

## ТОКОВЫЕ СТРУКТУРЫ В Si(Zn)

Ю. А. Астров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 12 июля 1993 г.)

С использованием системы «полупроводник—разрядный промежуток» изучались явления образования сложных пространственных распределений тока в высокоомном кремнии, легированном цинком. Неустойчивости пространственно однородных распределений с образованием множественных токовых нитей возникали при увеличении напряжения на образце выше критических значений. Визуализация образующихся структур осуществлялась с помощью тонкого распределенного по сечению образца газоразрядного промежутка. Показано, что в условиях экспериментов разрядная область выполняет лишь пассивную роль и не ответственна за появление токовых структур. Нити тока идентичны друг другу и имеют в поперечном сечении сложный профиль, который связан с симметрией кристалла. Система с нитями обнаруживает гистерезис глобальной ВАХ и эффект мультистабильности полного тока. В области существования нитей полный ток примерно пропорционален третьей степени электрического поля в образце. Наблюдающиеся явления находят феноменологическое объяснение в рамках моделей «активатор—ингибитор», описывающих образование структур в распределенных активных средах с диффузией. Предварительные экспериментальные данные позволяют предположить, что в качестве активирующей стадии в расслоении тока служит явление двойной инжекции носителей в объем, а температура кристалла выступает в роли ингибитора этого процесса.

### 1. Введение

В неравновесных условиях многие пространственно-распределенные физические и физико-химические системы обнаруживают свойства самоорганизации пространственно-временных структур [1–3]. Такая реакция на внешнее воздействие может возникнуть в том случае, если при удалении от равновесия хотя бы одна из переменных, описывающих состояние системы, приобретает способность к автокаталитическому воспроизводству. Большой интерес представляет исследование условий спонтанного возникновения структур в системе носителей заряда полупроводников. Такой интерес подкрепляется следующими обстоятельствами:

- в полупроводниках относительно легко могут быть реализованы сильно неравновесные состояния;
- в электронной подсистеме полупроводника процессы самоорганизации могут протекать с большой скоростью;
- существуют принципиальные возможности создания на основе распределенных твердотельных активных сред новых функциональных устройств полупроводниковой электроники [4].

При образовании структур в распределенных средах диффузионные процессы всегда играют важную роль. В общеизвестном примере полупроводниковых систем с отрицательным сопротивлением они выполняют стабилизирующую функцию и служат в качестве отрицательной обратной связи, ограничивая сверху спектр волновых векторов нарастающих флуктуаций [5, 6].

В 1952 г. Тьюринг на примере простых систем, содержащих химически реагирующие компоненты, теоретически показал [7], что линейные

диффузионные процессы могут стабилизировать систему, т. е. поддерживать развитие неустойчивостей и образование структур. Для систем с диффузионным расслоением к настоящему времени наиболее изучены ситуации, когда для удовлетворительного описания достаточно двух переменных; одна из них (активатор) может автокаталитически воспроизводиться, тогда как другая (ингибитор) стремится подавить отклонение концентрации активатора от стационарного значения [ $8-10$ ].

Реакционно-диффузионные ( $R-D$ ) системы могут быть устойчивы по отношению к пространственно однородным возмущениям, при которых флуктуационные процессы, приводящие к отклонению концентрации активатора от стационарного состояния, эффективно подавляются ингибитором. В то же время пространственно неоднородные возмущения могут нарастать вследствие участия диффузионных процессов. Это происходит, например, в тех случаях, когда ингибитор (который продуцируется в процессе нарастания концентрации активатора) более подвижен по сравнению с активатором. При этих условиях за счет быстрой диффузии он «выносится» из зоны, в которой начинается рост концентрации активатора.

$R-D$ -системы могут обнаруживать сложные и разнообразные проявления самоорганизации. В частности, при определенных соотношениях параметров в них могут образовываться устойчивые высококонтрастные уединенные образования, имеющие определенное сходство с солитонами нелинейных консервативных систем. Их предложено называть автосолитонами [ $10$ ]. Замечательно, что устойчивый автосолитон может быть создан сильным локальным кратковременным возбуждением протяженной системы, устойчивой в то же время к возмущениям малой амплитуды. Такой процесс имеет прямую аналогию с широко известным явлением жесткого возбуждения автогенератора колебаний (который представляет собой систему с сосредоточенными параметрами).

Явления, формально аналогичные наблюдающимся в химических протяженных  $R-D$ -системах, могут иметь место в полупроводниковых средах. Неравновесное состояние полупроводника простейшим образом достигается приложением электрического поля. О получении при этом существенно неравновесного состояния свидетельствует, например, появление нелинейностей в транспортных характеристиках. При этом активирующий процесс не обязательно может быть обусловлен электрическим отрицательным сопротивлением [ $11$ ]. В то же время имеется ряд примеров, когда диффузионная природа расслоения однородного состояния и сложное пространственно-временное поведение обусловлены электрической отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) полупроводника. Это может иметь место в составных распределенных электропроводящих структурах, содержащих в качестве одной из компонент активную среду с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП)  $S$ -типа, а другой — с положительным дифференциальным сопротивлением. Эти среды находятся в непосредственном электрическом контакте. Если глобальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) однородного состояния такой системы не имеет области отрицательного сопротивления, то система в целом не проявляет активных свойств. Вместе с тем внутренняя степень свободы таких сред, которая обусловлена диффузионно-подобной возможностью перестройки электрического потенциала в поперечном к току направлении, порождает свойства, которые характерны для систем с реакцией и диффузией. В результате в системе может спонтанно возникнуть сложная внутренняя структура.

Составные системы, содержащие активирующую область с ОДП  $S$ -типа, могут создаваться с помощью различных распределенных физических структур [ $12-14$ ], а также электрических цепей, которые включают большое число идентичных ячеек, собранных из сосредоточенных элементов [ $15-16$ ]. В таких системах при пропускании тока перпендикулярно границе раздела двух сред возникают не-

одномерные состояния с образованием страт тока в одномерных системах и нитей тока — в двумерных. Неустойчивость обусловлена автокаталитическим ростом проводимости в слое с ОДП. Величина тока отдельных страт или нитей ограничивается ингибирующим процессом перераспределения напряжения между активирующей областью и распределенным (линейным) сопротивлением.

Представления составных систем плотдотворно использовались при изучении полупроводниковых структур, в которых «двухслойность» не задавалась конструкцией преднамеренно. S-образность внутренней ВАХ таких систем могла инициироваться либо процессом инжекции [17], либо пробоем мелких примесей [18, 19]. В работе [20] наблюдалась пространственно-периодическая картина разрушения тиристорной структуры при некоторых режимах переключения. Теория этого явления [21] удовлетворительно описала наблюдавшиеся факты также в рамках модели составной системы с активаторно-ингибиторными процессами в ней. Заметим, что в данном случае формирования высококонтрастного токового распределения соответствовало очень сильной локализации тока и сопровождалось возникновением аварийной ситуации в полупроводниковой структуре.

Представляет интерес обнаружение и исследование пространственных токовых структур в условиях малых тепловыделений в полупроводниковой системе, когда появляется возможность наблюдения и исследования стационарных структур. Такая возможность в принципе реализуема, например, для случая токов инжекции в полупроводниках с низкой равновесной концентрацией носителей; при этом относительно малые токи системы могут сопровождаться возникновением сильно неравновесного состояния.

В ряде ранних работ при изучении инжекционных явлений при малых токах регистрировался сильный (макроскопический) шум или даже регулярные колебания, что, по-видимому, свидетельствует о наблюдении явлений самоорганизации. Такие эффекты имели место не только в условиях S-образного отрицательного сопротивления, но и на участках сверхлинейных ВАХ с положительной дифференциальной проводимостью (см., например, [22, 23]).

В [24] нами исследовались характеристики полупроводникового преобразователя ИК изображений ионизационного типа. Принцип действия этих приборов основан на управлении плотностью тока в тонком газоразрядном промежутке (ГРП) с помощью полупроводникового фотоприемника, служащего одним из электродов ГРП. В цитируемой работе в качестве фотоприемника использовался кремний, легированный цинком. Было замечено, что при больших напряжениях питания преобразователя в нем возникают неоднородности пространственных распределений тока, нарушающие работу прибора. Характерно, что неоднородности возникали в области сверхлинейности ВАХ, что позволяло сделать предположение об инжекционной природе явления. Существенно, что эффект наблюдался при относительно малых токах ( $<1$  мА) и соответственно низких тепловыделениях в системе.

В настоящей работе выполнены более подробные исследования обнаруженного явления. Экспериментально доказывается, что неустойчивость, наблюдающаяся в системе «полупроводник—ГРП», в исследуемой ситуации обусловлена полупроводниковой, а не газоразрядной частью структуры. Вместе с тем использование в системе газоразрядного зазора, распределенного по сечению полупроводникового образца, дает возможность визуализации пространственных токовых структур. Полученные результаты свидетельствуют, что в основе явления расслоения тока лежит процесс двойной инжекции в высокоомный полупроводник, легированный глубокой примесью цинка. Совокупность полученных в работе результатов дает возможность заключить, что отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводнике отсутствует. Эти результаты вместе с тем позволяют предположить, что неустойчивость вызывается процессом автокаталитического накопления свободных носителей заряда в объеме полупроводника при двойной инжекции.

Наблюдаясь явления могут быть интерпретированы в рамках моделей типа «активатор—ингибитор», описывающих процессы самоорганизации в активных распределенных средах с диффузией. Такой подход позволяет дать феноменологическую интерпретацию существования совокупности идентичных токовых нитей при двойной инъекции носителей в образцы Si(Zn) с большими поперечными размерами, а также наблюдающегося в ряде опытов сложного пространственно-временного поведения системы, которое включает пульсацию нитей тока, их направленное перемещение, качание и др.

## 2. Методика экспериментов

Пространственное распределение тока в образцах в настоящей работе изучалось с помощью тонкого газоразрядного промежутка, который служит одним из контактов к образцу и замыкает ток в цепи. При пропускании тока через структуру пространственное распределение интенсивности свечения газа в ГРП характеризует распределение проводимости полупроводника [25, 26]. Применение такого метода визуализации позволяет осуществлять количественные исследования распределения тока при его малых плотностях, а также изучать динамические явления в условиях образования и перестройки структур. Доказательства того, что в рассматриваемых условиях ГРП не оказывает существенного влияния на наблюдаемые в структуре эффекты и выполняет таким образом лишь пассивную роль, будут представлены в п. 3.1—3.3.

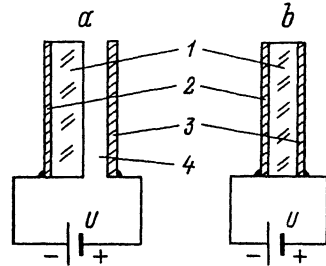
Образцы изготавливались следующим образом. Из исходного электронного кремния ( $\rho = 20\text{—}100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) в плоскости кристалла (111) вырезалась пластина. Затем методом диффузии материал легировался глубоким двойным акцептором (цинком) таким образом, что при низких температурах опытов (90—100 К) примерно десятая часть нижних энергетических уровней цинка  $E_v + 0.326 \text{ эВ}$  [27] в равновесии заполнялась электронами. Таким образом, материал превращался в высокоомный с дырочной проводимостью и невысокой степенью компенсации. Образцы изготавливались в форме дисков диаметром 20—25 мм и толщиной 0.5—1.0 мм. На одну из поверхностей пластины наносился прозрачный контакт, служащий катодом. Для этого применялось ионное легирование бором и последующая активация внедренной примеси импульсным излучением рубинового лазера [28]. Противоположная поверхность образца полировалась механически либо в полирующем травителе. Один и тот же образец мог последовательно использоваться в структурах, показанных на рис. 1. Таким образом, вторым контактом к образцу служил либо тонкий разрядный промежуток (рис. 1, а), либо напыленная пленка металла (рис. 1, б).

ГРП толщиной  $d \leq 100 \text{ мкм}$  заполнялся азотом при остаточном давлении  $P \approx 10 \text{ гПа}$  (приведено к  $T = 0^\circ\text{C}$ ). В качестве анода системы полупроводник—ГРП (рис. 1, а) использовалась стеклянная пластина с электропроводящим прозрачным покрытием на основе окиси олова. Токопроводящая область в структурах выполнялась в форме диска диаметром 13—15 мм, ток пропусклся перпендикулярно плоскости образца, т. е. в направлении оси кристалла (111).

Использование прозрачного ионно-легированного контакта к Si(Zn)-образцу позволяло изменять величину тока структур рис. 1 с помощью однородной засветки образца в области его спектральной чувствительности (длина волны засветки  $\lambda \leq 4 \text{ мкм}$  [29]), сохраняя неизменной величину питающего напряжения.

В структуре рис. 1, а использовался таунсендовский вид газового разряда (иногда называемый простейшим). Такой разряд характерен тем, что длина экранирования электрического потенциала  $l_e$  разрядной областью существенно превышает длину разрядного промежутка в направлении тока [30]. При этом условия напряженность электрического поля сохраняется постоянной по длине промежутка и не зависит от плотности тока  $j$ . Поэтому и напряжение горения





разряда  $U_d$  не зависит от  $j$ . Оценки показывают, что для условий наших экспериментов (малое  $d$ , сильное электрическое поле в промежутке) критерий таунсендовского разряда

$$l_s \gg d \quad (1)$$

соблюдается по крайней мере до плотностей тока  $0.1-1 \text{ А/см}^2$ , что существенно превышает максимальные значения  $j$  в наших экспериментальных условиях. (Для больших  $j$  однородность поля в ГРП может нарушаться за счет накопления в разрядной области положительно заряженных ионов, при этом разряд переходит в тлеющий, величина  $U_d$  начинает зависеть от тока. В этом случае может развиваться S-образность ВАХ разряда [31], т. е. разрядная область может перейти в активный режим.)

В условиях наших опытов изменение сопротивления полупроводникового электрода не сопровождается заметным перераспределением напряжения между ним и газоразрядной областью, поскольку для таунсендовского разряда ВАХ разрядной области практически вертикальна [31]. Таким образом, возникновение пространственно неоднородного распределения проводимости в полупроводнике не приводит к появлению тангенциальных составляющих тока на границе раздела двух сред. Отметим также, что интенсивность свечения газа в разрядной области с хорошей точностью пропорциональна величине  $j$  [26, 32]. Метод регистрации свечения разряда в данной системе позволяет изучать токовые распределения в широком диапазоне  $j$  с достаточно высоким пространственным разрешением ( $\sim 10 \text{ мм}^{-1}$ ) [32, 33].

Наряду с изучением стационарных токовых структур в данной работе проводилось также предварительное изучение динамических процессов, характеризующих возникновение и развитие пространственно неоднородных состояний. В этих исследованиях совместно с регистрацией кинетики полного тока применялась кино- и телевизионная техника.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Общие проявления неустойчивости

При использовании в структуре рис. 1, а образцов с линейной ВАХ пространственно однородное распределение плотности тока устойчиво вплоть до достаточно высоких значений  $j$ . Именно свойство устойчивости горения разряда при использовании линейных фотопроводников лежит в основе действия ионизационных преобразователей ИК изображений [34, 35]. Если же используются такие образцы, что ВАХ структуры рис. 1, а сверхлинейны, то в области сверхлинейности даже при малых  $j$  ( $< 1 \text{ мА/см}^2$ ) часто наблюдаются пространственно неоднородные распределения тока, которые в этой структуре легко визуализируются по распределению интенсивности свечения газа в ГРП.

В частности, при использовании образцов Si(Zn) наблюдается возникновение нитей тока, т. е. локализованных областей с высокой плотностью тока. Обнаружено, что в этом случае явления, сопровождающие образование нитей, зависят при прочих равных условиях от способа обработки поверхности образца, которая служит анодной плоскостью. Для химической полированной поверхности наблюдающееся расслоение тока может приводить к сложному пространственно-временному поведению распределения тока. В то же время при механической

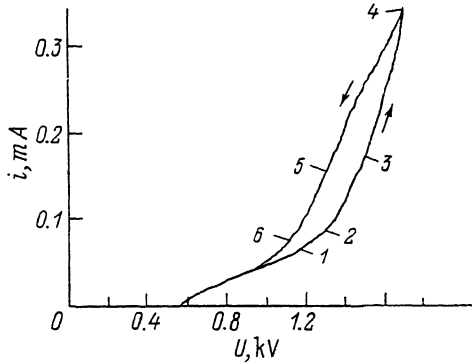


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структуры рис. 1, а. Стрелками показано направление изменения напряжения.

полировке эффект сопровождается, как правило, образованием стационарных нитей.

На рис. 2 показана типичная ВАХ структуры рис. 1, а, в которой использовался образец Si(Zn) с механически полированной анодной плоскостью. Кривая получена при плавном изменении питающего напряжения  $U$  от нуля до максимальной величины и обратно. Видно, что ВАХ имеет выраженный гистерезис. Визуальные наблюдения показывают, что в области гистерезиса ВАХ в системе возникают пространственно неоднородные токовые состояния с образованием множественных высококонтрастных токовых нитей.

На рис. 3 приведен ряд снимков свечения ГРП для различных стационарных состояний, которые помечены на ВАХ рис. 2 цифрами. Данные рис. 2, 3 относятся к случаю генерации стационарных пространственно неоднородных токовых распределений. Одна из характерных особенностей наблюдаемого эффекта состоит в том, что в процессе увеличения  $U$  генерация нитей происходит пороговым образом. С ростом  $U$  число нитей в системе увеличивается. Поэтому состояние с числом нитей  $n$  достигается при некотором критическом напряжении —  $U_{cr}^n$ . Отметим, что при заданном значении  $U$  величина  $n$  зависит при прочих равных условиях от сопротивления полупроводника  $R$  при малых  $U$ , т. е. в линейной области ВАХ.

Из рис. 3 видно, что нити, возникающие в различных участках структуры, в значительной степени подобны как по форме, так и по величине тока в них. Развитые нити характеризуются симметрией равностороннего треугольника, при этом они одинаково ориентированы в плоскости монокристаллического образца. Характерный диаметр нитей  $\sim 0.3\text{--}0.4$  мкм.

Пороговый характер возникновения нитей и гистерезис ВАХ свидетельствуют о развитии в системе неустойчивости. Возникает вопрос — не может ли она инициироваться процессами в разрядной области?

Совокупность экспериментальных данных указывает на то, что такое предположение неосновательно. Прежде всего заметим, что в случае поддержания неизменными условий горения разряда (т. е. межэлектродного расстояния, плотности и состава газа в зазоре) характеристики разряда определяются лишь плотностью тока. В нашем случае имеется возможность независимого управления плотностью разрядного тока в структуре путем изменения величины сопротивления  $R$  полупроводника с помощью засветки либо изменения температуры образца, сохраняя при этом напряжение питания постоянным.

На рис. 4 показано, как изменение  $R$  влияет на ВАХ структуры, показанной на рис. 1, а. Видно, что при уменьшении сопротивления образца начало

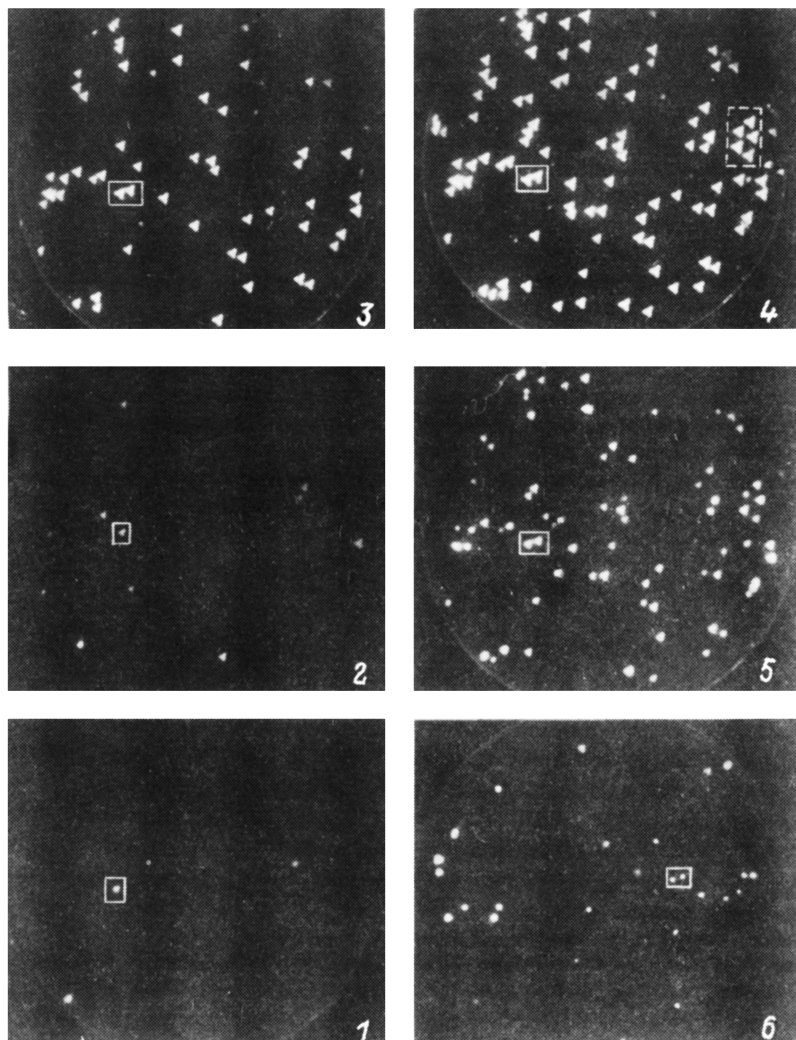


Рис. 3. Пространственные распределения свечения разрядной области в структуре рис. 1, а. Светлые области соответствуют участкам с повышенной плотностью тока. Номера снимков соответствуют номерам точек на ВАХ (рис. 2). Диаметр токопроводящей области 13 мм.

сверхлинейного участка ВАХ сдвигается в сторону больших напряжений. Визуальные наблюдения показывают, что критическое напряжение (при котором возникают нити тока) также при этом возрастает; соответственно еще в большей степени увеличивается критическая плотность тока (рис. 5).

И наконец, прямое экспериментальное доказательство того, что неустойчивость не определяется газоразрядной областью, дает сравнение переходных процессов, а также ВАХ для обоих типов структур, показанных на рис. 1, а и б, т. е. содержащих газоразрядную область и без нее.

### 3.2. Переходные процессы при генерации стационарных нитей

Генерация нитей тока сопровождается увеличением общего тока структуры. Таким образом, одновременная регистрация в переходных режимах кинетики

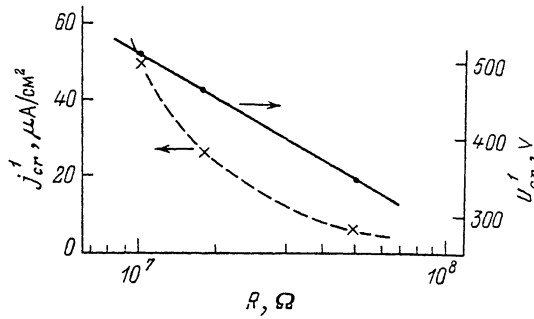
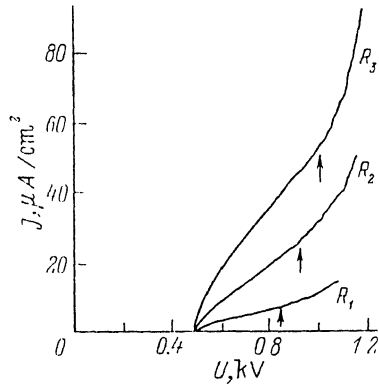


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики структуры рис. 1, а при различных сопротивлениях образца  $R_1 > R_2 > R_3$ . Стрелками показаны значения  $U_{cr}^1$ , при которых возникает первая нить.

Рис. 5. Зависимость критических величин — напряжения на образце и плотности тока, соответствующих генерации первой нити тока в структуре (рис. 1, а) от сопротивления образца. Величина  $R$  соответствует площади структуры  $1 \text{ см}^2$ .

тока и пространственного распределения свечения ГРП позволяет установить связь между пространственно-временными закономерностями развития неустойчивости и изменением полного тока.

На рис. 6, а приведено семейство кривых нарастания тока в структуре с ГРП при различных амплитудах ступенчатого напряжения. При  $U < U_{cr}^1$  имеем обычную осциллограмму тока, не содержащую особенностей (кривая 1). Визуальные наблюдения показывают, что ток протекает однородно по сечению структуры.

Для  $U > U_{cr}^1$  вслед за быстрым первоначальным ростом ток на некоторое время устанавливается; при этом он протекает однородно по сечению. Далее, после довольно длительного «инкубационного» периода происходит скачкообразное увеличение тока до нового установившегося значения. Скачок соответствует генерации уединенной нити. С увеличением  $U$  инкубационный период сокращается, а число нитей, устанавливающееся в структуре, возрастает. Следует добавить, что при последовательной генерации одиночных нитей величина наблюдающихся при этом скачков полного тока практически одинакова.

Переходные процессы в структуре рис. 1, б, т. е. в отсутствие ГРП, изучались следующим образом. После получения данных, представленных на рис. 6, а, образец извлекался из экспериментальной камеры и на его плоскость, ранее обращенную к разрядному промежутку, напылялся металлический электрод. Затем экспериментальная камера вновь собиралась и изучались переходные процессы в образце в отсутствие разрядного промежутка. Условия для полупроводникового образца — величина сопротивления, которая определяется температурой кристалла или интенсивностью ИК подсветки, и падение напряжения на нем — были близки к прежним (т. е. в системе с разрядной областью), ионно-легированный контакт также находился под отрицательным потенциалом.

Пример полученных результатов представлен на рис. 6, б. Видно, что кинетики установления тока вновь имеют сложную структуру с характерными скачками. Величина скачков в обеих исследованных ситуациях (т. е. с разрядной областью и без нее) одинакова. Заметим, что по амплитуде скачков на переходных характеристиках можно судить о величине тока, который переносится отдельной нитью. Как следует из данных рис. 6, в рассматриваемых условиях это значение составляет 1–2 мкА.

Задача выделения на осциллограммах тока скачков, которые связаны с появлением индивидуальных нитей, затруднена в переходных режимах, которые

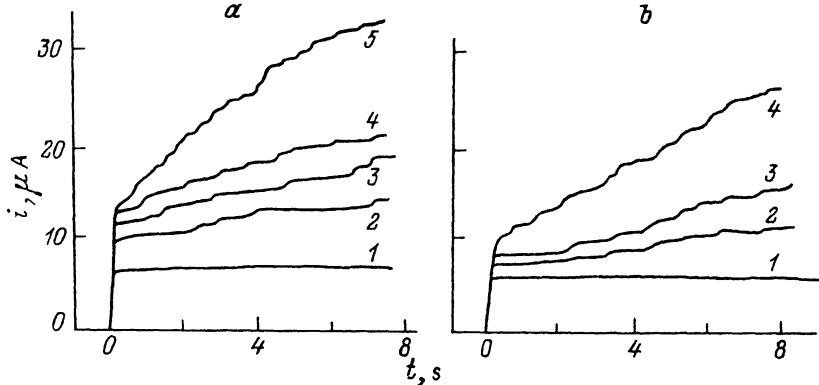


Рис. 6. Примеры кинетик тока при питании структур с ГПП (а) и без ГПП (б) ступенчатым напряжением. У, В: 1 — 910, 2 — 1135, 3 — 1250, 4 — 1290, 5 — 1350 (а); 1 — 480, 2 — 620, 3 — 690, 4 — 790 (б).

сопровождаются генерацией значительного числа нитей. В частности, это имеет место при больших напряжениях питания. Пример такой кинетики показан на рис. 7 для образца с относительно малым значением  $U_{cr}$ . Интересно отметить, что достаточно гладкая (хотя и содержащая шум) кривая установления тока сама по себе не дает никаких оснований сделать предположение о расслоении тока образца, которое приводит к образованию высококонтрастного токового распределения.

При питании ступенчатым напряжением, амплитуда которого незначительно превышает пороговое, время формирования нитей оказывается довольно длительным. Это позволяет изучать кинетику развития индивидуальной нити с помощью обычной кино- и телевизионной аппаратуры. Такие эксперименты показывают, что на начальной стадии формирования нить имеет радиально-симметричную форму и малый контраст относительно окружающего фона. Радиус нити и плотность тока в ней возрастают при увеличении промежутка времени между моментами включения напряжения и наблюдения. По мере роста величины тока нити происходит ее деформация (гофрировка), в результате которой поперечное сечение приобретает симметрию равностороннего треугольника. Время образования нити с выраженной треугольной симметрией зависит от величины пере-напряжения, т. е. от превышения напряжения питания над  $U_{cr}$  (которое, как указывалось выше, соответствует появлению нити при медленном повышении напряжения) и может лежать в интервале от единиц до сотен миллисекунд. Замечено также, что при больших (импульсных) перенапряжениях на образце степень пространственной анизотропии нити увеличивается.

### 3.3. Гистерезис ВАХ и пространственные распределения тока

В начале этого пункта приведем еще одно доказательство того, что наблюдающийся эффект генерации нитей связан с полупроводниковой, а не с газоразрядной областью. Таким свидетельством служит сопоставление ВАХ обеих исследованных структур, показанных на рис. 1, а и б, — при последовательном использовании в них (так же, как и при получении данных рис. 6) одного и того же образца. Кривые, показанные на рис. 8, снимались при достаточно медленном (10—20 В/с) изменении  $U$  и отражают таким образом последовательность стационарных состояний системы. Стрелками показано направление изменения  $U$  при записи кривых. Видно, что семейства ВАХ для обеих структур практически идентичны и отличаются лишь тем, что в структуре с разрядным

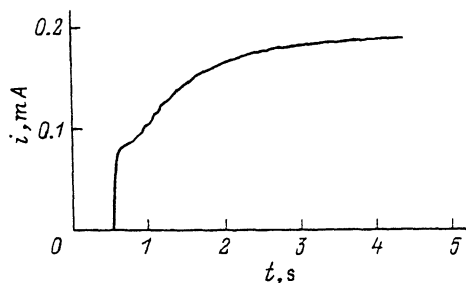


Рис. 7. Пример кинетики перехода в состояние с большим числом нитей.  $U = 1.5$  кВ.

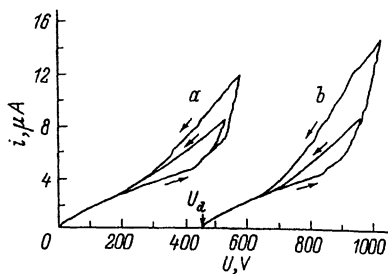


Рис. 8. Семейства вольт-амперных характеристик для структур (рис. 1, а, б) при использовании одного и того же образца. Стрелками показано направление изменения  $U$ , где  $U_d$  — напряжение горения разряда в ГРП.

промежутком соответствующие кривые смещены по оси напряжений на величину напряжения поддержания разряда в промежутке. Наряду с выраженным гистерезисом, также обращает на себя внимание «изломанность» ВАХ при увеличении  $U$  свыше порогового значения. Заметим, что в обеих ситуациях  $S$ -образность глобальной ВАХ отсутствует.

Число нитей, сохраняющихся в структуре после приложения максимального напряжения, тем больше, чем большее напряжение было достигнуто в процессе увеличения  $U$ . Для значительных площадей структуры (что соответствует нашей экспериментальной ситуации) в ней может «поместиться» большее число нитей. Это дает выраженную мультистабильность системы и позволяет ее переключать в различные состояния с увеличенным током. Такое переключение может быть выполнено в условиях воздействия дополнительно к постоянной разности потенциалов импульса напряжения той же полярности, достаточной амплитуды и длительности. Переключение можно осуществить из устойчивого однородного состояния  $U < U_{cr}^1$ . На рис. 9 показан пример такого переключения: ВАХ системы до воздействия импульса (кривая 1) и после него (кривая 2). Направление стрелок показывает условия получения ВАХ. Скачок, показанный пунктиром, обусловлен генерацией нитей под действием импульса напряжения длительностью 0.7 с и амплитудой 450 В. Отметим, что при увеличении амплитуды переключающего импульса время переключения в состояние с заданным числом нитей сокращается.

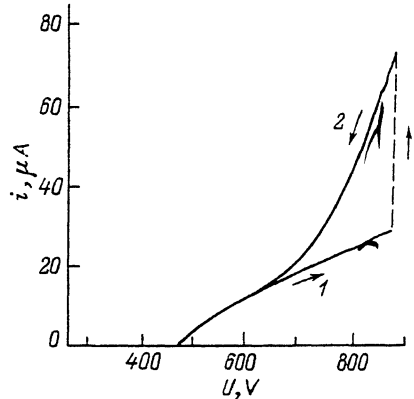
#### 3.4. ВАХ начального неустойчивого и конечного устойчивого состояний

Мы видели, что сверхлинейность стационарной ВАХ (рис. 2, 8) обусловлена увеличением числа нитей с ростом  $U$ . В случае малого числа нитей (например, при напряжениях, которые несущественно превышают  $U_{cr}^1$ ) сверхлинейность глобальной ВАХ формируется скачками (рис. 8). При большом числе нитей каждая новая нить дает небольшую относительную добавку в полный ток, так что «ломаность» ВАХ сглаживается. В исследуемом нами случае время развития неустойчивости довольно длительное (п. 3.2). Поэтому появляется возможность измерения ВАХ для двух ситуаций:

- в состоянии с пространственно однородным распределением плотности тока; это состояние устанавливается относительно быстро (рис. 6);
- в стационарном состоянии с нитями, которое устанавливается в течение довольно длительного времени в результате развития неустойчивости.

На рис. 10 в двойном логарифмическом масштабе приведены результаты таких измерений для структуры рис. 1, б, полученные из данных кинетик тока,

Рис. 9. Вольт-амперные зависимости, иллюстрирующие переключение системы в состояние с множественными нитями тока.



аналогичных представленным на рис. 6, *b*. ВАХ построены в координатах  $\bar{j} - E$ , где  $\bar{j}$  — усредненная по площади структуры плотность тока, а  $E$  — напряженность электрического поля в образце. Характерно, что ВАХ однородного (начального) состояния практически линейна. Этот результат показывает, что неустойчивость не определяется непосредственно отрицательной дифференциальной проводимостью системы. При напряжениях выше критического средняя плотность установившегося тока пропорциональна третьей степени электрического поля.

### 3.5. Элементы пространственного порядка в системе нитей тока

Выше отмечалось, что отдельные нити в высокой степени подобны друг другу. В ансамбле нитей можно также наблюдать некоторые признаки пространственного упорядочения. Например, расположение нитей по площади (см. снимок 4 на рис. 3) не является случайным. Имеется, в частности, тенденция к образованию пар, при этом для разных пар расстояние между нитями имеет близкое значение. Удастся также наблюдать упорядоченные фрагменты, включающие три нити и имеющие ось симметрии третьего порядка (рис. 11).

Снимки *a*, *b* на рис. 11 получены для одного и того же образца при последовательно увеличивающемся напряжении. Прямоугольниками отмечены области, содержащие упорядоченные образования. В частности, можно видеть, как увеличение напряжения сопровождается достройкой пары нитей до структуры, включающей три нити, которые формируют равносторонний треугольник (верхняя часть рис. 11, *a*, *b*). Снимок на рис. 11, *c* получен для другого образца и содержит упорядоченный фрагмент из трех нитей, который аналогичен элементу картины расслоения, который расположен в нижней правой части рис. 11, *a*, *b*.

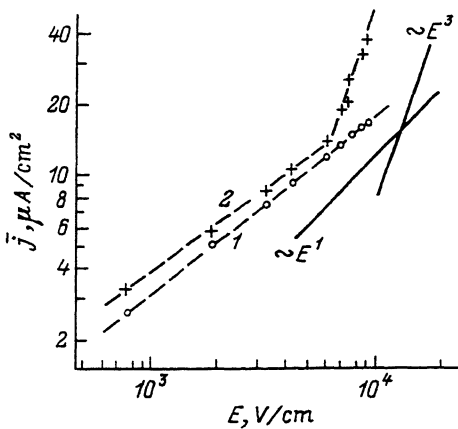
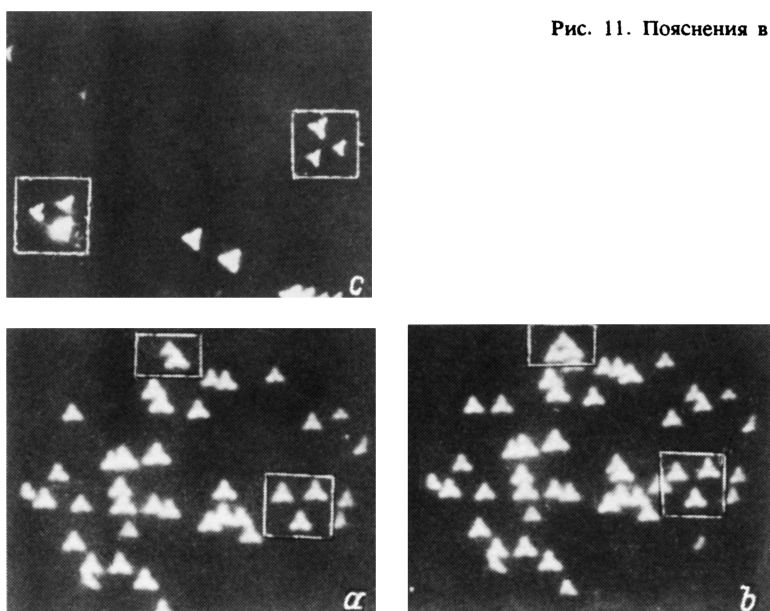


Рис. 10. ВАХ структуры (рис. 1, *b*) начального (1) и установившегося (2) состояний. Сплошными линиями показаны линейная ( $\sim E^1$ ) и кубическая ( $\sim E^3$ ) зависимости.



Несмотря на существование элементов пространственного порядка, высокоупорядоченное состояние ансамбля нитей (которое напоминало бы, скажем, двумерный кристалл) наблюдать не удалось. По-видимому, большую роль играют технологические неоднородности системы. На важную роль неоднородностей указывает, в частности, то обстоятельство, что при последовательных включениях питающего напряжения стационарные нити, как правило, формируются в одних и тех же участках структуры. Существование порядка показывает вместе с тем, что получающаяся картина пространственного расположения нитей не определяется лишь случайными факторами. Возникновение пар, которые характеризуются вполне определенным расстоянием между компонентами, свидетельствует, что если вторая нить в паре (которая образуется вслед за первой) формируется на неоднородности, то она формируется на такой неоднородности, которая расположена на вполне определенном расстоянии от первой нити.

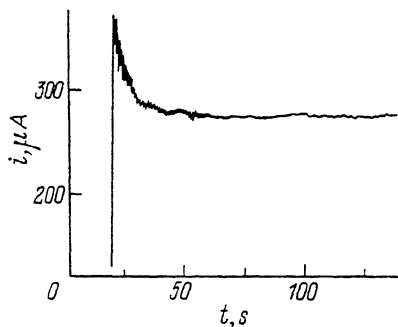
Одним из наиболее распространенных дефектов в материале являются дислокации. В использованных нами образцах их плотность  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, среднее расстояние между дислокациями существенно меньше наблюдаемого типичного расстояния между нитями тока. Отсюда следует, что дислокационная сетка материала не может быть ответственной за эффекты упорядочения в системе нитей.

### 3.6. Наблюдение пространственно-временных структур

Приведенные выше экспериментальные результаты получены для механически полированной анодной поверхности образцов. В п. 3.1 отмечалось, что для такого способа обработки характерно образование стационарных нитей тока. Как показывают предварительные эксперименты, при химической полировке анодной поверхности образца проявления неустойчивости при прочих равных условиях могут быть иными и может наблюдаться большее разнообразие в поведении системы. В этом случае после включения напряжения вслед за довольно быстрым процессом установления ток начинает медленно затухать к некоторому стационарному значению. Пример долговременной кинетики тока для этого случая приведен на рис. 12. Характерно, что на стадии релаксации тока в структуре могут



Рис. 12. Характерный вид релаксации тока в случае химической полировки поверхности.



организовываться движущиеся, качающиеся, а также пульсирующие нити тока. В течение этого процесса полный ток обнаруживает очень сильный (макроскопический) шум, обусловленный движением нитей, а также их сложной индивидуальной динамикой.

Направленное перемещение нитей в поперечном направлении наблюдается, как правило, лишь в первое время после включения напряжения питания, т. е. на ранних стадиях кинетики затухания тока. На этом этапе динамика движения системы характеризуется тем, что некоторые движущиеся нити внезапно исчезают, а другие появляются, так что их число в среднем сохраняется. По мере релаксации полного тока скорость движения нитей уменьшается. В процессе качания пространственный «центр тяжести» тока в нити перемещается за счет того, что область с максимальной плотностью тока как бы переливается по периферии нити, последовательно занимая ее углы. Направление вращения центра тяжести в таком процессе сохраняется. В системе множественных нитей частоты качания (вращения) в индивидуальных нитях близки. Повышение напряжения питания или увеличение проводимости образца с помощью ИК подсветки сопровождается увеличением частоты качания.

Пульсация нитей наблюдалась главным образом в образованиях, которые состоят из двух нитей, располагающихся на небольшом расстоянии друг от друга. Пространственный масштаб таких пар можно видеть на рис. 3, 11. Свообразие процесса пульсации в парах заключается в том, что колебания величины тока в соседних нитях происходят в противофазе. Таким образом, полный ток пары нитей, в которых осуществляются пульсации, во времени изменяется слабо. При увеличении проводимости образца или повышении напряжения питания частота пульсаций тока в парах нитей возрастает, так же как это имеет место и для частоты качания уединенной нити.

По мере релаксации тока системы характер движения в ансамбле нитей может претерпевать качественные изменения. Например, направленное перемещение нитей может смениться их пульсацией. Следует отметить, что при повторении опытов не удавалось полностью воспроизводить те или иные характерные закономерности в динамическом поведении нитей. По-видимому, имеется сильная чувствительность динамических свойств системы нитей тока к условиям на анодной поверхности образца. Отметим в связи с этим, что описанную выше сложную динамику можно наблюдать лишь относительно короткий промежуток времени (как правило, он не превышает несколько минут). Затем система стабилизируется и в ней могут быть возбуждены только стационарные нити. Чтобы вновь воспроизвести сложное пространственно-временное поведение, необходимо на некоторое время повысить температуру образца до величины, существенно превышающей температуру опытов (составляющую, как отмечалось в п. 2, 90—100 K).

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Модель расслоения

Как мы видели, возникновение нитей тока сопровождается появлением сверхлинейности на стационарных ВАХ образцов. Сверхлинейное увеличение полного тока с ростом приложенного напряжения (рис. 2, 10) свидетельствует

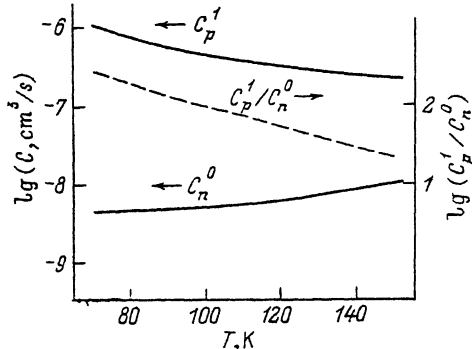


Рис. 13. Температурные зависимости скорости захвата электрона  $C_n^0$  и дырки  $C_p^1$  нейтральным и однократно отрицательно заряженным центром цинка соответственно. Пунктирной кривой показано отношение этих параметров (по данным работы [27]).

о том, что полное число свободных носителей заряда в образце возрастает. В некоторых работах (см., например, [36]) сильные сверхлинейности стационарных ВАХ Si(Zn), наблюдающиеся при низких температурах и сильных полях, связывали с электрическим пробоем примесного уровня. Результаты настоящего исследования не согласуются с таким механизмом роста проводимости исследованных нами образцов в сильных полях.

Действительно, один из характерных признаков примесного пробоя объемных образцов состоит в том, что при увеличении концентрации свободных носителей заряда с помощью подсветки кристалла или путем повышения температуры значение пробивного поля понижается [37]. В нашем случае, напротив, наблюдается обратное влияние этих факторов: начало сверхлинейного участка ВАХ сдвигается в сторону больших приложенных напряжений (рис. 4).

Другой возможной причиной увеличения числа носителей в образце при достаточно высоких напряжениях является двойная инжекция неравновесных носителей из контактов в объем. На первый взгляд, в исследуемой ситуации это невозможно, поскольку сильнолегированный  $p$ -контакт (рис. 1) не может инжектировать электроны. Известно, вместе с тем, что при достаточно высоких напряжениях поля вблизи контакта процесс инжекции может начаться. Это становится возможным за счет генерации неосновных носителей по механизму лавинной генерации или другими путями [38]. Будем считать, что в условиях наших опытов именно процесс двойной инжекции служит причиной увеличения полной проводимости образцов при больших напряжениях.

Хорошо известно, что двойная инжекция может содержать автокаталитическую стадию процесса, когда увеличение числа инжектированных носителей облегчает дальнейший процесс инжекции. Это может быть, например, в том случае, если с ростом  $j$  увеличивается время жизни  $\tau$  инжектированных носителей [39, 40]. Мы полагаем, что в исследуемом нами случае реализуется именно такая ситуация.

Образцы легировались глубокой примесью таким образом, что в равновесных условиях при низких температурах опытов лишь небольшая часть нижних акцепторных уровней цинка была заполнена электронами (центры  $Zn^{-1}$ ). Сечение захвата второго электрона такими отрицательно заряженными центрами с образованием состояний  $Zn^{-2}$  очень мало вследствие кулоновского отталкивания зарядов [27]. Таким образом, состояния  $Zn^{-2}$  могут принимать лишь незначительное участие в рекомбинационном процессе; в результате величина  $\tau$  определяется содержанием нейтральных и однократно заряженных центров цинка (их концентрации  $N(Zn^0)$  и  $N(Zn^{-1})$ ). Скорости захвата электрона и дырки этими

центрами ( $C_n^0$  и  $C_p^0$  соответственно) сильно асимметричны (рис. 13), где с использованием интерполирующих аналитических соотношений работы [27] построены экспериментальные температурные зависимости этих параметров.

При малых уровнях инжекции заполнение центров рекомбинации носителями заряда остается близким к равновесному. Вследствие сильной асимметрии скоростей захвата носителей практически для всех условий легирования выполняется условие

$$C_p^1 N(Zn^{-1}) > C_n^0 N(Zn^0), \quad (2)$$

т. е. более медленной стадией в рекомбинации пары является захват электрона нейтральными центрами цинка. Эта ситуация соответствует наличию «рекомбинационного барьера» [39] для инжекции дырок, который препятствует их эффективному проникновению в объем полупроводника.

По мере увеличения уровня инжекции степень заполнения состояний цинка электронами становится меньше (поскольку выполняется условие (2)), что приводит к уменьшению скорости захвата инжектированных дырок и соответственно к понижению рекомбинационного барьера. В результате такой перезарядки рекомбинационных центров инжекционный ток возрастает. Таким образом, процесс инжекции проявляет автокаталитические свойства. Вместе с тем положительная обратная связь, реализующаяся в таком процессе, может оказаться недостаточной для возникновения отрицательного дифференциального сопротивления пространственно однородного состояния. Мы полагаем, что в нашем случае реализуется именно такая ситуация.

Экспериментальные результаты свидетельствуют, что увеличение температуры кристалла сопровождается ростом критического электрического поля, т. е. поля, при котором возникает сверхлинейность стационарной ВАХ и нити тока. Подобный эффект дает также засветка образцов в спектральной области примесного поглощения (рис. 4, 5). Таким образом, оба фактора подавляют развитие неустойчивости. Их действие согласуется с рассмотренными особенностями двойной инжекции.

Действительно, для наших условий легирования ( $N(Zn^0) > N(Zn^{-1})$ ) примесное поглощение света в основном связано с перезарядкой нейтральных центров цинка за счет процесса.



Здесь  $h\nu$  — квант света,  $h$  — свободная дырка. Таким образом, при подсветке увеличивается концентрация центров захвата для дырок, рекомбинационный барьер для них повышается, в результате ток двойной инжекции подавляется. Повышение температуры кристалла также приводит к увеличению концентрации центров  $Zn^{-1}$  за счет процесса термической ионизации цинка. Кроме того, с ростом температуры уменьшается асимметрия скоростей захвата электронов и дырок центром рекомбинации (рис. 13), что, как известно [39], также подавляет автокаталитические свойства процесса двойной инжекции в полупроводнике с глубокими уровнями. Таким образом, будем предполагать, что изотермические ВАХ однородного состояния системы имеют вид, показанный на рис. 14, а. В неизотермических условиях необходимо принять во внимание повышение температуры образца за счет омических потерь. В этом случае при некоторых уровнях возбуждения системы (а именно при достаточно высоких напряжениях) концентрация центров  $Zn^{-1}$ , которые эффективны в рекомбинации инжектированных носителей, может оказаться неоднозначной функцией инжекционного тока. Действительно, при малой плотности тока заполнение центров рекомбинации носителями заряда остается близким к равновесному, так что инжекционный

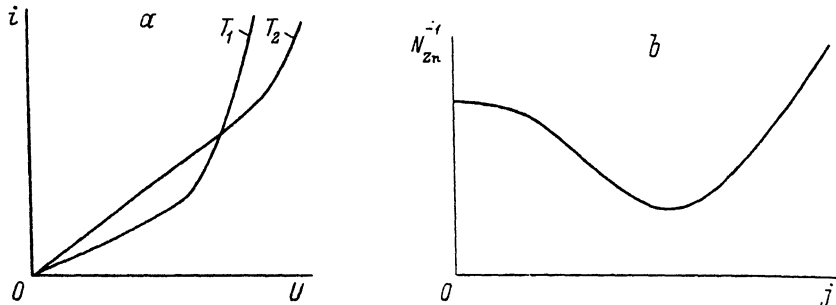


Рис. 14. Предполагаемый вид: (а) изотермических ВАХ однородного состояния для двух температур ( $T_2 > T_1$ ) и (б) зависимости концентрации центров захвата дырок от тока инжекции в неизотермическом случае.

ток подавлен. При значительных токах становится существенным нагрев образца. Вследствие этого заполнение центров рекомбинации электронами возрастает, что, как мы видели, подавляет автокаталитический процесс. В области же промежуточных значений инжекционного тока концентрация центров захвата, препятствующих инжекции дырок, понижена благодаря нейтрализации уровней  $Zn^{-1}$  инжектированными дырками. Эта ситуация схематически показана на рис. 14, б.

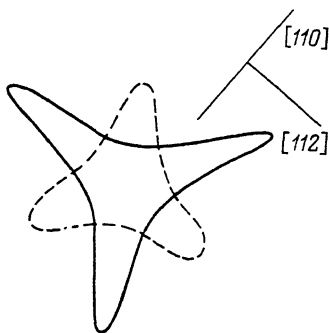
Предполагаемая схема расслоения тока выглядит следующим образом. Поскольку в нашем случае отрицательное электрическое сопротивление отсутствует, пространственно однородные возмущения распределения инжекционного тока будут подавляться вследствие отрицательной обратной связи, которая осуществляется за счет джоулева тепловыделения при протекании тока. В рассматриваемой активаторно-ингибиторной модели процессы активации (А) и ингибирования (И) будут характеризоваться существенно различающимися пространственными масштабами изменения: для А эта величина порядка диффузионной длины носителей заряда  $l$  в кристалле полупроводника, а для И порядка диффузионной тепловой длины  $L$  в структуре. Нетрудно видеть, что  $L \gg l$ .

В данной ситуации пространственно-локализованные флуктуации плотности тока будут нарастать, поскольку избыточное тепло, которое выделяется в области таких флуктуаций, эффективно выносится из них диффузионным процессом. В окрестности же нарастающей нити инжекционный процесс будет подавляться. Диффузионное расслоение может сопровождаться образованием структуры, содержащей локализованные в пространстве области, плотность тока в которых сильно повышена относительно начального пространственно однородного состояния. Существование сформировавшейся токовой нити поддерживается балансом активирующего и ингибирующего процессов. Рассматриваемая физическая модель подобна механизмам расслоения в отсутствие ОДП, которые изучались в работе [11].

Возможно, что формирование пар и троек нитей (рис. 3, 11), которое следует за генерацией первой нити в таких образованиях, происходит за счет явления локального пробоя, рассмотренного в [9, 10]. По-видимому, подобный эффект в нашем случае возможен лишь в таких участках структуры, для которых активные свойства примерно одинаковы в пределах достаточно большой площади. Заметим, что возникновение стационарных нитей в результате дополнительного импульсного возбуждения системы (рис. 9) может рассматриваться как генерация автосолитонов [10]. В данном случае локальность возбуждения поддерживается технологическими неоднородностями.

В зависимости от соотношения характерных времен релаксации для процессов активации и ингибирования, а также от соотношения характерных диффузионных

Рис. 15. Схематическое представление распределения плотности тока в нити (пунктир) и вид предполагаемой изотермы для образца в окрестности нити.



длин их распространения в системах с активаторно-ингибиторными свойствами могут наблюдаться самые различные проявления самоорганизации. Характерно, что вид движения системы может измениться качественным образом, если один из параметров активаторно-ингибиторного процесса претерпевает количественное изменение [7-9, 16]. Так, например, увеличение времени релаксации активирующего процесса при прочих равных условиях может сопровождаться переходом от режима движущихся нитей к стационарным (см. рис. 8 обзора [10]).

В п. 3.5 было отмечено, что для образцов с химически полированной анодной поверхностью нити тока могут обнаруживать сложное динамическое поведение, а также переход от одного вида движения к другому. Это осуществляется на фоне медленной релаксации полного тока образца. В случае движущихся нитей релаксация полного тока сопровождается уменьшением скорости их перемещения. По-видимому, такого рода изменения в динамике движения нитей обусловлены изменениями условий для протекания токов инъекции и вследствие этого уменьшением характерной скорости автокаталитической стадии.

#### 4.2. О возможной природе сложного профиля нити

Для исследованной кристаллографической ориентации образцов нити имеют в поперечном сечении симметрию равностороннего треугольника (рис. 3, 11). Характерно, что они определенным образом ориентированы относительно кристаллографических осей, которые лежат в плоскости, перпендикулярной направлению тока. Можно предположить, что сложная форма нитей обусловлена неизотропностью распространения неравновесных тепловых потоков в кристалле. На качественном уровне такая интерпретация явления согласуется с гипотезой, касающейся природы неустойчивости (п. 4.1).

Расслоение тока приводит к тому, что локальное тепловыделение в области нити сильно повышается по сравнению с пространственно однородным состоянием. При этом процессы теплопроводности могут стать нелинейными, что и приведет к анизотропному распространению тепловых потоков в монокристаллическом образце. В кремнии сильно анизотропен перенос тепла *FT*-фононами, т. е. фононами, которые соответствуют быстрой моде поперечных колебаний. Из данных работы [41] следует, что если пластина кремния вырезана в плоскости (111) и в этой плоскости располагается точечный источник *FT*-фононов, то неравновесный поток тепла будет распространяться по этой пластине преимущественно вдоль направлений, которые располагаются между направлениями кристалла вида  $\langle 112 \rangle$ . Ожидаемый вид изотермы для рассмотренного случая схематически показан на рис. 15 сплошной линией. Здесь же пунктиром показан характер пространственного распределения тока в нити. Видно, что при удалении от центра нити плотность тока спадает быстрее в тех направлениях, для которых сильно неравновесный перенос тепла при низких температурах наиболее эффективен. Следует подчеркнуть, что именно такой формы и ориентации нитей следует ожидать, если, как рассмотрено в п. 4.1, инъекция носителей в кристалл полупроводника при увеличении его температуры подавляется.

Представленные результаты свидетельствуют, что в высокоомных образцах кремния, легированного глубокой примесью цинка, возникновение нелинейностей в электропроводности может сопровождаться появлением высококонтрастных пространственно неоднородных токовых распределений. Такие распределения включают участки с локально высокой плотностью тока (нити тока).

Сложная задача визуализации токовых распределений в кремнии в данной работе решалась с использованием структуры полупроводник—газоразрядный промежуток. Сравнительное исследование стационарных и кинетических свойств двух полупроводниковых структур (в одной из них анодом служит область газового разряда, а в другой — металлический напыленный электрод) доказывает, что неустойчивость пространственно однородного распределения тока, наблюдаемая в структуре с разрядной областью, обусловлена явлениями в полупроводнике. Согласно предложенному физическому механизму, высококонтрастные токовые распределения обусловлены особенностями двойной инжекции в рассматриваемом случае. Инжекционная природа эффекта приводит к тому, что наблюдаемые явления существенно зависят от свойств контактов к образцу Si(Zn). В случае химически полированной анодной поверхности может наблюдаться генерация как неоднородных стационарных структур, так и структур, обнаруживающих сложное пространственно-временное поведение: перемещение нитей тока, их качание и пульсации.

В работе исследованы полупроводниковые структуры, ток в которых пропусклся вдоль кристаллографической оси кремния  $\langle 111 \rangle$ . В такой геометрии опыты нити тока имеют сложную в сечении форму, которая характеризуется симметрией равностороннего треугольника. При этом они жестко ориентируются относительно кристаллографических осей, лежащих в перпендикулярном к оси  $\langle 111 \rangle$  направлении. В ансамбле стационарных нитей тока наблюдаются элементы пространственного порядка.

Экспериментальные данные позволяют предположить, что неустойчивость не связана с отрицательным дифференциальным сопротивлением полупроводника. Показывается, что сверхлинейность стационарной ВАХ, наблюдающаяся в области сильных электрических полей, обусловлена возникновением и развитием пространственно неоднородного состояния. В исследуемом нами случае нелинейность близка к кубической ( $j \propto U^3$ ). Заметим, что в отсутствие информации о пространственном распределении тока такой эффект интерпретировался бы, по-видимому, в рамках стандартной теории двойной инжекции, которая для определенных моделей дает именно такой вид ВАХ (но для пространственно однородного случая!) [39]. Отметим также, что в некоторых работах, посвященных исследованию двойной инжекции носителей заряда в полупроводник при малых токах, сообщалось о наблюдении сильных шумов тока и колебаний [22, 23]. Возможно, что в ряде случаев в основе этих эффектов лежат динамические явления в ансамбле нестационарных нитей тока, которые могут образовываться в инжектированной неравновесной полупроводниковой плазме.

Микроскопическая природа наблюдающихся эффектов к настоящему времени понята недостаточно. Совокупность экспериментальных результатов находится вместе с тем в соответствии с выводами теории образования пространственных структур в разделенных средах с активаторно-ингибиторными свойствами. Опытные данные свидетельствуют, что активирующей стадией может служить автокаталитическое накопление носителей заряда в полупроводнике в условиях двойной инжекции, а температура кристалла подавляет этот процесс за счет тепловой генерации центров рекомбинации, препятствующих инжекции.

В заключение автор благодарит А. В. Горбатюка за полезные обсуждения вопросов, рассматриваемых в работе.

- [1] Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах, 512. М. (1979).
- [2] Г. Хакен. Синергетика: Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, 423. М. (1985).
- [3] В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. Автоволновые процессы, 240. М. (1987).
- [4] Ю. И. Балкарей, М. Г. Никулин, М. И. Елинсон. МЭ, 7, 388 (1978).
- [5] В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, 412. М. (1972).
- [6] Э. Шелль. Самоорганизация в полупроводниках, 464. М. (1991).
- [7] A. M. Turing. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., Ser. B; Phys. Sci., 237, 37 (1952).
- [8] F. C. Fife. Lecture Notes in Biomathematics. 28, 185 (1979).
- [9] Б. С. Кернер, В. В. Осипов. МЭ, 14, 389 (1985).
- [10] Б. С. Кернер, В. В. Осипов. УФН, 157, 201 (1989).
- [11] Б. С. Кернер, В. В. Осипов. Письма ЖЭТФ, 18, 122 (1973).
- [12] H.-G. Purwins, C. Radehaus, J. Berkemeyer. Z. Naturforsch., 43 A, 17 (1988).
- [13] C. Radehaus, T. Dirksmeyer, H. Willebrand, H.-G. Purwins. Phys. Lett. A, 125, 92 (1987).
- [14] F.-J. Niedernostheide, M. Arps, R. Dohmen, H. Willebrand, H.-G. Purwins. Phys. St. Sol. (b), 172, 249 (1992).
- [15] J. Berkemeyer, T. Dirksmeyer, G. Klempt, H.-G. Purwins. Z. Phys. B; Condensed Matter., 65, 255 (1986).
- [16] H.-G. Purwins, C. Radehaus. Springer Series in Synergetics. Ed. by. H. Haken. 42, 137 (1988).
- [17] H. Baumann, R. Symanczyk, C. Radehaus, H.-G. Purwins, D. Jaeger. Phys. Lett. A, 123, 421 (1987).
- [18] K. M. Meyer, G. Gross, J. Parisi, J. Peinke, R. P. Huebener. Sol. St. Commun., 63, 55 (1987).
- [19] K. M. Meyer, J. Parisi, R. P. Huebener, Z. Phys. B; Condensed Matter., 71, 171 (1988).
- [20] А. А. Горбатюк, И. А. Линийчук, А. В. Свириг. Письма ЖТФ, 15, 42 (1989).
- [21] А. В. Горбатюк, П. Б. Родин. Письма ЖТФ, 16, 89 (1990).
- [22] N. Holonyak, S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett., 2, 71 (1963).
- [23] J. S. Moore, C. M. Panchina, N. Holonyak. Jr., N. D. Sirkis, T. Yamada. J. Appl. Phys., 37, 2009 (1966).
- [24] Ю. А. Астров, А. А. Лебедев, Л. М. Порцель. Деп. ВИНТИ, № 5404, 14 (1982).
- [25] Ш. С. Касымов, Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин. Деп. ВИНТИ, № 2693, 29 (1974).
- [26] Ю. А. Астров, Ш. С. Касымов, Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин. Деп. ВИНТИ, № 1032, 35 (1975).
- [27] A. C. Wang, L. S. Lu, C. T. Sah. Phys. Rev. B, 30, 5896 (1984).
- [28] Ю. А. Астров, Г. М. Иванова, Л. М. Порцель, С. М. Таиров, Н. А. Хамков. Деп. ВИНТИ, № 5403, 12 (1982).
- [29] Ю. А. Астров, А. А. Лебедев, А. Т. Мамадалимов, Л. Г. Парицкий, Л. М. Порцель, П. Юсупов. Деп. ВИНТИ, № 1103, 12 (1976).
- [30] Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов. Теория искры, 272 М. (1975).
- [31] A. L. Ward. Phys. Rev., 112, 1852 (1958).
- [32] Yu. A. Astrov, L. G. Paritski, L. M. Portsel, S. M. Ryvkin, O. M. Sresell. Proc. 8-th Int. Symp. on Photon Detectors, 340 Prague (1978).
- [33] Ю. А. Астров, П. М. Валов, Л. Г. Парицкий, Л. М. Порцель, С. М. Рывкин, О. М. Сресели. ЖТФ, 48, 393 (1978).
- [34] Ю. А. Астров, Л. М. Порцель. Деп. ВИНТИ, № 1494, 56 (1980).
- [35] Ю. А. Астров, Л. М. Порцель. ЖТФ, 51, 2502 (1981).
- [36] Б. В. Корнилов. ФТТ, 6, 331 (1964).
- [37] S. H. Koenig, R. D. Brown, W. Schillinger. Phys. Rev., 128, 1668 (1962).
- [38] К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах, 368. М. (1984).
- [39] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные точки в твердых телах, 416. М. (1973).
- [40] В. И. Стафеев. ФТТ, 1, 841 (1959).
- [41] D. C. Hurley, J. P. Wolfe. Phys. Rev. B, 32, 2568 (1985).

Редактор В. В. Чалдышев