

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ВИСМУТЕ МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*А. В. Офицеров, В. С. Эдельман**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
117334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2001 г.

Проведена сканирующая туннельная спектроскопия тригональной поверхности (0001) и «квазитригональной» поверхности двойниковой прослойки на сколе висмута. Установлено, что для обеих поверхностей существуют поверхностные электронные состояния со спектрами, содержащими ярко выраженные особенности — относительно узкие максимумы и минимумы плотности состояний в диапазоне энергий ± 1 эВ. Анализ поведения вольт-амперных характеристик при малых, порядка десятков милливольт, напряжениях показал, что на поверхности висмута существует двумерный слой, в котором плотность состояний электронов, в отличие от аномально малой в объеме висмута, имеет обычный для металлов порядок величины.

PACS: 73.20.At, 87.64.Dz

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронные свойства висмута исследуются уже на протяжении многих десятков лет. Спектр электронов проводимости в объеме металла изучен весьма подробно (см. обзор [1]). Имеются значительные успехи в вычислении зонной структуры [2], при котором достигнуто примечательное согласие с экспериментальными данными в самой чувствительной области — вблизи поверхности Ферми, что требует расчета энергии с точностью до миллиэлектронвольта. Хуже обстоит дело с исследованием электронных свойств поверхности. Для висмута из общих соображений можно ожидать радикальной перестройки спектра электронов вблизи поверхности. Причина очевидна: носители тока в висмуте имеют малую концентрацию, порядка 10^{-5} /атом, их длина волны и дебаевский радиус экранирования много больше межатомного расстояния и достигают величин в сотни ангстрем, так что на расстояниях такого порядка от поверхности должна происходить полная перестройка всей системы электронов проводимости. В этой связи уже десятки лет обсуждаются размерные квантовые явления в тонких пленках висмута

и переход в полупроводниковое состояние, например, [3, 4]. Для интерпретации результатов экспериментов на тонких эпитаксиальных пленках, ориентированных в базисной тригональной плоскости, приходится предполагать наличие поверхностного заряда, величина которого, пересчитанная на объем при толщине слоя равной постоянной решетки вдоль тригональной оси (≈ 1.2 нм), по крайней мере на два порядка превышает объемную концентрацию как электронов, так и дырок. Предположение о наличии приповерхностного изгиба энергетических зон порядка 0.1 эВ и поверхностного заряда приходится привлекать и при рассмотрении отражения носителей тока от поверхности при исследовании их поперечной фокусировки в магнитном поле [5].

Свидетельство о наличии поверхностных состояний либо резонансов с энергией на 0.4 эВ ниже уровня Ферми дали прецизионные исследования фотoeffекта [6]. Но эти измерения не слишком точны — разрешение метода составляет 0.25 эВ, и они могут дать сведения только о состояниях ниже уровня Ферми.

Поэтому представляется интересным исследование туннельных спектров висмута. Туннельные измерения на структурах типа сэндвича проводились

*E-mail: edelman@kapitza.ras.ru

еще при изучении спектра висмута в объеме, когда роль поверхности не была столь ясно осознана, как теперь. Надо сказать, что разные авторы получили столь различающиеся результаты (обсуждение этих работ см. в [1]), что вряд ли их стоит сейчас рассматривать. Скорее всего, здесь решающую роль играет то, что свойства поверхности пленочных структур сильно зависят от технологии.

Техника сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) заключается в измерении локальных вольт-амперных характеристик с использованием сканирующего туннельного микроскопа и позволяет исследовать вполне определенную поверхность, особенно если образцы готовить в условиях глубокого вакуума. Достоинство метода состоит также в том, что он позволяет исследовать спектр электронов с пространственным разрешением вплоть до атомного и естественно сочетается со сканирующей туннельной микроскопией (СТМ), что позволяет сопоставлять результаты с фактической структурой поверхности. При этом желательно проводить исследования при низких температурах, чтобы избежать теплового размытия спектральных особенностей при малых энергиях и уменьшить вероятность туннелирования с излучением фононов. В висмуте это позволяет также избежать осложнений, связанных с тепловым движением границ атомных террас [7]. И весьма важно, что при изготовлении образцов методом раскалывания кристаллов *in situ* при низких температурах могут появляться террасы с прямыми, почти атомно гладкими границами [8], макроскопические двойники [8] и двойниковые прослойки квантованной ширины с идеальными границами [9, 10]. Все это физически хорошо определенные объекты, следовательно, расширяются возможности для исследований.

В работе [11] представлены некоторые результаты СТС-исследования атомно-гладких участков тригональной поверхности низкотемпературного скола висмута. Было показано, что электронные состояния при характерных энергиях порядка десятков миллиэлектронвольт от уровня Ферми неоднородны вдоль поверхности на масштабах порядка нескольких межатомных расстояний, что свидетельствует о генерации точечных дефектов при раскалывании кристалла.

Нам удалось провести спектроскопию сразу двух кристаллографических плоскостей — тригональной (0001) (перпендикулярной направлению $\Gamma-T$ в традиционных обозначениях [2]) и поверхности двойника (перпендикулярной одному из трех эквивалентных направлений $\Gamma-L$). Сопоставление результатов

позволило связать особенности плотности состояний, определяемой из туннельных спектров, именно с поверхностными, а не с объемными состояниями. Тем самым получено прямое доказательство существования поверхностных состояний и определены энергетические параметры соответствующих электронов.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований использовались образцы в форме длинных палочек, ориентированных вдоль оси [0001], с размерами примерно $1 \times 2 \times 5$ мм³. Они вырезались на электроискровом станке из монокристаллов, выращенных из расплава методом [12] из исходного материала чистотой 99.9999%. При такой чистоте на поверхности скола концентрация примесных атомов должна быть на уровне ≈ 1 атом/мкм². Плотность дислокаций на сколе кристалла, определенная по ямкам травления в разбавленной азотной кислоте, была примерно 0.05 мкм⁻². При изготовлении образца посередине делался неглубокий надрез, задававший положение поверхности скола. Образцы протравливались в азотной кислоте для удаления поверхностного загрязненного слоя и промывались в дистиллированной воде.

Исследования проведены на низкотемпературной установке [13] с использованием сканирующего туннельного микроскопа [14]. Особенностью СТМ является возможность перемещения острия в трех направлениях с шагом от долей до нескольких микрометров под управлением компьютера, что позволяет выбирать исследуемый участок поверхности в пределах типичных размеров образцов порядка 1–2 мм. Тем самым в одном криогенном опыте можно исследовать десятки участков, т. е. фактически десятки разных образцов. В отличие от конструкции, описанной в [14], пьезоинерционные шаговые двигатели были заменены единым блоком трехкоординатного перемещения на основе электродинамических сил, что привело к лучшей виброустойчивости и снижению шумов, обусловленных механической тряской.

Образец, установленный в микроскоп, можно было раскалывать *in situ* при низких температурах в условиях глубокого вакуума или в среде теплообменного газа (гелия) и нагревать до температуры в сотни кельвинов. Измерения велись при температуре образца близи точки кипения гелия.

СТМ-изображения и вольт-амперные харак-

теристики получались традиционным путем под управлением компьютера с использованием платы АЦП-ЦАП фирмы L-card (Москва, Россия), обеспечивающей цифровую обратную связь. Для повышения отношения сигнал/шум регистрация каждой ВАХ проводилась многократно и результаты усреднялись. Обычно проводилось 25–100 накоплений, и регистрация одной ВАХ занимала 5–20 с. Измеряемые токи были порядка 1 нА, шумы порядка 1–2%.

При снятии набора ВАХ вдоль линии на поверхности задавался шаг перемещения острия и число шагов. На каждом шаге регистрировалась координата z (перпендикулярная поверхности) и измерялась зависимость туннельного тока от напряжения в заданных пределах. Таким образом, получался массив точек, отражающих рельеф поверхности вдоль выбранной линии, и соответствующие ВАХ. В дальнейшем он обрабатывался программой ORIGIN, позволяющей проводить математическую обработку данных, в том числе дифференцирование ВАХ со сглаживанием. Разрешение особенностей ВАХ определялось числом точек на ней (обычно 128 или 256) и параметром сглаживания, выбиравшимся из компромисса между достаточным подавлением высокочастотных шумов и малым уширением узких линий.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

О наблюдении двойников на поверхности скола висмута с помощью сканирующего туннельного микроскопа сообщалось в [8–10]. Схема двойникования представлена на рис. 1 [15]. При раскалывании кристалла с двойниками (или при рождении двойника в процессе раскалывания) открываются две неэквивалентные плоскости. Одна из них тригональная,

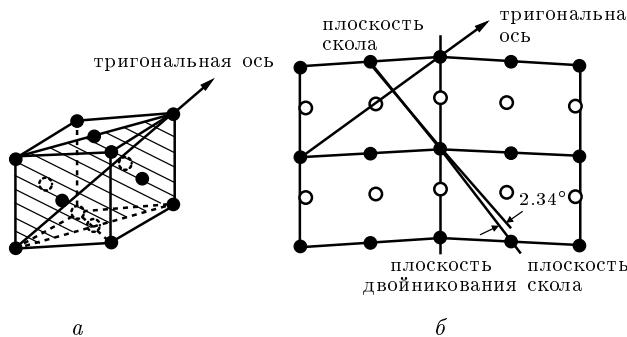


Рис. 1. а) Схема одной из подрешеток висмута.
б) Схема расположения атомов в плоскости типа заштрихованной на рис. а при двойниковании

Рис. 2. СТМ-изображение участка поверхности скола висмута с двойниковой прослойкой: а – а и б – б – линии, вдоль которых регистрировались наборы вольт-амперных характеристик. На изображении видны террасы двухатомной высоты и в правом нижнем углу — точечные дефекты

перпендикулярная направлению Г–Т зоны Бриллюэна, а другая перпендикулярна одному из трех эквивалентных направлений Г–Л. Будем для простоты такие плоскости называть квазитригональными, поскольку в них переходят три из четырех тригональных плоскостей при ромбоэдрической деформации, преобразующей кубическую решетку в решетку висмута.

Двойники на СТМ-изображениях встречаются довольно редко: 1–2 случая на сотню просмотренных площадок размерами $1 \times 1 \text{ мкм}^2$, и, по-видимому, в отдельных случаях они возникают не при раскалывании, а при механическом воздействии на поверхность при случайном касании острия микроскопа. Иначе трудно представить, как можно попасть близко к точке окончания двойниковой прослойки субмикронной ширины (см. рис. 10 в [8]). Подобный случай, по-видимому, имел место и в настоящей работе.

Двойниковая прослойка была обнаружена, после того как при нагреве *in situ* расколотого при гелиевой температуре образца до комнатной температуры и охлаждении с целью проследить трансформацию границ террас острие коснулось образца. Изображение поверхности с двойниковой прослойкой представлено на рис. 2. Оно выглядит вполне классически — горизонтальный участок переходит в плоский наклонный, а затем опять в горизонтальный на другом уровне. Угол между плоскостями отличается от 180° на $\pm 2.4^\circ$ с точностью равной примерно 0.2° в соответствии со схемой, приведенной на рис. 1. Прослойка клиновидна, в проекции на плос-

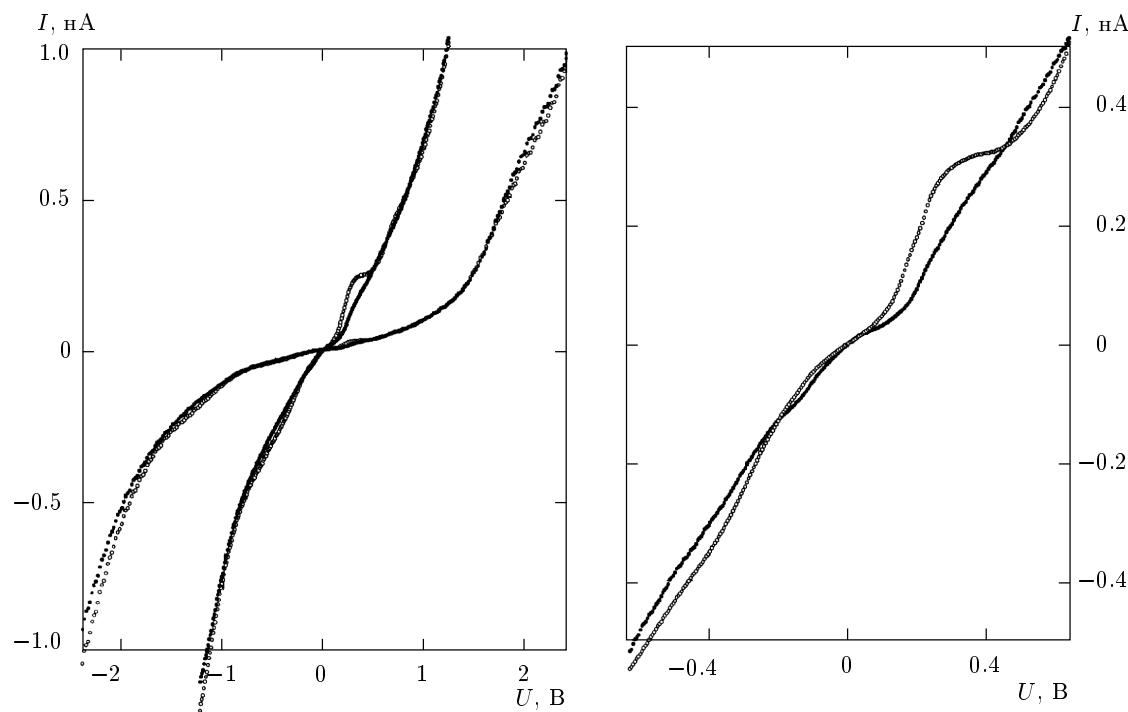


Рис. 3. Усредненные вольт-амперные характеристики туннельного промежутка между образцом и Pt + 6%Rh-острием микроскопа, зарегистрированные в разных диапазонах изменения напряжения. Темные кружки — тригональная плоскость, светлые кружки — квазитригональная плоскость

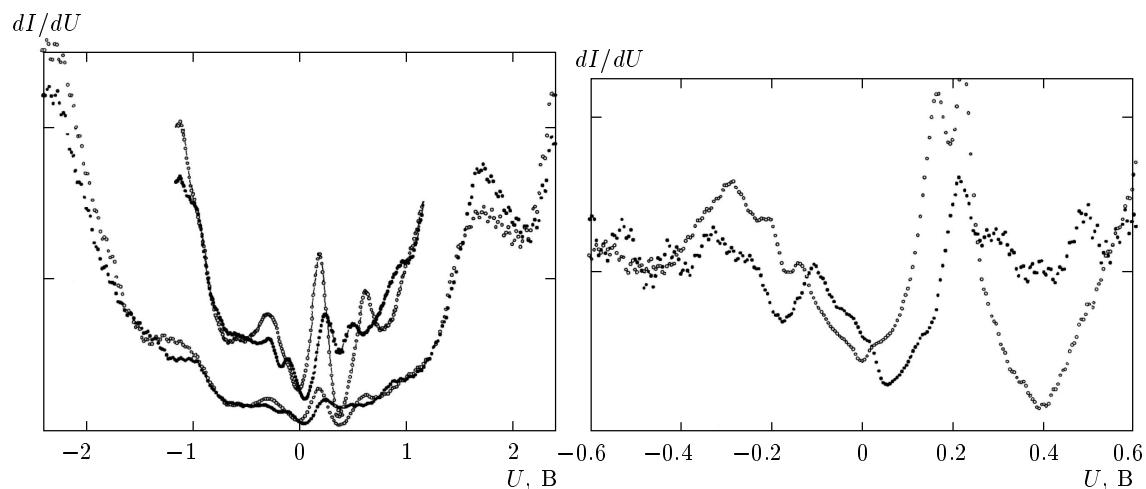


Рис. 4. Дифференциальные ВАХ, полученные дифференцированием со сглаживанием по 7 точкам зависимостей, аналогичных показанным на рис. 3. Темные кружки — тригональная, светлые кружки — квазитригональная плоскости. Отметим, что из-за процедуры сглаживания двойной пик на правом рисунке при $U = +0.2$ В выглядит как одинарный на левом

кость угол клина равен 10° – 12° . Обе границы наклонены к направлениям границ террас, совпадающим с направлением атомных рядов на поверхности [8],

на $\pm(5^\circ$ – $6^\circ)$. Таким образом, обе они не когерентны.

Установить, какие плоскости являются плоскостями типа (0001), можно, сравнивая высоту хо-

рошо видимых на рис. 2 ступеней на границах террас. Эти величины, согласно кристаллографическим данным, должны быть равны 0.395 и 0.374 нм соответственно на тригональной и квазитригональной плоскостях. Средние значения высоты, измеренные для разных ступеней в нескольких точках, составили 0.395 ± 0.01 нм для горизонтальных участков на рис. 2 и 0.375 ± 0.01 нм на наклонном плоском участке. Тем самым ориентацию прослойки можно считать надежно установленной. (Отметим, что абсолютная калибровка размера сделана именно по высоте ступени на плоскости (0001), но это не может повлиять на определение ориентации, поскольку для этого достаточно знать относительные величины.)

Массивы ВАХ снимались при перемещении Pt + 6%Rh-острия микроскопа вдоль линий $a - a$ и $b - b$, показанных на рис. 2. Идентичные измерения повторялись дважды. Были проведены три серии измерений — при изменении напряжения U между образцом и острием в пределах ± 0.65 ; ± 1.2 и ± 2.4 В. При этом туннельный промежуток стабилизировался при максимальном для каждого диапазона напряжении, после чего «замораживалась» обратная связь СТМ и измерялся туннельный ток при уменьшении напряжения. При достижении минимального значения напряжение скачком возвращалось к исходной величине, восстановливаясь работа обратной связи и процедура повторялась.

Оказалось, что при удалении от границы двойников на расстояние 2–4 нм на обоих тригональных участках все ВАХ и их производные с точностью соответственно 1–2% и примерно 5–10% совпадали между собой. То же самое имело место и на прослойке. Это позволило усреднить ВАХ (примерно по 40 кривых при малых и по 20 при больших напряжениях) и тем самым в несколько раз снизить шумы. Полученные таким способом ВАХ и их производные представлены на рис. 3 и 4. Видно, что для кристаллографически разных плоскостей они сильно различаются, особенно в области напряжений от -0.5 до $+1$ В. При больших напряжениях, когда они становятся сравнимыми с работой выхода $W \approx 4$ эВ, ток быстро увеличивается с напряжением. В этой области есть только две размытые особенности при $U = -1.2$ и $U = +1.7$ В, и ВАХ для разных участков поверхности сближаются друг с другом.

Проследить, как трансформируются ВАХ при переходе с тригональной плоскости на квазитригональную, можно, построив зависимости туннельного тока от координаты y поверхности при нескольких фиксированных значениях напряжения. Две такие диаграммы, на которых нанесены также зависи-

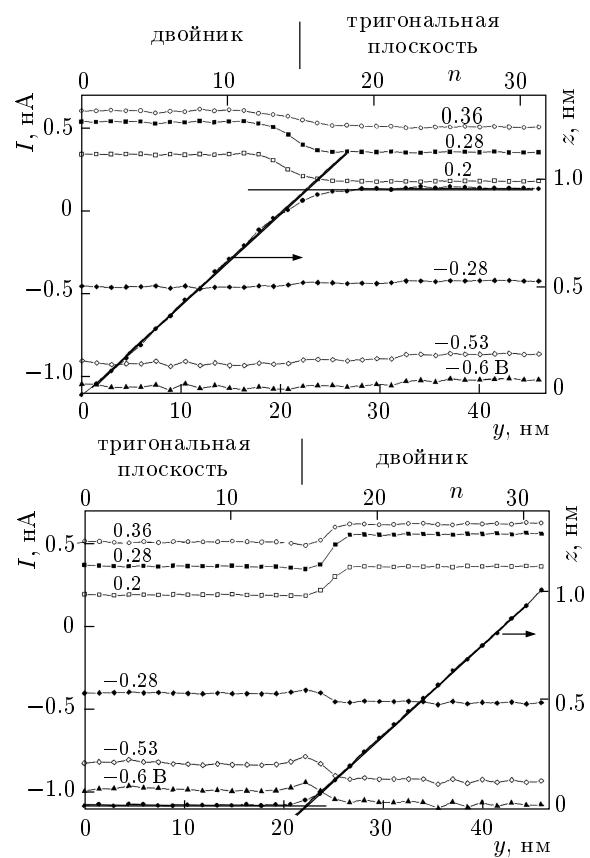


Рис. 5. Зависимости положения острия z и туннельного тока от координаты вдоль поверхности при различных значениях напряжения (токи усреднены по 16 близким значениям напряжения). Верхняя горизонтальная ось — номера точек по оси y и соответствующие им ВАХ

мости $z(y)$, представлены на рис. 5. При построении зависимостей для снижения уровня высокочастотного шума проводилось усреднение значений тока при 16-ти близких значениях напряжения.

Отметим два любопытных обстоятельства.

Во-первых, ширины переходных областей как для $z(y)$, так и для $I(U, y)$ для вогнутой и выпуклой границ несколько отличаются и составляют соответственно 2–3 нм и 4–5 нм. В описываемых опытах нам не удалось достичь атомного разрешения, видимо конец острия, с которого шло туннелирование, был составлен из нескольких атомов. Однако, на поверхности наблюдались точечные дефекты с шириной на полувысоте примерно равной 0.5 нм (некоторые из них видны на рис. 2). Таким образом, приведенные числа не сильно искажены из-за конечного размера острия. Отметим также, что ширина переходной области от одной плоской грани к

другой при наблюдении двойниковых прослоек квантованной ширины в [9, 10] с атомным разрешением на вогнутой границе составила примерно 1.5 нм, т. е. величину, близкую к полученной в данной работе.

Во-вторых, переходная область для токов сдвинута в область квазитригональной поверхности, что особенно четко видно при изучении выпуклой границы. Фактически характерное для тригональной плоскости значение тока сохраняется до середины переходной области, а значение, характерное для квазитригональной плоскости, достигается после перемещения остряя на плоский участок поверхности.

Есть не только количественное, но и качественное различие спектров для вогнутой и выпуклой границ. Для выпуклой границы на дифференциальных ВАХ обращает на себя внимание поведение пиков дублета, характерного для квазитригональной плоскости, рис. 6а. Его компонента, соответствующая $U = +0.22$ В, постепенно уширяясь и уменьшаясь по амплитуде, смещается в сторону более высоких напряжений со скоростью равной примерно 50 мВ/нм и, по-видимому, переходит в плохо разрешенный максимум при $U = +(0.32\text{--}0.34)$ В для тригональной плоскости. Одновременно компонента, соответствующая значению $+0.17$ В, также уширяясь и уменьшаясь по амплитуде, смещается к величине равной $+0.2$ В (на кривой 16) и переходит в доминирующую для тригональной плоскости компоненту при величине $U = +0.22$ В. Пик же при напряжении 0.7 В переходит в пик при значении 0.48 В, сдвигаясь в противоположную сторону со скоростью около -0.1 В/нм.

Этим дело не ограничивается — только в переходной области появляется небольшой пик при $U = +24$ мВ и сильно увеличивается амплитуда пика при $U = -0.13$ В, который есть на ВАХ для квазитригональной плоскости. Похоже, что этот рост связан со смещением к этому напряжению пика при $U = -0.22$ В, на месте которого появляется довольно глубокий минимум. После этого становится видной тенденция смещения этого пика к похожему по форме на тригональной плоскости при $U = -0.11$ В.

На дифференциальных ВАХ (рис. 6б), снятых в переходной области для вогнутой границы, нет ярко выраженных особенностей, которых бы заведомо не было на характеристиках вдали от границы, и они выглядят, скорее, как сумма предельных ВАХ в той или иной пропорции.

В заключение этого раздела укажем, что описанные выше измерения проведены в режиме истинно вакуумного туннелирования, о чем свидетельствует величина смещения остряя микроскопа при измене-

нии тока от 0.1 до 1 нА. Усредненное по кадру 64×64 точек смещение по z составило 0.125 ± 0.02 нм. Ожидаемое значение при работе выхода равной примерно 4 эВ составляет 0.115 нм, т. е. совпадает с измеренным в пределах погрешности измерений.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для анализа вольт-амперных характеристик туннельного контакта будем пользоваться формулой для туннельного тока, полученной в [16], отражающей качественные особенности эффекта:

$$I(U) \propto \int_{E_F}^{E_F + eU} \rho(E) T(E, U) dE, \quad (1)$$

где $\rho(E)$ и $T(E, U)$ — соответственно плотность электронных состояний и прозрачность туннельного барьера, E_F — энергия Ферми. При $U \ll W$ прозрачность барьера не зависит от приложенного напряжения и в этой области $dI/dU \propto \rho(E_F + eU)$.

Формула (1) предполагает, что плотность состояний для остряя в рассматриваемом диапазоне энергий не имеет особенностей. Обычно обосновать это предположение непросто, особенно с учетом того, что свойства остряя отражают его структуру, которая неизвестна. К счастью, в нашем случае можно с уверенностью утверждать, что никаких особенностей, связанных со спектром электронов остряя, на туннельных спектрах не видно. Это так, поскольку при неизменном острье дифференциальные ВАХ для тригональной и квазитригональной плоскостей выглядят совершенно различно: минимумы и максимумы или не совпадают по положению, или сильно различаются по относительной величине. Например, значение dI/dU в глубоком минимуме при $U = +0.4$ В для квазитригональной плоскости примерно в 4 раза меньше, чем при $U = 0$, а для тригональной плоскости — примерно в полтора раза больше.

Наиболее интересный вопрос, который возникает при исследовании поверхности висмута, — обладает ли она металлической проводимостью или поверхностные состояния локализованы. Первой ситуации отвечает конечная плотность состояний $\rho(E) = dN/dE \propto dI/dU$ на уровне Ферми, т. е. при $U = 0$. Для второго случая $dN/dE = 0$. Как видно на рис. 4, производная ВАХ при $U = 0$ и для тригональной, и для квазитригональной плоскостей имеет по порядку величины то же значение, что и при остальных напряжениях. Однако надо понять,

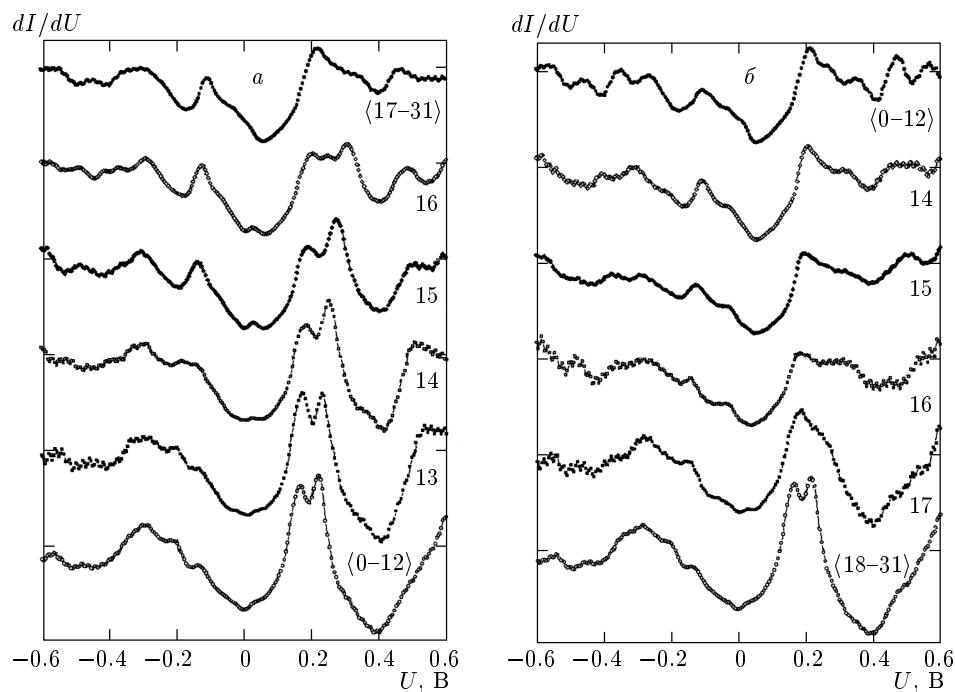


Рис. 6. Дифференциальные ВАХ, соответствующие верхней (а) и нижней (б) частям рис. 5. Номера возле кривых отвечают номерам на рис. 5, угловыми скобками обозначены усредненные ВАХ с соответствующими n

не является ли это следствием того, что висмут в объеме — это металл.

Рассмотрим, как должна себя вести плотность состояний при хорошо известном спектре электронов висмута вблизи уровня Ферми [1]. В висмуте есть дырки, расположенные в окрестности точки T зоны Бриллюэна с очень близким к квадратичному спектром

$$E_{h0} - E_h = P_\perp^2 / 2m_\perp + P_\parallel^2 / 2m_\parallel, \quad (2)$$

где $E_{h0} = 12$ мэВ — энергия над уровнем Ферми, символы \perp, \parallel означают направления соответственно перпендикулярно и параллельно тригональной оси, P — компоненты импульса, соответствующие массы равны 0.064 и 0.70 массы свободного электрона. При таком спектре плотность состояний должна стремиться к 0 при E_{h0} как $(E_{h0} - E_h)^{1/2}$, т. е. на зависимости dI/dU при $U = +12$ мВ должен появиться излом. При уменьшении U производная от тока должна расти, достигая при $U = 0$ значения, соответствующего плотности состояний $1.3 \cdot 10^{-3}$ /атом·эВ.

Электроны проводимости локализованы вблизи точек L зоны Бриллюэна, и их ферми-поверхность состоит из трех эллипсоидов (в первом приближении), однако спектр их сильно неквадратичен. В двухзонной модели Лэкса [1], которая вполне доста-

точна в рассматриваемом случае, он записывается в главных осях каждого из эллипсоидов в виде

$$\frac{E^2 - E_g^2/4}{E_g} = \sum \frac{P_i^2}{2m_i}. \quad (3)$$

Здесь энергия отсчитывается от значения -35 мэВ от уровня Ферми (т. е. в нашем случае от напряжения -35 мВ), а энергия щели $E_g \approx 13$ мэВ (значения масс мы не приводим, их можно найти в [1]). Таким образом, для вклада электронов можно ожидать корневые особенности при $U = -29$ мВ и $U = -41$ мВ. При больших и меньших значениях напряжения производная тока должна возрастать, при этом при энергиях вблизи уровня Ферми, из-за того что $E_g^2/4 \ll E^2$, плотность состояний изменяется $\propto E^2$ и на уровне Ферми она равна $0.93 \cdot 10^{-3}$ /атом·эВ.

Если обратиться к рис. 4, то видно, что вблизи напряжения $+12$ мВ действительно существует излом производной, однако вместо роста при уменьшении напряжения наблюдается убывание производной при стремлении U к нулю. При отрицательных значениях напряжения вблизи $U = -29$ мВ и $U = -41$ мВ особенностей нет. Таким образом, поведение дифференциальной ВАХ не соответствует тому, что следует ожидать для электронов в объеме.

Посмотрим, как обстоит дело с количественной стороны. Как видно на рис. 3 и 4, при больших напряжениях как ток, так и его производная быстро увеличиваются. Этот рост, в первую очередь, связан с изменением прозрачности туннельного барьера. Если предположить, что барьер имеет трапециевидную форму, т. е. изменяется в направлении от образца к острию как $(W - eUz/z_0)$, где z_0 — ширина туннельного промежутка, то нетрудно оценить, что

$$\begin{aligned} T(U) &\propto \int \left(W - eU \frac{z}{z_0} \right)^{1/2} dz \approx \\ &\approx T(U=0) \left(1 - \frac{eU}{2W} \right). \quad (4) \end{aligned}$$

Подставляя разумные значения вакуумного туннельного промежутка $z_0 \approx 1$ нм и работы выхода $W \approx 4$ эВ, получим, что при $U = \pm 2$ В рост прозрачности туннельного барьера приводит к увеличению тока в 10–15 раз. Если это учесть, то из рис. 3, 4 ясно, что во всем диапазоне исследованных напряжений плотность состояний изменяется не слишком сильно по сравнению с ее значением при $U = 0$. Поскольку особая малость плотности состояний для висмута, порядка 10^{-3} электронов/атом·эВ, связана с особенностями спектра электронов в объеме только вблизи уровня Ферми, а при всех остальных энергиях она должна быть обычной величины, 0.1–1 электрон/атом·эВ, мы приходим к выводу, что наблюдаемая нами плотность состояний и при $U = 0$ имеет обычный характерный для металлов порядок величины. Таким образом, вблизи значений $U = 0$ электроны объема не должны давать сколько-нибудь заметного вклада в туннельный ток.

Приведенные соображения показывают, что наблюдаемая конечная плотность состояний на уровне Ферми связана только с поверхностными состояниями, которые образуют двумерный металл с обычной электронной плотностью. Было бы интересно увидеть их вклад непосредственно в проводимость тонкой пластины висмута, но сделать это непросто, так как их подвижность должна быть на много порядков ниже, чем для электронов объема. Во-первых, их масса должна иметь обычную величину и быть на два порядка меньше, чем у электронов проводимости. Во-вторых, длина их пробега при низких температурах должна лимитироваться рассеянием на границах террас и составлять доли микрона в отличие от миллиметров для электронов объема.

Как видно на рис. 4, в туннельном спектре наблюдается много особенностей. К сожалению, нам

не известны теоретические расчеты, посвященные поверхностным состояниям в висмуте. Но можно утверждать, что все особенности в диапазоне напряжений примерно от -0.5 до $+0.5$ В связаны с поверхностными состояниями. Основанием этому служит как различие спектров для тригональной и квазитригональной плоскостей, так непрерывный переход от одного к другому на двойниковой границе, рис. 6. При этом, по-видимому, максимум при $U = -0.35$ В соответствует наблюдавшемуся в [6] пику при $U = -0.4$ эВ.

Что касается особенностей при напряжениях 1–2 В, то они могут отвечать электронам объема, и здесь количественное различие в плотности состояний для разных плоскостей может быть обязано изменению перекрытия волновых функций электронов образца и острия при изменении ориентации. Так, согласно [2], в точках Г и Т наблюдаются экстремумы при $U \approx -1.2$ эВ, которым может соответствовать плато на кривых рис. 4. Максимуму при $U \approx +1.7$ В могут отвечать две близкие зоны при этой энергии в точке Г. Впрочем, по мере отхода от уровня Ферми и все большей пространственной локализации соответствующих электронов различие между объемом и поверхностью образца должно сглаживаться.

Отметим еще один любопытный результат. Согласно рис. 6 для некоторых особенностей наблюдается непрерывное смещение параметров при пересечении двойниковой границы. При этом, очевидно, изменяется межплоскостное расстояние (для тригональной плоскости оно на 5.6 % больше, чем для квазитригональной), а также происходит одноосное «растяжение» решетки перпендикулярно границе двойникования на 5.8 % с исчезновением симметрии третьего порядка. Надо полагать, что разделить влияние этих факторов станет возможно, если появятся расчеты спектра для этой ситуации.

Авторы признательны А. Ф. Андрееву за интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке по государственному контракту 106-10(00)-П и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 01-02-16711).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Эдельман, УФН **123**, 257 (1977).
2. Y. Lin and R. E. Allen, Phys. Rev. B **52**, 1566 (1995).

3. Ю. Ф. Комник, У. И. Бухштаб, Ю. В. Никитенко, В. В. Андриевский, ЖЭТФ **60**, 669 (1971).
4. C. A. Hoffman, J. R. Meyer, and E. J. Bartoli, Phys. Rev. B **48**, 11431 (1993).
5. В. С. Цой, И. И. Разгонов, Письма в ЖЭТФ **23**, 107 (1975).
6. G. Jezequel, J. Thomas, and I. Pollini, Phys. Rev. B **56**, 6620 (1997).
7. А. М. Трояновский, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ **60**, 104 (1994).
8. А. М. Трояновский, В. С. Эдельман, Кристаллография **44**, № 2 (1999).
9. V. S. Edel'man, Phys. Lett. A **210**, 105 (1996).
10. V. S. Edelman, D. Yu. Sharvin, I. N. Khlyustikov, and A. M. Troyanovskii, Europhys. Lett. **34**, 115 (1996).
11. А. М. Трояновский, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **115**, 2214 (1999).
12. М. С. Хайкин, С. М. Черемисин, В. С. Эдельман, ПТЭ № 4, 225 (1970).
13. И. Н. Хлюстиков, В. С. Эдельман, ПТЭ № 1, 158 (1996).
14. V. S. Edel'man, A. M. Troyanovskii, M. S. Khaikin, G. A. Stepanyan, and A. P. Volodin, J. Vac. Sci.& Technol. B, Second Ser. **9**, № 2, Pt. II, 618 (1991).
15. М. В. Классен-Неклюдова, *Механическое двойникование кристаллов*, Наука, Москва (1960).
16. A. Selloni, P. Carnevali, E. Tosatti, and C. D. Chen, Phys. Rev. B **31**, 2602 (1985).