

ПОДАВЛЕНИЕ ФРАКТАЛЬНОГО КАНАЛА ПРОВОДИМОСТИ И ЭФФЕКТОВ СУПЕРЛОКАЛИЗАЦИИ В ПОРИСТОМ α -Si:H

А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, Л. А. Щербакова

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 1996 г.

Исследована температурная зависимость прыжковой проводимости и кинетика затухания переходного тока в пористом аморфном кремнии после обработки в водородной плазме при температуре 200°C. Обнаружено, что постгидрогенизация материала приводит к увеличению размерности проводящего канала от 2.5 до 3, а также к подавлению и замедлению релаксации нестационарного тока. Полученные результаты объясняются пассивацией водородом электрически активных оборванных связей, находящихся на поверхности пор. Делается вывод о том, что электронный транспорт в пористом аморфном кремнии в области температур $T > T^*$, где величина T^* лежит в интервале 130–270 К и зависит от плотности состояний, осуществляется по суперлокализованным состояниям внутренней поверхности, обогащенной оборванными связями и представляющей собой фрактальную перколяционную систему. При уменьшении температуры ниже T^* происходит переход к одномерной прыжковой проводимости по объемным областям кремния.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пористый кремний формируется путем электролиза монолитного (компактного) кремния в растворе плавиковой кислоты. Электролит, протекая по местам наименьшего электрического сопротивления, вытравливает в материале систему пор, представляющую собой бесконечный кластер. Бесконечный кластер на пороге протекания является фрактальным и в трехмерном евклидовом пространстве имеет размерность $D \approx 2.5$. Этот результат является следствием теории протекания [1]. Вопрос о фрактальности оставшегося кремниевого скелета является нетривиальным. По крайней мере, его фрак-

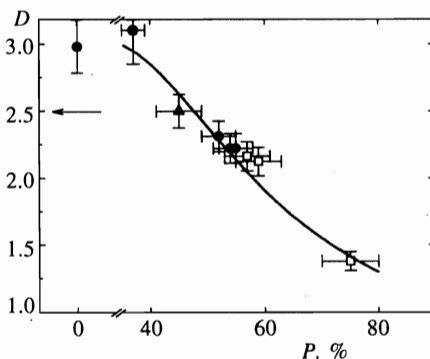


Рис. 1. Зависимость эффективной размерности проводящего канала от пористости в слоях аморфного пористого кремния. Используются данные работ [2] (●), [1] (□) и настоящей работы (▲). Размерность определялась по формуле (2) для $P < 40\%$ и по формуле (4) для $P > 40\%$, P — степень пористости

тальная размерность не должна совпадать с размерностью системы пор и, следовательно, с размерностью бесконечного кластера в теории протекания из-за наличия объемных областей кремния. Тем не менее исследования проводимости в нелегированном аморфном пористом кремнии, приготовленном либо ионной имплантацией [2], либо напылением в сверхвысоком вакууме [3], показали, что в ряде случаев транспорт заряда осуществляется прыжками электронов по фрактальной среде с размерностью близкой к 2.5. На рис. 1 представлена зависимость эффективной размерности проводящего канала от пористости в аморфном пористом кремнии, полученном на основе различных слоев аморфного кремния (*a*-Si). Здесь использованы данные работ [2, 3]. Стрелка указывает величину размерности перколяционного кластера в теории протекания.

Температурная зависимость прыжковой проводимости $\sigma(T)$ в аморфных материалах в общем случае описывается выражением

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp [-(T_0/T)^x], \quad (1)$$

где σ_0 и T_0 — константы размерности электропроводности и температуры соответственно, а показатель степени x определяется только размерностью системы D (если плотность состояний $g(E)$ не зависит от энергии). В литературе описано несколько механизмов прыжковой проводимости, приводящих к различным значениям x :

$$x = 1/(1 + D) \quad (2)$$

— известный закон Мотта в отсутствие кулоновских корреляций [4] (в частности $x = 0.25$ для трехмерных систем);

$$x = 1 \quad (3)$$

для одномерной прыжковой проводимости [5–7];

$$x = \zeta/(\zeta + D) \quad (4)$$

для переноса заряда в среде с фрактальной размерностью D [8]. Здесь ζ — показатель, характеризующий особенности спада волновой функции электрона, локализованного на фрактале. Дело в том, что аномальность диффузии по фрактальной среде приводит к суперлокализации электрона [9, 10]: на больших расстояниях его волновая функция начинает убывать быстрее андерсоновского затухания:

$$\Psi(r) \propto \exp [-(r/a_s)^\zeta]. \quad (5)$$

Для бесконечного кластера на пороге протекания теория дает $\zeta = 1.9$ [9] и $x = 0.43$ (закон «трех седьмых» [8]). Близкие величины x и наблюдались в экспериментах [2, 3]. К началу выполнения данной работы вопрос о происхождении фрактального канала проводимости в пористом *a*-Si оставался открытым.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что пористый кремний характеризуется многочисленными границами раздела и огромной внутренней поверхностью. Ее удельная величина может составлять

200–600 м²/см³ [11]. Именно внутренняя поверхность кремниевого скелета и является «слепок» с перколяционного кластера, образуемого системой пор, и поэтому должна иметь фрактальную размерность, близкую к 2.5.

В нелегированном аморфном кремнии за прыжковый перенос заряда ответственны оборванные связи, дающие в щели подвижности пик глубоких локализованных состояний, плотность которых достигает 10²⁰ эВ⁻¹·см⁻³. Естественно ожидать, что внутренняя поверхность пористого аморфного кремния будет более обогащена оборванными связями, чем объемные области кремния, и поэтому ее вклад в проводимость может оказаться гораздо существеннее вклада объема. Кроме того, именно на фрактальной поверхности и должны находиться суперлокализованные электронные состояния. Таким образом, существуют два параллельных канала проводимости: поверхностный канал по суперлокализованным состояниям фрактальной структуры и объемный канал нормального прыжкового транспорта по оставшемуся после травления *a*-Si. В структурах с малой степенью пористости *P* объемный канал проводимости доминирует, и эффективная размерность системы близка к трем (рис. 1). По мере роста *P* относительный вклад объема уменьшается, и размерность проводящего канала определяется фрактальным строением поверхности (степень пористости около 45%). В структурах с пористостью порядка 70–80% кремниевые области вырождаются в тонкие одномерные каналы, при этом, по-видимому, происходит выглаживание поверхности пор и уменьшение ее вклада в проводимость системы. Этот результат хорошо согласуется с обнаруженным авторами [12] явлением уменьшения величины удельной поверхности при увеличении пористости кристаллического пористого кремния.

Выявить на опыте существование различных каналов можно, подавив один из них. Эта цель достигается, например, постгидрогенизацией структур в водородной плазме. Известно [13], что атомарный водород насыщает оборванные связи посредством прямого взаимодействия и формирует химическую связь типа Si–H, энергетический уровень которой лежит уже вне щели подвижности. Выбрав условия обработки такие, что H⁺ не проникает далеко в объем *a*-Si, а лишь взаимодействует с состояниями вблизи поверхности пор, можно подавить канал поверхностной проводимости. Кроме того, возрастание толщины обедненного носителями приповерхностного слоя вследствие уменьшения плотности состояний, стимулированного взаимодействием с водородом, должно привести к выключению транспорта вблизи поверхности.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на структурах со слоями аморфного пористого кремния, степень пористости которых, определенная методом, описанным в [3], составляла около 45%. Именно в этих образцах размерность проводящего канала близка к размерности фрактального перколяционного кластера (рис. 1). Слои аморфного кремния формировались на вырожденных подложках кристаллического кремния *n*-типа с удельным сопротивлением 0.002 Ом·см с помощью имплантации ионов Ge⁺ дозой $\Phi = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻². Энергия ионов $E = 400$ кэВ. Электролиз проводился в растворе 42% HF:H₂O:C₃H₇OH (1:1:2). Анодный ток $j = 15$ мА/см², время травления $t = 20$ с. Детальная информация о микроскопическом строении аморфного пористого кремния, об особенностях приготовления контактов и об измерениях электропроводности содержится в работах [2, 3, 14].

Пассивация оборванных связей достигалась обработкой структур в водородной

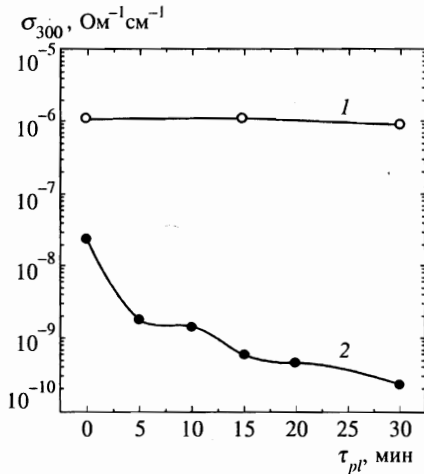


Рис. 2. Зависимость удельной проводимости при комнатной температуре от времени отжига в водородной плазме в образцах монолитного α -Si (1) и пористого α -Si (2). Температура отжига 200°C

плазме, полученной в тлеющем ВЧ-разряде (частота 13.5 МГц). Образцы помещались вне зоны разряда, а поставка к образцу ионов водорода достигалась за счет движения H^+ под действием перепада давления из области разряда к поверхности образца. Это позволяет избежать проблем, связанных с загрязнением поверхности образца за счет камеры. Температура гидрогенизации выбиралась $T = 200^\circ\text{C}$. Коэффициент диффузии водорода из плазмы в ионно-имплантированные слои α -Si при такой температуре составляет величину $\approx 10^{-16}$ $\text{см}^2/\text{с}$ [15], глубина проникновения за времена порядка 10 мин $l_D \approx 20$ \AA . Такая обработка не должна существенно влиять на дефекты, находящиеся в объеме кремния, и взаимодействие водорода с оборванными связями должно происходить в основном на поверхности пор. Кроме того, большая концентрация поверхностных дефектов, служащих ловушками для водорода, должна препятствовать его проникновению в глубь кремния. Эти обстоятельства позволяют прецизионно менять соотношение между поверхностным и объемным каналами переноса заряда. На рис. 2 приведены зависимости удельной проводимости при комнатной температуре σ_{300} от времени плазменной обработки τ_{pl} в монолитном α -Si и аморфном пористом кремнии. Видно, что процедура отжига в плазме практически не меняет σ_{300} монолитного материала, в то время как в пористом кремнии ее величина уменьшается более чем на два порядка в диапазоне $\tau_{pl} = 0-30$ мин.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Температурная зависимость проводимости

Температурная зависимость слоев α -Si, не подвергнутых электролизу, в диапазоне температур 77–300 К следует закону Мотта (2) с $x = 0.25$ и слабо меняется при увеличении времени гидрогенизации. Величина плотности локализованных состояний, извлеченная из моттовской зависимости $\sigma(T)$, уменьшается от $2.2 \cdot 10^{20}$ $\text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$ для негидрогенизированного материала до $1.9 \cdot 10^{20}$ $\text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$ для $\tau_{pl} = 30$ мин.

На рис. 3 приведены зависимости проводимости от температуры слоев пористого аморфного кремния при различных значениях τ_{pl} в координатах $(\lg \sigma, T^{-1})$. При низ-

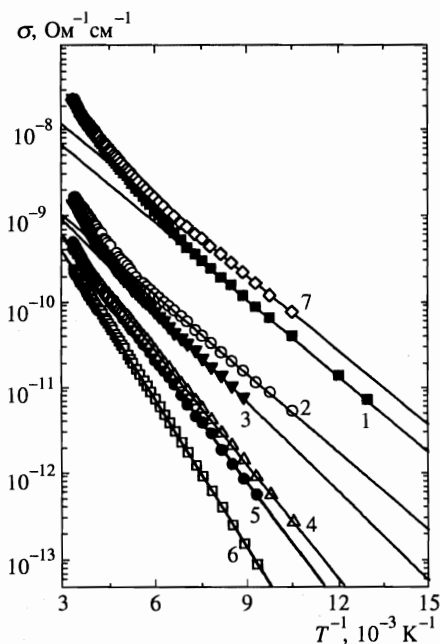


Рис. 3. Температурные зависимости проводимости в образцах аморфного пористого кремния при различных временах гидрогенизации τ_{pl} : 1 — исходный образец ($\tau_{pl} = 0$ мин), 2 — 5 мин, 3 — 10 мин, 4 — 15 мин, 5 — 20 мин, 6 — 30 мин. Кривая 7 соответствует пористому аморфному кремнию, обработанному в плазме в течение 20 мин, а затем отожженному в вакууме при $T = 400^\circ\text{C}$, время отжига 25 мин

ких температурах во всех случаях наблюдается линейная зависимость, соответствующая закону (3) и связанная с одномерным прыжковым транспортом [2, 16]. Поскольку поры имеют преимущественное направление перпендикулярно поверхности образца, увеличение длины прыжка при понижении температуры должно приводить к одномеризации электронных траекторий вдоль направления, ограниченного стенками пор [2]. Аппроксимация низкотемпературной части $\sigma(T)$ зависимостью

$$\sigma(T) \propto \exp\left(-\frac{1}{2g_1 a k T}\right), \quad (6)$$

полученной теоретически для одномерного случая [6, 7], позволяет определить одномерную плотность состояний g_1 . Здесь $a \approx 3 \text{ \AA}$ — радиус локализации, k — постоянная Больцмана. Результаты представлены в таблице.

Исследование хода зависимости $\sigma(T)$ удобно проводить методом анализа локальной энергии активации процесса проводимости [17, 18] $W(T) = -\partial(\ln \sigma)/\partial(1/kT)$. Легко видеть из (1), что

$$W(T) = x(kT_0)^x (kT)^{1-x}. \quad (7)$$

На рис. 4 показаны зависимости энергии активации от температуры, полученные прямым дифференцированием экспериментального набора точек $\sigma(T)$. Отчетливо видно, что для всех образцов реализуются два режима проводимости: в области низких температур $T < T^*$ величина W не зависит от T ; при $T > T^*$ энергия активации монотонно увеличивается с ростом температуры. Температура, ниже которой наблюдается закон Аррениуса, трактуемая нами как температура перехода к квазиодномерному режиму прыжковой проводимости [2, 3], зависит от времени обработки в плазме. Одномеризация электронных траекторий в пористом кремнии осуществляется при

Параметры температурной зависимости проводимости

| τ_{pl} , мин | σ_0 , Ом ⁻¹ см ⁻¹ | T_0 , К | x | D^* | g_1 , эВ ⁻¹ см ⁻¹ |
|-------------------|--|----------------------------|-----------------|-----------------|---|
| 0 | $(6.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$ | $(6.5 \pm 0.9) \cdot 10^4$ | 0.43 ± 0.01 | 2.51 ± 0.11 | $(2.8 \pm 0.3) \cdot 10^8$ |
| 5 | $(4.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$ | $(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^5$ | 0.40 ± 0.01 | 2.83 ± 0.12 | $(2.5 \pm 0.2) \cdot 10^8$ |
| 10 | $(7.9 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$ | $(1.3 \pm 0.4) \cdot 10^5$ | 0.39 ± 0.02 | 2.93 ± 0.12 | $(2.3 \pm 0.1) \cdot 10^8$ |
| 15 | $(1.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$ | $(3.7 \pm 1.2) \cdot 10^7$ | 0.25 ± 0.03 | 3.00 ± 0.3 | $(2.0 \pm 0.1) \cdot 10^8$ |
| 20 | $(6.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$ | $(4.5 \pm 0.7) \cdot 10^7$ | 0.25 ± 0.03 | 3.00 ± 0.3 | $(1.8 \pm 0.1) \cdot 10^8$ |
| 30 | 0.12 ± 0.07 | $(4.8 \pm 0.9) \cdot 10^7$ | 0.26 ± 0.10 | 3.00 ± 1.1 | $(1.4 \pm 0.1) \cdot 10^8$ |
| 20** | $(4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ | $(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^5$ | 0.39 ± 0.02 | 2.93 ± 0.12 | $(3.0 \pm 0.2) \cdot 10^8$ |

*Эффективная размерность проводящего канала D определялась по формуле (4) для длительности плазменной обработки 0–10 мин и по формуле (2) — 15–30 мин.

**После обработки в плазме образец был подвергнут нагреву в вакууме 10^{-4} Па при температуре 400°C в течение 25 мин.

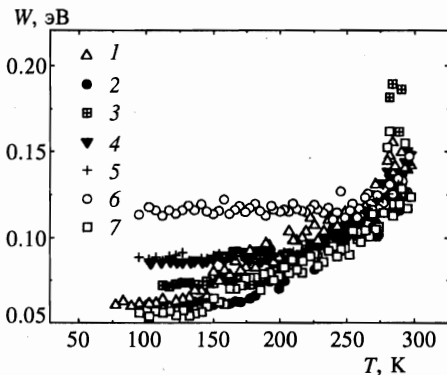


Рис. 4. Температурные зависимости энергии активации проводимости аморфного пористого кремния, полученные прямым дифференцированием экспериментальных зависимостей $\sigma(t)$. Время обработки в плазме: 1 — 0 мин, 2 — 5 мин, 3 — 10 мин, 4 — 15 мин, 5 — 20 мин, 6 — 30 мин. Кривая 7 соответствует аморфному пористому кремнию, обработанному в плазме в течение 20 мин, а затем отожженному в вакууме при $T = 400^\circ\text{C}$, время отжига 25 мин

температуре, соответствующей условию равенства длины прыжка R диаметру кремниевых нитей d . В режиме прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми длина прыжка определяется температурой и плотностью локализованных состояний $R(T) \propto 1/(Tg)^x$. Это означает, что параметры g_1 и T^* должны быть связаны соотношением $d \approx A/(T^*g_1)^x$, где A — некий параметр, согласующий единицы размерности. Отсюда $g_1 \approx (A/d)^{1/x}/T^*$. Таким образом, если объяснение смены характера зависимости $\sigma(T)$ при понижении температуры переходом к одномерному прыжковому транспорту справедливо, то плотность состояний должна являться линейной функцией обратной температуры перехода. На рис. 5 показана зависимость одномерной плотности состояний от T^* . График построен на основе анализа данных для образцов, обработанных в плазме в течение различного времени. Подгонка экспериментальной зависимости $g_1(T^*)$ степенной функцией $g_1(T^*) = B/T^{*\beta}$ позволила определить параметры, обеспечивающие наилучшее согласие: $B = (2 \pm 1) \cdot 10^{10} \text{ K}^{0.9} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $\beta = 0.9 \pm 0.1$ (сплошная линия на рис. 5). Конкретная зависимость максимальной длины прыжка от температуры и плотности состояний в одномерных системах была получена Райхом и Рузиным методом оптимизации формы разрывов одномерной цепочки [6] и на основе

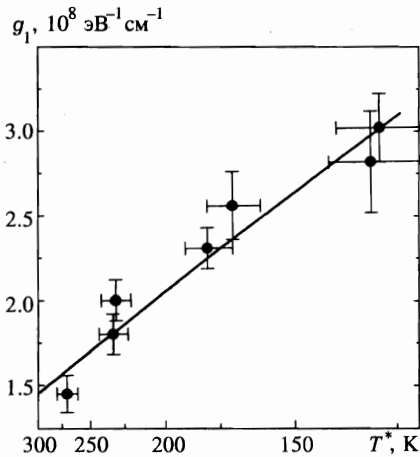


Рис. 5. Зависимость одномерной плотности состояний, определенной при $T < T^*$ на основе анализа закона Аррениуса (6), от температуры перехода T^*

теории протекания Звягиным [7]. Согласно первой модели, $x = 1$ и $A = 1/(2k)$, в рамках модели Звягина $x = 1/2$ и $A = (2a/k)^{1/2}$. Используя связь между параметрами A и B в виде $B = (A/d)^{1/x}$, можно оценить характерный диаметр нитей кремния. Оказалось, что оба теоретических подхода дают примерно одну и ту же величину $d \approx 45 \pm 20 \text{ \AA}$, согласующуюся с данными высокоразрешающей электронной микроскопии [14].

В таблице приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных при $T > T^*$ формулой (1) с помощью метода наименьших квадратов. Подгончными параметрами служили σ_0 , T_0 и x . Для исходного образца пористого кремния $x = 0.43$, что с хорошей точностью соответствует фрактальной размерности проводящего канала $D = 2.51$. В результате гидрогенизации величина x уменьшается, а значение эффективной размерности, полученное по формуле (4), увеличивается. Отличие величины D от 2.51 в структурах, обработанных в плазме, является результатом вклада объемной трехмерной проводимости по оставшемуся после электролиза кремнию. В образцах, обработанных в течение 15 и 20 мин, $x \approx 0.25$. Это означает, что проводимость следует закону Мотта (2) в евклидовом пространстве с размерностью равной трем. По-видимому, в этих случаях пассивация поверхностных состояний водородом полностью подавляет фрактальный канал проводимости. Аналогичная ситуация наблюдается и для $\tau_{pl} = 30$ мин, хотя вследствие узости температурного интервала $300 \text{ K} > T > T^*$ точность определения x в данном случае невелика.

4.2. Аномальная релаксация

Прямым следствием существования суперлокализованных электронных состояний типа (5) на фрактальной поверхности в аморфном пористом кремнии является наличие долгоживущих возбуждений электронной системы. В работах [3, 14] было обнаружено, что приложение к пористому слою ступеньки или импульса напряжения приводит к появлению зависящего от времени электрического тока $I(t)$, медленно спадающего к своему стационарному значению I_s . Детальный анализ кинетики релаксации тока показал, что она является аномальной (недебаевской), т. е. не описывается экспоненциальной зависимостью с одним временем затухания, причем характерные времена релаксации (порядка 10^3 с) существенно превышают максвелловское время в этом мате-

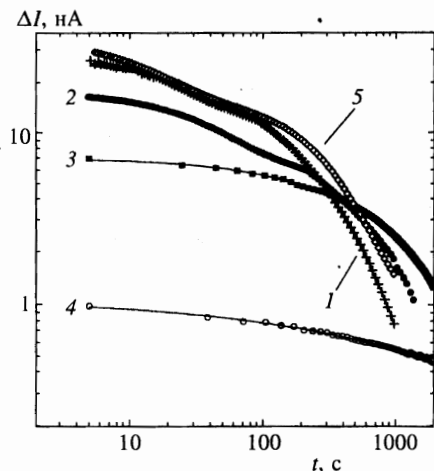


Рис. 6. Кинетика релаксации нестационарного тока при комнатной температуре, возбужденного приложением к образцу ступеньки напряжения величиной 60 мВ. Длительность нарастания фронта ступени 10 мс. Номера кривых соответствуют различным временам гидрогенизации: 1 — 0 мин, 2 — 5 мин, 3 — 10 мин, 4 — 15 мин. Кривая 5 соответствует аморфному пористому кремнию, обработанному в плазме в течение 20 мин, а затем отожженному в вакууме при $T = 400^\circ\text{C}$, время отжига 25 мин

риале. Причиной появления нестационарного тока является инжекция носителей на локализованные состояния, находящиеся выше уровня Ферми, и их последующая термализация к состоянию квазиравновесия [14]. Процесс движения электронов вниз по энергии осуществляется туннелированием между центрами локализации с испусканием фононов. Наличие эффекта суперлокализации сильно замедляет кинетику релаксации и приводит к существованию переходных токов в течение сотен секунд. Очевидно, что устранение суперлокализованных состояний на поверхности и связанного с ней фрактального канала проводимости пассивацией в водородной плазме должно приводить к исчезновению явления долговременной аномальной релаксации в аморфном пористом кремнии.

На рис. 6 показаны зависимости нестационарной компоненты тока $\Delta I(t) = I(t) - I_s$ от времени в слоях пористого кремния с различной длительностью обработки в плазме $\tau_{pl} = 0-15$ с. В образце, выдержанном в плазме в течение 30 мин, зафиксировать наличие временной зависимости тока до величины, ограничиваемой чувствительностью измерительной аппаратуры (~ 1 нА), не удалось. Возбуждение системы осуществлялось приложением ступеньки напряжения величиной 60 мВ. Высокое сопротивление структур, а следовательно, и большие времена установления переходных процессов в цепи диктуют необходимость проведения корректных измерений лишь на временах $t > 1-5$ с. Поэтому кинетика релаксации начинала измеряться лишь через 5 с после включения напряжения смещения.

Из рис. 6 видно, что плазменная обработка приводит, во-первых, к замедлению процесса релаксации и, во-вторых, к уменьшению величины нестационарного тока. Оба этих обстоятельства легко объясняются подавлением фрактального канала проводимости вследствие уменьшения концентрации суперлокализованных состояний на поверхности. Поскольку скорости туннельных переходов экспоненциально сильно зависят от расстояния между состояниями и, следовательно, от их концентрации, то устранение оборванных связей должно препятствовать процессу установления стационарного состояния в системе. Величина избыточного тока в системе определяется числом носителей, инжектированных на свободные в равновесии состояния, лежащие выше уровня Ферми. Уменьшение концентрации этих состояний в гидрогенизированном материале

естественно приводит к подавлению переходных инжекционных токов.

Разумеется, канал релаксации по обычным (не суперлокализованным) состояниям объема кремния при этом сохраняется. Однако характерные времена такого процесса в аморфных материалах достаточно малы [19] (10^{-6} – 10^{-4} с). Поэтому он не наблюдается в условиях данного эксперимента.

4.3. Восстановление фрактальных свойств аморфного пористого кремния

Необходимо отметить, что плазменные обработки полупроводниковых материалов часто используют для травления поверхности образцов [20]. В этом случае действие водородной плазмы сводится не к химической пассивации атомарным водородом оборванных связей на поверхности пор, а к ее «выглаживанию» либо непосредственно путем механического удаления шероховатостей, либо с помощью активирования химических реакций кремния с фтором, присутствующим в аморфном пористом кремнии в больших количествах [3]. Травление поверхности может привести к необратимой потере ее фрактальных свойств и, следовательно, к подавлению фрактального канала проводимости и длительных нестационарных токов.

Для выяснения механизма стимулированного плазмой исчезновения фрактальных свойств у аморфного пористого кремния мы провели измерения проводимости и нестационарного тока в образце, подвергнутом обработке в плазме в течение 20 мин, а затем нагреву в вакууме 10^{-4} Па при температуре 400°C в течение 25 мин. При нагревании пленок α -Si:H до таких температур водород выходит из материала, и плотность оборванных связей возрастает [21, 22]. Из рис. 2, 3 и таблицы видно, что в результате отжига происходит практически полное восстановление величины проводимости, ее температурной зависимости и кинетики релаксации тока. Этот результат свидетельствует о том, что доминирующим вкладом в подавление фрактальных свойств пористого кремния при плазменной обработке является обратимый процесс пассивации поверхностных состояний водородом.

5. ВЫВОДЫ

Выполненные измерения температурной зависимости проводимости и кинетики затухания нестационарного тока, возбужденного приложением ступеньки напряжения, в пористом аморфном кремнии, подвергнутом гидрогенизации в водородной плазме, позволили установить, что причиной возникновения особенностей электронного транспорта в этом материале (отклонение проводимости от моттовского поведения, существование долгоживущих нестационарных токов) является наличие внутренней фрактальной поверхности с размерностью ≈ 2.5 , обогащенной оборванными связями кремния. Пассивация этих связей водородом приводит к увеличению эффективной размерности системы от 2.5 до 3 вследствие перемешивания фрактального и евклидова каналов проводимости, подавлению и замедлению кинетики аномальной релаксации поверхностных токов. Проведенные эксперименты показывают, что плазменная обработка, так же как и электролитическое травление, позволяет управлять размерностью проводящего канала в пористом кремнии.

Вывод об определяющей роли конкуренции поверхностных и объемных процессов в формировании транспорта заряда в пористом кремнии подтверждается результатами

исследований на пористых слоях a -Si, легированных марганцем [23]. Изучение проводимости в структурах a -Si_{1-c}Mn_c ($c = 0.04$ и 0.07), подвергнутых электролизу в условиях близких к условиям данной работы, обнаружило отсутствие фрактальных свойств в диапазоне температур 20–300 К. Ход проводимости с температурой описывался моттовским законом с $x = 1/4$, сменявшимся при понижении T законом Аррениуса, соответствующим одномерному транспорту. Кроме того, в этом материале не наблюдались долговременные нестационарные токи. Причиной такого поведения является большая плотность примесных состояний Mn в объемных областях кремния ($\sim 10^{21}$ эВ⁻¹ см⁻³), приводящая к доминированию евклидового канала проводимости.

Авторы выражают глубокую благодарность Э. М. Баскину за неоднократные полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке международной ассоциации INTAS (грант 94-4435), государственной программы «Актуальные направления в физике конденсированных сред» (направление «Поверхностные атомные структуры», грант 97-3.21) и государственной программы поддержки университетов России «Фундаментальные исследования в области химических технологий» (грант 3Н-254-97).

Литература

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 126.
2. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii, and L. A. Scherbakova, *Physica B* **205**, 298 (1995).
3. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, Л. А. Щербакова, А. И. Никифоров, *ЖЭТФ* **110**, 322 (1996).
4. N. F. Mott, *Phil. Mag.* **19**, 835 (1969).
5. J. Kurkijarvi, *Phys. Rev. B* **8**, 922 (1973).
6. М. Е. Райх, И. М. Рузин, *ЖЭТФ* **95**, 1113 (1989).
7. И. П. Звягин, *ЖЭТФ* **107**, 175 (1995).
8. G. Deutscher, Y.-E. Lévy, and B. Soullard, *Europhys. Lett.* **4**, 577 (1987).
9. Y.-E. Lévy and B. Soullard, *Europhys. Lett.* **4**, 233 (1987).
10. A. Aharony and A. Brooks Harris, *Physica A* **163**, 38 (1990).
11. R. Herino, G. Bomchil, K. Barla et al., *J. Electrochemical Soc.* **134**, 1994 (1987).
12. A. Halimaoui, *Surf. Sci. Lett.* **306**, L550 (1994).
13. Д. Каплан, в сб. *Физика гидрогенизированного аморфного кремния*, под ред. Дж. Джоунопулоса и Дж. Люковски, Мир, Москва (1987), с. 235.
14. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, Л. А. Шербакова, and А. И. Никифоров, *Phys. Rev. B* (in press).
15. А. В. Двуреченский, И. А. Рязанцев, Л. С. Смирнов, *ФТП* **16**, 621 (1982).
16. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский et al., *Phil. Mag. Lett.* **73**, 17 (1996).
17. А. Г. Забродский, И. С. Шлимак, *ФТП* **9**, 587 (1975).
18. R. M. Hill, in *Proc. 7th Int. Conf. Amorphous and Liquid Semiconductors*, ed. by W. E. Spear, University of Edinburgh, Edinburgh (1977), p. 229.
19. H. Scher and E. W. Montroll, *Phys. Rev. B* **12**, 2455 (1975).
20. К.-Н. Hwang, E. Yoon, К.-В. Whang, and J. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3590 (1995).
21. M. N. Brodsky, M. A. Frish, J. F. Ziegler, and W. A. Lanford, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 561 (1977).
22. J. I. Pankove and D. E. Carlson, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 450 (1977).
23. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Н. П. Степина et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 889 (1997).