью фронта  $j = q N_d v_f$  [6]. Данная система уравнений замкнута и полностью описывает динамику как плоского, так и возмущенного длинноволновыми ( $\lambda > W$ ) флуктуациями ФИ. Условие непрерывности полного тока вдоль направления 0x выполняется для (1)–(4) автоматически.

### 3. О динамике плоского фронта ионизации

В рассматриваемом случае длиннобазовой структуры одномерная динамика ФИ обладает рядом особенностей, не имеющих аналога для структур, подобных TRAPPAT-диодам. Можно выделить два новых явления. Это торможение ФИ вследствие перераспределения напряжения между ОПЗ и НО, имеющее своим крайним проявлением остановку волны, и лавинный пробой НО. Мы ограничимся кратким описанием этих эффектов, необходимым для дальнейшего понимания результатов анализа устойчивости.

1. Торможение ФИ. Дифференцирование уравнений (1), (2) по времени показывает, что знак ускорения ФИ определяется знаком правой части выражения

$$\left( \tau_f + q N_d R S \frac{\partial l_f}{\partial u} \right) \frac{dv_f}{dt} = \frac{\partial l_f}{\partial u} \frac{dV(t)}{dt} + \frac{dv_n - \tilde{d}v_f}{W - x_f}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{d} &= -(W - x_f) \frac{\partial l_f}{\partial x_f} \\ &= (W - x_f) - \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_{\max}}{q N_d}, \quad \frac{\partial l_f}{\partial u} > 0. \end{aligned}$$

Смысл величин  $\tilde{d}$  и  $E_{\max}$  ясен из рис. 1. При достаточно большом  $W$  величины  $d$  и  $\tilde{d}$  близки, в то время как  $v_f$

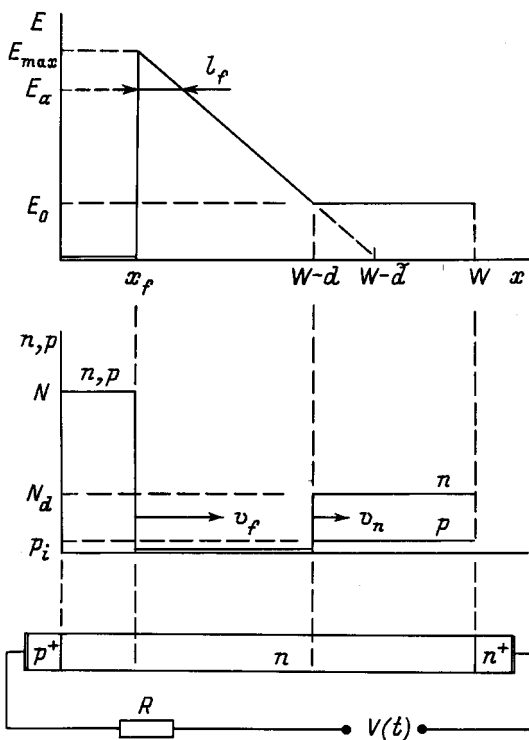


Рис. 1. Схема распределения электрического поля  $E(x, t)$  и концентрации носителей  $n, p$  в базе p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup>-структуры при распространении волны ударной ионизации. Типичные значения концентраций составляют:  $N = 10^{17} \div 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $N_d = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $p_i = 10^6$  см<sup>-4</sup>.

может превосходить  $v_n$  в несколько раз. В силу этого при  $V(t) = \text{const}$  скорость ФИ уменьшается по мере его продвижения, и становится возможной остановка волны. Физический механизм остановки волны связан с тем, что рост поля в НО, сопровождающий движение ФИ, приводит к падению напряжения, приложенного к ОПЗ.

2. *Пробой квазинейтральной области.* В силу условий  $v_f > v_s$ ,  $v_n < v_s$  ФИ всегда нагоняет отстающую границу квазинейтральной области. Размер ОПЗ при этом уменьшается, а поле в НО растет. Порог ударной ионизации может быть достигнут до того, как основные носители полностью удалены из  $n$ -базы, следствием чего становится лавинный пробой НО. В простейшем случае заданного тока во внешней цепи  $v_f = \text{const}$  и насыщенной скорости  $v_s$  движения носителей в НО условие того, что ФИ пробегает всю  $n$ -базу до того момента, как  $E_0$  достигнет  $E_a$ , может быть представлено в виде

$$W < \frac{v_f}{v_f - v_s} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_a}{q N_d}. \quad (7)$$

Из сказанного следует, что в диодной структуре с достаточно длинной базой явление волнового пробоя в своей исходной, аналогичной имеющей место в ТРАПАТТ-диоде форме отсутствует. При низких скоростях  $v_f$  может происходить остановка ФИ, при высоких скоростях — пробой НО.

#### 4. Поперечная устойчивость плоского фронта ионизации

1. *Характеристическое уравнение.* Рассмотрим устойчивость плоского ФИ, распространяющегося при некотором заданном законе изменения  $V(t)$ , относительно поперечных возмущений  $\delta x_f(r, t)$ ,  $\delta d(r, t)$ , длина волны  $\lambda$  которых превосходит как размер области ионизации, так и толщину структуры:  $\lambda > W$ ,  $l_f$ . Доминирующая роль длинноволновых возмущений была обоснована в [5,8]. При этом полагаем, что средние по площади значения  $\langle \delta x_f(r, t) \rangle$ ,  $\langle \delta d(r, t) \rangle$  равны нулю, в силу чего возмущения не взаимодействуют с внешней цепью.

Линеаризация уравнений движения возмущенной системы приводит к системе уравнений, которая с учетом конкретных зависимостей (3), (4) для  $l_f$ ,  $E_0$  может быть представлена в следующей компактной форме:

$$\begin{aligned} \tau_f \frac{\partial \delta x_f}{\partial t} &= \frac{\partial l_f}{\partial x_f} \delta x_f + \frac{\partial l_f}{\partial d} \delta d, \\ \tau_d \frac{\partial \delta d}{\partial t} &= - \left( \frac{\partial l_f}{\partial x_f} + 1 \right) \delta x_f - \left( \frac{\partial l_f}{\partial d} + 1 \right) \delta d, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_d &= \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q N_d} \left( \frac{\partial v_n}{\partial E_0} \right)^{-1}, \\ \frac{\partial l_f}{\partial x_f} &= - \frac{\tilde{d}}{W - x_f}, \quad \frac{\partial l_f}{\partial d} = - \frac{d}{W - x_f}. \end{aligned}$$

Уравнения (8) включают в себя характерные времена  $\tau_f$  и  $\tau_d$ . Первое — время пробега фронтом своей длины  $\tau_f = \tau_M (\mu E_a \ln(N/n_0)/v_s)$  — зависит от времени максвелловской релаксации  $\tau_M$  в плотной плазме за фронтом ионизации  $(\mu E_a \ln(N/n_0)/v_s) \approx 10^2$ . Величина  $\tau_d = \tau_m (1 + E_0/E_s)^2$  связана с временем максвелловской релаксации в НО  $\tau_m$  с помощью фактора, определяющего степень близости  $E_0$  и  $E_s$ . Во всех случаях  $\tau_d > \tau_f$ . При  $v_n \rightarrow v_s$  выполняется более сильное условие  $\tau_d \gg \tau_f$ .

Характеристическое уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \lambda^2 + b\lambda + c &= 0, \quad b = \frac{1}{\tau_d} \left( \frac{\partial l_f}{\partial d} + 1 \right) - \frac{1}{\tau_f} \frac{\partial l_f}{\partial x_f}, \\ c &= \frac{1}{\tau_f \tau_d} \left( \frac{\partial l_f}{\partial d} - \frac{\partial l_f}{\partial x_f} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

В случае монотонной зависимости скорости носителей от поля свободный член всегда отрицателен:

$$c = - \frac{1}{\tau_f} \frac{\partial v_n}{\partial E_0} \frac{E_0}{W - x_f} < 0.$$

В силу этого корни уравнения (9) вещественны и имеют разные знаки:  $\lambda_1 > 0$ ,  $\lambda_2 < 0$ . Таким образом, неустойчивость имеет место для всех режимов распространения фронта. Из уравнений (5) следует, что нарастающая мода ( $\lambda_1 > 0$ ) отвечает сдвигу фронта как целого: ( $\delta x_f > 0$ ,  $\delta d < 0$ ). Затухающая мода ( $\lambda_2 < 0$ ) соответствует изменению размера ОПЗ: ( $\delta x_f > 0$ ,  $\delta d > 0$ ).

В силу ограниченности интервала  $W$ , пробегаемого фронтом, на практике вывод о неустойчивости последнего может быть сделан только при выполнении условия  $\lambda_1 W/v_f > 1$ . Величина  $\lambda_1$  существенно зависит от профиля поля в волне. Могут быть выделены два случая, которым отвечают разные механизмы неустойчивости.

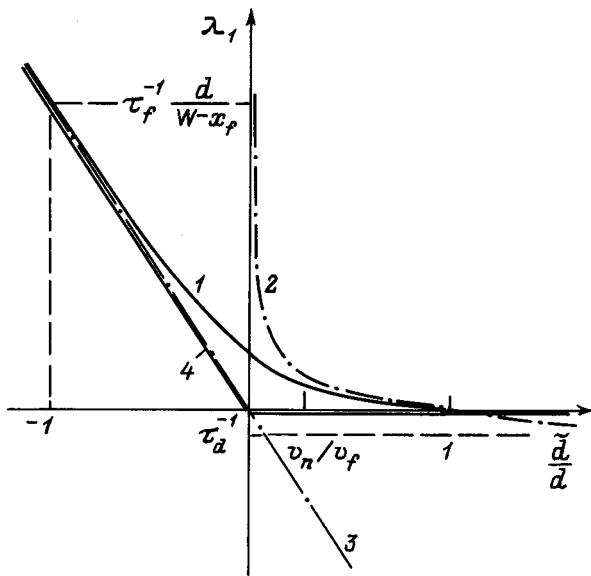
2. *Слабая и сильная неустойчивость фронта.* Полагая малым отношения  $\tau_f/\tau_d$ , представим положительный корень характеристического уравнения в следующем виде:

$$\lambda_1 = \frac{1}{\tau_d} \frac{d - \tilde{d}}{\tilde{d}}, \quad \tilde{d} > 0, \quad (10)$$

$$\lambda_1 = - \frac{1}{\tau_f} \frac{\tilde{d}}{W - x_f}, \quad \tilde{d} < 0. \quad (11)$$

Здесь инкременты нарастания выражены через характерные времена  $\tau_f$ ,  $\tau_d$  и геометрические параметры профиля поля в волне. Область применимости данных выражений не включает окрестность значения  $\tilde{d} = 0$ . Зависимость  $\lambda_1$  от параметра  $\tilde{d}/d$  представлена на рис. 2. Из выражений (10), (11) и рисунка ясно, что в задаче могут быть выделены области слабой ( $\lambda \sim \tau_d^{-1}$ ) и сильной ( $\lambda \sim \tau_f^{-1}$ ) неустойчивости.

Слабая неустойчивость имеет место для профилей, обладающих достаточно протяженной нейтральной областью ( $\tilde{d} > 0$ ). Ее физический механизм связан с положительной зависимостью между скоростью отступления электронов и полем  $E_0$ . Увеличение поля  $E_0$  при заданном напряжении приводит к более быстрому движению



**Рис. 2.** Зависимость инкремента нарастания  $\lambda_1$  неоднородного возмущения от безразмерного параметра  $\tilde{d}/d$  (1). Штрихпунктирные линии 2 и 3 определены зависимостями (10), (11) соответственно. Кривая 4 отвечает случаю насыщенной скорости носителей в нейтральной области  $v_n = v_s$ . В интервале значений параметров  $v_n/v_s < \tilde{d}/d < 1$  ФИ движется с замедлением.

границы НО и, вследствие уменьшения длины последней, к перераспределению напряжения между НО и ОПЗ. Относительное увеличение приложенного к ОПЗ напряжения увеличивает также скорость ФИ. Таким образом, в данном случае развитие неустойчивости определяется в первую очередь дрейфом носителей в НО. Это и определяет большие (соответствующие  $\tau d$ ) характерные времена развития возмущения. В полупроводниках с немонотонной зависимостью дрейфовой скорости от поля данный эффект отсутствует в интервале полей, где дифференциальная подвижность отрицательна.

Для правильной оценки роли описанного механизма следует отметить, что слабая неустойчивость, как правило, реализуется для фронтов, которые при постоянном напряжении источника питания  $V(t)$  двигались бы с замедлением. Действительно, согласно уравнению (6) фронт замедляется при выполнении условия  $\tilde{d}/d > v_n/v_f$  (см. рис. 2). Развитие неустойчивости в этом случае означает не ускорение лидирующих участков, а лишь уменьшение темпа их замедления.

Условием сильной неустойчивости является соотношение  $\tilde{d} < 0$ . Ее механизм связан с ускорением собственно ФИ и полностью аналогичен механизму, описанному для подобных ТРАПАТТ-диодов структур в [5]. Действительно, при  $\partial l_f/\partial x > 0$  локальное перемещение участка волны вперед при заданном напряжении на приборе приводит к расширению размера области ионизации  $l_f$ , что влечет увеличение скорости лидирующего участка и дальнейший рост неоднородности. Характерные времена в данном случае совпадают с временем пробега фронтом своей длины.

По мере распространения плоского фронта параметр  $\tilde{d}/d$  уменьшается, изменяясь в интервале  $(1, -\infty)$ . Система при этом проходит через фазу слабой неустойчивости и вступает в область сильной неустойчивости. На завершающей стадии переключения, когда основные носители полностью вытеснены из базы ( $\tilde{d} < 0, d = 0$ ), инкремент нарастания описывается выражением

$$\lambda_1 = \frac{1}{\tau_f} \frac{E(x_f) - E(W)}{2E(W)}, \quad (12)$$

полученным ранее в [5].

В случае насыщения скорости движения носителей в НО  $v_n = v_s$  характерное время  $\tau_d \rightarrow \infty$ . Формула (11) при этом становится точной,  $\lambda_2 = 0$  при  $\tilde{d} > 0$ . Условие  $\tilde{d} > 0$ , или

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_{\max}}{qN_d} > W - x_f, \quad (13)$$

приобретает смысл критерия устойчивости плоского фронта. Отметим наглядный геометрический смысл этого критерия: линия, соединяющая точки  $(E_{\max}, x_f)$  и  $(0, W)$ , должна иметь меньший наклон, чем  $qN_d/\varepsilon \varepsilon_0$ .

## 5. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Проведенный анализ показывает, что поперечная неустойчивость является внутренним свойством динамики ФИ в Si p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup>-структуре, имеющим место для всех режимов и на всех этапах распространения фронта. Однако на практике необходимо различать слабую неустойчивость волны, имеющую место при наличии перед ОПЗ достаточно протяженной нейтральной области, и сильную неустойчивость, отвечающую случаю короткой нейтральной области, а также случаю полностью обедненной n-базы. Большие характерные времена нарастания возмущения, отвечающие слабой неустойчивости фронта, позволяют считать этот механизм второстепенным. Данное обстоятельство делает выводы настоящей работы применимыми и к диодам на основе GaAs. Условие (13) имеет смысл критерия квазиустойчивого распространения фронта. Существенно, что этот критерий непременно нарушается при приближении ФИ к n<sup>+</sup>-эмиттеру. В силу этого завершающая стадия распространения ФИ всегда содержит поперечно-неустойчивую фазу.

Критерий (13) находится в тесном родстве с эмпирическим критерием безаварийного функционирования кремниевых диодных обострителей [2,11], требующим наличия в n-базе нейтральной области в начальный момент распространения волны:

$$W > \left( \frac{2\varepsilon \varepsilon_0 u}{qN_d} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Нарушения критерия (14) в случае Si-диодов приводит к локальному тепловому разрушению [2,11]. Та же причина обуславливает, по-видимому, локальное переключение GaAs-диодов, наблюдавшееся в [12].

Полученное нами условие (13) дает теоретическое обоснование критерия (14). Действительно, его выполнение обеспечивает квазиустойчивость начальной фазы распространения волны. В то же время наличие завершающей поперечно-неустойчивой фазы не позволяет рассматривать данный эмпирический критерий надежности как достаточное условие однородности модуляции объема структуры после переключения.

Обратимся теперь к результатам одномерного численного моделирования распространения ФИ, проведенного в [13] для Si-структуры с параметрами  $W = 200$  мкм,  $N_d = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. По результатам расчета время переключения составляет 600 пс [13]. Оценки инкрементов нарастания поперечного возмущения, выполненные по формулам (10), (11) для полученных в [13] профилей электрического поля  $E(x, t)$ , показывают, что движение плоского ФИ становится неустойчивым уже при  $t = 200$  пс. Имеет место также отчетливый переход между устойчивой и неустойчивой фазами. Из проведенного рассмотрения следует вывод о непригодности одномерного численного моделирования для количественного описания процесса переключения.

Авторы признательны А.В. Горбатьюку, И.В. Грехову, А.Ф. Кардо-Сысоеву и М.Е. Левинштейну за стимулирующие дискуссии. Финансовая поддержка работы была частично осуществлена Институтом теоретической физики Университета г. Уппсала.

## Список литературы

- [1] В.И. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма в ЖТФ, **5**, 950 (1979).
- [2] В.М. Туркевич, И.В. Грехов. *Новые методы коммуникации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [3] I.V. Grekhov. Sol. St. Electron., **32**, 923 (1989).
- [4] B.C. Deloach, D.L. Scharfetter. IEEE Trans. Electron. Dev., **20**, 9 (1970).
- [5] А.М. Минарский, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, **20**, вып. 12, 38 (1994).
- [6] А.М. Минарский, П.Б. Родин. ФТП, **29**, 1506 (1995).
- [7] А.М. Minarsky, P.B. Rodin. *Proc. of the 1995 International Semiconductor Device Research Symposium* (Charlottesville, USA. Dec., 1995).
- [8] А.М. Минарский, П.Б. Родин. Препринт № 1639, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (СПб., 1995).
- [9] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качаровский. ЖЭТФ, **95**, 1850 (1989).
- [10] C. Jacobini, C. Canali, G. Ottaviani, A. Alberigi. Sol. St. Electron., **20**, 77 (1977).
- [11] В.И. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Л.С. Костина, С.В. Шендерей. ЖТФ, **51**, 1709 (1981).
- [12] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилияев, М.Е. Левинштейн. Письма в ЖТФ, **14**, 1526 (1989).
- [13] Ю.Д. Биленко, М.Е. Левинштейн, М.В. Попова, В.С. Юфев. ФТП, **17**, 1812 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

## On transverse stability of impact ionization front in Si $p^+ - n - n^+$ -structure

A.M. Minarsky, P.B. Rodin\*

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

\*Institute for Theoretical Physics, TU Berlin,  
D-10623, Hardenbergstr. 36, Berlin, Germany

**Abstract** We consider the transverse stability of impact ionization front in a long-base large area Si  $p^+ - n - n^+$ -structure. An analytical model which describes the ionization front propagation together with the process of displacing major carriers from the non-depleted  $n$ -base region is suggested. Stability of the plane front has been studied, perturbation increments are calculated and the instability mechanisms are suggested. A criterion of quasistable wave propagation is presented.