

Перенос заряда в системе металл–полимер–нанокристаллический металл

© А.Н. Лачинов, Т.Г. Загуренко, В.М. Корнилов, А.И. Фокин, И.В. Александров*, Р.З. Валиев*

Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра Российской академии наук,
450025 Уфа, Россия

* Институт физики перспективных материалов,
450000 Уфа, Россия

E-mail: LPP_IPMC@anrb.ru

(Поступила в окончательном виде 15 декабря 1999 г.)

Представлены результаты исследования электропроводности в системе нанокристаллический металл–полимер–металл в зависимости от температуры. Обнаружено, что при температурах структурных превращений нанокристаллических электродов происходит переход указанной системы в высокопроводящее состояние. Результаты интерпретируются в рамках модели зарядовой неустойчивости, возникающей в тонких пленках полимеров при изменении граничных условий.

Настоящая работа выполнялась при частичной поддержке грантов РФФИ № 96-02-19208, 98-03-33322.

В настоящей работе представлены результаты исследования электропроводности в системе металл–полимер–нанокристаллический металл (М–П–НМ). Ранее, в работе [1], указывалось, что изменение эффективной работы выхода электронов (ЭРВ), происходящее при структурном превращении (плавлении) одного из электродов, может послужить причиной, приводящей к значительному увеличению тока, протекающего через "сэндвич"-структуру типа металл–полимер–металл. Основанием для такого заключения служили следующие предпосылки. Для омического контакта распределение потенциала ψ в объеме полимера можно задать выражением [2]

$$d\psi/dx = (2q^2 n_s kT / \varepsilon)^{1/2} \left\{ \exp[-(\psi - \varphi_m + \chi)/kT] - \exp[-(\varphi - \varphi_m)/kT] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где q — заряд электрона, n_s — поверхностная концентрация заряда, k — постоянная Больцмана, T — температура, ε — диэлектрическая проницаемость, φ_m — работа выхода металла, φ — работа выхода полимера, χ — энергия сродства к электрону. Хорошо известно [3], что (1) является следствием перераспределения зарядов в приповерхностной области диэлектрика в результате выравнивания уровней Ферми металла и полимера.

Изменение потенциала ψ влечет за собой соответствующее изменение инжекционного тока, плотность которого в полимере, согласно [4], без учета диффузионной составляющей, можно представить в виде

$$J = -n(x)\mu d\psi/dx, \quad (2)$$

где μ — подвижность носителей заряда. Из сравнения соотношений (1) и (2) следует, что изменение по какой-то причине ЭРВ металла может вызвать соответствующее изменение величины протекающего через полимер тока.

Однако вопрос о величине ЭРВ и характере ее изменения в области структурного перехода металла до сих пор представляется неоднозначным [5]. Существуют разные точки зрения на соотношение ролей объемной и поверхностной составляющих этого параметра [6–8]. Кроме того, известны взаимоисключающие мнения об отсутствии или наличии скачка работы выхода при структурных превращениях металлов. В частности, в работе [9] убедительно показано, что при глубокой очистке металла от различных примесей изменения работы выхода в точке плавления не происходит. Наблюдается лишь изменение наклона температурного коэффициента РВЭ. Однако в той же работе отмечается, что при наличии примесей на поверхности металла наблюдается скачок эмиссии при плавлении. Если ток эмиссии J трактовать в терминах известного уравнения

$$J = A_0(1 - R)T^2 \exp[-\varepsilon\varphi(T)/kT], \quad (3)$$

где $A_0 = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ grad}^2$, R — средний коэффициент отражения электронов от потенциального барьера на границе эмиттер–вакуум, $\varphi(T)$ — эффективная работа выхода электронов, то изменение эмиссии может быть обусловлено либо изменением R , что в работе [9] подвергается серьезному сомнению, либо изменению $\varphi(T_{\text{melt}})$.

Очевидно, что контактирующий с поверхностью металла слой модифицирует как эмиссионные свойства материала [10,11], так и температурное поведение эмиссии вблизи температуры структурных превращений материалов [9,12,13], что подразумевает соответствующее изменение эффективной работы выхода.

При определенных условиях наличие примесного слоя на поверхности металла может стимулировать эмиссионные свойства металла в области структурных переходов. Можно ожидать, что подобный эффект скажется при замене этого слоя на макроскопическую пленку из диэлектрика, в результате чего произойдет модификация инжекционных свойств металлического электрода

в области его структурных переходов. В настоящей работе предполагалось проводить измерения инжекционного тока (тока из металла в твердый диэлектрик) в условиях нестационарного изменения температуры в системе металл–диэлектрик–металл. Сложность заключалась в относительно малой ожидаемой величине изменения инжекционного тока. Для увеличения такого изменения предполагалось использовать известный полимерный диэлектрик с нелинейными электрофизическими свойствами. Нелинейность свойств заключалась в том, что при относительно небольшом изменении концентрации объемного заряда в полимере за счет его инжекции из металлического электрода в полимерной пленке может происходить электронный переход из диэлектрического в высокопроводящее состояние. В настоящее время известно несколько способов реализации такого состояния [14–16].

В работах [1,17] изменение эффективной работы выхода осуществлялось за счет плавления одного из электродов (In или сплав Вуда). Между тем, согласно нашей гипотезе, способ изменения ЭРВ не должен иметь существенного значения. Принципиальным для понимания причин увеличения проводимости в системе металл–полимер–металл является выбор такого механизма изменения ЭРВ металла, при котором не изменяется его агрегатное состояние. Нанокристаллическое состояние в металлических образцах является неравновесным и потому во время отжига при относительно небольших температурах до $T \sim 0.4T_{\text{melt}}$ в результате структурного превращения восстанавливается первоначальная крупнозеренная структура металла [18]. Ожидалось, что при интенсивной пластической деформации (ИПД) кручением металла может произойти значительное увеличение ЭРВ, оценка которого, согласно [19,20], дает величину более 0.1 eV. В ходе же низкотемпературного отжига произойдет восстановление начального значения ЭРВ, что и должно было отразиться на параметрах потенциального барьера на границе металл–полимер и соответственно протекании инжекционного тока в системе М–П–НМ.

В связи с этим целью работы явилось изучение особенностей переноса заряда в указанной выше системе в области температуры структурных превращений нанокристаллического металла.

1. Объекты и методы исследования

В связи со сказанным выше в настоящей работе в качестве электродов (НМ) были выбраны металлы с нанокристаллической структурой — Cu и Ni. Нанокристаллическая структура металлических образцов создавалась методом интенсивной пластической деформации кручения. Как правило, условия деформирования образцов были следующие: давление 6 GPa, деформация кручения $\alpha = 5$. В последние годы этот метод ИПД был успешно использован для получения наноструктур в различных металлах и сплавах [21,22].

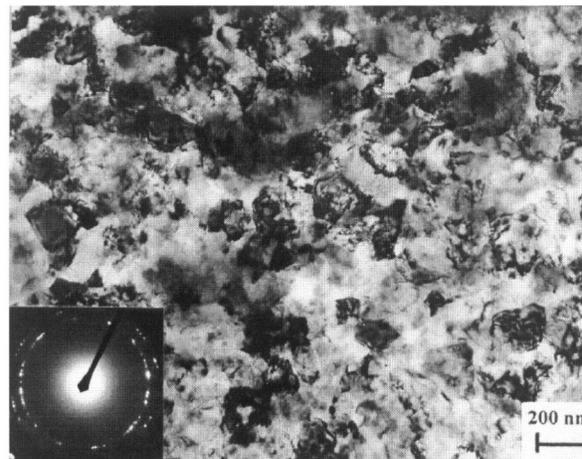


Рис. 1. Структуры в образце Cu, подвергнутом интенсивной пластической деформации кручением, наблюдаемые в электронном микроскопе — светлопольное изображение совместно с дифракционной картиной.

Нанокристаллическая структура идентифицировалась методами электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Ранее было показано [23], что в Cu и Ni в результате ИПД кручением формируется ультрамелкозернистая структура с размером зерен-кристаллитов около 50–100 nm и высоким уровнем микроискажений кристаллической решетки, неравновесными границами зерен, содержащими внесенные зернограничные дислокации высокой плотности, повышенными статическими и динамическими атомными смещениями (рис. 1).

На рис. 2 представлены изображения и профили поверхности нанокристаллической меди, полученные методом СТМ. Отметим, что СТМ позволил осуществлять контроль поверхности образцов на всех этапах проведения эксперимента. На рисунке для сравнения представлены изображения поверхности образцов до и после низкотемпературного отжига. Хорошо видна разница в средних размерах зерен. По мере отжига размер зерен увеличивался, что нашло свое отражение и в изменении профиля поверхности (рис. 2). Можно заключить, что результаты контроля морфологии поверхности нанокристаллических образцов, полученные двумя разными методами, — просвечивающей электронной микроскопией на фольгах и сканирующей туннельной микроскопией на массивных образцах, использованных в реальном эксперименте, находятся в хорошем согласии.

В качестве полимерной прослойки в М–П–НМ системе использовалась пленка поли(фталидилиденбифенилил)а (ПФБ). Выбор ПФБ объяснялся следующими причинами. Во-первых, ПФБ является одним из полимеров, в которых ранее наблюдались переходы в высокопроводящее состояние, с наиболее хорошо изученными электрофизическими свойствами. Во-вторых, ПФБ обладает хорошими пленкообразующими свойства-

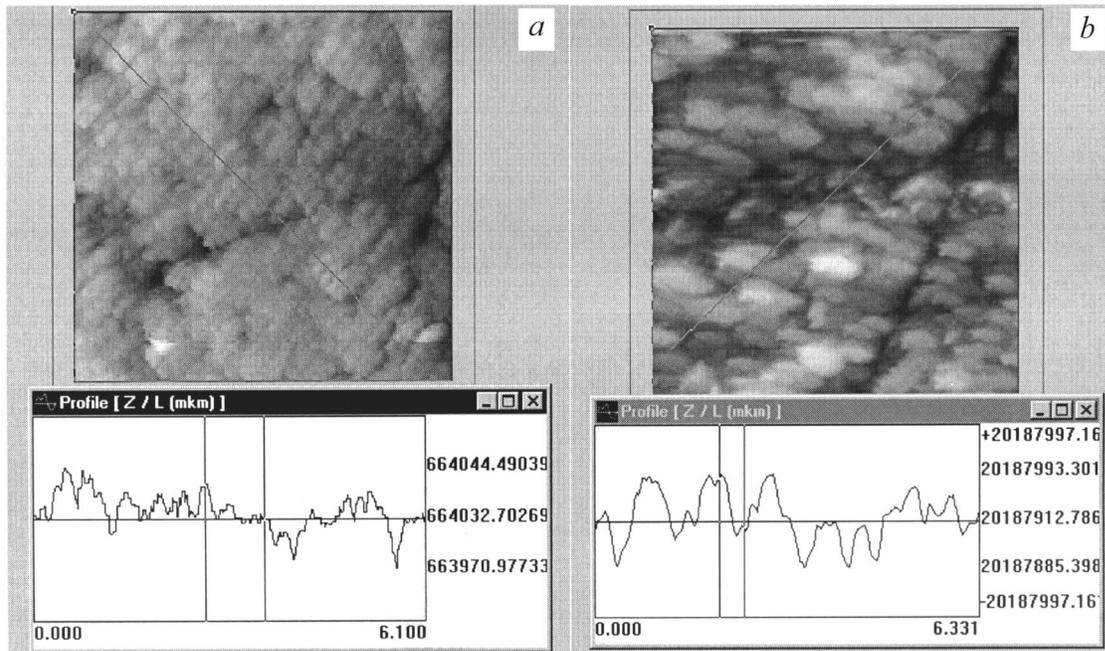


Рис. 2. Изображения и профили поверхности нанокристаллической меди, полученные методом СТМ. *a* — вид зеренной структуры на поверхности образца меди после интенсивной пластической деформации кручением до температурного отжига. Размер скана $5.8 \times 5.8 \mu\text{m}$. Внизу профиль поверхности, разница высот в точках пересечения с измерительными линиями 24 нм; *b* — вид зеренной структуры того же образца после циклического отжига в интервале температур 20–270°С. Размер скана $5.8 \times 5.8 \mu\text{m}$. Внизу профиль поверхности, разница высот в точках пересечения с измерительными линиями 56 нм.

ми. Так, в работах [24–26] было показано, что существуют условия, при которых пленки ПФБ получаются однородными и качественными в интервале толщин, используемых в работе. Недавно проведенные исследования однородности пленок ПФБ с помощью туннельного сканирующего микроскопа [27] подтвердили эти выводы. И, в третьих, ПФБ является термостойким полимером [28], который не имеет никаких особенностей в температурной зависимости проводимости вплоть до температуры размягчения (на воздухе 360°С), что позволяет использовать его в температурном интервале интенсивных структурных изменений в нанокристаллических образцах меди и никеля (100–250°С).

Полимерную пленку получали из раствора ПФБ в циклогексаноне методом центрифугирования на полированном ванадиевом электроде. СТМ-изображение поверхности ванадиевого электрода и профиль поверхности приведены на рис. 3, на котором видно, что уровень шероховатостей значительно меньше толщины пленки. В экспериментах использовались полимерные пленки различной толщины в интервале 0.5–1 μm . Качество и однородность полимерной пленки контролировались методами оптической и просвечивающей электронной микроскопии аналогично [29], в последнем случае из-за большой толщины пленок использовался метод реплик. Кроме того, с целью контрольных экспериментов была изготовлена полимерная пленка методом полива на поверхность жидкости. После сушки такой пленки при

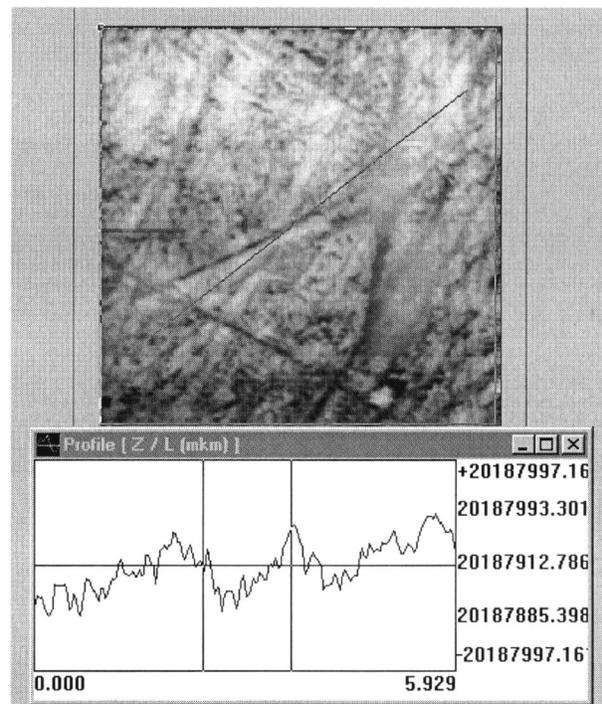


Рис. 3. Изображение и профиль поверхности подложки из ванадия, полученные методом СТМ. Размер скана $5.8 \times 5.8 \mu\text{m}$, разница высот в точках пересечения с измерительными линиями 52 нм.

температуре 150°C, что было необходимо для удаления остатков жидкости с поверхности и растворителя из объема, ее помещали между электродами. Существенного влияния способа изготовления пленки полимера на результаты измерений не обнаружено, хотя очевидно, что во втором случае условия контактирования между поверхностью металла и свободной пленкой полимера хуже, чем при непосредственном поливе полимера на электрод методом центрифугирования.

Измерительная ячейка представляла собой плоскую многослойную структуру типа "сэндвич": металл (V)–полимер (ПФБ)–нанокристаллический металл (Cu, Ni). Нанокристаллический полированный металлический образец прижимался полированной стороной к поверхности полимерной пленки, отлитой на поверхности полированной пластины из ванадия. Ячейка помещалась в нагревательное устройство, которое позволяло производить нагрев и охлаждение образца с заданной скоростью изменения температуры по линейному закону.

Измерения тока, протекающего через экспериментальную ячейку, проводились по схеме, типичной для электрических цепей с нелинейной нагрузкой, обладающей S-образным участком отрицательного дифференциального сопротивления. Измерительная ячейка помещалась в нагревательное устройство, позволявшее нагревать ячейку с постоянной скоростью до температуры ~ 350°C.

2. Результаты измерений

На рис. 4 показана температурная зависимость тока, протекающего через систему М–П–НМ. При использовании в качестве НМ медного образца повышение температуры не приводит к изменению тока, вплоть до 146°C. В интервале температур от 146 до 173°C на зависимости $I(T)$ фиксируется пикообразное изменение тока. При использовании в качестве НМ никелевого образца повышение температуры также не приводит к изменению тока вплоть до 206°C. В интервале температур от 206 до

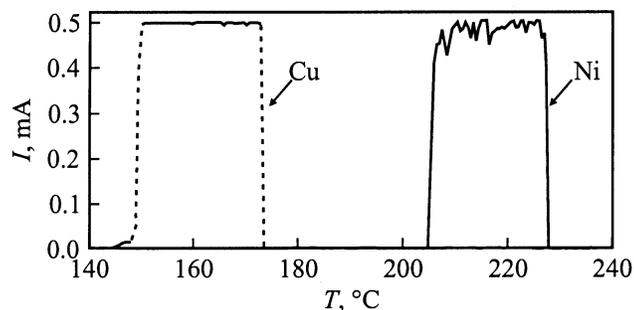


Рис. 4. Температурная зависимость тока, протекающего через систему М–П–НМ. Штриховая линия соответствует гетероструктуре с наноструктурной медью. Сплошная линия соответствует гетероструктуре с наноструктурным никелем. Толщина полимерной пленки 1 μm ; подложка — ванадий; приложенное напряжение — 5 V; скорость нагрева — 8 grad/min.

227°C на зависимости $I(T)$ фиксируется трапециевидное изменение тока.

Были проведены контрольные эксперименты, в которых образцы с нанокристаллической структурой заменялись образцами металлов Cu или Ni с равновесной зеренной структурой. В этом эксперименте были использованы следующие образцы.

1) Исходный крупнозернистый металлический материал, из которого впоследствии были получены нанокристаллические образцы.

2) Нанокристаллические образцы после отжига при 500°C в течение 30 min, который, как известно [21], полностью разрушает нанокристаллическую структуру.

Измерения показали полное отсутствие каких-либо температурных особенностей проводимости системы в исследуемом температурном интервале при использовании этих образцов.

Эволюция микроструктуры наноструктурных Cu и Ni при нагреве была подробно исследована в работах [21,22] указанными выше методами, а также методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Полученные результаты свидетельствуют о протекании интенсивных релаксационных процессов, связанных с перестройкой дефектной структуры в ходе низкотемпературного отжига. При этом данные процессы наблюдаются в температурных интервалах 100–200°C для меди и 180–220°C в случае никеля. Важно отметить, что эти температурные интервалы близки к температурным интервалам, в которых происходят изменения электропроводности, обнаруженные в настоящей работе. Из этого факта можно сделать вывод о том, что механизмы, инициирующие эти изменения, аналогичны и вызваны температурной трансформацией микроструктуры металлических образцов.

В результате последовательного повторения циклов нагрев–охлаждение, в указанном выше интервале температур, была установлена следующая закономерность. Интенсивность пиков инжекционного тока по мере увеличения номера измерительного цикла постепенно уменьшается, при этом одновременно увеличивается ширина пика таким образом, что площадь, ограниченная кривой тока, экспоненциально убывает с числом циклов. Рис. 5 иллюстрирует этот результат.

Необходимо обратить внимание на некоторые особенности зависимости, представленной на рис. 5.

1) В течение одного цикла нагрева не происходит перехода образца в равновесное состояние. Полный переход происходит за время нескольких циклов.

2) Как правило, максимальная температура, при которой регистрируются токовые особенности, наблюдается при первых циклах измерений.

3) При увеличении числа циклов обнаруживается тенденция к уменьшению температуры, при которой эти особенности наблюдаются. Одновременно происходит расширение температурного диапазона, в котором наблюдается эффект.

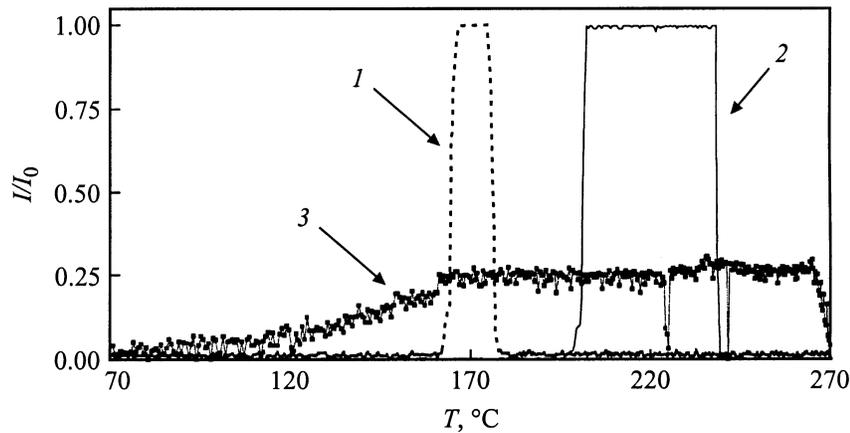


Рис. 5. Температурная зависимость тока, протекающего через систему М–П–НМ, полученная при нагреве в интервале температур 20–270 °С. Цифрами обозначены следующие циклы измерений: 1 — второй цикл, 2 — четвертый цикл, 3 — седьмой цикл. Толщина полимерной пленки 1 μm ; подложка — ванадий; верхний электрод — наноструктурная медь; приложенное напряжение — 5 В; скорость нагрева — 8 grad/min. I_0 — ток, протекающий в измерительной цепи при условии, что сопротивление образца равно нулю.

На рис. 6 представлена зависимость $\int I(T)dT$ от номера цикла термического отжига, которая фактически отражает характер релаксации зеренной структуры к равновесному состоянию.

Измерение температурной зависимости тока при охлаждении образца показало, что в области температур, близких к температуре возбуждения пика тока при нагреве, также регистрируется пик тока (рис. 7). Причем, как правило, своим положением и формой он напоминает пик, возникающий при нагреве системы в данном цикле. Для этой температурной особенности также характерна зависимость $\int I(T)dT$ от номера цикла, типа представленной на рис. 6. Анализ литературных данных показал отсутствие информации о возможной обратимости по температуре процесса роста зерен наноструктурного металла. По-видимому, физический процесс, инициирующий подобный рост, носит характер фазового перехода. Интерпретация его механизма в рамках данной работы представляется затруднительной.

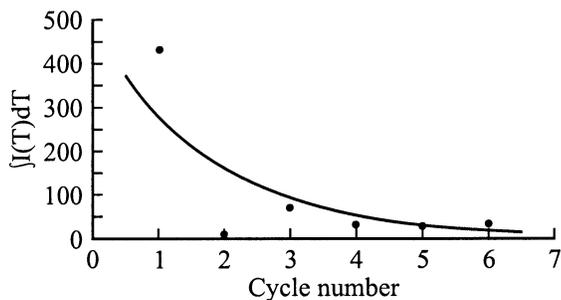


Рис. 6. Зависимость $\int I(T)dT$ от номера цикла отжига. Толщина полимерной пленки 1 μm ; подложка — ванадий; верхний электрод — наноструктурная медь; приложенное напряжение — 5 В; скорость нагрева — 8 grad/min.

3. Обсуждение результатов измерений

Сравнение с результатами работы [1] позволяет выделить одно существенное различие. В случае плавления высокопроводящее состояние, возникающее при $T > T_{\text{melt}}$ электрода, сохраняется во всем измеряемом интервале температур. При использовании нанокристаллического материала высокопроводящее состояние (ВПС) возникает в узком интервале температур, соответствующем области структурных превращений в металле. По-видимому, объяснение заключается в том, что лучшие условия контактирования, которые возникают после плавления электрода, способствуют стабилизации ВПС, в то время как в нашем случае подобного улучшения контактирования не происходит.

Последовательное проведение нескольких циклов "нагрев–охлаждение" в системе М–П–НМ и одновременные измерения протекающего тока показали (рис. 6), что при увеличении числа циклов происходит уменьшение количества заряда, прошедшего через образец, до некоторой минимальной величины, соответствующей значению тока, протекающего через образец при комнатной температуре. Это, по-видимому, отражает тот факт, что при одинаковых условиях проведения измерений в различных циклах по мере приближения структуры образца к равновесному состоянию относительное изменение работы выхода уменьшается (1), (2) до тех пор, пока не станет соответствовать своему равновесному значению.

Согласно (1), (2), наряду с работой выхода электрона электрическое поле должно влиять на инжекционный ток. На рис. 8 представлены температурные зависимости тока, протекающего через систему М–П–НМ, при разном приложенном напряжении. Результаты оценки влияния поля проводили по величине интеграла, взятого в ин-

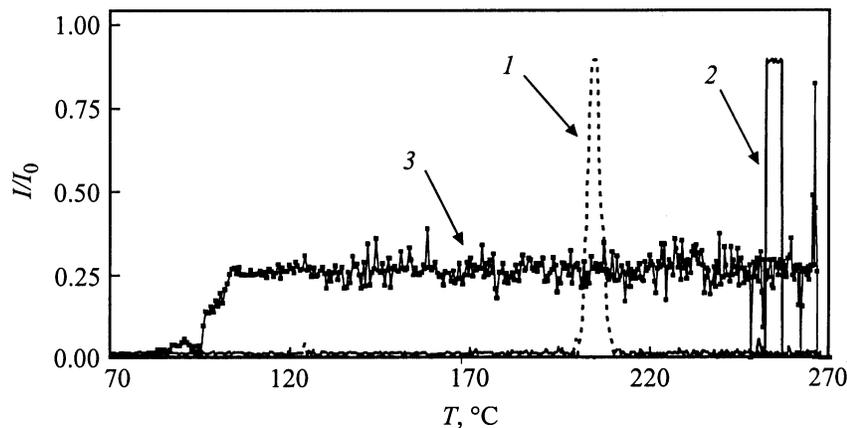


Рис. 7. Температурная зависимость тока, протекающего через систему М–П–НМ, полученная при охлаждении в интервале температур 270–20°С. Цифрами обозначены следующие циклы измерений: 1 — второй цикл, 2 — четвертый цикл, 3 — седьмой цикл. Толщина полимерной пленки 1 μm ; подложка — ванадий; верхний электрод — наноструктурная медь; приложенное напряжение — 5 В; скорость охлаждения — 8 grad/min. I_0 — ток, протекающий в измерительной цепи при условии, что сопротивление образца равно нулю.

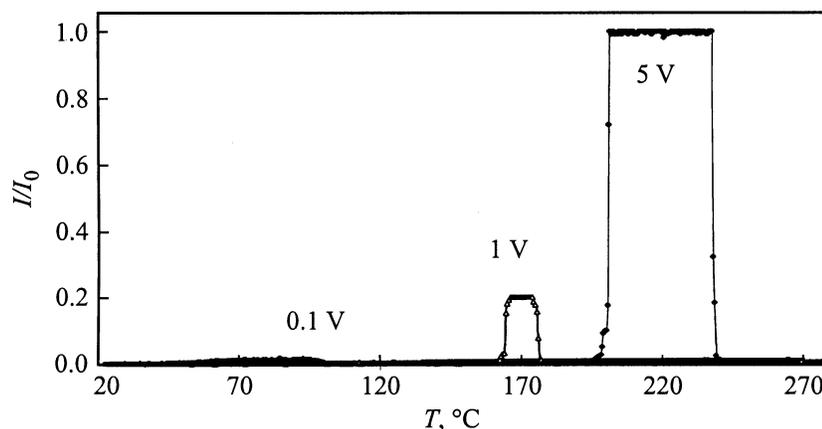


Рис. 8. Изменение температурной зависимости тока, протекающего через систему М–П–НМ при разном приложенном напряжении. Толщина полимерной пленки 1 μm ; подложка — ванадий; верхний электрод — наноструктурная медь; скорость нагрева — 8 grad/min. I_0 — ток, протекающий в измерительной цепи при условии, что сопротивление образца равно нулю.

тервале (T_1, T_2) по $I_U(T)dT$ в зависимости от величины приложенного напряжения. Этот интеграл пропорционален суммарному заряду, прошедшему через сэндвич в заданном интервале температур. T_1 и T_2 — граничные температуры экспериментального интервала, $I_U(T)$ — зависимость тока от температуры при напряжении U на электродах.

Проведенный анализ результатов измерений показал, что при $U < 0.1$ В величина заряда, протекающего через образец, практически не зависит от температуры и является минимальной (заряд минимален и постоянен). В интервале напряжений $0.1 < U < 5$ В происходит резкое нелинейное увеличение суммарного заряда, прошедшего через полимер по мере увеличения напряжения. Выше 5 В изменение заряда приближается к линейной зависимости. Аналогичная зависимость наблюдается практически на всех образцах.

Наличие порога по напряжению свидетельствует о существенной роли инжекционного механизма и, в частности, двойной инжекции. В полимерах, как правило, собственными носителями заряда являются дырки, следовательно, регистрируемые особенности в протекании тока через образец обусловлены инжекцией электронов. Этот вывод согласуется с результатами экспериментов по прямой инжекции электронов из пучка в полимерную пленку [30] и является первым экспериментальным подтверждением схемы перехода в высокопроводящее состояние в полимерной пленке, представленной в [1]. Инжектированный в полимер заряд может с некоторой вероятностью провзаимодействовать с макромолекулой ПФБ, переведа ее в новое состояние, как это было показано в работах [31,32]. Поляризуемость фрагмента молекулы с изменившимся электронным состоянием возрастает, что приводит к увеличению диэлектрической проницаемости

полимера. Это состояние является неустойчивым и через некоторое время релаксирует с последующим переходом электрона на более глубокие ловушки. В результате конкуренции процессов захвата электрона и релаксации ε будет функцией скорости инжекции электронов. Согласно выражению (1), увеличение диэлектрической проницаемости приводит к увеличению равновесного значения полного заряда, инжектированного в объем и, следовательно, изменению уровня инжекции вдали от равновесия. Таким образом, процесс переноса заряда в полимер становится нелинейным. Можно показать, что существует некоторый критический уровень инжекции, выше которой развитие процесса будет ускоряться до достижения плотности состояний, необходимых для перехода в высокопроводящее состояние. Однако детальное рассмотрение данной задачи выходит за рамки этой работы.

Таким образом, показано, что переход в высокопроводящее состояние в системе М–П–М может происходить при изменении граничных условий не только за счет плавления электрода, но и при других структурных переходах в металлических электродах, при которых их агрегатное состояние не меняется. Кроме того, проведенные исследования свидетельствуют, что использование тонкой полимерной пленки типа ПФБ в гетероструктуре М–П–М позволяет изучать поверхностные превращения в металлических электродах в области их структурных переходов. Этот метод является очень чувствительным, простым в реализации и потому может оказаться весьма эффективным.

Авторы выражают благодарность В.Т. Хисматуллину за помощь, оказанную при проведении СТМ-измерений.

Список литературы

- [1] В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов. ЖЭТФ **111**, 1513 (1997).
- [2] К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. Т. 1. Мир, М. (1984). 350 с.
- [3] W. Schottky. J. Phys. **B113**, 367 (1939).
- [4] P.R. Emtage, J.J. O'Dwyer. Phys. Rev. Lett. **16**, 356 (1966).
- [5] Р.Е. Васьков, А.Ф. Владимиров, Е.Н. Моос, Н.И. Табунов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **62**, 2044 (1998).
- [6] А.И. Резник, Н.В. Руденко. Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 1823 (1979).
- [7] V. Heine, C. Hodges. J. Phys. **C5**, 225 (1972).
- [8] Н.Я. Рухляда, А.Г. Трефилов, Б.Б. Шишкин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **43**, 1837 (1979).
- [9] В.Г. Большов, Л.Н. Добрецов. ДАН СССР **XCVIII**, 193 (1954).
- [10] В.С. Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. Наук. думка, Киев (1981). 340 с.
- [11] J. Vancea, G. Reiss, D. Buta, H. Hoffmann. Europhys. Lett. **9**, 379 (1989).
- [12] J. Ameiser. Zs. f. Phys. **69**, 111 (1931).
- [13] И.В. Крылова, А.Г. Петрухин. ФТП **30**, 415 (1996).
- [14] A. Lachinov, A. Zherebov, V. Kornilov, M. Zolotukhin. Synth. Metals **84**, 735 (1997).
- [15] V. Kornilov, A. Lachinov. Synth. Metals **84**, 893 (1997).

- [16] A. Zherebov, A. Lachinov, V. Kornilov. Synth. Metals **84**, 917 (1997).
- [17] В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов. Письма в ЖЭТФ **61**, 902 (1995).
- [18] V.Yu. Gertsman, R. Birringer, R.Z. Valiev, H. Gleiter. Ser. Met. Mater. **30**, 229 (1994).
- [19] С.В. Лоскутов, В.В. Левитин, В.В. Погосов, М.И. Правда. ФММ **79**, 5 (1995).
- [20] М.Б. Партенский. ФММ **32**, 510 (1971).
- [21] R.Z. Valiev, I.V. Alexandrov, R.K. Islamgaliev. Processing and Properties of Nanostructured Materials Prepared by Severe Plastic Deformation. Nanostructured Materials / Ed. by G.M. Chow, N.I. Noskova. Kluwer Academic Publ. (1998). P. 121.
- [22] Р.З. Валиев, А.В. Корзников, Р.Р. Мулюков. ФММ **6**, 70 (1992).
- [23] R.K. Islamgaliev, F. Chmelik, R. Kuzel. Mater. Sci. Eng. **A234–236**, 335 (1997).
- [24] J.R. Rasmussen, Th. Kugler, R. Erlandsson, A. Lachinov, W.R. Salameck. Synth. Metals **76**, 195 (1996).
- [25] В.С. Корсаков, С.И. Максимов, Л.А. Плавич, Н.Ф. Трутнев, В.И. Новиков, С.В. Тимофеев, С.Н. Мазуренко, Н.С. Самсонов, О.Н. Ефимов, А.Ф. Зуева, А.Н. Лачинов, М.Г. Золотухин, А.А. Захидов, Г.П. Карпачева. Электронная промышленность **7–8**, 118 (1994).
- [26] О.А. Скалдин, А.Ю. Жеребов, В.В. Делев, А.Н. Лачинов, А.Н. Чувывров. Письма в ЖЭТФ **51**, 141 (1990).
- [27] V.M. Kornilov, V.T. Khismatullin, A.N. Lachinov. Abstracts of 10th Int. Conf. on Scanning Tunneling Microscopy. Seoul, Korea (1999). P. 138.
- [28] С.Н. Салазкин, М.Г. Золотухин, В.А. Ковардаков, Л.В. Дубровина, Е.А. Гладкова, С.С. Павлова, С.Р. Рафиков. ВМС **A29**, 1431 (1987).
- [29] V.M. Kornilov, A.N. Lachinov. Synth. Metals **53**, 71 (1992).
- [30] В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов. Письма в ЖЭТФ **61**, 504 (1995).
- [31] N. Johansson, A.N. Lachinov, S. Stafstrom, W.R. Salameck. Synth. Metals **67**, 319 (1994).
- [32] Б.Г. Зыков, Ю.В. Васильев, В.С. Фалько, А.Н. Лачинов, В.И. Хвостенко, Н.Г. Гилева. Письма в ЖЭТФ **64**, 402 (1996).