

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ И ТУННЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ Si(111)-7x7 В СЛАБОЛЕГИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ

А. Б. Одобеску, А. А. Рогозин, С. В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Получена 4 сентября 2012 г.

**Аннотация.** Методом сканирующей туннельной спектроскопии изучена туннельная плотность поверхностных состояний и проводимость поверхностной реконструкции Si(111)-7x7 образцов кремния с величиной удельного сопротивления  $\rho = 1 \text{ }\Omega\text{см}$ . Показано, что для поверхности Si(111)-7x7 в плотности поверхностных состояний вблизи уровня Ферми наблюдается энергетическая щель, которая при температуре 5 К имеет величину  $2\Delta = 40 \pm 10 \text{ мэВ}$ , плавно размывается с ростом температуры и исчезает при  $T \geq 40 \text{ К}$  вследствие тепловых флуктуаций. Проведены измерения температурной зависимости проводимости поверхности Si(111)-7x7 в диапазоне температур от 35-100 К. Получено, что зависимость поверхностной проводимости от температуры имеет активационный характер с энергией активации 25 мэВ, согласующейся с наблюдаемой величиной щели в плотности поверхностных состояний и не имеющей особенностей вблизи 40 К. Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии фазового перехода при температуре  $\sim 20 \text{ К}$ , предполагавшегося ранее.

**Ключевые слова:** реконструкция Si(111)-7x7, сканирующая туннельная микроскопия, сканирующая туннельная спектроскопия, поверхностная проводимость.

**Abstract.** The tunneling surface density of states and surface conductivity of the Si(111)-7x7 structure (n-type with  $\rho = 1 \text{ }\Omega\text{см}$ ) have been studied using scanning tunneling microscopy and spectroscopy. Our results indicate the existence of the energy gap in surface states at Fermi level,  $2\Delta = 40\pm 10 \text{ meV}$  at  $T = 5\text{K}$ , which smoothly blurs with the increase of the temperature. The energy gap disappears at

$T > 40\text{K}$ , due to the thermal fluctuation. The temperature-dependent surface conductivity measurements of the Si(111)-7x7 structure in the temperature region 35-100K were performed. The dependence of the surface conductivity follows the activation law with the activation energy 25 meV corresponding the data obtained from tunneling spectroscopy measurements. Our results indicate absence of the phase transition around  $T \sim 20\text{K}$  suggested earlier.

**Keywords:** Si(111)-7x7 structure, scanning tunneling microscopy, scanning tunneling spectroscopy, surface conductivity.

## Введение

Поверхностная реконструкция Si(111)-7x7 является одной из наиболее детально изученных поверхностных структур. Принято считать, что, несмотря на полупроводниковую природу кремния, реконструкция Si(111)-7x7 является металлической [1], уровень Ферми для поверхностных состояний расположен внутри частично заполненной поверхностной зоны [2]. Однако данные по измерению поверхностной проводимости реконструкции Si(111)-7x7 измеренные 4-х контактным методом в диапазоне 300-100 К свидетельствуют о неметаллическом характере проводимости поверхности [6]. Так же, методом сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) обнаружено, что в энергетическом спектре для поверхности Si(111)-7x7 при  $T = 5\text{K}$  и ниже вблизи уровня Ферми образуется энергетическая щель величиной  $2\Delta \approx 40 \pm 10\text{ мэВ}$  [3] и  $2\Delta \approx 70 \pm 10\text{ мэВ}$  [5], которая исчезает при более высоких температурах [3,5,7]. При этом было высказано предположение, что энергетическая щель в поверхностных состояниях реконструкции Si(111)-7x7 возникает в результате фазового перехода, который происходит при температуре около 20К [5]. Целью данной работы было детальное изучение эволюции проводимости поверхности Si(111)-7x7 и энергетической щели при повышении температуры с целью поиска фазового перехода металл-диэлектрик. Для этого методом СТС была проведена серия измерений величины энергетической щели в поверхностных состояниях реконструкции Si(111)-7x7 в зависимости от температуры. Так же

4-х контактным методом была изучена проводимость поверхности Si(111)-7x7 в зависимости от температуры в ранее не изученном диапазоне температур 35К - 100К.

### Эксперимент

В работе изучались образцы кремния Si(111) *n*-типа с удельным сопротивлением  $\rho = 1 \text{ } \Omega \text{ см}$ . Использование сравнительно чистых образцов позволяло избежать эффектов, связанных с заметным изменением поверхностной концентрации носителей в обычно изучаемых сильно легированных образцах, восстановив тем самым исходное состояние поверхности [3] и уменьшить влияние случайного потенциала примесей. Чистая поверхность кремния Si(111)-7x7 подготавливалась в несколько этапов. Предварительно отмытые в ацетоне в ультразвуковой ванне образцы обезгаживались при  $T = 900 \text{ } ^\circ\text{C}$  в течение 24 часов в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ). После кремний нагревался до  $T = 1250^\circ\text{C}$  на 10 секунд путем пропусканием прямого тока, и затем программно охлаждался в течение 30 минут.

Измерения методом СТМ и СТС проводились на СВВ установке LT UHV Omicron STM оснащенной заливным гелиевым криостатом при давлении не хуже  $10^{-10}$  Торр. Установка оснащена модулем подготовки образцов кремния прямым пропусканием тока, модулем очистки СТМ игл электронным пучком, а так же заводским модулем стабилизации и контроля температуры СТМ. В качестве игл СТМ использовались кусанные платиновые иглы и травленные в щелочи по стандартной процедуре вольфрамовые иглы. Во всех случаях перед измерением проводилась подготовка иглы двукратным прогревом электронным пучком с мощностью прогрева 50-100 мВт и продолжительностью 2 мин. Первоначальные измерения топологии поверхности и туннельных спектров проводились при температуре жидкого гелия, затем температура образца повышалась с шагом в 5К, после каждого шага требовалось выждать не менее 60 мин для уменьшения температурного дрейфа пьезокерамики. После того как система приходила в температурное равновесие, проводилась серия измерений

топологии поверхности и измерения туннельных ВАХ методом СТС. Измерения методом СТС проводились в режиме постоянного расстояния до поверхности. Игла располагалась над центральным атомом в ячейке  $7 \times 7$ , после чего проводилась серия измерений туннельных ВАХ состоящая из 10-20 отдельных циклов. Результаты измерений туннельных ВАХ полученные при других положениях иглы - над угловым атомом или над ямкой в ячейке  $7 \times 7$  - дали аналогичные результаты. Каждый цикл измерения одной кривой ВАХ состоял из 500 точек развертки по напряжению в каждом направлении, с временем интегрирования сигнала  $t = 40$  мс в каждой точке. Одна серия измерений при заданной температуре длилась порядка 20 минут. Данные измерений всех ВАХ при одной температуре усреднялись, после чего путем программного дифференцирования извлекались данные для кривых  $dI/dV$ .

Во время измерений образец освещался источником белого света (светодиод) мощностью на образце  $W \sim 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>. Данный метод подробно описан в [3] и позволяет обеспечить достаточную проводимость объема изучавшихся в настоящей работе слаболегированных образцов кремния, необходимую для работы методом СТМ и СТС при низких температурах. При освещении образца во время измерений на поверхности возникает фото-ЭДС, что приводит к сдвигу нуля в кривых ВАХ на величину  $V_{ph}$  [3]. В представленных в работе экспериментальных данных данный сдвиг  $V_{ph}$  вычитался из прикладываемого туннельного напряжения  $U_t$ .

Для измерений проводимости на изучаемых образцах кремния использовалась отдельная СВВ камера с давлением не хуже  $10^{-10}$  Торр, также оснащенная модулем подготовки образца прямым пропусканием тока и сопряженная с СТМ GPI-300 для контроля за качеством поверхности образцов, и с устройством для измерения поверхностной проводимости 4-х контактным методом. Устройство для измерения поверхностной проводимости подробно описано в [4]. В качестве 4-х контактных микрозондов использовались самодельные зонды выполненные из кварцевых нитей  $d \approx 20$  мкм, на которые напылялась Ta пленка толщиной несколько десятков нанометров, так что

сопротивление пленки не превышало  $10 \Omega$ , после чего зонды закреплялись на специальном держателе в линейной геометрии при помощи СВВ двухкомпонентного клея. Расстояние между зондами составляло  $100 \pm 20$  мкм. Держатель с 4 микрозондами и держатель с образцом Si(111)-7x7 и устанавливались при помощи манипулятора на медную платформу с подвижными столиками, расположенными на пьезотрубках. С помощью внешнего блока управления столики можно было перемещать в двух направлениях друг относительно друга, что позволяло осуществлять подвод 4-х микрозондов к образцу и изменять позицию зондов вдоль образца в условиях СВВ. Платформа крепится к холодному концу СВВ криогенератора замкнутого цикла SHI-APD Cryogenics и имеет один радиационный медный экран, соединенный со вторым контуром охлаждения и закрывающий измерительный столик от теплового излучения. Охлаждение системы от комнатной температуры до  $T = 35$  К, минимальной для данной конфигурации, составляло около 6 часов. Источник тока подключался к крайним контактам, напряжение регистрировалось на внутренних контактах, подробно схема измерения описана в [4]. Для повышения быстродействия измерительной схемы использовались триаксиальные измерительные кабели как внутри, так и вне СВВ камеры. В качестве усилителя сигнала использовался малошумящий усилитель, имеющий выходы для подключения охранных электродов, что позволяло проводить измерения при низких температурах, при которых сопротивление образцов достигало  $10 \text{ Г}\Omega$ . Контроль за температурой образца осуществлялся с помощью термопары медь-железо. Для уменьшения динамических ошибок измерения проводимости были проведены дополнительные калибровочные измерения, при которых вместо образца в держатель устанавливался калиброванный термометр. Благодаря этим измерениям динамическая ошибка измерения температуры не превышала 1 К. Во время охлаждения и отогрева системы непрерывно измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) поверхности, причем измерения проводились при пилообразной развертке напряжения. Из полученных данных вычислялся наклон ВАХ в зависимости от температуры

образца, что позволяло вычислить значения поверхностной проводимости при различных температурах. Отметим, что проведение измерений поверхностной проводимости при низких температурах существенно проще, чем при комнатной, так как не требует учета вклада объемной проводимости, которая в исследованных образцах практически вымерзает при температурах ниже 200 К, что подтверждается, в частности, невозможностью проводить туннельные измерения без использования дополнительной подсветки при низких температурах [3], а также проведенными нами ранее дополнительными измерениями влияния вклада объема на измеряемую проводимость [4].

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показано типичное СТМ-изображение изучаемой поверхности, полученной описанным методом. Поверхность характеризуется сравнительно малым количеством дефектов. Расстояние между одноатомными ступенями составляет сотни нанометров.

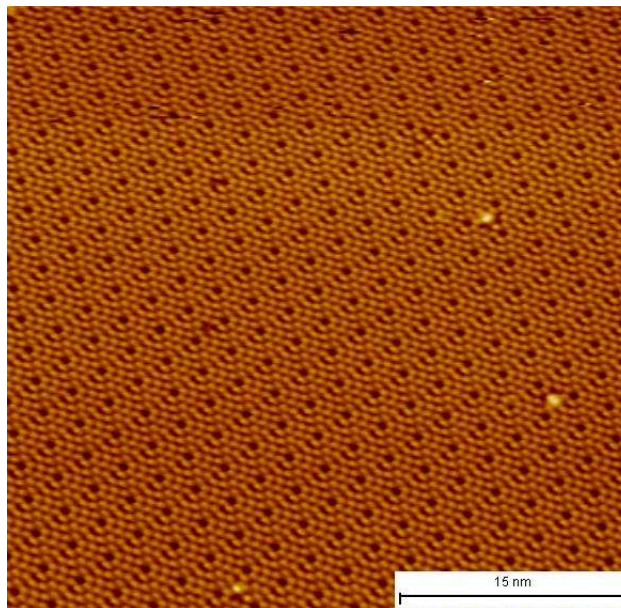


Рис. 1 СТМ изображение Si(111)-7x7 при  $T = 300\text{K}$ ,  $U_t = 2\text{В}$ ,  $I_t = 0,2\text{нА}$ .

Серия типичных ВАХ полученных 4х контактным методом на образце Si(111)-7x7 *n*-типа с  $\rho = 1 \text{ }\Omega \text{ см}$ , в температурном диапазоне от 36К до 75К представлена на рисунке рис. 2. Видно, что зависимости близки к линейным и их наклон (а значит и проводимость поверхности) падает с понижением

температуры. Для линейной геометрии контактов, используемой в данной работе, величина поверхностной проводимости вычисляется по формуле:

$$\sigma = \frac{\ln 2 I}{\pi V}$$

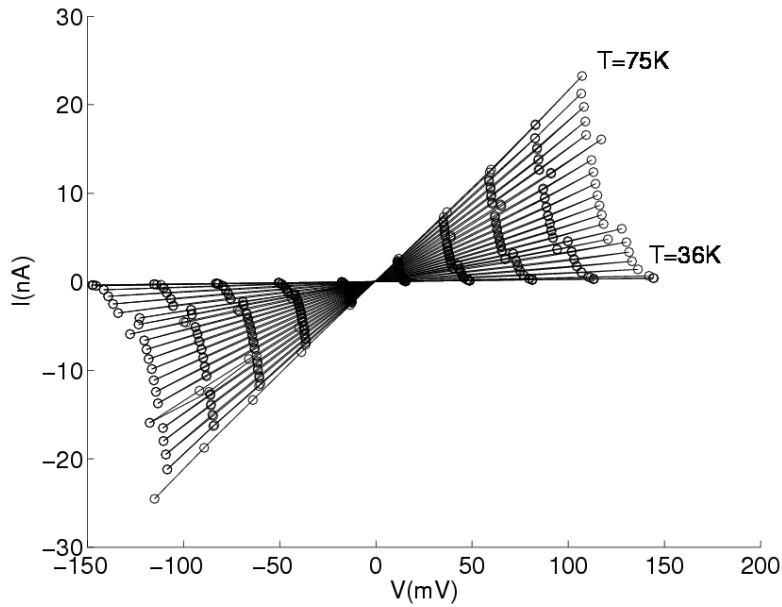


Рис.2 Набор ВАХ измеренных 4-х контактным методом с микрозондами в диапазоне температур от 36 до 75К.

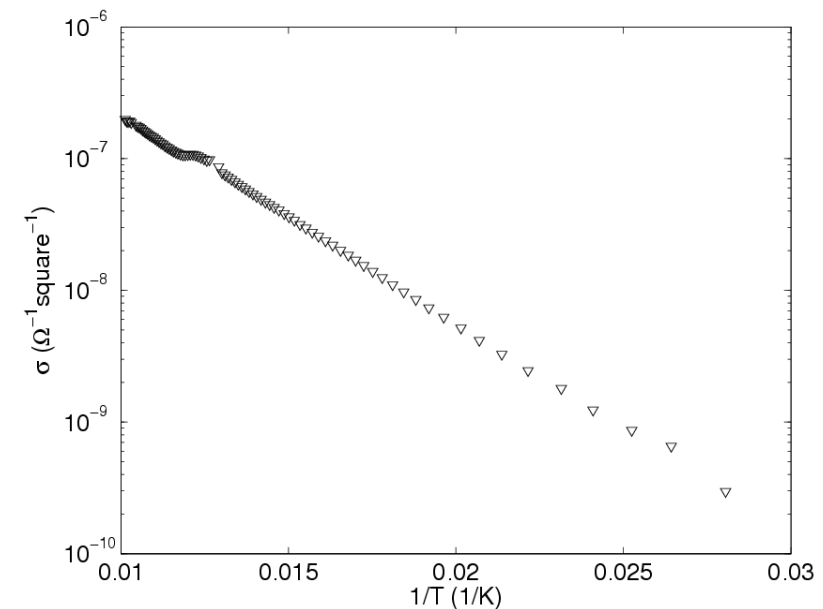


Рис. 3. Зависимость поверхностной проводимости от температуры  $\sigma(T)$  для образца Si(111)-7x7 n-тип с  $\rho = 1 \Omega\text{см}$

График зависимости поверхностной проводимости от температуры для реконструкции Si(111)-7x7 представлен на рис.3. Зависимость имеет

активационный характер на всем диапазоне температур от 35 до 100 К с энергией активации  $2\Delta = 50$  мэВ. Данные хорошо согласуются с работой [6], где для кремния  $n$ -типа с  $\rho = 6 \Omega \text{ см}$  поверхностная проводимость Si(111)-7x7 в диапазоне температур от 300К до 100К измеренная 4-х контактным методом с микрозондами имеет так же активационный характер с близкой энергией активации  $2\Delta = 65$  мэВ.

Результаты измерений методом СТС плотности поверхностных состояний для реконструкции Si(111)-7x7 при разных температурах образца представлены на рис.4. При температуре образца 10К еще хорошо наблюдается энергетическая щель в плотности состояний  $2\Delta = 40$ мэВ [3]. С повышением температуры энергетическая щель постепенно размывается и исчезает при температуре  $T = 40$  К, выше которой в данных  $dI/dV$  на уровне Ферми наблюдается конечная плотность состояний (рис.5.)

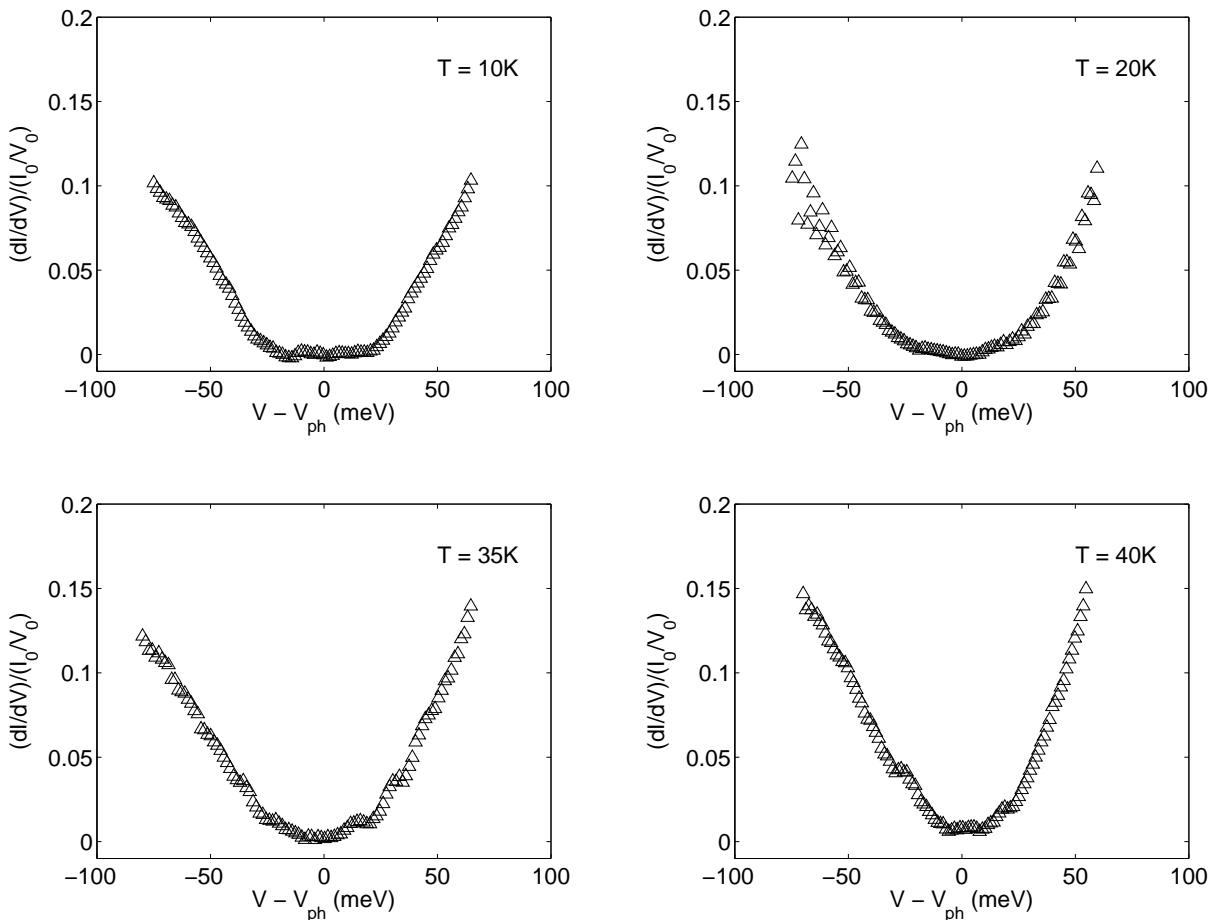


Рис. 4 Набор кривых  $dI/dV$  измеренных методом СТС для поверхности Si(111)-7x7 при различных температурах образца.



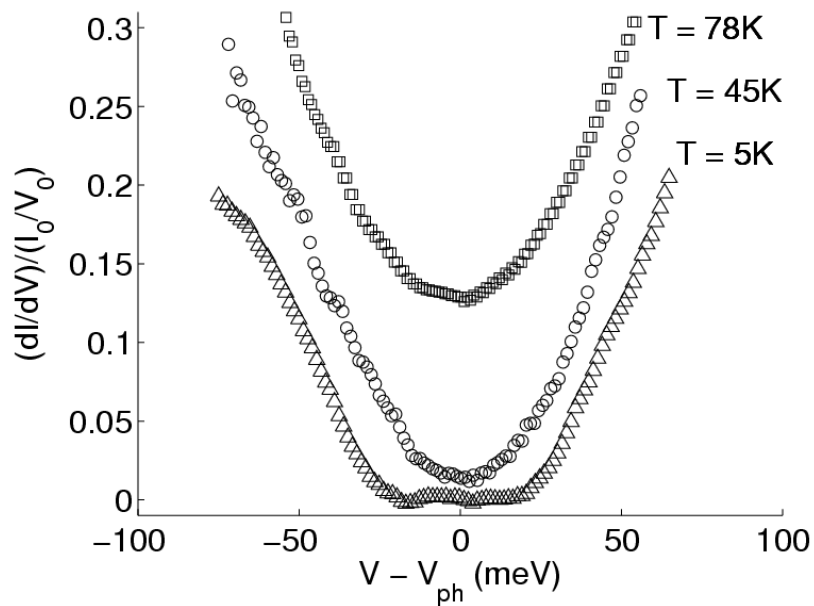


Рис. 5 Набор кривых  $dI/dV$  измеренных методом СТС для поверхности Si(111)-7x7 при различных температурах образца. ( $\Delta$  -  $T = 5\text{K}$ ,  $\circ$  -  $T = 45\text{K}$ ,  $\square$  -  $T = 78\text{K}$ )

### Обсуждение результатов

Как упоминалось во введении, в работе [5] высказывалось предположение, что диэлектрическая щель на поверхности Si(111)-7x7 возникает при температуре около 15-20K в результате фазового перехода. Как видно из представленных результатов, на слаболегированных образцах кремния, диэлектрическая щель в поверхностных состояниях реконструкции Si(111)-7x7 наблюдается в более широком диапазоне температур, причем в изученном температурном диапазоне никаких следов перехода не наблюдается. Если сравнить наши данные по измерению поверхностной проводимости реконструкции Si(111)-7x7 с полученными ранее для  $T > 100\text{K}$  [6], то возникает ощущение, что следов фазового перехода нет и при более высоких температурах. В то же время полученные результаты свидетельствуют о замытии щели, наблюдаемой методом СТС, при температуре уже около 40 K. Возникает вопрос о причинах такого поведения. Для ответа на этот вопрос следует прежде всего оценить приборное разрешение метода СТС в данных измерениях.

Оценим возможное размытие данных полученных методом туннельной спектроскопии за счет тепловых флуктуации электронов в обоих электродах. Так туннельный ток описывается формулой:

$$I = T \int_{-\infty}^{\infty} g_1(E) g_2(E) f_1(E) (1 - f_2(E + eV)) dE \quad (1)$$

Где,  $g_1(E)$  и  $g_2(E)$  – есть плотность состояний для поверхности Si(111)-7x7 и для иглы СТМ соответственно,  $f_1(E)$  и  $f_2(E)$  функции распределения электронов левом и правом электроде (рис. 6), а  $T$  - прозрачность туннельного барьера, которая в наших измерениях считается слабо зависящей от напряжения на туннельном промежутке вблизи краев щели. Для модели изображенной на рис. 6, принимая во внимание, что в измеряемом диапазоне температур  $kT \ll 2\Delta$ , можно считать, что все поверхностные состояния ниже энергетической щели в левом электроде (поверхность Si(111)-7x7) заполнены, и тепловые флуктуации возникают в предложенной модели только за счет размытия  $\sim kT$  вблизи энергии Ферми в правом электроде (игла СТМ). Исходя из вышесказанного и полагая  $g_1(E)$  при  $E < -\Delta$  и  $g_2(E)$  константами, при расположении уровня Ферми иглы внутри энергетической щели вблизи ее края получаем:

$$I = C \int_{-\infty}^{-\Delta} \left( 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E+eV}{kT}}} \right) dE = CkT \ln \left( 1 + e^{\frac{eV-\Delta}{kT}} \right) \approx CkT e^{\frac{eV-\Delta}{kT}} \quad (2)$$

что, в свою очередь, приводит к тепловому размытию вольт-амперной характеристики, описываемой уравнением

$$\frac{d}{dV} (\ln I) \approx \frac{e}{kT} \quad (3)$$

для напряжений  $V$ , при которых уровень Ферми иглы находится внутри энергетической щели на расстоянии в несколько  $kT$  от ее края и не зависит от величины напряжения. Т.о. наклон  $\frac{e}{k} \left( \frac{d}{dV} (\ln I) \right)^{-1}$  вблизи края энергетической щели примерно равен температуре измерений, если размытие щели происходит только за счет тепловых флуктуаций в одном из электродов. На рис. 7 представлен график зависимости наклона логарифма тока по напряжению в зависимости от температуры, измеренного вблизи края

энергетической щели поверхностных состояний. В качестве точек, вблизи которых определялся наклон, были выбраны следующие значения для напряжения  $V - V_{ph} = \pm 30$  мВ;  $\pm 25$  мВ;  $\pm 20$  мВ и наклон вычислялся по диапазону  $\Delta = \pm 10$  мВ вблизи каждой точки. Как видно из рис. 7 наклон логарифма туннельного тока по напряжению вблизи края щели сравнительно слабо зависит от выбора напряжения, действительно линейно зависит от температуры,  $\frac{e}{k} \left( \frac{d}{dV} (\ln I) \right)^{-1} \approx T$ , однако величина наклона примерно два раза больше предсказанного формулой (3). Кроме того, ожидаемая величина размытия при  $T = 0$  оказывается конечной и соответствующий размытию, ожидаемому при  $T = 40$ К. Отметим, что метод СТС является локальным методом измерения и подобное размытие не может быть обусловлено пространственной неоднородностью величины щели. Вполне вероятно, что такое дополнительное размытие может быть обусловлено тепловыми флуктуациями, присущими физическому механизму приводящему к появлению щели, а флуктуационное размытие при  $T = 0$  определяется квантовыми флуктуациями.

Таким образом, из данных СТС можно сделать вывод, что в диапазоне температур 5 — 45 К переход металл-диэлектрик с образованием энергетической щели на уровне Ферми в поверхностных состояниях Si(111)-7x7 не наблюдается, а дополнительное размытие краев энергетической щели происходит за счет тепловых флуктуаций как метода измерений, так и флуктуаций самой щели. Ненулевая плотность состояний при температурах выше 40К в спектрах туннельных  $dI/dV$  на наш взгляд так же связана с тепловым размытием щели. Остается открытым вопрос о механизме тепловых флуктуаций, которые включают в себя не только тепловое размытие в одном из электродов  $\sim kT$ , но так же ненулевые флуктуации при абсолютном нуле и дополнительный или даже несколько возможных механизмов теплового рассеяния, что приводит к удвоенному наклону  $\frac{e}{k} \left( \frac{d}{dV} (\ln I) \right)^{-1}$  вблизи краев

энергетической щели в плотности поверхностных состояний от температуры (рис.7).

Наблюдаемая форма энергетической щели в плотности поверхностных состояний характерна для систем с дальним порядком. Возможность образования сверхструктур типа волны зарядовой или спиновой плотности для реконструкции Si(111)-7x7 описаны в литературе [10,11,12]. Однако экспериментальных подтверждений формирования такого вида сверхструктур на поверхности Si(111)-7x7 пока не обнаружено. Не обнаружено также следов и самого фазового перехода (по крайней мере в области температур от гелиевой до комнатной). В то же время следует отметить, что такие переходы и конечное состояние вполне могут быть сильно размыты флуктуациями, что затрудняет их наблюдение.

В литературе неметаллическое поведение реконструкции Si(111)-7x7 обычно связывают с переходом Мотта-Хабарда, вызванным сильным электрон-электронным взаимодействием [5, 8, 13]. Однако, в рамках этой модели затруднительно объяснить сохранение энергетической щели в плотности поверхностных состояний на уровне Ферми в широком диапазоне изменений концентрации поверхностных носителей заряда, которая зависит от степени легирования объема образца [3, 5]. Следует также отметить, что форма энергетической щели не соответствует простому сценарию образования кулоновской щели в 2D, так как в этом случае ожидается образование псевдощели с плотностью состояний, которая линейно зависит от расстояния до уровня Ферми [9].

Для выяснения причин возникновения щели в плотности поверхностных состояний реконструкции Si(111)-7x7 при низких температурах требуются дальнейшие исследования.

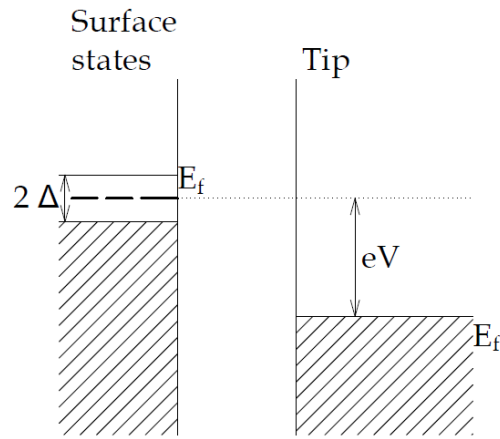


Рис. 6. Модель энергетической диаграммы туннельного промежутка между поверхностными состояниями в образце кремния и иглой СТМ.

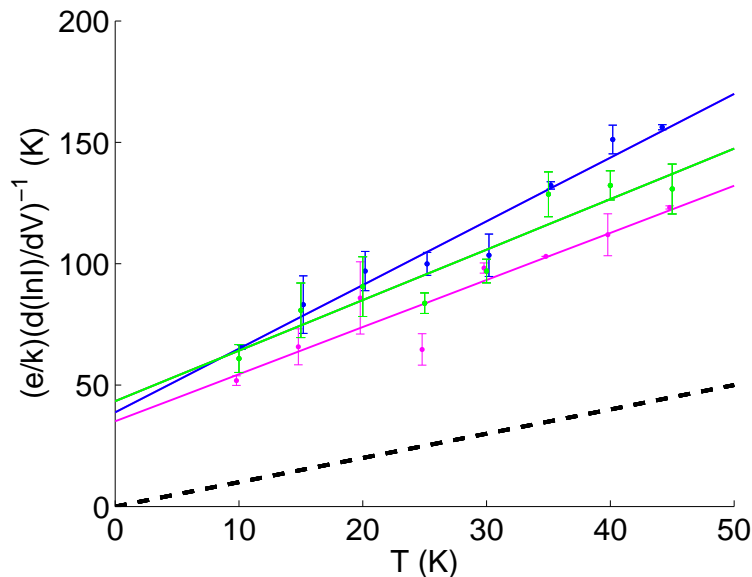


Рис. 7 График зависимости наклона  $\frac{e}{k} \left( \frac{d}{dV} (\ln I) \right)^{-1}$  вычисленной вблизи края поверхностной энергетической щели. Синяя кривая – наклон вычислялся вблизи точки  $V = 30$  мВ, зеленая кривая - вблизи точки  $V = 25$  мВ, розовая кривая - наклон вычислялся вблизи точки  $V = 20$  мВ. Прерывистая линия описывает вид кривой полученной по формуле (3). Наклон экспериментальных кривых  $p \approx 2$ .

### Заключение

Проведены измерения поверхностной проводимости реконструкции Si(111)-7x7 4-х контактным методом в диапазоне температур от 35К до 100К. Обнаружено, что в данном диапазоне зависимость поверхностной проводимости от температуры имеет активационный характер с энергией

активации  $2\Delta = 50\text{мэВ}$ . Явных указаний на возможность фазового перехода металл-диэлектрик в кривых зависимости  $\sigma(T)$  не наблюдается. Методом СТС проведены измерения туннельных спектров плотности поверхностных состояний в зависимости от температуры в диапазоне от 5К до 78К. Обнаружено, что в туннельных спектрах поверхностной плотности состояний реконструкции Si(111)-7x7 на уровне Ферми образуется энергетическая щель  $2\Delta = 40\text{мэВ}$  при  $T = 5\text{К}$ , которая постепенно размывается при повышении температуры и исчезает при  $T > 40\text{ К}$ . Размытие энергетической щели и исчезновение в спектре туннельных ВАХ связано непосредственно с тепловыми флуктуациями, а не с возможным переходом металл-диэлектрик. Сценарий размытия, на наш взгляд, включает в себя несколько возможных механизмов тепловых флуктуаций, и требует дальнейшего исследования. Ожидаемого фазового перехода металл-диэлектрик для данной поверхностной реконструкции в изученном диапазоне температур методом СТС не наблюдается. Причины возникновения щели в плотности состояний также требуют дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы Отделения физических наук РАН, Президиума РАН и проекта Министерства образования и науки (контракт # 16.513.11.3066).

### Литература

- [1] К. Оура, В.Г. Лифшиц, А.А. Саранин, А.В. Зотов, М. Катаяма // *Введение в физику поверхности*, 2006, изд. М.: Наука
- [2] R. Losio, K. N. Altmann, and F. J. Himpsel // *Phys. Rev. B* **61**, 10845 (2000).
- [3] A. V. Odobescu and S. V. Zaitsev-Zotov *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 395003 (2012)
- [4] А. В. Одобеско, Б. А. Логинов, В. Б. Логинов, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов *Приборы и техника эксперимента* **3**, 152-158 (2010)
- [5] S. Modesti, H. Gutzmann, J. Wiebe, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **80**, 125326 (2009).

- [6] T. Tanikawa, K. Yoo, I. Matsuda, S. Hasegawa, and Y. Hasegawa, *Phys. Rev. B* **68**, 113303 (2003).
- [7] J. Myslivecek, A. Strozecka, J. Steffl, P. Sobotk, I. Ost'adal, and B. Voigtlnder, *Phys. Rev. B* **73**, 161302 (2006).
- [8] J. Ortega, F. Flores, and A.L. Yeyati, *Phys. Rev. B* **58**, 4584 (1998).
- [9] Гантмахер В. Х. // *Электроны в неупорядоченных средах 2005, изд. М.: ФИЗМАТЛИТ*
- [10] I. Barke, F. Zheng, A. R. Konicek, R. C. Hatch, and F. J. Himpsel *Phys. Rev. Lett.* **96**, 216801 (2006)
- [11] G. Santoro, S. Scandolo, E. Tosatti *Phys. Rev. B* **59**, 1891 (1999)
- [12] A. Muramatsu and W. Hanke *Phys. Rev. B* **27** 2609 (1983)
- [13] R. Schillinger, C. Bromberger, H. J. Jänsch, H. Kleine, O. Köhlert, C. Weindel, D. Fick, *Phys. Rev. B* **72**, 115314 (2005).