

Учреждение Российской Академии Наук  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ РАН

---

*На правах рукописи*

РОДИН Павел Борисович

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА  
ШНУРОВ ТОКА И ФРОНТОВ ИОНИЗАЦИИ  
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ КЛЮЧЕВОГО ТИПА

01.04.10 – физика полупроводников

**Автореферат**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2008

Работа выполнена  
в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор  
АЛЕШКИН Владимир Яковлевич  
Институт Физики Микроструктур РАН

доктор физико-математических наук  
КАЧОРОВСКИЙ Валентин Юрьевич  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

доктор технических наук, профессор  
ТОГАТОВ Вячеслав Вячеславович  
Санкт-Петербургский Государственный Университет  
Информационных Технологий, Механики и Оптики

Ведущая организация:

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_200\_\_ года в \_\_\_\_\_ часов  
на заседании диссертационного совета Д.002.205.02  
при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу:  
194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.  
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_2008 года.

Отзывы об автореферате, заверенные печатью, просьба высылать по  
вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного  
совета.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук



Л.М. СОРОКИН

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

С общефизической точки зрения полупроводниковый прибор большой площади представляет собой сильнонеравновесную распределенную систему, в которой возможно формирование локализованных нелинейных структур – диссипативных токовых солитонов и нелинейных волн переключения. Примерами таких структур являются шнуры тока и домены электрического поля в системах с **S** и **N**-образными вольт-амперными характеристиками (ВАХ) [1,2], «горячие» области в транзисторных структурах [3], страты в неравновесной электронно-дырочной плазме [4], импульсы в нейристорах [5]. Формирование нелинейных структур особенно ярко проявляется в приборах ключевого типа – тиристорах и лавинных транзисторах [6,7], резонансно-туннельных диодах [8], лавинных переключающих диодах [9] и т.д.. Полезная функция таких приборов обусловлена способностью находиться как в низкопроводящем (блокирующем), так и высокопроводящем (включенном) состояниях, сильно различных по уровню возбуждения (плотностям тока, концентрации неравновесной плазмы, рассеиваемой мощности), и осуществлять контролируемый переход между этими состояниями [10]. Токвые и полевые структуры в приборах ключевого типа так или иначе связаны с расслоениями приборной среды на эти два различных состояния, динамическим сосуществованием и конкуренцией этих состояний.

Такие расслоения могут быть как спонтанными, так и детерминированными. Спонтанное формирование диссипативных солитонов в виде шнуров тока характерно для приборов с бистабильными по току ВАХ **S** и **Z**-типа. Для этих приборов типичны также нелинейные волны переключения – фронты плотности тока. Детерминированное расслоение приборной среды, имеющее место при распространении плотной электронно-дырочной плазмы в область сильного электрического поля вследствие движения фронта ионизации, лежит в основе работы высоковольтных обострительных диодов в режиме сверхбыстрого динамического пробоя.

В последние два десятилетия перед физикой полупроводниковых приборов встал ряд новых теоретических задач, связанных с формированием и динамикой диссипативных токовых солитонов и нелинейных волн переключения. Эти задачи обусловлены как внутренней логикой развития самой физики полупроводников и развитием элементной базы полупроводниковой электроники, так и общими тенденциями в развитии нелинейной динамики распределенных активных сред. Главной из этих тенденций стало смещение фокуса исследований от первичных неустойчивостей и процесса формирования стационарных диссипативных структур к сложной пространственно-временной динамике этих структур [11-15].

Среди новых задач выделяется задача теоретического описания сложной пространственно-временной динамики и динамического хаоса токовых шнуров и фронтов в бистабильных по току приборах [16,17], в том числе в приборах с квантовым транспортом, демонстрирующих новый тип **Z**-образной бистабильной ВАХ [18,19]. Внедрение микроэлектронных затворов в мощные бистабильные приборы [20] поставило задачу об управлении самоорганизованными токовыми структурами. Применение нелинейных волн ударной ионизации для субнаносекундной модуляции проводимости высоковольтных полупроводниковых

структур [10,21,22] ставит как вопрос о фундаментальных ограничениях, связанных с условиями запуска и устойчивостью распространения этих волн, так и проблему использования новых физических явлений для создания на этом принципе приборов следующего поколения. Адекватная постановка и решение всех этих задач оказывается возможной только в общем контексте современной нелинейной динамики, к настоящему моменту объединившей различные разделы физики, химии, биологии.

**Цель работы:** целью работы является теоретическое описание нелинейной пространственно-временной динамики диссипативных токовых солитонов и нелинейных волн переключения, возникающих в полупроводниковых приборах спонтанно или возбуждаемых целенаправленно. В первой части диссертации ставится задача теоретического описания сложной пространственно-временной динамики диссипативных солитонов в виде шнуров плотности тока и волн переключения в виде фронтов плотности тока в бистабильных приборах переключающего типа, обладающих **S** и **Z**-образными вольт-амперными характеристиками. Целью второй части является исследование пространственно-временной динамики нелинейных волн ударной ионизации, распространяющихся вдоль направления тока в обратносмещенных  $p^+-n-n^+$  структурах киловольтных субнаносекундных переключателей.

### **Научная новизна основных результатов:**

1. Разработана общая теория устойчивости токового шнура в бистабильных полупроводниковых приборах с вольт-амперными характеристиками **S** и **Z** типа. Показано, что осцилляционная неустойчивость токового шнура может приводить к возникновению сложной пространственно-неоднородной динамики токораспределения, к которой относятся самоподдерживающиеся периодические или хаотические колебания токового шнура, а также хаотические режимы, в которых малоамплитудные однородные по площади прибора автоколебания перемежаются возникновением и исчезновением токового шнура. Сформулировано достаточное условие возникновения сложной пространственно-неоднородной динамики. Дана классификация возможных режимов сложной динамики и сценариев перехода от периодических колебаний к детерминированному динамическому хаосу.
2. Разработана нелинейная теория трансляционной неустойчивости и самодвижения токового шнура в бистабильных приборах вследствие Джоулева саморазогрева. Показано, что спонтанная трансляционная неустойчивость возникает в структурах с изотермическим механизмом формирования бистабильности в случае, когда рост температуры подавляет механизм, ответственный за бистабильность структуры. Построена аналитическая теория, которая определяет порог трансляционной неустойчивости, скорость движения шнура и напряжение на структуре с движущимся токовым шнуром.
3. Предложена компактная модель бистабильного резонансно-туннельного диода, позволяющая описать поперечные токовые расслоения в этом приборе – фронты и шнуры плотности тока – для режима некогерентного туннелирования с помощью

нелинейного параболического уравнения с концентрационно-зависимым коэффициентом диффузии. Данное уравнение описывает пространственно-временную динамику концентрации электронов в квантовой яме. Найдены скорости распространения фронтов переключения. Определены условия устойчивости стационарных токовых структур и возникновения сложной пространственно-периодической динамики этих структур.

4. Исследована динамика фронтов переключения в управляемых бистабильных полупроводниковых приборах с двумя внешними интегральными связями, ассоциированными с силовой (катод-анод) и управляющей (катод-затвор) внешними цепями. Показано, что в тиристорной структуре с микроэлектронным затвором эти цепи оказывают стабилизирующее и дестабилизирующее влияние на фронт переключения, соответственно. Конкурирующее влияние этих факторов может приводить к осцилляционной неустойчивости стенки стационарного токового шнура.

5. Показано, что механизмом детерминированного запуска сверхбыстрых фронтов ударной ионизации в высоковольтных кремниевых  $p^+ - n - n^+$  структурах может служить термотуннельная ионизация глубоких двухзарядных центров прилипания (термодефектов), возникающих вследствие побочного эффекта стандартной технологии изготовления  $p - n$  перехода в силовых приборах. Дано теоретическое описание термотуннельной ионизации данных центров.

6. Построена аналитическая теория распространения фронта ударной ионизации в высоковольтной диодной структуре, позволяющая сделать количественные предсказания для скорости и размера фронта, а также для концентрации созданной пробегом фронта плазмы при произвольных полевых зависимостях коэффициентов ударной ионизации и дрейфовых скоростей электронов и дырок. Проведено численное моделирование фронтов ионизации.

7. Построена теория устойчивости сверхбыстрого фронта ударной ионизации. Определены инкременты поперечной неустойчивости плоского фронта, распространяющегося в полностью или частично обедненную  $n$  базу  $p^+ - n - n^+$  структуры, и выявлена стабилизирующая роль необедненной части  $n$  базы. Установлено влияние глобальной связи через внешнюю цепь на развитие неустойчивости при распространении фронта ионизации в практически важных режимах, близких к режиму заданного полного тока. Даны оценки параметров каналов локального переключения, возникающих после фрагментации исходно плоского фронта.

### **Научные положения, выносимые на защиту:**

**Положение 1.** В бистабильном по току полупроводниковом приборе, характеризуемом единственным внутренним параметром порядка  $a$ , устойчивы только стационарные токовые шнуры, для которых распределение плотности тока по площади прибора имеет единственный максимум, расположенный на границе прибора. Такой шнур испытывает осцилляционную неустойчивость при выполнении условия  $\tau_u \zeta_1 > R \sigma_u$ , где  $\sigma_u$  - дифференциальная проводимость шнура при фиксированном распределении параметра  $a$ ,  $\zeta_1$  - инкремент единственной

неустойчивой моды стационарного шнура в режиме заданного напряжения,  $R$  - сопротивление нагрузки,  $\tau_u$  - время релаксации управляющей цепи.

**Положение 2.** Периодические и хаотические пространственно-неоднородные автоколебания токораспределения возникают в бистабильном по току приборе, если время релаксации управляющей цепи  $\tau_u^f$ , отвечающее порогу осцилляционной неустойчивости стационарного токового шнура, меньше времени релаксации  $\tau_u^h$ , отвечающего порогу осцилляционной неустойчивости однородного токораспределения при том же значении полного тока.

**Положение 3.** Пространственно-неоднородным автоколебаниям токораспределения в бистабильном по току приборе отвечает область на плоскости управляющих параметров  $I_0, \tau_u$  (полный ток и время релаксации управляющей цепи), лежащая выше границы осцилляционной неустойчивости шнура и ниже границы пространственной неустойчивости пространственно-однородных автоколебаний по оси  $\tau_u$ , и справа от границы пространственной неустойчивости однородного состояния по оси  $I_0$ . На нижней границе этой области неоднородные автоколебания возникают как периодические и переходят в хаотические по сценарию Фейгенбаума через бифуркацию удвоения периода при увеличении  $\tau_u$ . На верхней границе сразу возникают хаотические автоколебания вследствие поперечной неустойчивости периодических пространственно-однородных автоколебаний через перемежаемость.

**Положение 4.** В приборах с S-образной ВАХ джоулев саморазогрев токового шнура может вызвать его движение, если рост температуры подавляет механизм, ответственный за бистабильность структуры. Движение шнура возникает, когда ток в шнуре превосходит пороговое значение. При заданном токе скорость шнура постоянна во времени, и увеличивается с ростом тока. Порог неустойчивости и скорость шнура могут быть определены в рамках предложенной теории. В случае локального адиабатического нагрева скорость шнура пропорциональна корню из выделяемой в нем джоулевой мощности.

**Положение 5.** Поперечные токовые расслоения в бистабильном по току резонансно-туннельном диоде в режиме некогерентного туннелирования подчиняются нелинейному диффузионному уравнению для концентрации электронов в квантовой яме с концентрационно-зависимым коэффициентом поперечной диффузии. Фронты переключения распространяются с характерной скоростью  $v \sim \sqrt{\mu \Gamma E_F / q \hbar} \sim 10^7$  см/с и имеют макроскопическую толщину  $\ell \sim \sqrt{\mu \hbar E_F / q \Gamma} \sim 10$  мкм, где  $\mu$  - подвижность электронов в яме,  $\Gamma$  - проницаемость барьеров,  $E_F$  - энергия Ферми в эмиттере,  $q$  - заряд электрона.

**Положение 6.** Термотуннельная ионизация глубоких центров прилипания в кремнии – двухзарядных термодфектов с энергиями ионизации 0.28 и 0.54 эВ – происходит в интервале электрических полей между порогами ударной ионизации зона-зона и туннельного пробоя. Этот механизм способен обеспечить иницирующие носители для детерминированного запуска фронта ударной ионизации в перенапряженных обратно-смещенных высоковольтных  $p^+ - n - n^+$  структурах.

**Положение 7.** Развита теория, позволяющая количественно определить параметры фронтов ударной ионизации в  $p^+ - n - n^+$  структуре при произвольных полевых зависимостях коэффициентов ударной ионизации и дрейфовых скоростей для электронов и дырок. Скорость фронта  $v_f$  пропорциональна квадрату эффективного размера области ионизации. В области больших (по сравнению с дрейфовой) скоростей фронта концентрация электронно-дырочной плазмы за фронтом линейно растет с ростом  $v_f$ , а электрическое поле в плазме близко к  $E_s/10$  ( $E_s$  - характерное поле насыщения дрейфовой скорости носителей) и логарифмически слабо зависит от скорости фронта  $v_f$ .

**Положение 8.** В высоковольтной  $p^+ - n - n^+$  структуре большой площади плоский фронт ударной ионизации неустойчив относительно длинноволновых по отношению к толщине прибора флуктуаций. В структуре с обедненной  $n$  базой инкремент неустойчивости определяется временем максвелловской релаксации в базе, а в структуре с обедненной базой – временем максвелловской релаксации в плотной плазме за фронтом ионизации. Развитие неустойчивости приводит к фрагментации фронта и формированию локальных каналов переключения, характерный размер которых по порядку величины близок к толщине  $n$  базы.

#### **Теоретическое и практическое значение диссертации.**

В диссертации развит общий подход к описанию сложной пространственно-временной динамики шнуров и фронтов плотности тока в широком классе полупроводниковых приборах с бистабильностью **S** и **Z** типа. Построена теория таких новых нелинейных эффектов, как спонтанно возникающие самоподдерживающиеся периодические и хаотические колебания токовых шнуров и квазиавтомодельное самодвижение шнуров по прибору. Данные явления имеют прямые аналоги в распределенных активных системах электрохимической и химической природы, что указывает на их универсальный характер. Создание теории этих явлений представляет собой оригинальный вклад в физику неравновесных активных сред. Теория самодвижения токового шнура имеет также важное практическое значение, так как движение шнура снижает опасность тепловой аварии при шнуровании тока в режиме импульсной перегрузки.

Теоретические исследования сверхбыстрых стримерных фронтов ионизации развивают теорию лавинного пробоя  $p-n$  перехода для случая динамического волнового режима и представляют фундаментальный интерес как исследование стримерных фронтов, распространяющихся в заряженную непроводящую среду. Исследование динамики, устойчивости и фрагментации фронтов ионизации важно с практической точки зрения, так как возбуждение таких фронтов в полупроводниковых структурах применяется для генерации мощных импульсов субнаносекундного и пикосекундного диапазонов для сверхширокополосной радиолокации, лазерной и ускорительной техники, релятивистской СВЧ электроники.

Результаты работы представлялись на международных конференциях по физике и технике наноструктур (NANO-99 и NANO-02, Санкт-Петербург), по неравновесным носителям в полупроводниках (HCIS-10, Берлин 1997), по нелинейной и стохастической динамике распределенных систем (Будапешт, 1997), по статистической физике (Statphys-20, Париж, 1998), по нелинейной динамике (Dynamics Days Europe, Дрезден 2001 и Берлин 2005), по мощным модуляторным системам (International Power Modulator Symposium, Голливуд 2002), на конференциях American Electromagnetics (AMEREM, Альбукерке 2006) и Pulse Power Modulator Symposium (Альбукерке, 2007), на международном семинаре «Нелинейные процессы в новых материалах» (Дрезден, 2000). Результаты докладывались также на семинарах в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, в институтах прикладной физики РАН (Н. Новгород), физической химии им. Фрица Хабера (ФНИ, Берлин), математики и информатики (CWI, Амстердам), в университетах Берлина, Вены, Женевы, Мюнхена, Мюнстера и Регенсбурга.

Содержание диссертации полностью опубликовано в 33-х статьях, список которых приведен в конце автореферата.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, десяти глав, заключения, списка публикаций автора по теме диссертации и списка литературы из 206 наименований. Объем диссертации составляет 388 страниц, в том числе 101 рисунок и 20 страниц цитируемой литературы.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **ВВЕДЕНИИ** мотивируется актуальность диссертации, формулируется ее цель, приводятся основные результаты и защищаемые положения.

Первая часть диссертации посвящена исследованию динамики поперечных токовых расслоений – шнуров и фронтов плотности тока – в бистабильных приборах с ВАХ **S** и **Z**-типа.

**Глава 1** основывается на результатах работ [A1,A10,A14,A15,A23]. Параграф 1.1 является вводным к первой части диссертации (главы 1-5). В §1.2 описана базовая теоретическая модель бистабильных приборов. Модель выведена из транспортных уравнений и закона сохранения заряда для широкого класса бистабильных приборов. В рамках этой модели прибор рассматривается как распределенная бистабильная среда, внутреннее состояние которой характеризуется переменной  $a(x,y,t)$ , зависящей от поперечных координат  $(x,y)$  и времени  $t$  (Рис. 1.1). Физический смысл переменной  $a$  зависит от конкретной полупроводниковой системы. Динамика этой переменной определяется нелинейным параболическим уравнением

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \nabla_{\perp} (D(a) \nabla_{\perp} a) + f(a,u), \quad \nabla_{\perp} = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad (1.1)$$

где  $u$  - напряжение на приборе,  $f(a,u)$  – нелинейная зависимость, имеющая три корня  $a_{off}, a_{int}, a_{on}$  в интервале напряжений, отвечающем бистабильности прибора (Рис. 1.2a). Корни  $a_{off}$  и  $a_{on}$  соответствуют выключенному и включенному



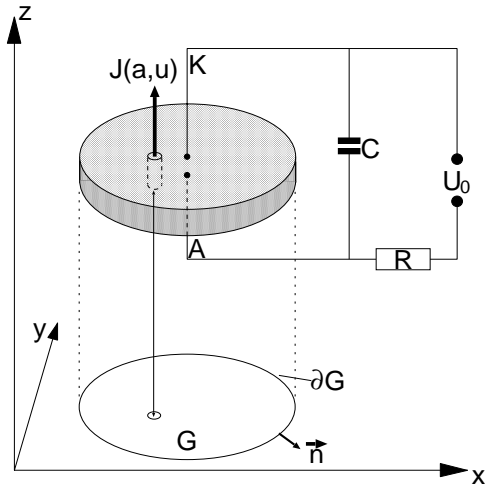


Рис.1.1: Бистабильный прибор большой площади и внешняя цепь. Область  $G$  представляет собой проекцию поперечного сечения прибора.

состояниям, а корень  $a_{\text{int}}$  - «промежуточному» состоянию.  $D(a)$  характеризует поперечную связь между элементами структуры в нормальном к току направлении. Переменная  $a$  вместе с напряжением  $u$  определяют локальную плотность тока  $J = J(a, u)$ . Подстановка зависимости  $a(u)$ , следующей из условия  $f(a, u) = 0$ , в зависимость  $J = J(a, u)$  задает локальную ВАХ  $J(u) = J(a(u), u)$ , которая в зависимости от вида функций  $f(a, u)$  и  $J(a, u)$  может быть как  $S$ , так и  $Z$  образной (рис.1.2b,c).

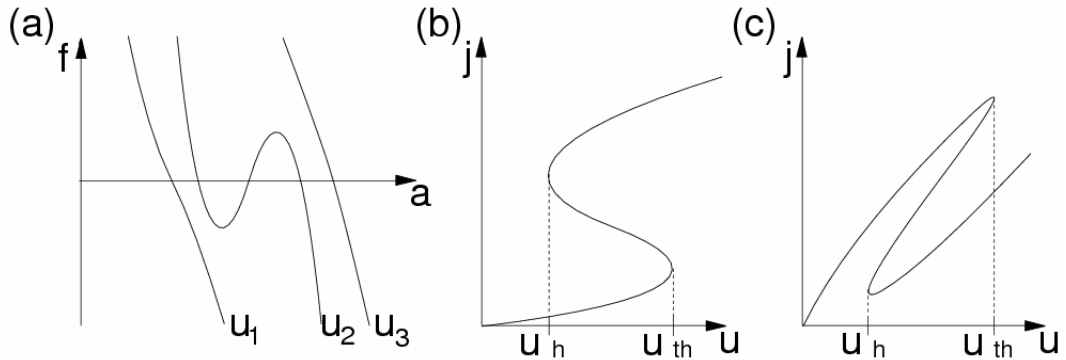


Рис.1.2: Функция локальной кинетики  $f(a, u)$  (a) и бистабильные вольт-амперные характеристики  $S$ -типа (b) и  $Z$ -типа (c). Функция локальной кинетики показана при напряжениях  $u_1 < u_h$  и  $u_3 > u_{th}$ , отвечающих областям моностабильности, и при напряжении  $u_h < u_2 < u_{th}$ , лежащем в области бистабильности.

Уравнение (1.1) рассматривается совместно с интегро-дифференциальным уравнением Кирхгофа, которое описывает динамику напряжения  $u$

$$\tau_u \frac{du}{dt} = u_0 - u - R \int_S J(a, u) dx dy, \quad \tau_u = RC, \quad (1.2)$$

где  $u_0$  - напряжение источника питания,  $\tau_u$  - время релаксации напряжения, определяемое сопротивлением нагрузки  $R$  и эффективной емкостью прибора  $C$ .

Модель (1.1, 1.2) относится к классу активаторно-ингибиторных моделей и в общем случае описывает распределенную бистабильную среду, на внутреннюю динамику которой наложена внешняя интегральная связь. Аналогичные уравнения описывают, в частности, электрохимические реакции [23, A18].

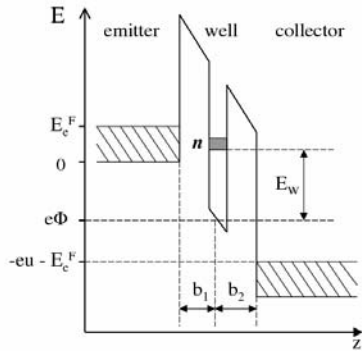


Рис.1.3: Энергетическая схема резонансно-туннельного диода.

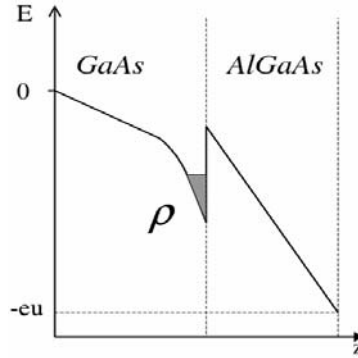


Рис.1.4: Схема диода на гетеропереходе.

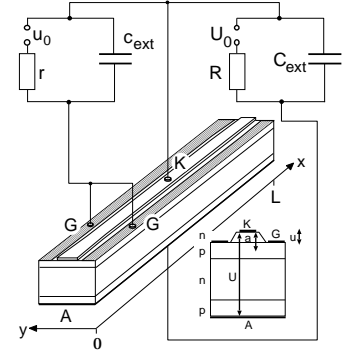


Рис.1.5: Тиристорная структура.

В параграфе 1.3 модель (1.1,1.2) выведена для полупроводниковых структур различного типа (рис.1.3-1.5). Раздел 1.3.1 посвящен резонансно-туннельному диоду в режиме некогерентного туннелирования [A14,A15,A23]. Бистабильность диода связана с накоплением заряда в квантовой яме [18]. Параметр  $a$  в данном случае имеет смысл концентрации электронов  $n(x, y, t)$  в яме (Рис.1.3). В области бистабильности высокая и низкая концентрация накопленных электронов отвечают высокопроводящему и низкопроводящему состояниям, соответственно. Функция локальной кинетики  $f$  и плотность тока  $J$  имеют вид [A14,A23]

$$f(n, u) = J_{ew}(n, u) - J_{wc}(n), \quad J(n, u) = \frac{J_{ew} + J_{wc}}{2}, \quad (1.3)$$

где плотности токов эмиттер-квантовая яма  $J_{ew}$  и квантовая яма – коллектор  $J_{wc}$  определяются выражениями

$$J_{ew}(n, u) = \frac{q\Gamma_L}{\hbar} (\rho_0 \Delta - n) \frac{\arctan(2\Delta/\Gamma_W) - \arctan(2\Omega/\Gamma_W)}{\pi}, \quad J_{wc} = \frac{q\Gamma_R n}{\hbar}, \quad (1.4)$$

$$\Delta(n, u) \equiv E_e^F - E_w - q\Phi(u, n), \quad \Omega \equiv -E_w - q\Phi(u, n), \quad \Phi \equiv -\frac{b_1}{b_1 + b_2} u + \frac{b_1 b_2}{b_1 + b_2} \frac{qn(x, y)}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$

Здесь  $\Delta$  и  $\Omega$  - энергии уровня в яме по отношению к уровню Ферми и дну зоны проводимости в эмиттере,  $\Phi$  - смещение уровня в яме вследствие приложенного напряжения  $u$  с учетом заряда электронов в квантовой яме,  $\Gamma_L/\hbar$  и  $\Gamma_R/\hbar$  - туннельные прозрачности барьеров, соответственно,  $\Gamma_W$  определяет полное уширение уровня в яме,  $\rho_0 \equiv m/(\pi \hbar^2)$  - двумерная плотность состояний. Зависимости (1.3) и (1.4) определяют  $Z$ -образную ВАХ резонансно-туннельного диода. Коэффициент поперечной диффузии имеет вид [A15]

$$D(n) = \frac{q \mu n}{4 \varepsilon \varepsilon_0} \left( \frac{4b_1 b_2}{b_1 + b_2} + \frac{r_B}{1 - \exp[-n/(\rho_0 k T)]} \right), \quad (1.5)$$

где  $\mu$  - эффективная подвижность электронов в квантовой яме,  $T$  - температура,  $k$  - константа Больцмана,  $r_B$  - Боровский радиус электрона в полупроводнике.

В разделе 1.3.2 приведен вывод модели (1.1,1.2) для диода на гетеропереходе, обладающего S-образной ВАХ [19]. В данном случае параметр  $a$  имеет смысл заряда на гетероинтерфейсе  $\rho$  (рис.1.4), причем низкая и высокая плотности заряда отвечают высокопроводящему и низкопроводящему состояниям, соответственно. Функция локальной кинетики и плотность тока после обезразмеривания задаются выражениями [24]

$$f(a,u) = \frac{u-a}{(u-a)^2+1} - Ta, \quad J(a,u) = u - a. \quad (1.6)$$

Раздел 1.3.3 посвящен тиристорной структуре с микроэлектронным распределенным затвором (рис.1.5). В этом случае параметр  $a$  имеет смысл смещения эмиттерного перехода  $\varphi$ . Функция локальной кинетики имеет вид

$$f(a,u,u_G) = -\alpha a + \exp a - \beta \exp(-u+2a) + \gamma u + \kappa u_G, \quad (1.7)$$

где коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma, \kappa$  определяются параметрами структуры [A1]. Особенностью этой системы является наличие двух внешних цепей: силовой цепи катод-анод и управляющей цепи катод-затвор. Соответствующие плотности тока моделируются как  $J(a,u) = \sigma_U u + J_s(\exp a - 1)$ ,  $j(a,u_G) = \sigma_G u_G$ . Динамика  $u_G$  описывается интегродифференциальным уравнением, полностью аналогичным уравнению (1.2). С точки зрения нелинейной динамики обе интегральные связи полностью равноправны. Локальная стационарная ВАХ катод-анод  $J(u)$  при заданном напряжении затвора  $u_G$  S-образна, в то время как локальная стационарная ВАХ катод-затвор  $j(u_G)$  при заданном напряжении катод-анод  $u$  Z-образна [A11].

В параграфе 1.4 приведены результаты исследования устойчивости однородного токораспределения в бистабильных структурах относительно однородных и неоднородных флуктуаций, сформулированы условия шнурования тока и возникновения автоколебаний. §1.5 содержит краткий обзор двух основных типов автоволновых структур – фронтов переключения и шнуров тока, которые являются объектами исследования в главах 2-4.

В **Главе 2** в общем случае построена теория устойчивости стационарного токового шнура в приборе с S или Z-образной ВАХ для двумерной выпуклой области  $G$  (рис. 1.1) [A10]. В §2.2 поставлена задача линейного анализа устойчивости стационарного неоднородного токораспределения, заданного стационарным решением  $a_0(x,y), u_0$  уравнений (1.1,1.2) :

$$\zeta \delta a = \hat{H}_N \delta a + \frac{\partial f}{\partial a} \delta a, \quad \hat{H}_N \equiv D\Delta_{\perp} + \Phi(x,y), \quad \Phi(x,y) \equiv \left. \frac{\partial f}{\partial a} \right|_{a_0, u_0}, \quad (2.1)$$

$$\tau_u \zeta \delta u = - \left( 1 + RS \left\langle \frac{\partial J}{\partial u} \right\rangle \right) \delta u - RS \left\langle \frac{\partial J}{\partial a} \delta a \right\rangle, \quad \langle \dots \rangle \equiv \frac{1}{S} \int_G \dots dx dy, \quad (2.2)$$

где  $\zeta$  есть инкремент собственной флуктуации  $\{\delta a(x,y), \delta u\}$ ,  $S$  - площадь области  $G$ ,  $a_0$  и  $u_0$  удовлетворяют граничному условию Неймана. Орнормированные собственные функции  $\Psi_i$  и значения  $\lambda_i$  самосопряженного оператора  $\hat{H}_N$  отвечают собственным флуктуациям и их инкрементам в простейшем режиме заданного

напряжения  $u = const$ . §2.3 иллюстрирует методы и проблемы анализа устойчивости на примере одномерной области  $G$ .

В параграфах 2.4 и 2.5 определены знаки собственных значений оператора  $\hat{H}_N$  и исследовано влияние интегральной связи на устойчивость шнура. Анализ квадратичной формы оператора  $\hat{H}_N$  показывает [A10], что для любого неоднородного распределения  $a_o(x, y)$  на выпуклой области  $G$  (рис.1.1) всегда имеется по крайней мере одно положительное  $\lambda_i$ , что означает неустойчивость в режиме заданного напряжения. Необходимое условие того, что данное токовое распределение может быть стабилизировано при  $R \neq 0$ , состоит в том, что это положительное значение единственно. Для выпуклой области данное условие выполняется, если распределение  $a_o(x, y)$  имеет единственный максимум, расположенный на границе области, т.е. отвечает локализованному на границе структуры токовому шнуру. Условие устойчивости такого шнура имеет вид [A10]

$$-\sigma_u + C\lambda_1 < R^{-1} < -\sigma_d, \quad (2.3)$$

где  $\sigma_u = S \langle \partial J / \partial u \rangle > 0$  дифференциальная проводимость шнура при фиксированном параметре  $a$  и  $\sigma_d \approx \sigma_u - S \langle \partial f / \partial u \Psi_1 \rangle \langle \partial J / \partial a \Psi_1 \rangle / \lambda_1$  - полная дифференциальная проводимость. В достаточно большой системе  $\lambda_1$  мало, в силу чего  $|\sigma_d| \gg |\sigma_u|$ . Знак  $\sigma_d$  для центральной части стационарной шнуровой ветви совпадает со знаком  $\sigma_d$  для промежуточной ветви однородной ВАХ:  $\sigma_d < 0$  и  $\sigma_d > 0$  для шнуровой ветви в системах с **S** и **Z**-образной ВАХ, соответственно.

Как следует из (2.3), в системе с **S**-образной ВАХ шнур устойчив при достаточно большом  $R$  и достаточно малом  $C$ . Нарушение правой части неравенства (2.3) отвечает хорошо известной седловой неустойчивости шнура [1,25], приводящей к переходу системы в однородное состояние. Нарушение левой части ведет к осцилляционной неустойчивости шнура, в результате которой либо происходит переход системы в режим однородных автоколебаний, либо возникают сложные пространственно-периодические колебания, описанные далее в Главе 3. В системе **Z**-типа неоднородные токовые состояния не могут быть стабилизированы пассивной внешней цепью при  $R > 0$ . Стабилизация возможна лишь при применении активной внешней цепи, симулирующей отрицательное нагрузочное сопротивление  $R < 0$ .

**Глава 3** основана на результатах работ [A16, A18, A19]. В ней рассматривается сложная пространственно-временная динамика, состоящая в периодических или хаотических автоколебаниях пространственно-неоднородного токораспределения. Это явление возникает вблизи краев шнуровой ветви ВАХ и было впервые обнаружено в численном эксперименте [24], выполненном для модели гетеродиода (1.1,1.2,1.6), а затем наблюдалось экспериментально [16]. Условия возникновения и физический механизм этого явления оставались неизвестными.

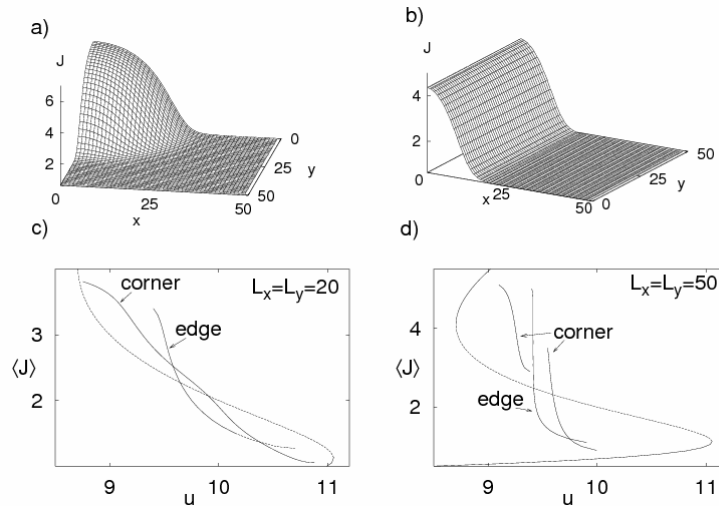


Рис.3.1: Стационарные профили токораспределения для квадратной области  $G$  – угловой шнур (corner filament) (a) и плоский токовой слой (edge filament) (b). Внизу показаны вольт-амперные характеристики для двух размеров области  $G$ . Модель (1.6) [A16].

В параграфе 3.2 в общем виде сформулировано достаточное условие возникновения пространственно-неоднородных автоколебаний токораспределения, позволяющее сделать заключение о возможности их возникновения на основании линейного анализа устойчивости стационарных точек системы [A16]. Сложная шнуровая динамика может возникать в режиме, близком к режиму генератора тока, когда параметры  $R$  и  $U_0$  допускают два стационарных состояния: стационарный шнур (рис.3.1) и однородное состояние на ветви ОДС. При увеличении времени релаксации  $\tau_u$  оба эти состояния претерпевают осцилляционную неустойчивость. В случае, когда порог осцилляционной неустойчивости Хопфа  $\tau_u^h$  для однородного состояния лежит выше соответствующего порога для шнурового состояния  $\tau_u^f$ , возможна ситуация, в которой обе стационарные точки системы неустойчивы. Для этого параметр  $\tau_u$  должен лежать в интервале [A16]

$$\tau_u^f < \tau_u < \tau_u^h. \quad (3.1)$$

При выполнении условия (3.1) шнуровое состояние неустойчиво относительно временных осцилляций, в то время как однородные автоколебания невозможны, так как порог осцилляционной неустойчивости однородного состояния не достигнут. Вместе с тем при достаточном поперечном размере системы однородное состояние неустойчиво относительно токового расслоения. Таким образом, условие (3.1) обеспечивает неустойчивость всех стационарных точек одновременно с невозможностью однородных автоколебаний и потому является достаточным условием для возникновения сложной пространственно-временной динамики.

В параграфе 3.3 описаны динамические режимы пространственно-неоднородных колебаний в системе с **S**-образной характеристикой для квадратной области  $G$  (рис. 3.2-3.6). Моделирование проведено для модели (1.1, 1.2, 1.6) в предельном случае  $U_0 / SR \rightarrow J_0$ ,  $R \rightarrow \infty$ ,  $U_0 \rightarrow \infty$ , отвечающем режиму заданного полного тока  $I = SJ_0$ .

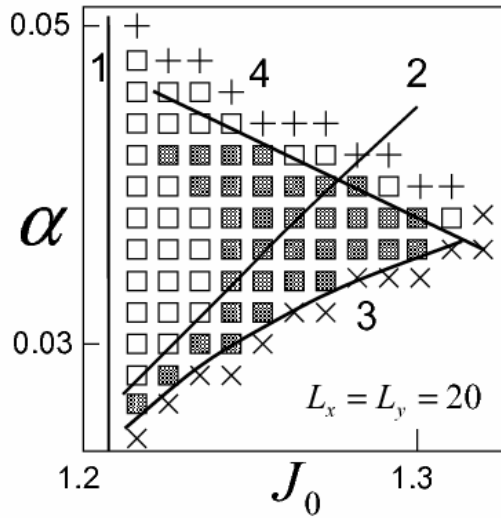


Рис.3.2: Пространство управляющих параметров  $(\alpha, J_0)$  и различные динамические режимы:  $\square$  и  $\blacksquare$  - периодические и хаотические неоднородные колебания, соответственно,  $+$  - стационарный шнур,  $\times$  - однородные автоколебания. Кривая 1 отвечает границе устойчивости однородного состояния, кривая 2 - осцилляционной неустойчивости однородного состояния, кривая 3 - пространственной неустойчивости однородных автоколебаний, кривая 4 - осцилляционной неустойчивости стационарного токового шнура [A16].

Уравнение (1.2) приобретает вид  $du/dt = \alpha[J_0 - J(a, u)]$ , где параметр  $\alpha \equiv C^{-1}$  характеризует обратное время релаксации внешней цепи. На рис.3.1а показан стационарный токовый шнур, осцилляционная неустойчивость которого индуцирует сложную пространственно-временную динамику токораспределения. В роли управляющих параметров выступают параметр  $\alpha$  и средняя плотность тока  $J_0$  (рис.3.2). Основными режимами являются малоамплитудные колебания токового шнура (*breathing*) и контрастные колебания релаксационного типа (*spiking*) (рис. 3.3). Оба режима возникают как периодические, и при увеличении  $J_0$  переходят в хаотические (рис. 3.4) через бифуркацию удвоения периода. На нижней границе области управляющих параметров (кривая 3 на рис. 3.4) сложная периодическая динамика возникает через перемежаемость при уменьшении  $\alpha$  вследствие поперечной неустойчивости малоамплитудного предельного цикла.

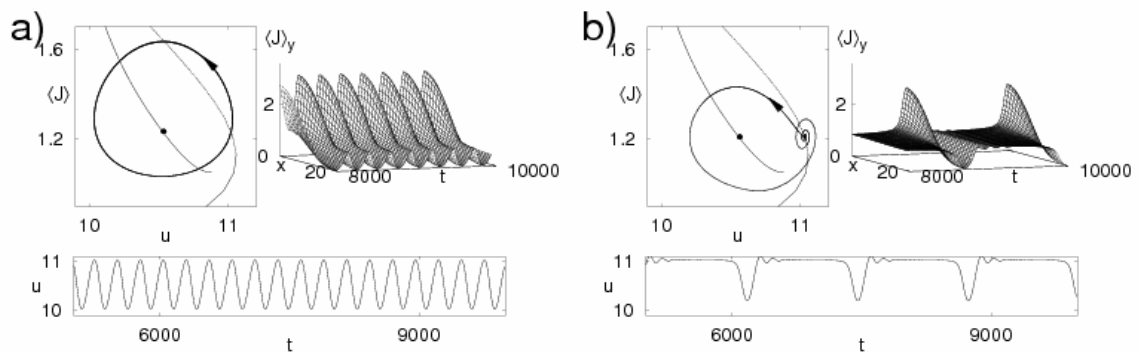


Рис.3.3: Периодические автоколебания токового шнура (*breathing*,  $\alpha = 0.04$ ,  $J_0 = 1.29$ ) (a) и автоколебания токораспределения, при которых шнур периодически возникает и исчезает (*spiking*,  $\alpha = 0.04$ ,  $J_0 = 1.21$ ) (b). Модель (1.6) [A16].

Хаотическая динамика обусловлена наличием в системе двух неустойчивых седловых точек: токовому шнуру при этом отвечает седло-фокус с двумерным неустойчивым многообразием, а однородному состоянию – седло-узел с одномерным неустойчивым многообразием. Режимы, которые включают движение вблизи обеих седловых точек, показаны на рис. 3.5.

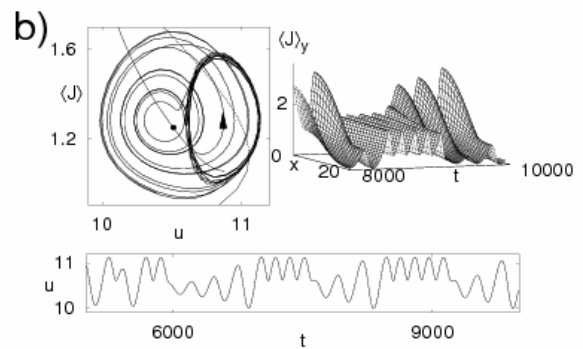
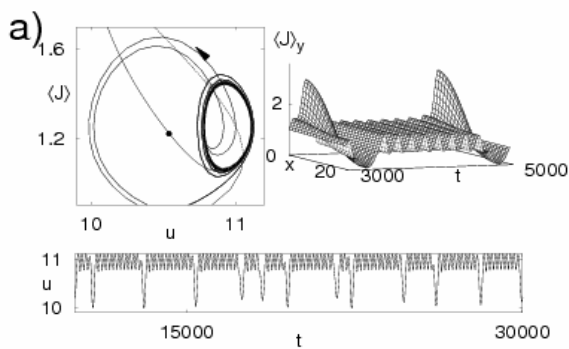
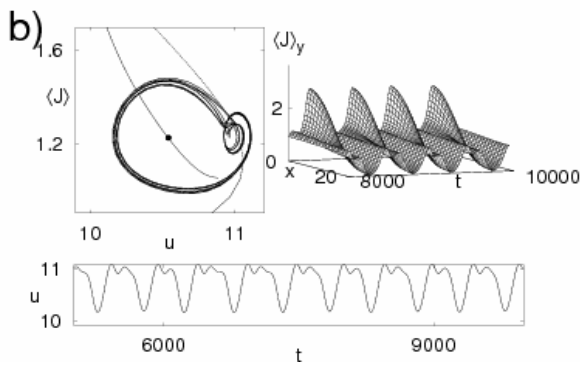
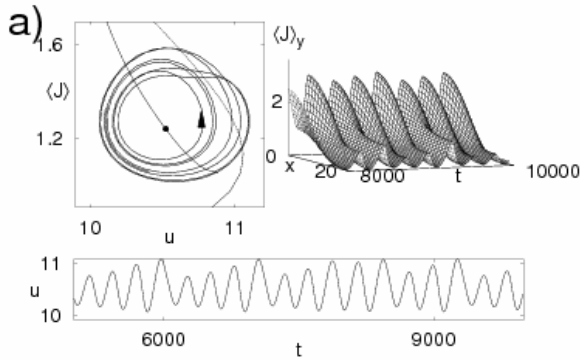


Рис.3.5: Возникновение хаоса через перемежаемость, вызванное поперечной неустойчивостью пространственно однородных малоамплитудных автоколебаний (*intermittent spiking*,  $\alpha = 0.032$ ,  $J_0 = 1.25$ ) (a). Панель (b) демонстрирует хаотический режим, который вовлекает седловые траектории как вблизи стационарного шнура, так и вблизи неустойчивых однородных автоколебаний ( $\alpha = 0.035$ ,  $J_0 = 1.28$ ) [A16].

В параграфе 3.4 описано влияние формы и размера поперечного сечения прибора на сложную динамику. В §3.5 показано, что периодические и хаотические колебания токовых шнуров могут возникать и в системе с **Z**-образной ВАХ в случае, когда прибор управляется активной внешней цепью, симулирующей отрицательное нагрузочное сопротивление. Такая цепь была применена в [19] для исследования промежуточной ветви **Z**-образной ВАХ резонансно-туннельного диода. Достаточное условие (3.1) реализации сложных пространственно-неоднородных колебаний выполняется для модели резонансно-туннельного диода (1.4). В случае большого времени релаксации в данной цепи в системе могут возникнуть периодические или хаотические пространственно-неоднородные колебания плотности тока, аналогичные описанным выше для **S**-системы [A19].

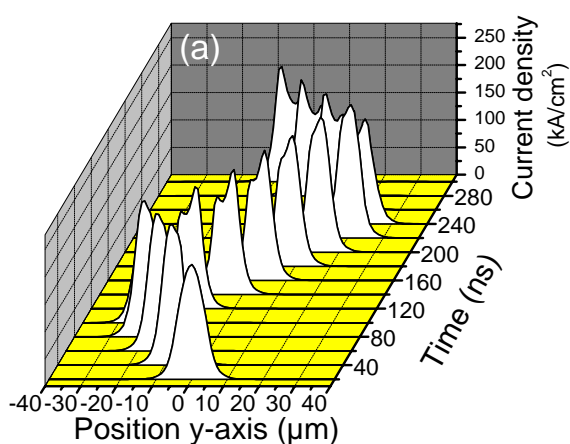


Рис.4.1: Результаты численного моделирования самодвижения шнура [A28].

кундным временным разрешением. Явление имеет важное практическое значение, так как движение шнура делокализует разогрев прибора, уменьшая опасность тепловой аварии при шнуровании тока в режиме коротких импульсных перегрузок. На рис. 4.1 представлены результаты численного моделирования движения шнура в лавинных транзистрах [A28], предназначенных для защиты интегральных микросхем от кратковременных перегрузок, вызванных электростатическим разрядом. В приборе с полосковой геометрией шнур движется с постоянной скоростью  $\sim 10^3$  m/s, отражаясь от стенок прибора.

Самодвижение шнуров возникает в приборах с изотермическим механизмом бистабильности как следствие ингибирующего влияния температуры на механизм, ответственный за бистабильность. Самодвижение возможно в приборах, бистабильность которых связана с ударной ионизацией, так как коэффициенты ударной ионизации уменьшаются с температурой. Неустойчивость шнура возникает спонтанно и обусловлена неравновесными флуктуациями плотности тока и температуры. В результате такой флуктуации шнур смещается, так что одна из его стенок оказывается в более холодной, а другая – в более горячей области. При

В **Главе 4** построена теория спонтанной трансляционной неустойчивости и самодвижения токового шнура, вызванных Джоулевым саморазогревом [A24,A25,A26,A28].

Вводный параграф 4.1 содержит обзор экспериментальных исследований самодвижения токовых шнуров в бистабильных многослойных полупроводниковых структурах [17,A24,A28], проведенных в последние несколько лет с помощью лазерно-интерференционной методики [17], которая позволяет визуализировать токораспределение в кремниевом приборе с наносе-



достаточно большом времени тепловой релаксации в структуре такая флуктуация инициирует самоподдерживающееся движение, при котором разница температур между передней и задней стенками шнура поддерживается за счет тепловой инерции полупроводниковой структуры.

В параграфе 4.2 сформулирована математическая модель. Система уравнений (1.1,1.2) дополнена уравнением для температуры  $T(x, y, t)$

$$\tau_T \frac{\partial T}{\partial t} = \ell_T^2 \Delta_T T + (Ju/\gamma + T_{ext} - T), \quad (4.1)$$

где  $T_{ext}$  - температура внешней среды, а время тепловой релаксации  $\tau_T = c\rho w/\gamma$  и длина тепловой диффузии  $\ell_T = \sqrt{\kappa w/\gamma}$  определяются удельной теплоемкостью  $c$ , теплопроводностью  $\kappa$  и плотностью  $\rho$  полупроводника, толщиной структуры  $w$  и эффективным коэффициентом теплопередачи  $\gamma$ , характеризующим внешнее охлаждение. В уравнении (1.1) должна быть также учтена зависимость от температуры функции локальной кинетики:  $f(a, u, T)$ ,  $\partial_T f < 0$ . В расширенной модели (1.1,1.2,4.1)  $a$  выступает в роли активатора,  $T$  и  $u$  - в роли ингибиторов. Аналитическая теория самодвижения токового шнура построена в диссертации для «одномерного» случая  $L_x \gg L_y$ . Эффект саморазогрева рассматривается как возмущение стационарного шнура.

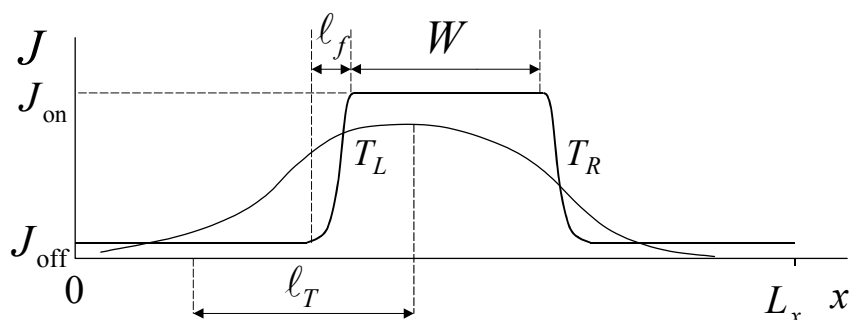


Рис.4.2: Схема токораспределения и температуры (тонкая линия) в движущемся широком ( $W \gg \ell_f$ ) токовом шнуре.

В параграфе 4.3 дан анализ устойчивости шнура относительно сдвига при наличии саморазогрева. Стационарный шнур теряет устойчивость, если время тепловой релаксации  $\tau_T$  достаточно велико. В предельных случаях слабой и сильной тепловой диффузии условие неустойчивости имеет вид

$$\tau_T > \frac{\gamma}{u_o} \frac{\langle (a'_0)^2 \rangle}{\langle \partial_T f \partial_a J (a'_0)^2 \rangle}, \quad \ell_T \ll \ell_f, \quad (4.2)$$

$$\tau_T > \frac{4\ell_T}{\ell_f} \frac{\gamma}{A(W) u_o \partial_T f \partial_a J}, \quad A(W) \equiv 1 - \left(1 + \frac{W}{\ell_T}\right) \exp\left(-\frac{W}{\ell_T}\right), \quad \ell_T \gg \ell_f,$$

где  $a_o(x)$  - профиль стационарного шнура,  $u_o$  - напряжение на стационарном шнуре, определяемое как напряжение сосуществования включенного и выключенного состояний в изотермическом случае. Второе выражение относится к широкому шнуру размером  $W$  и с толщиной стенки  $\ell_f \ll \ell_T$  (рис. 4.2).

В параграфе 4.4 построена теория автомодельного движения шнура. Показано, что в общем случае скорость широкого шнура (рис. 4.2) пропорциональна разнице температур  $T_L$  и  $T_R$  на левой и правой границах шнура, в то время как сами эти температуры определяются Джоулевым разогревом шнура и зависят от его скорости  $v$  и ширины  $W$ . Самосогласованная скорость шнура определяется из уравнения

$$\frac{v}{v_o} = \Delta_{LR}(v, W), \quad v_o = - \frac{T^* - T_*}{\langle D_a(a)(a'_0)^2 \rangle \partial_T f D_a} \int_{a_{off}}^{a_{on}} \partial_T f D_a(a) da, \quad \Delta_{LR} \equiv \frac{T_L - T_R}{T^* - T_*}, \quad (4.3)$$

где температуры  $T^* = T_{ext} + u_o J_{on}(u_o)/\gamma$ ,  $T_* = T_{ext} + u_o J_{off}(u_o)/\gamma$  имеют смысл однородных стационарных температур, отвечающих включенному и выключенному состоянию, а  $v_o$  - максимальной возможной скорости шнура, отвечающей случаю  $T_L = T^*$ ,  $T_R = T_*$ . Для безразмерной разности температур  $\Delta_{LR}$  получено явное аналитическое выражение. Решения уравнения (4.3) показаны на рис.4.3 для разных значений  $v_o/v_T$ , где  $v_T \equiv \ell_T/\tau_T$ .

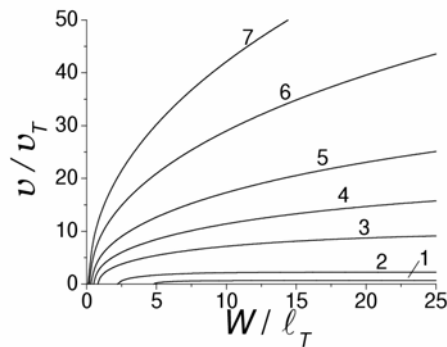


Рис.4.3: Скорость токового шнура в зависимости от его ширины  $W$  при разной величине  $v_o$ . Кривые 1,2,3...7 соответствуют значениям  $v_o/v_T = 2.1, 3, 10, 20, 50, 100, 200$ . Движение шнура невозможно при  $v_o/v_T < 2$  [A25].

Параграф 4.5 содержит обсуждение полученных результатов. Показано, что в практически наиболее важном случае локального адиабатического нагрева, отвечающего быстрому ( $v \gg v_T$ ) движению узкого ( $W \ll v \tau_T$ ) шнура, скорость определяется выражением  $v(W) \approx \sqrt{W v_o / \tau_T}$ . В размерных величинах это выражение приобретает вид  $v \propto \sqrt{P / c \rho}$ , где  $P$  - рассеиваемая в шнуре Джоулева мощность. Качественные предсказания аналитической теории хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами численного моделирования. Построенная в диссертации теория самодвижения токового шнура выявляет родственность этого явления спонтанному движению диссипативных солитонов в иных системах, активно исследованных в последний период теоретически и экспериментально [15,26,27,28].

В **Главе 5** исследуется динамика фронтов плотности тока в бистабильных полупроводниковых системах с интегральными связями [A8,A9,A11,A12,A13,A14, A23,A27]. Распространение такого фронта переключения представляет собой теоретически интересный и практически важный нелинейный волновой процесс, который во многих случаях ответственен за переключение прибора из блокирующего в проводящее состояние и обратно.

Параграф 5.1 является вводным. В §5.2 и §5.3 рассматривается автомодельное распространение фронта в приборах с **S** и **Z**-образными ВАХ, отвечающее режиму заданного напряжения для обоих типов ВАХ. §5.3 посвящен более детальному исследованию фронтов переключения в бистабильном резонансно-туннельном диоде (рис.1.3 и 5.1). Возможность такого процесса впервые обсуждалась в работах [8,29,30]. Показано, что в режиме некогерентного туннелирования скорость фронта переключения по порядку величины составляет  $v \sim \sqrt{\mu\Gamma E_F/q\hbar}$ , где  $\mu$  - подвижность электронов в яме,  $\Gamma$  - проницаемость барьеров,  $E_F$  - энергия Ферми в эмиттере,  $q$  - заряд электрона. Толщина фронта пропорциональна  $\ell \sim \sqrt{\mu\hbar E_F/q\Gamma}$ . При типичных параметрах  $v \sim 10^7$  см/с и  $\ell \sim 10$  мкм. Зависимости  $v(u)$  и  $\ell(u)$  [рис.5.1(b,c)] получены путем численного решения уравнения (1.1) с функцией локальной кинетики (1.3, 1.4) [A23]. В §5.4 показано, что макроскопически большая толщина фронта делает невозможным стохастический сценарий переключения диода через нуклеацию [31], так как размер начального ядра новой фазы, необходимый для ее дальнейшего распространения, оказывается макроскопически большим [A27].

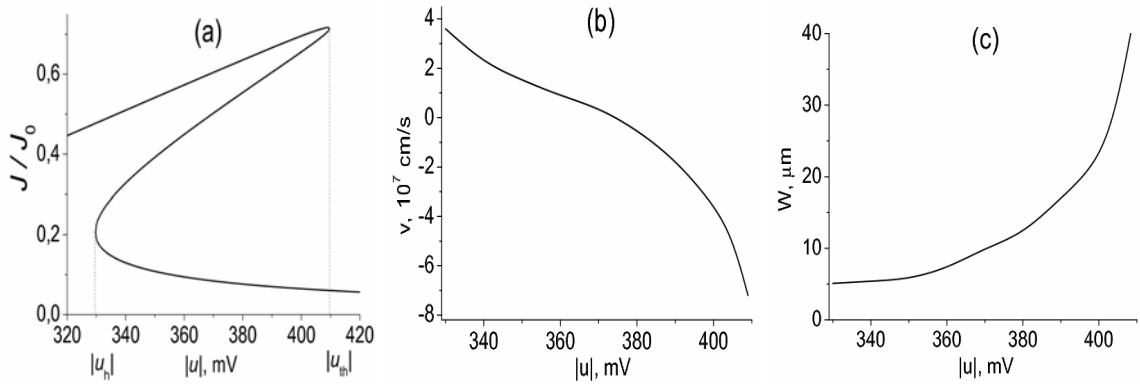


Рис.5.1: **Z**-образная вольт-амперная характеристика резонансно-туннельного диода (a), скорость фронта переключения  $v$  (b) и ширина фронта  $W$  (c). Параметры:  $E_e^F = 10$  meV,  $b_1 = 10$  nm,  $b_2 = 50$  nm,  $\Gamma_L = 0.5$  meV,  $\Gamma_R = 0.1$  meV,  $\Gamma_W = 2$  meV. Плотность тока нормирована на  $J_0 = q\Gamma_R\rho_0E_e^F/\hbar \approx 7$  kA/cm<sup>2</sup> [A23].

В параграфе 5.5 исследована динамика фронта переключения при произвольном сопротивлении нагрузки. Движение фронта в этом случае не является автомодельным, так как в соответствии с уравнением (1.2) напряжение  $u$  меняется вместе с полным током по мере распространения фронта. В системах с **S**-образной

ВАХ обратная связь через внешнюю цепь отрицательна, для систем с  $Z$ -образной ВАХ обратная связь оказывается положительной [A10]. В последнем случае для обычной нагрузки  $R > 0$  фронт движется ускоренно, а его стабилизация возможна только для активной управляющей цепи, симулирующей отрицательную нагрузку  $R < 0$  [A10,A14].

Параграф 5.6 посвящен динамике фронтов переключения в полупроводниковых системах с двумя интегральными связями. В разделе 5.6.1 описана модель управляемой по затвору тиристорной структуры, на основе которой ведется рассмотрение (рис.1.5). В этой структуре ВАХ катод-анод  $S$ -образна, в то время как характеристика катод-затвор  $Z$ -образна. Таким образом, данная система сочетает в себе  $S$  и  $Z$  бистабильности. Интегральные связи, наложенные на динамику структуры, связаны с внешними электрическими цепями, определяющими напряжения катод-анод  $u$  и затвор-катод  $u_G$ . В разделе 5.6.2 рассматривается влияние управления на стационарные токовые шнуры в случаях заданного и плавающего потенциала затвора. Показано, что в случае плавающего потенциала затвора связь между элементами системы становится нелокальной. Это приводит к неустойчивости шнуров, размер которых больше критического. Нелокальная поперечная связь в принципе может полностью исключить существование стационарных шнуров в системе произвольно большого размера [A8]. В разделе 5.6.3 описано влияние интегральных связей на динамику фронта. В разделе 5.6.4 показано, что сочетание стабилизирующей связи по цепи катод-анод и дестабилизирующей связи по цепи катод-затвор может приводить к осцилляторной неустойчивости стационарного токового фронта, которая при наличии дополнительной нелинейности в емкости  $C(u)$  может развиваться в стационарные автоколебания фронта большой амплитуды (рис.5.2) [A11].

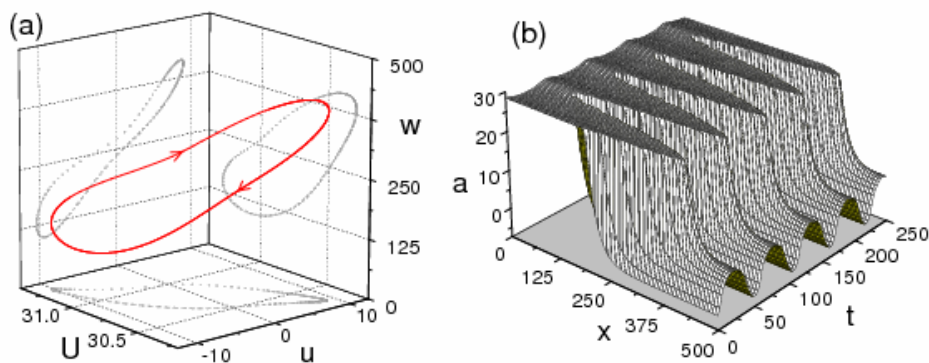


Рис.5.2: Самоподдерживающиеся колебания токового фронта для модели управляемой по затвору тиристорной структуры, индуцированные положительной обратной связью по управляющей цепи [A11].

**Вторая часть** диссертации посвящена фронтам ударной ионизации в обратном смещенных высоковольтных  $p^+ - n - n^+$  структурах. Такие фронты распространяются от катода к аноду со скоростью  $v_f$ , превышающей насыщенную

дрейфовую скорость носителей  $v_s$ . Возбуждение сверхбыстрого фронта отвечает динамическому режиму лавинного пробоя  $p$ - $n$  перехода. Для его реализации обратное напряжение на структуре поднимают выше напряжения стационарного пробоя за время, сравнимое с характерным временем тепловой генерации носителей в обедненной части  $p$ - $n$  перехода [9]. Этот нелинейный волновой процесс является наиболее быстрым из всех известных неоптических процессов модуляции проводимости полупроводников и лежит в основе функционирования уникальных субнаносекундных киловольтных переключателей, применяемых в импульсной электронике большой мощности [9,21,22,30].

**Глава 6** содержит обзор литературы, элементарную теорию распространения фронта [A3,A31] и постановку задач второй части диссертации. В параграфе 6.1 приведен краткий обзор экспериментов по возбуждению фронтов ударной ионизации в высоковольтных переходах. В §6.2 дано качественное описание процесса, для которого характерно разделение системы на низкополевую плазменную область и высокополевую низкопроводящую область. Ударная ионизация происходит в относительно узком пограничном слое между этими областями – стримерном фронте, движение которого обеспечивает распространение плазменной области. Движение фронта основано на лавинном умножении носителей и максвелловском экранировании ионизирующего электрического поля. Присутствие небольшой начальной концентрации свободных носителей – предионизации среды – делает возможным распространение фронта со скоростью, превышающей дрейфовую скорость носителей.

В параграфе 6.3 приводятся основные уравнения диффузионно-дрейфовой модели фронта ионизации и обсуждается область ее применимости. В §6.4 и §6.5 предложена элементарная модель распространения фронта [A3,A31], позволяющая по порядку величины определить скорость фронта и концентрацию созданной его пробегом плазмы, и элементарная модель взаимодействия прибора, в котором распространяется фронт ионизации, с внешней нагрузкой. В §6.6 проведено сравнение фронтов ударной ионизации в полупроводниковых структурах с нитевидными стримерами и фронтами ионизации [33-35].

В параграфе 6.7 сформулированы неразрешенные фундаментальные вопросы физики сверхбыстрых ударных фронтов в  $p$  –  $n$  переходах. Среди этих вопросов как наиболее важные и актуальные выделены:

- вопрос об источнике инициирующих носителей, обеспечивающих детерминированный запуск фронтов в высоковольтных импульсных переключателях;
- проблема описания динамики плоского фронта;
- проблема поперечной устойчивости и стратификации плоского фронта.

Эти вопросы изучаются в последующих главах второй части диссертации.

В **Главе 7** исследуются условия запуска фронта ударной ионизации [A17,A20,A21,A29,A30]. В высоковольтных  $p$ - $n$  переходах кремниевых диодов, применяемых в настоящее время в импульсной электронике, запуск фронта происходит при напряжении, которое в полтора-два раза превосходит стационарное напряжение пробоя 1...1.5 кВ. Время и напряжение запуска повторяются от импульса к импульсу с высокой точностью ( $< 10$  пс), что указывает на

детерминированный механизм запуска. Этот механизм до сих пор однозначно не установлен. В §7.2 сформулированы основные требования, которым должен удовлетворять механизм детерминированного запуска фронта ударной ионизации.

В параграфе 7.3 дан обзор возможных источников инициирующих носителей. Это термогенерация; ударная ионизация в нейтральной области базы; эффекты, связанные с глубокими центрами; зинеровский пробой. Показано, что запуск фронта с помощью термогенерации невозможен. Механизм, основанный на ударной ионизации основными носителями (электронами) в квазинейтральной области  $n$  базы, был предложен практически сразу после открытия эффекта [36]. Такая ударная ионизация создает свободные дырки, которые затем выносятся сильным полем в сильнополевую обедненную область и инициируют запуск фронта. Однако количественные оценки показывают, что этот механизм эффективен только при низком начальном напряжении  $U_0 < 100$  В и высокой скорости роста приложенного напряжения  $dU/dt > 2$  кВ/нс (для  $p^+ - n - n^+$  структуры с длиной  $n$  базы  $W \sim 100 \dots 300$  мкм и уровнем легирования  $10^{14}$  см $^{-3}$ ) [A20]. Для типичной ситуации  $U_0 = 500 \dots 1000$  В и  $dU/dt \approx 1$  кВ/нс запуск фронта с помощью этого механизма невозможен [A20].

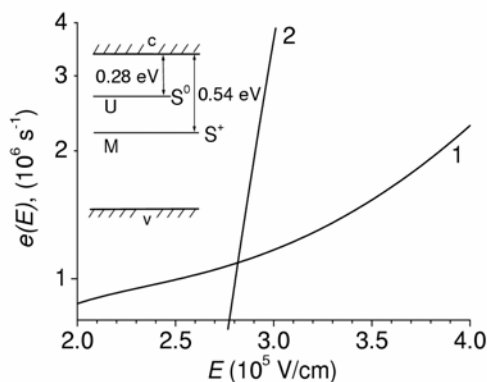


Рис.7.1: Структура уровней глубокого технологического дефекта, ответственного за запуск фронтов ударной ионизации в кремниевых структурах, и частота ионизации как функция электрического поля  $E$ . Кривая 1 отвечает ионизации M уровня при комнатной температуре, кривая 2 – ионизации U уровня при  $T = 77$  К [A29].

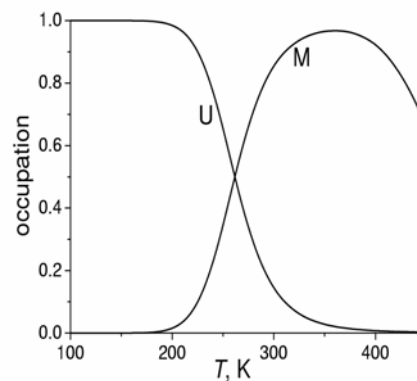


Рис.7.2: Равновесная заселенность U и M уровней двухзарядного технологического дефекта в  $n$  базе с уровнем легирования  $N_d = 10^{14}$  см $^{-3}$  как функция температуры [A30].

В параграфах 7.4 - 7.8 предложен и детально исследован новый механизм запуска фронта в кремнии: ионизация глубоких технологических дефектов в сильном электрическом поле [A29,A30]. Присутствие этих термодфектов в высокоомном кремнии представляет собой устойчивый побочный эффект

отечественной технологии изготовления высоковольтных переходов [37]. Такой дефект представляет собой двухзарядный донор с энергиями ионизации 0.28 и 0.54 эВ, соответственно (рис.7.1) [38]. Сечения захвата электронов  $\sigma_n = 10^{-15} \text{ см}^2$  и дырок  $\sigma_p = 10^{-20} \text{ см}^2$  для лежащего в середине запрещенной зоны М уровня 0.54 эВ различаются на несколько порядков, что обуславливает рекомбинационную пассивность центра [38]. В силу этого данные дефекты не влияют на время жизни неравновесных носителей. Поэтому, несмотря на значительные концентрации  $N_{PI} = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , эти глубокие центры, близкие по своим параметрам к примесным атомам серы, были обнаружены относительно недавно [38].

При низких ( $< 200 \text{ K}$ ) температурах дефект находится в нейтральном состоянии  $D_2^0$  (рис.7.2), и его ионизация отвечает переходу электрона с U уровня путем

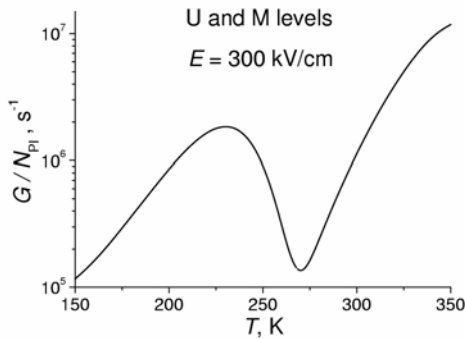


Рис.7.3: Совокупная частота ионизации U и M уровней глубокого технологического дефекта в электрическом поле  $E = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$  как функция температуры [A30].

прямого туннелирования, частота которого с учетом электрического заряда ядра может быть описана как [39]

$$e(E) = \frac{E}{\sqrt{8m\Sigma_0}} \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right) \exp\left(2\sqrt{\frac{\Sigma_B}{\Sigma_0}} \ln \frac{6E_0}{E}\right), \quad E_0 \equiv \frac{4\sqrt{2m\Sigma_0^3}}{3q\hbar}, \quad (7.1)$$

где  $\Sigma_0 = 0.28 \text{ эВ}$  – энергия ионизации центра,  $\Sigma_B$  – боровская энергия в полупроводнике. При комнатной температуре дефект находится в ионизованном состоянии  $D_2^+$  (рис.7.2), и его ионизация отвечает термотуннельному переходу электрона с М уровня. Частота этого перехода может быть оценена с помощью квазиклассической теории термотуннельной ионизации [39]

$$e(E) = e(0) \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right) \exp\left(\frac{2\sqrt{2m\Sigma_B}}{q\tau_2 E} \ln \frac{12E^2}{E_c^2}\right), \quad E_c^2 \equiv \frac{3m\hbar}{q^2\tau_2^3}, \quad \frac{2\tau_2}{\hbar} \equiv \frac{1}{kT} + \frac{2\tau_1}{\hbar}, \quad (7.2)$$

где  $e(0)$  – частота термической ионизации в нулевом поле,  $\tau_2$  – характерное время туннелирования ядра вибрационной подсистемы [36], определяемое энергией локальной фононной моды  $\varepsilon_{ph}/k \sim \hbar/2k\tau_1 \sim 1000 \text{ K}$ . Пороговая частота ионизации, которая необходима для детерминированного запуска сверхбыстрого фронта ударной ионизации, может быть оценена как  $e(E) \sim \ell_\rho^{-3} \tau_d^{-1} N_{PI}^{-1} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ , где  $\ell_\rho \sim 10 \text{ мкм}$  – характерная толщина фронта [A30].

Расчет с помощью выражений (7.1, 7.2), выполненный с учетом актуальной заселенности уровней в момент запуска фронта, показывает, что термотуннельная ионизация данного технологического дефекта происходит в электрических полях 250-300 кВ/см, лежащих выше эффективного порога ударной ионизации 200 кВ/см, но ниже порога туннельной ионизации зона-зона 1 МВ/см [A29,A30], и обеспечивает достаточную для запуска фронта концентрацию иницирующих носителей [A29,A30].

В параграфе 7.9 рассмотрена возможность запуска фронта за счет прямой туннельной ионизации зона-зона (зинеровской пробой). При скорости роста приложенного напряжения порядка 10 кВ/с поле зинеровского пробоя  $10^6$  В/см в диодной структуре с напряжением стационарного пробоя 1 кВ достигается за характерное время порядка 1 нс, что в принципе может обеспечить условия для детерминированного запуска ионизационной волны нового типа – туннельно-ударного фронта. Реализация такого фронта требует структуры, свободной от глубоких уровней. В то же время остается открытым вопрос о том, является ли скорость подъема напряжения 10 кВ/с достаточной для того, чтобы избежать возникновения локального стримерного пробоя и разрушения структуры [A33]. Динамика распространения туннельно-ударного фронта рассматривается далее в Главе 9.

**В Главе 8** построена аналитическая теория плоского фронта ударной ионизации в  $p^+-n-n^+$  структуре [A32], позволяющая описать движение фронта для произвольных полевых зависимостей коэффициентов ударной ионизации  $\alpha_{n,p}(E)$  и дрейфовых скоростей носителей  $v_{n,p}(E)$ . В §8.1 выведена система уравнений, описывающая стационарное движение фронта с постоянной скоростью  $v_f$ :

$$d_\xi \left[ \frac{(v_f + v_-)^2 - (v^+)^2}{v_f + v^-} \sigma + \frac{v^+}{v_f + v^-} j \right] = 2\beta_{\text{eff}}(E, v_f) \sigma + \frac{2\beta^-}{v_f + v^-} j, \quad v^\pm \equiv \frac{v_n \pm v_p}{2}, \quad (8.1)$$

$$d_\xi E = b - \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \frac{v^+}{v_f + v^-} \sigma, \quad b \equiv \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left( N_d + \frac{j}{v_f + v^-} \right), \quad j \equiv v^+ \sigma + [v_f + v^+] \rho,$$

где  $\sigma \equiv p + n$ ,  $\rho \equiv p - n$  и введена автомодельная система координат  $\xi = z + v_f t$ .

Эффективная частота ионизации определена как

$$\beta_{\text{eff}}(E, v_f) \equiv \frac{\beta^+ [v_f + v^-] - \beta^+ v^+}{v_f + v^-}, \quad \beta^\pm \equiv \frac{v_p \alpha_p \pm v_n \alpha_n}{2}. \quad (8.2)$$

Решение данной системы уравнений, приведенное в §8.2, основано на иерархии масштабов электрических полей, которое обеспечивает постоянство дрейфовой скорости носителей в области ударной ионизации, и отсутствие ударной ионизации в той области, где существенна нелинейная зависимость скорости носителей от поля. Максимальная напряженность поля  $E_m$ , размер области экранирования  $\ell_\rho$ , концентрация созданной пробегом фронта плазмы  $\sigma_{pl}$  и поле в плазме



$E_{pl}$  определены в общем случае как функции скорости фронта  $v_f$ , легирования базы  $N_d$  и начальной концентрации свободных носителей  $\sigma_0$ .

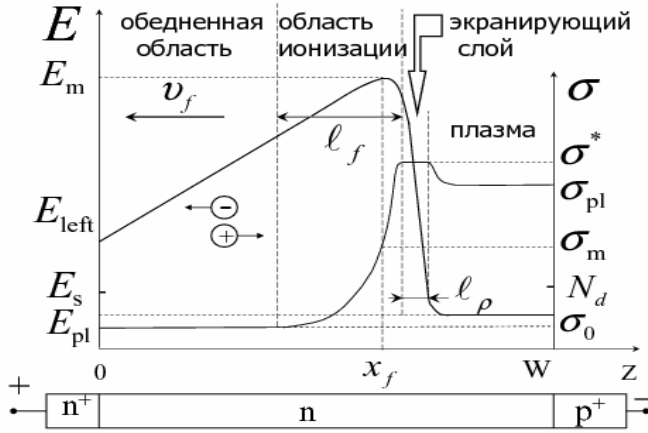


Рис.8.1: Распределение электрического поля и полной концентрации  $\sigma \equiv n + p$  свободных носителей при распространении сверхбыстрого фронта ударной ионизации в  $p^+n-n^+$  структуре.

Из полученной зависимости  $E_m(v_f)$  следует, что для Таунсендовской аппроксимации  $\alpha(E) = \alpha_0 \exp(-E_0/E)$  скорость фронта пропорциональна квадрату эффективного размера области ионизации  $v_f \propto \ell_f^2$ . Размер экранирующего слоя определяется выражением  $\ell_\rho = E_m/b(\ln(\sigma^*/\sigma_0)-1)$ , где  $b \approx qN_d/\epsilon\epsilon_0$  имеет смысл наклона поля в области перед фронтом,  $\sigma^*$  - корень алгебраического уравнения (рис. 8.1)

$$\sigma^* = \frac{v_f + v_s^-}{v_s^+} N_d \ln \frac{\sigma^*}{\sigma_0}. \quad (8.3)$$

Наклон поля в области экранирования составляет  $10-20b$  и слабо зависит от скорости фронта. Концентрация плазмы за фронтом определяется как

$$\sigma_{pl} \approx \frac{(v_f + v_s^-)^2 - (v_s^+)^2}{v_f(v_f + v_s^-)} \sigma^* \quad (8.4)$$

(при  $\sigma_{pl} \gg N_d$ ) и линейно растет с  $v_f$  при больших значениях  $v_f$ . Поле в плазме за фронтом на порядок меньше характерного поля насыщения дрейфовой скорости носителей  $E_s$  и логарифмически слабо зависит от  $v_f$ .

В параграфе 8.3 отдельно рассмотрен случай ультрабыстрого распространения фронта со скоростью  $v \gg v_s$ . В §8.4 сформулировано условие адиабатичности и показано, что в практически важных случаях результаты, полученные для стационарного движения фронта с постоянной скоростью  $v_f$ , применимы и в произвольном случае движения фронта с переменной скоростью при выполнении адиабатического условия  $\ell_\rho/W \ll 1$ .

В **Главе 9** приведены результаты численного моделирования возбуждения и распространения плоского фронта ударной ионизации [A20,A21,A22]. Необходимость численного моделирования обусловлена недостаточностью

аналитической теории для целостного понимания взаимосвязанных процессов запуска и распространения фронта с учетом взаимодействия прибора с нагрузкой. В параграфе 9.2 описаны модель и численный метод. В §9.3 приведены результаты численного моделирования фронта ударной ионизации для диодной структуры без начального смещения, когда инициирующие носители создаются ударной ионизацией в обедненной квазинейтральной области [A20]. Эти результаты (рис. 9.1,9.2) представляют собой первое корректное моделирование фронта ионизации в высоковольтной структуре, учитывающее особенности применения непрерывной модели в области низких концентраций и исключающее артефакт, состоящий в запуске фронта вследствие лавинного размножения нефизически малых концентраций свободных носителей. Моделирование позволяет выделить основные фазы процесса: латентную фазу роста напряжения (рис. 9.2а); фазу формирования зародыша электронно-дырочной плазмы, способной экранировать приложенное электрическое поле (рис. 9.2b); фазу распространения фронта ионизации и фронта экстракции основных носителей (рис. 9.2c); и, в общем случае, фазу столкновения фронтов ионизации и экстракции (рис. 9.2d). В §9.4 приведены результаты численного моделирования запуска фронта при наличии начального смещения  $U_0$ , сравнимого с напряжением стационарного пробоя  $U_b$ , когда запуск фронта происходит вследствие туннельной ионизации глубоких центров.

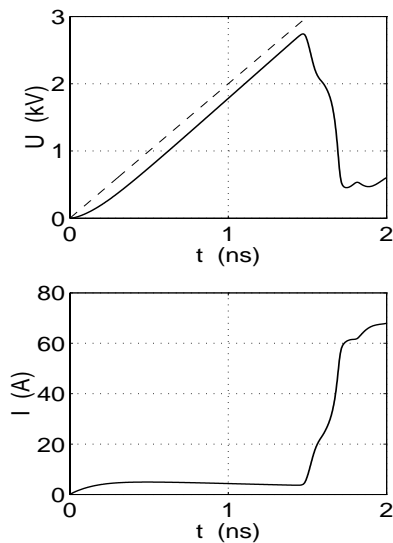


Рис.9.1: Напряжение и ток при запуске и распространении фронта ударной ионизации в  $p^+ - n - n^+$  структуре с длиной базы 150 мкм при нулевом начальном смещении, скорости подъема приложенного напряжения 2 кВ/нс и нагрузке 50 Ом [A20].

В параграфе 9.5 рассматриваются туннельно-ударные фронты ионизации, которые могут быть возбуждены в технологически чистых структурах, не содержащих высокой концентрации глубоких центров [A21]. В отличие от традиционного ударно-ионизационного фронта, в сильных электрических полях выше порога зинеровского пробоя механизм распространения фронта включает как туннельную, так и ударную ионизацию. В силу отсутствия автокаталитической зависимости скорости туннельной ионизации от концентрации носителей Зинеровский пробой сам по себе не может привести к формированию

ионизационного фронта. В туннельно-ударном фронте роль туннельной ионизации состоит в создании небольшой концентрации свободных носителей, которые затем инициируют ударную ионизацию. Собственно формирование контрастного ионизационного фронта связано с ударной ионизацией, скорость которой в сильном электрическом поле  $\sim 10^6$  В/см превосходит скорость туннельной ионизации уже при концентрации свободных носителей  $n > 10^{12}$  см $^{-3}$ . Концентрация плазмы за фронтом туннельно-ударной волны достигает  $N \sim 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , а скорость может более чем на порядок превосходить скорость обычных ударно-ионизационных волн, распространение которых лежит в основе функционирования современных высоковольтных субнаносекундных переключателей.

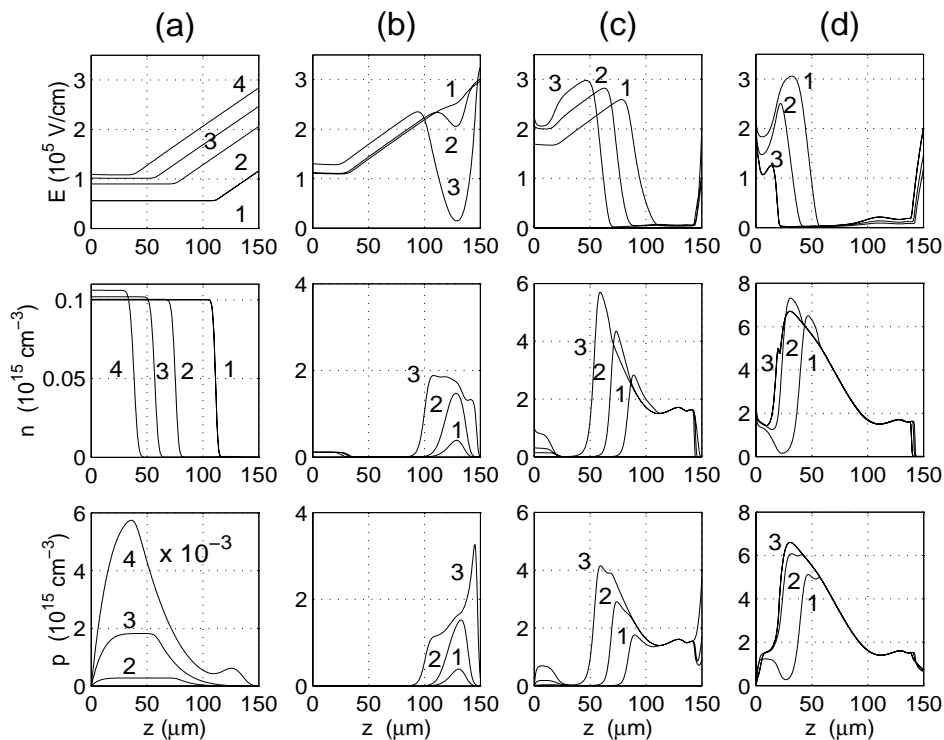


Рис.9.2: Распределения электрического поля и концентрации носителей в базе  $p^+ - n - n^+$  структуры для переходного процесса, показанного на рис.9.1. Показаны фаза подъема напряжения и распространения фронта экстракции основных носителей (а,  $t = 0.6, 1.0, 1.2, 1.4$  нс), фаза формирования зародыша электронно-дырочной плазмы (b,  $t = 1.47, 1.49, 1.54$  нс), фаза распространения фронта ионизации (с,  $t = 1.59, 1.63, 1.66$  нс) и фаза столкновения фронтов ионизации и экстракции (d,  $t = 1.68, 1.70, 1.73$  нс) [A20].

В **Главе 10** исследуются вопросы поперечной устойчивости и фрагментации фронтов ударной ионизации [A3,A4,A5,A6,A7]. Практическая важность этих вопросов связана с надежностью и эффективностью переключения полупроводниковых структур: поперечная неустойчивость приводит к тому, что в высокопроводящее состояние переходит только часть площади структуры. Это в

лучшем случае увеличивает остаточное напряжение, а в худшем приводит к тепловой аварии и разрушению прибора вследствие локализации тока. С общезначимой точки зрения проблема искривления и фрагментации плоского фронта родственна проблеме устойчивости фронтов ионизации в газе и фронтов солидификации [40].

Параграф 10.1 содержит обзор экспериментальных данных. Для структур на основе GaAs возможна визуализация процесса переключения, которая показывает, что сверхбыстрое переключение возможно как при однородной модуляции проводимости по всей площади структуры [41], так и при переключении по узким локальным каналам [42]. Данные для кремниевых структур имеют косвенный характер и основаны на анализе остаточного падения напряжения после переключения. Здесь же обсуждается хорошо известный из литературы коротковолновый механизм неустойчивости, связанный с увеличением электрического поля вследствие искривления фронта.

В §10.2 предложен длинноволновый механизм неустойчивости, приводящий к росту флуктуаций, длина которых  $\lambda$  значительно превышает толщину структуры  $W$  [A3]. Этот механизм связан с увеличением поля  $E_{\max}$  при приближении фронта ионизации к  $n^+$  контакту (рис. 8.1). Рост  $E_{\max}$  на опережающих участках фронта влечет за собой рост  $v_f$ , и, как следствие, увеличение амплитуды исходной неоднородности. На отстающих участках фронта поле  $E_{\max}$  становится недостаточным для ионизации, и распространение фронта прекращается.

В §10.3 длинноволновая неустойчивость рассмотрена в практически важном случае, когда  $n$  база прибора не полностью обеднена [A7]. Распространение фронта ионизации происходит совместно с движением границы области обеднения – фронта экстракции основных носителей. Совместный анализ распространения фронта ионизации и фронта экстракции показывает, что могут иметь место режимы слабой и сильной поперечной неустойчивости фронта. Первый случай реализуется, когда необедненная область базы имеет достаточную толщину. В этом случае характерное время неустойчивости определяется временем Максвелловской релаксации в необедненной части базы  $\varepsilon\varepsilon_0/q\mu N_d$ . Случай сильной неустойчивости отвечает ситуации, когда необедненная область узка или отсутствует. При этом характерное время неустойчивости определяется временем Максвелловской релаксации в плотной электронно-дырочной плазме за фронтом волны  $\varepsilon\varepsilon_0/q\mu N$ . Таким образом, необедненная область базы оказывает стабилизирующее влияние на плоский фронт.

Поперечная неустойчивость приводит к остановке фронта ионизации на отстающих участках и формированию локальных каналов переключения. На практике развитие неустойчивости происходит в режиме, близком к режиму генератора тока, т.е. опережающие области фронта конкурируют за полный ток. В §10.4 рассмотрено влияние такой интегральной связи через внешнюю цепь на развитие неустойчивости. По мере развития неустойчивости условие применимости длинноволнового рассмотрения неизбежно нарушается. Квазистационарные параметры локальных каналов переключения, вид которых сходен с нитевидными стримерами, определяются коротковолновыми механизмами. В §10.5 дана оценка

параметров таких локальных каналов переключения в высоковольтных  $p-n$  переходах. Диаметр канала оценивается как величина, близкая к толщине базы структуры [А6].

В **Заключении** подведены итоги работы и приведен перечень полученных результатов:

1. Сформулирована модель бистабильного прибора большой площади с S- или Z-образной ВАХ, описывающая его внутреннюю динамику с помощью нелинейного параболического уравнения совместно с интегро-дифференциальным уравнением для интегральной связи между плотностью тока и напряжением, заданной внешней цепью. Дан последовательный вывод этой модели из транспортных уравнений для резонансно-туннельного диода в режиме накопления заряда и тиристорной структуры с электродом управления.

2. В общей форме исследована устойчивость стационарного токового шнура в бистабильных полупроводниковых приборах с вольт-амперными характеристиками S- и Z-типа. Анализ проведен для двумерной области. Установлены пороги седловой неустойчивости и осцилляционной неустойчивости шнура.

3. Исследована сложная пространственно-неоднородная динамика токораспределения в бистабильном приборе. В общей форме сформулировано достаточное условие возникновения периодических или хаотических самоподдерживающихся колебаний токового шнура. Описаны основные моды сложной динамики, установлены отвечающие им области в пространстве управляющих параметров, задающих режим внешней цепи. Определены сценарии переходов от периодических режимов к хаотическим. Проведено численное моделирование сложных пространственно-неоднородных колебаний для моделей S- и Z-систем.

4. Построена теория спонтанного самодвижения токовых шнуров в бистабильных приборах, вызванного их Джоулевым разогревом. Получены аналитические выражения для порога трансляционной неустойчивости, для скорости движения шнура и напряжения на приборе с движущимся шнуром.

5. Построена теория токовых расслоений в резонансно-туннельном диоде в режиме накопления заряда. Показано, что в случае некогерентного туннелирования диод может быть описан нелинейным параболическим уравнением типа реакция-диффузия с концентрационно-зависимым коэффициентом диффузии. Роль параметра порядка играет концентрация электронов в квантовой яме. На основе данной модели описано распространение фронтов переключения, определены скорость и размер фронта. Предложен метод стабилизации стационарных токовых структур и описана сложная пространственно-временная динамика этих структур.

6. Исследовано влияние интегральных связей, индуцированных внешними управляющими цепями, на динамику фронтов переключения в бистабильных приборах. Показано, что в тиристорных структурах с микроэлектронным затвором совместное влияние двух интегральных связей, ассоциированных с силовой и управляющими цепями, может приводить к осциллирующей динамике токовых фронтов.

7. Показано, что термотуннельная ионизация глубоких уровней, принадлежащих «скрытым» технологическим дефектам (центрам прилипания)

кремниевых высоковольтных структур, может быть ответственна за детерминированный запуск фронтов ударной ионизации при быстром подъеме обратного напряжения. Дано теоретическое описание скорости термополевой эмиссии связанных на этих уровнях электронов во всем актуальном диапазоне электрических полей и температур.

8. Построена аналитическая теория распространения плоского фронта ионизации в  $p^+-n-n^+$  структуре, учитывающая различие дрейфовых скоростей и коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырочек, и справедливая для произвольной зависимости коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля. Определены зависимости максимального электрического поля в зоне ионизации, концентрации электронно-дырочной плазмы и поля в ней от скорости фронта, легирования и уровня предиионизации базы.

9. Проведено численное моделирование фронтов ударной ионизации для различных механизмов запуска фронта. Определены зависимости параметров переключения от длины базы и скорости подъема напряжения.

10. Рассмотрена возможность возбуждения туннельно-ударных фронтов ионизации, инициируемых прямой туннельной ионизацией зона-зона и распространяющихся вследствие совместного действия туннельного пробоя и ударной ионизации. Проведено численное моделирование запуска и распространения таких фронтов.

11. Построена теория поперечной неустойчивости и фрагментации фронта туннельной ионизации. Установлена зависимость инкрементов нарастания поперечных флуктуаций плоского фронта от толщины необедненной области базы и от режима внешней цепи. Показано, что результатом развития неустойчивости становится остановка отстающих участков фронта и формирование локальных каналов переключения, диаметр которых близок к толщине базы.

#### **Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

[A1] A. Gorbatyuk and P. Rodin, *Effect of distributed gate control on current filamentation in thyristors*, Solid State Electronics, v. 35, n.9, pp.1359-1364 (1992).

[A2] А.В. Горбатюк и П.Б. Родин, *Спонтанное инурирование тока в полупроводниковой системе с нелокальной поперечной связью*, Микроэлектроника, т.21, в.3, стр.43-48 (1992).

[A3] А.М. Минарский и П.Б. Родин, *Длинноволновая поперечная неустойчивость ударно-ионизационных волн в диодных структурах*, Письма в Журнал Технической Физики, т. 20, в.12, стр. 38-42 (1994).

[A4] А.М. Минарский и П.Б. Родин, *Аналитическая модель распространения фронта ударной ионизации в диодной структуре большой площади*, Физика и Техника Полупроводников, т.29, в.8, стр.1506-1516 (1995).

[A5] A. Minarsky and P. Rodin, *Fast impact ionization fronts in diode structures: an analytical approach to the stability and 3D dynamics*, Proceedings of the 1995 Device Research Symposium, December 5-8, Charlottessville, USA, pp. 213-216 (1995).

[A6] A. Minarsky and P. Rodin, *Transverse stability and inhomogeneous dynamics of superfast impact ionization fronts in diode structures*, Solid State Electronics, v.41, n.6, pp.813-824 (1997).

- [A7] А.М. Минарский и П.Б. Родин, *О поперечной устойчивости фронта ударной ионизации в Si pin-структуре*, Физика и Техника Полупроводников, т. 31, в.4, стр.432-436 (1997).
- [A8] A. Gorbatyuk and P. Rodin, *Current filamentation in bistable semiconductor systems with two global constraints*, Zeitschrift für Physik B, v.104, n.1, pp. 45-54 (1997).
- [A9] M. Meixner, P. Rodin and E. Schöll, *Global control over front propagation in gate-driven multilayered structures*, Phys. Stat. Sol. (b), v.204, n.1, pp.493-496 (1997).
- [A10] A. Alekseev, S. Bose, P. Rodin and E. Schöll, *Stability of current filaments in a bistable semiconductor system with global coupling*, Physical Review E, v.57, n.3, pp.2640-2649 (1998).
- [A11] M. Meixner, P. Rodin and E. Schöll, *Fronts in a bistable medium with two global constraints: oscillatory instability and large amplitude limit-cycle motion*, Physical Review E, v.58, n.5, pp.5586-5591 (1998).
- [A12] M. Meixner, P. Rodin and E. Schöll, *Accelerated, decelerated and oscillating fronts in a globally coupled bistable semiconductor system*, Physical Review E, v.58, n.2, pp.2796-2807 (1998).
- [A13] M. Meixner, P. Rodin, E. Schöll, A. Wacker, *Dynamics and stability of lateral current density fronts in resonant tunneling structures*, Proceedings of the Int. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", June 1999, St.-Petersburg, Russia, pp. 280-283 (1999).
- [A14] M. Meixner, P. Rodin, E. Schöll and A. Wacker, *Lateral current density fronts in globally coupled semiconductors with S- and Z-shaped current-voltage characteristics*, European Physical Journal B, v.13, n.1, pp.157-168 (2000).
- [A15] V. Cheianov, P. Rodin, E. Schöll, *Transverse coupling in bistable resonant-tunneling structures*, Physical Review B, v.62, n.15, pp.9966-9968 (2000).
- [A16] S. Bose, P. Rodin and E. Schöll, *Competing temporal and spatial instabilities in globally coupled bistable semiconductor system near a codimension-two bifurcation*, Physical Review E, v.62, n.2, pp. 1778-1789 (2000).
- [A17] А.М. Минарский и П.Б. Родин, *О критической скорости роста напряжения при запуске сверхбыстрого фронта ударной ионизации в диодной структуре*, Физика и Техника Полупроводников, т.34, в.6, стр. 692-694 (2000).
- [A18] F. Plenge, P. Rodin, E. Schöll and K. Krischer, *Breathing current domains in globally coupled electrochemical systems: A comparison with a semiconductor model*, Physical Review E, v.64, 056229(1-12) (2001).
- [A19] J. Unkelbach, A. Amann, P. Rodin, E. Schöll, *From bistability to spatio-temporal chaos in a resonant-tunneling diode*, Proc. SPIE Int.Soc.Opt.Eng. v.5023, pp.330-331 (2002).
- [A20] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer and I. Grekhov, *Superfast impact ionization fronts in initially unbiased layered semiconductor structures*, Journal of Applied Physics, v. 92, n.4, pp.1971-1980 (2002).
- [A21] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer and I. Grekhov, *Tunneling-assisted impact ionization fronts in semiconductors*, Journal of Applied Physics, v. 92, n.2, pp.958-964 (2002).
- [A22] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer and I. Grekhov, *A novel type of power picosecond semiconductor switches based on tunneling-assisted impact ionization*

*fronts.*, Proceeding of 25<sup>th</sup> International Power Modulator Symposium 2002, pp.445-448 (2002).

[A23] P. Rodin, E. Schöll, *Lateral current density front in asymmetric resonant-tunneling structures*, Journal of Applied Physics, v.93, n.10, pp.6347-6353 (2003).

[A24] M. Denison, M. Blaho, D. Silber, P. Rodin, D. Pogany, M. Stecher, and E. Gornik, *Moving Current Filaments in Intergrated DMOS Transistors under Short Current Stress*, IEEE Transactions on Electron Devices, v.51, n.8, pp.1331-1339 (2004).

[A25] P. Rodin, *Theory of traveling filaments in bistable semiconductor structures*, Physical Review B, v. 69, 045307(1-11) (2004).

[A26] P. Rodin, *Onset of thermally driven self-motion of a current filament in a bistable semiconductor structure*, Physical Review B, v. 71, 085309(1-8) (2005).

[A27] P. Rodin, E. Schöll, *Comment on "Life time of metastable states in resonant-tunneling structures"*, Physical Review B, v.71(4), 047301 (2005).

[A28] D. Pogany, S. Bychikhin, M. Denison, P. Rodin, N. Jensen, G. Groos, M. Stecher, and E. Gornik, *Thermally-Driven Motion of Current Filaments in ESD Protection Devices*, Solid State Electronics, v. 49, pp.421-429 (2005).

[A29] P. Rodin, I. Grekhov, *Dynamic avalanche breakdown of a reversely biased p-n junction: Deterministic triggering of a planar streamer front*, Applied Physics Letters, v.86, 243504(1-3) (2005).

[A30] P. Rodin, A. Rodina, and I. Grekhov, *Field enhanced ionization of deep-level centers as a triggering mechanism for superfast impact ionization fronts in Si structures*, Journal of Applied Physics, v.98, 094506 (1-11) (2005).

[A31] P. Rodin, P. Ivanov, I. Grekhov, *Performance evaluation of subnanosecond closing switches based on propagation of superfast impact ionization fronts in SiC structures*, Journal of Applied Physics, v.99, 044503(1-5) (2006).

[A32] P. Rodin, U. Ebert, A. Minarsky, and I. Grekhov, *Theory of superfast fronts of impact ionization in semiconductor structures*, Journal of Applied Physics, v.102, 034508(1-13) (2007).

[A33] И.В. Грехов и П.Б. Родин, *О модели мультистримерного переключения высоковольтных кремниевых p-n переходов за порогом Зинеровского пробоя*, Письма в Журнал Технической Физики, т. 33 в.4, стр. 87-94 (2007).

## ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Волков А.В., Коган Ш.М., *Физические эффекты в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью*, УФН **96**, 633 (1968).

[2] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г., *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках* (Москва, Наука 1972).

[3] Кернер Б.С., Осипов В.В., *Нелинейная теория неизотермического инурования тока в транзисторных структурах*, Микроэлектроника **6**, 337 (1977).

[4] Kerner B.S., Osipov V.V., *Autosolitons* (Kluwer, Dordrecht, 1994).

[5] Золотарев В.Ф., *Безвакуумные аналоги электронных трубок* (Москва, Энергия, 1972).



- [6] Осипов В.В., Холоднов В.А., *Явление изотермического шунтирования тока при инжекционном пробое полупроводниковых структур*, Микроэлектроника **2**, 529 (1973).
- [7] Дьяконов М.И., Левинштейн М.Е., *Теория распространения включенного состояния в туристоре*, Физика и Техника Полупроводников **12**, 729 (1978).
- [8] Glavin V., Kochelap V., Mitin V., *Patterns in Bistable Resonant-Tunneling Structures*, Phys. Rev. B **56**, 13346 (1997).
- [9] Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., *Формирование субнаносекундных перепадов тока при задержке пробоя кремниевых p-n переходов*, Письма в ЖТФ **5**, 950 (1979).
- [10] Горбатюк А.В., *Динамика и устойчивость сильноточных инжекционных систем*, автореферат дис. на соискание степени д.ф.-м.наук.: С.-Петербург ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, 2004.
- [11] Cross M.C., Hohenberg P.C., *Pattern formation outside of equilibrium*, Rev. Mod. Phys. **65**, 851 (1993).
- [12] *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors*, edited by F.-J. Niedernostheide (Springer-Verlag, Berlin, 1995).
- [13] Aoki K, *Nonlinear Dynamics and Chaos in Semiconductors*, (Bristol, Institute of Physics Publishing, 2000).
- [14] Schöll E., *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*, (Cambridge University Press, Cambridge; U.K., 2001).
- [15] Mikhailov A.S., Calenbuhr V., *From Cells to Societies: Models of Complex Coherent Actions* (Springer, Berlin, 2002).
- [16] Niedernostheide F.-J., Schulze H., Bose S., Wacker A., and Schöll E., *Spiking in a semiconductor device: experiments and comparison with a model*, Physical Review E **54**, 1253 (1996).
- [17] Pogany D., Litzemberger M., Gornik E., Groos G., and Stecher M., *Extraction of spatio-temporal distribution of power dissipation in semiconductor devices using nanosecond interferometric mapping technique*, Applied Physics Letters **81**, 2281(2002).
- [18] Goldman V.J., Tsui D.C., Cunningham J.E., *Observation of intrinsic bistability in resonant-tunneling structures*, Physical Review Letters **58**, 1256 (1987).
- [19] Martin A.D., Lerch P.E., Simmonds P.E., and Eaves L., *Observation of intrinsic tristability in resonant-tunneling structure*, Applied Physics Letters **64**, 1248 (1994).
- [20] Хингорани Н.Г., Мехта Х., Ливай С., *Координация исследований в области силовых полупроводниковых приборов*, ТИИЭР **77**, 77(1989).
- [21] Грехов И.В., Тучкевич В.М., *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Ленинград, Наука 1988).
- [22] Focia R.J., E. Schamiloghu E., Flederman C.B., Agee F.J., and Gaudet J., *Silicon diodes in avalanche pulse-sharpening applications*, IEEE Transactions on Plasma Science. **25**, 138 (1997).
- [23] Mazouz N., Flaetgen G., Krisher K., *Tuning the range of spatial coupling in electrochemical systems: from local via nonlocal to global coupling*, Physical Review E. **55**, 2260 (1977).
- [24] Wacker A., Schöll E., *Spatio-temporal dynamics of vertical charge transport in a semiconductor heterostructure*, Semicond. Sci. Techn. **7**, 1456 (1992).

- [25] Басс Ф.Г., Бочков В.С., Гуревич Ю., *Влияние размеров образца на вид ВАХ в средах с неоднозначной зависимостью электронной температуры от поля*, ЖЭТФ **58**, 1815 (1970).
- [26] Krisher K., Mikhailov A.S., *Bifurcation of travelling spots in reaction-diffusion systems*, Physical Review Letters **73**, 3165 (1994).
- [27] Bode M., Liehr A.V., Schenk C.P., Purwins H.-G., *Interaction of dissipative solitons: particle-like behavior of localized structures in a three-component reaction-diffusion systems*, Physica D **161**, 45 (2002).
- [28] Sakurai T., Mihaliuk E., Chirila F., Showalter K., *Design and control of wave propagation patterns in excitable media*, Science **296**, 1917 (2002).
- [29] Мельников Д.В., Подливаев А.И., *Латеральная бегущая волна как форма переходного процесса в резонансно-туннельной структуре*, Физика и Техника Полупроводников **32**, 227 (1998).
- [30] Фейгинов М.Н., Волков В.А., *Самовозбуждение двумерных плазмонов в резонансно-туннельных диодах*, Письма в ЖЭТФ **68**, 628 (1998).
- [31] Tretiakov O.A., Gramespacher T., Matveev K.A., *Lifetime of metastable states in resonant-tunneling structures*, Physical Review B **67**, 073303 (2003).
- [32] Kardo-Susoev A.F., *New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses*, in *Ultra-Wideband Radar Technology*, edited by James D. Taylor, CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington, 2001, pp. 205-290.
- [33] Грибковский В.П., *Стримерное свечение в полупроводниках*, Журнал Прикладной Спектроскопии **15**, 709 (1984).
- [34] Bazelyan E.M., Raizer Yu.P., *Spark Discharges* (CRS Press, New York, 1998).
- [35] Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю., *К теории стримерного разряда в полупроводниках*, ЖЭТФ **94**, 321 (1989).
- [36] Грехов И.В., Кардо-Сусоев А.Ф., Костина Л.С., Шендерей С.В., *Возбуждение волны ударной ионизации в «перенапряженных» p-n переходах*, Физика и Техника Полупроводников **51**, 1709 (1981).
- [37] Грехов И.В., Линийчук И.А., Лебедева Л.В., Тучкевич В.М., Челноков В.Е., Шуман В.Б. и Якивчик Н.И., Патент СССР № 1769891 от 6 июля 1964 года.
- [38] Astrova E.V., Voronkov V.B., Kozlov V.A., and Lebedev A.A., *Process induced deep-level defects in high purity silicon*, Semiconductor Science and Technology **13**, 488 (1998).
- [39] Abakumov V.N., Perel' V.I., Yassievich I.N., *Nonradiative recombination in semiconductors*, (North-Holland, Amsterdam, 1991).
- [40] P. Pelce', ed. *Dynamics of curved fronts* (Academic, Boston, 1988)
- [41] Грехов И.В., Ефанов В.М., *О возможности генерации стимулированного излучения с помощью ударно-ионизационных волн в полупроводниках*, Письма в ЖТФ **16**, 9 (1990).
- [42] Вайнштейн С.Н., Жилиев Ю.В., Левинштейн М.Е., *Визуализация субнаносекундного процесса переключения арсенидгаллиевых диодных структур*, Письма в ЖТФ **14**, 1526, (1988).