Физика низких температур, 1996, т. 22, № 9, с. 1070–1078

Мезоскопические флуктуации проводимости двумерных перколяционных пленок золота вблизи порога протекания

Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, Е. Ю. Копейченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина 47
E-mail: belevtsev@ilt. kharkov. ua

Статья поступила в редакцию 12 марта 1996 г.

Исследована проводимость несплошных двумерных пленок золота вблизи порога протекания в интервале температур 0,5–55 К. Приближение к порогу протекания достигалось облучением первоначально сплошных пленок (толщиной ≃ 10 нм) ионами аргона. Обнаружено, что достаточно близко к порогу протекания (на диэлектрической стороне перехода металл—изолятор) пленка обладает одномерной прыжковой проводимостью. Обнаружены также флуктуации прыжковой проводимости. Показано, что проводимость двумерной перколяционной пленки достаточно близко к порогу протекания может определяться одной проводящей цепочкой. Наличие узких диэлектрических мостиков в этой цепочке обусловливает как одномерный характер прыжковой проводимости всей системы в целом, так и появление флуктуаций сопротивления. Эти флуктуации могут быть объяснены как необычное проявление эффектов некогерентной мезоскопики.

Досліджено провідність несуцільних двовимірних плівок золота поблизу порога протікання в інтервалі температур 0,5–55 К. Наближення до порогу протікання досягалось опроміненням початково суцільних плівок (завтовшки ≃ 10 нм) іонами аргону. Виявлено, що достатньо близько до порогу протікання (на діелектричному боці переходу метал—ізолятор) плівка має одновимірну стрибкову провідність. Виявлено також флуктуації стрибкової провідності. Показано, що провідність двовимірної перколяційної плівки достатньо близько від порогу протікання може визначатися одним провідним ланцюжком. Наявність вузьких діелектричних містків у цім ланцюжці обумовлює як одновимірний характер стрибкової провідності усієї системи у цілому, так і з'явлення флуктуацій опору. Ці флуктуації можно розглядати як незвичайний вияв ефектів некогерентної мезоскопіки.

1. В настоящее время большой интерес вызывают мезоскопические явления в твердых телах [1–17]. Эти эффекты характерны для систем, размеры которых намного превышают межатомные расстояния, но в то же время достаточно малы для существенного влияния статистических флуктуаций кинетических свойств электронов. Обычно мезоскопические эффекты рассматривают отдельно для металлических проводников (с кондактансом $G > e^2/h$, т. е. с сопротивлением $R < 25$ кОм) и диэлектриков ($G < e^2/h$). В металлах мезоскопические эффекты связаны с квантовой интерференцией носителей заряда и проявляются в образцах с размерами, близкими к длине фазовой релаксации L_φ. При изменении разности фаз взаимодействующих электронных волн или длины волны электрона могут происходить апериодические флуктуации кондактанса. Эти эффекты наблюдаются при изменении магнитного поля, уровня Ферми, конфигурации примесей и др. факторов. При этом величина флуктуаций является универсальной $\Delta G \simeq e^2/h$ и не зависит от размера образца и степени беспорядка [1,3,5,8,12].

В диэлектриках мезоскопические флуктуации не являются универсальными [13,16], так как проводимость при $T = 0$ экспоненциально зависит от размеров образцов. Основной подход к теоретическому рассмотрению мезоскопических флуктуаций в диэлектриках был осуществлен в модели Ли прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в одномерной системе [3,13]. Основное предположение модели Ли — сопротивление одномерной системы определяется наибольшим из многих последовательно соединенных сопротивлений в сетке Миллера—Абрахамса, т.е. вероятностью самого трудного прыжка. Для малых образцов характерны большие флуктуации плотности состояний электронов $N(E)$ вблизи уровня Ферми E_F ($N(E)$ состоит из небольшого числа острых пиков, каждый из которых связан с определенным лока-

© Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, Е. Ю. Копейченко, 1996

лизованным состоянием в образце). При изменении уровня Ферми происходит смена прыжка, выступающего в роли самого трудного, и сопротивление может существенно измениться. Это позволяет, например, объяснить флуктуации сопротивления при изменении E_F в квазиодномерных образцах. В рамках этого подхода можно объяснить и флуктуации кондактанса при изменении конфигурации примесей. В частности, кондактанс может существенно меняться при движении всего лишь одной примеси [17].

Дальнейшие теоретические исследования подтвердили подход Ли и распространили его на системы с большей размерностью. В работе [4] были учтены эффекты интерференции волновых функций электронов, которые являются существенными не только для металлов, но и для диэлектриков. Это связано с тем, что вероятность прыжка определяется интерференцией многих путей туннелирования электрона, на каждом из которых происходят процессы рассеяния на примесях. В этих актах рассеяния образуются сферические волны, амплитуды которых складываются аддитивно. Эти процессы рассеяния и интерференции определяют поправку ΔL_c к длине локализации L_c, причем ΔL_c зависит от координат и энергий рассеивающих примесей, с которыми электрон взаимодействует во время прыжка. Модель [4] предсказывает апериодические флуктуации вероятности прыжка в магнитном поле для образцов достаточно малых размеров и отрицательное магнитосопротивление при прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для массивных образцов. В работе [9] было показано, что мезоскопические флуктуации прыжковой проводимости возможны в достаточно узких двумерных проводниках, ширина которых не превышает длины нескольких моттовских прыжков. В таких системах на перколяционном пути имеются трудные прыжки, которых нельзя избежать (т. е. в отношении мезоскопических флуктуаций система ведет себя как квазиодномерная).

Оригинальный подход к вопросу о флуктуациях в широких образцах с экспоненциальным разбросом локальной проводимости был разработан в работах Райха и Рузина (см. [7,10,14,15] и ссылки в них). Для этих эффектов квантовая интерференция несущественна (поэтому эту область исследований иногда называют некогерентной мезоскопикой).

2. В настоящей работе мы сообщаем о необычных результатах исследования проводимости двумерных перколяционных пленок золота вблизи порога протекания, которые интерпретируем на основе представлений о мезоскопических явлениях в диэлектриках. Для приближения к порогу протекания было использовано облучение первоначально сплошных пленок золота (толщиной $\simeq 10$ нм) ионами аргона в вакууме. Это позволило уменьшить относительную долю x поверхности диэлектрической подложки, покрытую металлом (в двумерных системах величина x используется в качестве концентрации металла). При постановке задачи исследования было принято во внимание, что вблизи порога протекания общее сопротивление двумерной перколяционной системы определяется наличием небольшого числа (в предельном случае одного) проводящих каналов неоднородного сечения*. Узкие места этих каналов представляют собой диэлектрические резистивные мостики малого размера (порядка 10 нм в плоскости пленки, а толщина их меньше толщины примыкающих металлических «берегов»). Проводимость канала определяется поведением одного из самых резистивных мостиков, который представляет собой одномерный проводник с прыжковой проводимостью. Малые размеры этих мостиков позволяют ожидать, что для них могут быть существенными мезоскопические флуктуации сопротивления в соответствии с одномерными моделями [3,6,7,10,13,15].

Проведенное нами исследование выявило флуктуации прыжковой проводимости несплошной пленки золота. Показано, что близость к порогу протекания приводит к тому, что пленка ведет себя как одномерная система. При этом поведение наблюдаемых флуктуаций прыжковой проводимости соответствует, как мы полагаем, влиянию некогерентных мезоскопических эффектов. При объяснении результатов была учтена перколяционная структура пленок и влияние диэлектрической подложки.

3. Использованная методика приготовления образцов и контроля их структурного состояния описана в работе [19]. Поэтому отметим только существенные детали. Исходные пленки золота толщиной $\simeq 10$ нм осаждали со скоростью 0,05 нм/с при давлении 10^{-4} Па из молибденовой лодочки. Чистота исходного материала составляла 99,99%. Вакуумное осаждение производилось одновременно на

* Излагаемые представления о топологической структуре облученных пленок золота основаны на результатах предыдущих исследований [18–20] и подтверждены данными настоящей работы (см. ниже).

исходного материала составляла 99,99%. Вакуумное осаждение производилось одновременно на подложку из монокристалла сапфира (для измерения проводимости пленок) и скол монокристалла NaCl (для структурных исследований в электронном микроскопе). Обе подложки были предварительно покрыты слоем SiO (толщиной $\simeq 15$ нм) для обеспечения одинаковых структурных и топологических характеристик осажденных на них пленок. Пленки подвергались в вакууме бомбардировке ионами аргона с энергией в интервале 0,5–3,5 кэВ. Дозы облучения находились в пределах от 10^{15} до 10^{16} ион/см^2. Размеры измеряемых участков пленки составляли 2×0,1 мм. Проводящие свойства пленок вблизи порога протекания исследовались посредством записи вольт-амперных характеристик (ВАХ) при различных температурах (в интервале 0,5–55 К). Используемый источник стабилизированного напряжения позволял изменять напряжение V в пределах от 11 до 0,001 В. Все измерения были проведены в вакуумном криостате с ^{3}He со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим прикладывать к пленкам перпендикулярное магнитное поле величиной от 0 до $\simeq 4{,}5$ Тл.

В работе [19] описана эволюция топографической структуры пленок по мере увеличения дозы облучения. Облучение приводило к уменьшению толщины пленок и созданию в них радиационных повреждений кристаллической решетки. При достаточно больших дозах облучения в пленках появлялись «дырки», поверхностная доля которых увеличивалась с дозой облучения. В настоящей работе рассмотрены проводящие свойства одной из исследованных пленок, находящейся вблизи порога протекания ($x_c \simeq 0{,}6$). Топографическая структура этой пленки представлена на рис. 1, на котором темные места соответствуют поверхности, покрытой металлом. Видно, что в такого рода пленке уже появились изолированные металлические островки, но имеются и сплошные извилистые токопроводящие пути. Ширина этих путей, однако, неоднородна: широкие области чередуются с узкими резистивными мостиками (шириной 10–20 нм и длиной 20–50 нм). Эти данные будут использованы ниже при объяснении полученных результатов.

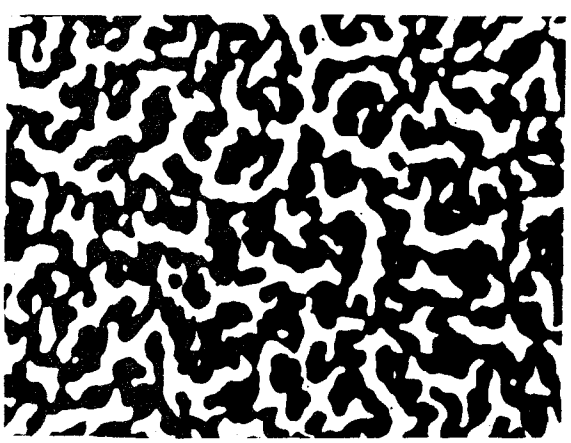

Рис. 1. Микрофотография пленки золота, полученная в электронном микроскопе (увеличение 50000).

4. Проводимость исследованной пленки была существенно неомической. Поэтому проводящие свойства ее изучались посредством записи ВАХ при различных температурах в интервале 0,5–55 К. Использовалась следующая процедура измерения ВАХ: после стабилизации температуры (с точностью $\simeq 10^{-2}$К) к пленке прикладывалось максимальное напряжение (11 В), а затем производилась запись ВАХ при понижении напряжения. На рис. 2 представлены температурные зависимости сопротивления квадратного участка пленки (сопротивление «на квадрат») $R_\square(T)$ для различных значений приложенного напряжения V. Видно, что при больших напряжениях температурная зависимость $R_\square(T)$ фактически отсутствует, т.е. $R_\square = \text{const} \simeq 12{,}65$ кОм. При понижении V сопротивление пленки возрастает (в предельных случаях на порядок величины), но неодинаково при различных температурах. В результате этого при достаточно малых V зависимости $R_\square(T)$ являются немонотонными и представляют собой флуктуации сопротивления. При этом амплитуда флуктуаций остается примерно постоянной во всем исследованном интервале температур. Представленные на рис. 2 графики $R_\square(T)$ получены на основании ВАХ, записанных в течение одного рабочего дня ($\simeq 12$ ч). Аналогичные измерения в последующие дни подтвердили наличие такого рода флуктуаций сопротивления (и с такой же амплитудой), но оказалось, что положения минимумов и максимумов на кривых $R_\square(T)$ не соответствуют приведенным на рис. 2. Более того, измерения при одной и той же температуре могут дать существенно различные ВАХ. Из этого следует, что состояние пленки нестационарно в том смысле, что процессы измерения (прикладывание напряжения) могут значительно изменить ее проводящие свойства. Возможные причины этого явления мы обсудим ниже.

Примеры ВАХ для одного из интервалов температур (0,5–2 К), в котором имеются существенные флуктуации сопротивления, приведены на рис. 3 (такого рода ВАХ характерны для всех температур в пределах исследованного интервала 0,5–55 К). Видно, что при максимальных приложенных напряжениях ($\simeq 10$ В) все кривые сливаются в одну

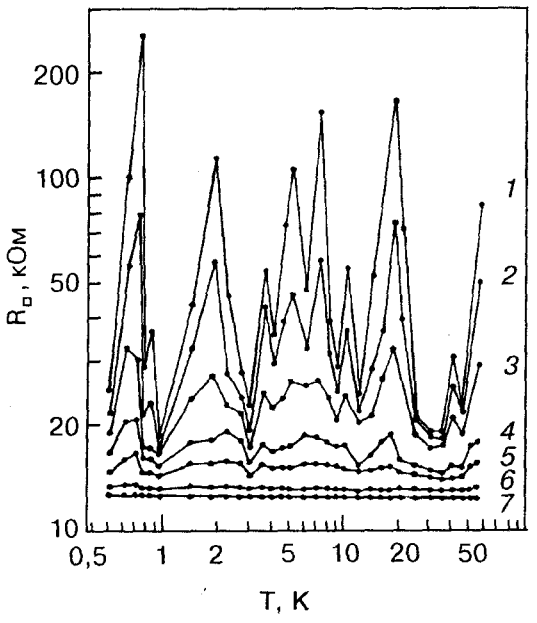

Рис. 2. Зависимости $\ln R_\square = f(\ln T)$ перколяционной пленки золота (средняя толщина после облучения $L \simeq 6$ нм) при различных значениях приложенного напряжения V, B: 0,02 (*1*); 0,04 (*2*); 0,1 (*3*); 0,4 (*4*); 1 (*5*); 4 (*6*); 11 (*7*).

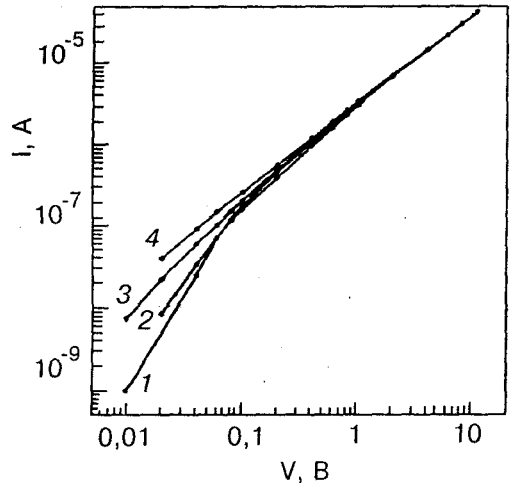

Рис. 3. Зависимости $\ln I = f(\ln V)$ при различных температурах , T, K: 0,7 (*1*); 1,82 (*2*); 1,4 (*3*); 0,5 (*4*).

и в этой области V примерно выполняется закон Ома ($I \propto V$). По мере уменьшения V кривые, записанные при разных температурах, сильно расходятся и их поведение становится существенно неомическим. При этом нет какой-либо явной температурной закономерности взаимного расположения кривых (это и обусловливает наличие существенных температурных флуктуаций сопротивления при малых V, показанных на рис. 2). Неомическое поведение усиливается при понижении V. Это говорит о том, что исследованная нами система находится на диэлектрической стороне перехода металл—изолятор. Наибольшие отклонения от закона Ома наблюдаются для температур, соответствующих максимальной амплитуде изменений R при понижении V (рис. 2).

О диэлектрическом состоянии пленки свидетельствуют и экспоненциальные зависимости сопротивления от напряжения V, которые соответствуют соотношению $\ln R \propto V^{-1/2}$ (по крайней мере, для случаев максимальной амплитуды изменений R при понижении V) (рис. 4). В перколяционных пленках о состоянии системы (металлическое или диэлектрическое) можно судить по знаку производной dR/dT [21] (в металлах $dR/dT > 0$). По мере уменьшения концентрации металла x и приближения к порогу протекания величина dR/dT уменьшается и, в конечном итоге, при $x = x_c$ меняет знак. Это означает, что система стала диэлектриком, т.е. произошел переход металл—изолятор. Граничный случай $dR/dT = 0$ (т.е. отсутствие температурной зависимости сопротивления) соответствует системе, находящейся в непосредственной близости от порога протекания [21]. Исследования ультратонких пленок различных металлов [22] показали, что этот случай реализуется для пленок с сопротивлением $R_\square \simeq 10$ кОм, что близко к величине кванта сопротивления $R_Q = \pi\hbar/2e^2 \simeq 6{,}45$ кОм. Для исследованной пленки золота случай $dR/dT = 0$ имеет место при $R_\square \simeq 12{,}65$ кОм, что хорошо соответствует результатам работы [22]. По мере повышения $R_\square$ при понижении V соотношение $dR/dT = 0$ перестает

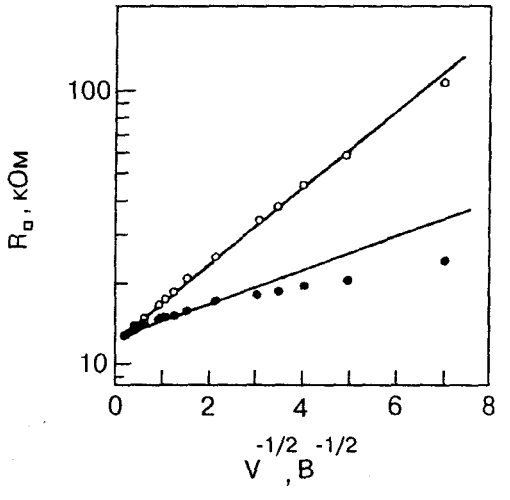

Рис. 4. Зависимости $\ln R_\square = f(V^{-1/2})$ при температурах T, K: 0,6 (○); 3,0 (●). Эти температуры соответствуют случаям максимального и минимального повышения сопротивления при понижении V.

выполняться (появляются флуктуации сопротивления, возможные причины которых мы обсудим ниже).

Известно, что проводимость диэлектрических систем является прыжковой и экспоненциально зависит от температуры T и электрического поля F. Для механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, предложенного Моттом, температурная зависимость сопротивления при достаточно малых полях F имеет вид [23–25]:

$$\ln R \propto \left(\frac{T_d}{T}\right)^{1/(d+1)}, \qquad (1)$$

где d — размерность системы; T_d — характерная температура, зависящая от размерности системы, длины локализации L_c и плотности состояний электронов на поверхности Ферми $N(E_F)$. В предельном случае сильных полей ($eFL_c >> kT$) проводимость является безактивационной и не зависит от температуры [23,25,26]:

$$\ln R \propto \left(\frac{F_d}{F}\right)^{1/(d+1)}, \qquad (2)$$

F_d — характерное поле, зависящее от d, L_c и $N(E_F)$.

В последние годы (см. [27] и ссылки в ней) в теории прыжковой проводимости было разработано весьма важное представление о так называемой эффективной температуре $T_{\text{eff}}(T, F)$, определяемой выражением

$$T_{\text{eff}}^2(T, F) = T^2 + (\gamma eFL_c/k)^2, \qquad (3)$$

где $\gamma \approx 0{,}67$. Если в выражение (1) вместо T подставить $T_{\text{eff}}(T, F)$, то в предельных случаях слабых ($eFL_c << kT$) и сильных ($eFL_c >> kT$) электрических полей можно получить выражения (1) и (2).

При достаточно низких температурах на прыжковую проводимость может оказывать существенное влияние кулоновская щель [24]. В этом случае при малых полях справедлив закон Шкловского—Эфроса [13,24,25,28,29]

$$\ln R \propto \left(\frac{T_e}{T}\right)^{1/2}, \qquad (4)$$

где $T_e = 2{,}8e^2/k\varepsilon L_c$ (ε — диэлектрическая проницаемость). В случае сильного поля справедливо [28]

$$\ln R \propto \frac{2}{L_c}\left(\frac{e}{\varepsilon F}\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

Формулу (5) можно получить из (4), подставляя $T_{\text{eff}}(T, F)$ в пределе $eFL_c >> kT$.

Сопротивление исследованной пленки не обладает экспоненциальной температурной зависимостью, соответствующей формулам (1) или (4). Наблюдаются только температурные флуктуации сопротивления при малых V (рис. 2), амплитуда которых не зависит от температуры. В то же время имеет место очень сильная зависимость сопротивления от приложенного напряжения V (рис. 4). При объяснении такого неомического поведения следует учесть сказанное выше (разд. 2 и 3) о топологической структуре перколяционной пленки вблизи порога протекания. Наличие в проводящих каналах узких резистивных мостиков приводит к тому, что на них «садится» преобладающая часть приложенного к пленке напряжения, и, следовательно, они подвергаются действию электрических полей F, намного превышающих среднее поле $F_m = V/l_s$, приложенное к пленке (l_s — длина измеряемого участка пленки). Это обстоятельство может привести к выполнению условия $eFL_c >> kT$, при котором проводимость не зависит от температуры, а определяется только величиной поля F.

Узость резистивных мостиков (~ 10 нм) позволяет предположить, что прыжковая проводимость исследованной пленки может иметь одномерный характер. В таком случае, согласно формулам (2) и (4), справедлива зависимость $\ln R \propto (F_0/F)^{1/2}$, что соответствует наблюдаемой зависимости $\ln R \propto V^{-1/2}$ (рис. 4) *.

Из полученных результатов можно выделить следующие факторы, характеризующие проводящее состояние исследованной пленки: 1) пленка находится в непосредственной близости от порога протекания на диэлектрической стороне перехода металл—изолятор; 2) проводимость ее является прыжковой с переменной длиной прыжка; 3) общее поведение проводимости определяется наличием небольшого числа узких резистивных мостиков в токопроводящих путях (в предельном случае определяющую роль может, по-видимому, играть один из этих мостиков с наибольшим сопротивлением); 4) на этих резистивных мостиках (или же на наиболее резистивном из них) падает преобла-

* Отметим, что зависимость $\ln R \propto V^{-1/2}$ могла бы проявиться и в случае существенного влияния кулоновской щели [24,28] (см. формулу (5)). У нас нет, однако, свидетельств в пользу такого влияния. В то же время малые размеры мостиков вполне могут обеспечить одномерное поведение моттовской прыжковой проводимости.

дающая доля приложенного к пленке напряжения, в результате чего выполняется условие $eFL_c >> kT$ и проводимость зависит только от величины электрического поля; 5) зависимость сопротивления от приложенного напряжения ($\ln R \propto V^{-1/2}$) соответствует одномерному случаю прыжковой проводимости, что обусловлено, по-видимому, малыми размерами резистивных мостиков; 6) проводящее состояние пленки нестационарно в том смысле, что процессы измерения (прикладывание напряжения) могут существенно изменить ее проводящие свойства.

Повышение приложенного напряжения переводит систему из диэлектрического в почти металлическое состояние с $dR/dT = 0$. Это связано, по-видимому, с тем, что электрическое поле повышает проводимость резистивных мостиков. Фактически при повышении электрического поля может происходить повышение концентрации металла из-за перехода части мостиков из диэлектрического в металлическое состояние. Усиление диэлектрического поведения (или даже переход из металлического в диэлектрическое состояние) при уменьшении приложенного электрического поля наблюдалось ранее в гранулированных пленках In [30,31] и несплошных пленках аморфного Bi [32]. Кривые $R(T, V)$ при этом были монотонны. Однако для исследованной пленки золота при достаточно малых V наблюдаются существенные (на порядок величины) температурные флуктуации прыжковой проводимости, практически отсутствующие при больших V. Это поведение, по-видимому, обусловлено близостью системы к порогу протекания (в отличие от пленок, исследованных в работах [30–32]). Нам не известны сообщения о такого рода поведении проводимости перколяционных систем, и мы полагаем, что этот эффект обнаружен впервые.

5. Обсудим теперь возможные причины наблюдаемых флуктуаций сопротивления (рис. 2). Исследованная пленка (рис. 1) представляет собой совокупность металлических областей неправильной формы (с размерами $\simeq 100$ нм и более), связанных между собой узкими $\simeq 10$ нм) диэлектрическими мостиками. Такая структура представляет собой перколяционную сетку, проводимость которой может определяться небольшим числом наиболее проводящих (возможно, и пересекающихся) каналов. Эти каналы состоят из чередующихся, последовательно соединенных металлических областей и диэлектрических мостиков. В условиях, когда проводимость пленки имеет явно выраженный прыжковый характер (при достаточно малых приложенных напряжениях V), наибольший вклад в проводимость может вносить единственный наиболее проводящий канал. При этом вследствие экспоненциального разброса величин сопротивлений диэлектрических мостиков общее поведение системы может определяться одним ключевым мостиком с наибольшим сопротивлением. Малые размеры ключевых мостиков в токопроводящих путях позволяют предположить, что для них могут быть существенными мезоскопические эффекты [2,4,6,7,9–11,13–17].

Для исследованной нами системы, прыжковая проводимость которой имеет несомненные признаки одномерного поведения, приемлемыми представляются модели [2,6,9;10,13,15], в которых мезоскопические эффекты не связывают явно с интерференцией*. Приведем в связи с этим выражения для температуры T_d и электрического поля F_d, входящие в формулы (1) и (2). Для одномерных проводников ($d = 1$) величину T_d следует приравнять величине $T_1 = 4/[WL_cN(E_F)k]$ [13], где W — ширина проводника; $N(E_F)$ — двумерная плотность состояний. Используя выражение для T_1 и формулу (3), можно получить в пределе $eFL_c >> kT$, что величина F_d для одномерного проводника равна

$$F_1 = \frac{4}{\gamma e W L_c^2 N(E_F)}. \qquad (6)$$

В указанных моделях причинами флуктуаций сопротивления могут быть только изменения $N(E_F)$ и L_c. В слоистых структурах металл—окисел— полупроводник эти флуктуации вызывались изменениями E_F [6,13], что, однако, неприемлемо для исследуемой системы. В нашем случае, вероят-

* Интерференционная модель [4] считается наиболее подходящей для двумерных или трехмерных систем [16]. Характерной особенностью ее является отрицательное магнитосопротивление в условиях прыжковой проводимости, что и наблюдали, например, для макроскопически больших сплошных пленок In_2O_{3-x} [11]. Для исследованной перколяционной пленки золота мы не обнаружили заметного магнитосопротивления (с точностью $\Delta R/R \simeq 10^{-5}$) в полях до 5 Тл.

нее всего, проявляется влияние миграции примесей*, которая может приводить к существенным изменениям пространственной и энергетической конфигураций локализованных электронных состояний в диэлектрических мостиках. В результате этого могут произойти существенные изменения $N(E_F)$, L_c и, следовательно, сопротивления. Большая величина наблюдаемых флуктуаций (рис. 2) (изменения сопротивления на порядок величины при достаточно малых V) вполне может быть обусловлена этим эффектом, так как даже перемещение одной примеси может изменить сопротивление на 100% [17]. К тому же, согласно [16,17], амплитуда флуктуаций величины $\ln R$ определяется выражением $\Delta \ln R \propto (r_m)^{\alpha}$, где r_m — средняя длина прыжка, а α — порядка единицы. В случае сильного электрического поля для одномерного проводника справедливо $r_m \propto (F_1/F)^{1/2}$, что соответствует наблюдаемому для исследованной пленки увеличению $\Delta \ln R$ приблизительно пропорционально $V^{-1/2}$ при уменьшении V.

Нам представляется, что предполагаемая миграция примесей (или локальные изменения беспорядочного рассеивающего потенциала) в исследованной системе происходит главным образом под влиянием приложенного напряжения и слабо зависит от температуры. Отметим, что миграция примесей должна происходить и при постоянной температуре при достаточной выдержке во времени. Однако мы не наблюдали существенных временных флуктуаций сопротивления при малых приложенных напряжениях ($V < 0{,}1$ В) в течение времени, значительно превышающего время записи одной ВАХ (10–15 мин). В то же время, как указывалось выше, после каждого процесса измерения (т. е. после прикладывания максимального напряжения $V = 11$ В) происходило существенное изменение проводящего состояния системы. Мы полагаем, что это происходит в результате миграции примесей под влиянием приложенного напряжения.

Рассмотрим вероятные причины изменения пространственной и энергетической конфигураций локализованных состояний в диэлектрических мостиках после прикладывания напряжения. Прежде всего учтем, что в результате контакта с диэлектрической подложкой неоднородные пленки подвержены воздействию пространственно неупорядоченного потенциала (разного знака) с амплитудой порядка 10 мВ [33]. Появление его обусловлено следующими причинами [33–35]: 1) обмен зарядами между пленкой и подложкой; 2) наличие примесей (ловушек заряда) на поверхности раздела пленки с подложкой, обусловленных поверхностными загрязнениями; 3) заряженные примеси и ловушки зарядов в приповерхностном слое подложки. Этот потенциал может оказывать существенное влияние на формирование конкретной конфигурации локализованных электронных состояний в диэлектрических мостиках. Прикладываемое к исследованной пленке напряжение распределяется неоднородно, большая его часть «садится» на диэлектрических мостиках малого размера, в области которых могут возникнуть большие электрические поля (до 10^6 В/см и выше). Эти поля могут вызвать миграцию зарядов, формирующих потенциальный рельеф (вблизи и на поверхности раздела пленки с подложкой), в том числе, например, инжекцию носителей заряда в подложку и др. эффекты и тем самым изменить пространственную и энергетическую конфигурации локализованных состояний в диэлектрических мостиках**. Вследствие неоднородного распределения прикладываемого потенциала вполне возможны и большие локальные перегревы, которые сами по себе могут вызвать диффузионные перемещения примесей (в том числе заряженных) и привести к существенному изменению сопротивления диэлектрических мостиков. Мостики малого размера содержат небольшое число электронных состояний, и поэтому их проводимость весьма чувствительна даже к перемещению единичной примеси. Это может приводить к случайному изменению сопротивления пленки.

При больших значениях прикладываемого напряжения оно распределяется более однородно по образцу, чем при малых, и, следовательно, может «садиться» не только на ключевом мостике с наибольшим сопротивлением, но и на других мостиках. В результате этого меняется сопротивление

* Под миграцией примесей мы подразумеваем, как это принято в текущей литературе по этому вопросу, любые локальные изменения беспорядочного рассеивающего потенциала в мезоскопическом образце, вызванные как собственно диффузионным перемещением примесей, так и другими эффектами.

** Подобного рода эффекты известны для островковых пленок [34]. Прикладываемое напряжение вызывает диффузию заряженных примесей в межостровковых промежутках (эффект наведенной диффузии продольного поля). Это приводит к гистерезису ВАХ.

некоторых диэлектрических мостиков (в том числе возможна и смена ключевого мостика). Вследствие этого после прикладывания напряжения оказывается, что изменились и проводящие свойства всей системы в целом (существенное изменение ВАХ). Таким образом, рис. 2 представляет не температурные, а статистические флуктуации сопротивления исследованной нами системы. Эти флуктуации вызваны изменениями конфигурации локализованных электронных состояний в наиболее резистивных мостиках под влиянием приложенного напряжения.

Статистические свойства мезоскопических флуктуаций проводимости одномерных систем, происходящих под влиянием внешних воздействий, были рассмотрены в работах [10,15,36]. В них для прыжковой проводимости узких образцов различают две основные возможности. Первая: в образце (даже сравнительно большой ширины) может выделиться одна проводящая цепочка. Это может произойти, например, по технологическим причинам, в результате чего эффективная ширина образца становится намного меньше геометрической. Для исследованной пленки это может быть обусловлено близостью системы к порогу протекания. В этом случае система полностью эквивалентна одномерной системе. Вторая возможность: в образцах достаточно большой ширины проводимость может определяться несколькими проводящими цепочками с аномально большой проводимостью. В первом случае система представляет собой набор последовательно включенных высокоомных сопротивлений. Во втором проводимость определяется низкоомными цепочками, а полная проводимость — суммой обратных сопротивлений. Из общих соображений (ширина нашей пленки намного меньше длины) можно ожидать, что она соответствует первому случаю. Однозначный же выбор между двумя возможностями можно сделать, изучая статистику мезоскопических флуктуаций на одном образце [10,15,36]. В первом случае функция распределения логарифма сопротивления имеет несимметричный вид, причем ее «хвост» вытянут в сторону больших значений. Во втором случае функция распределения имеет затянутый хвост в сторону меньших сопротивлений. Мы имели возможность использовать этот критерий. Для этого мы построили функции распределения P (гистограммы) величины $\ln(R/\langle R\rangle)$ ($\langle R\rangle$ — среднее значение сопротивления) при различных V, считая все результаты измерений сопротивления при различных температурах случайными событиями. При построении гистограмм, представленных на рис. 5, использовалось 30 точек. Несмотря на не

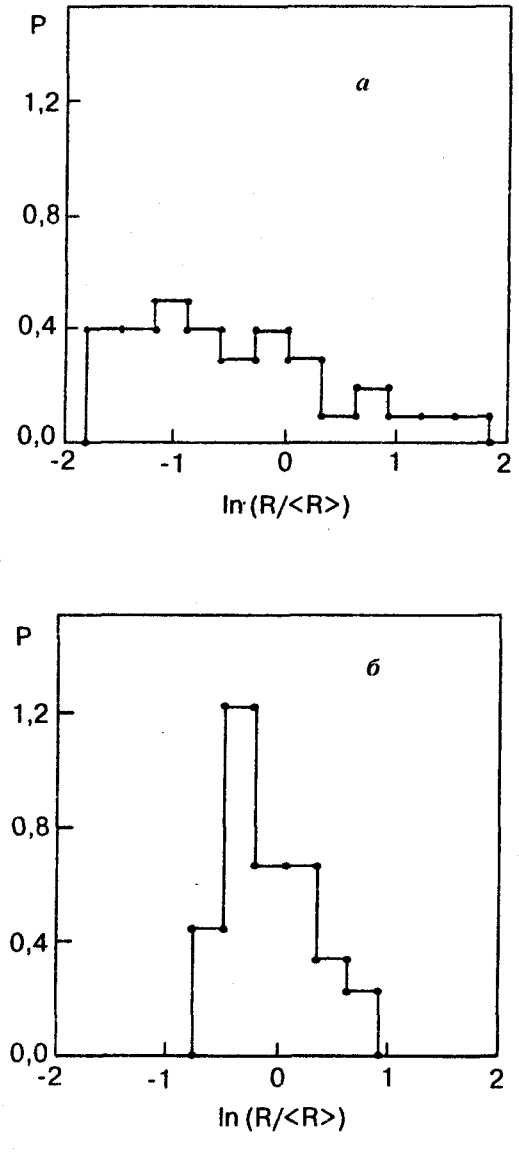

Рис. 5. Функции распределения P (гистограммы) величины $\ln(R/\langle R\rangle)$ ($\langle R\rangle$ — среднее значение сопротивления) при различных приложенных напряжениях: 0,01 (*а*); 0,04 (*б*).

очень большое количество измерений, полученные гистограммы достаточно хорошо проработаны. Явно видно, что гистограммы несимметричны. Их «хвост» вытянут в сторону больших сопротивлений (меньших проводимостей), что соответствует случаю одномерной цепочки. Ширина гистограмм (т.е. амплитуда флуктуаций величины сопротивления) уменьшается с ростом V. Эти особенности полученных распределений вполне соответствуют нашей интерпретации.

6. В настоящей работе показано, таким образом, что проводимость двумерной перколяционной пленки достаточно близко к порогу протекания (на диэлектрической стороне перехода металл—изолятор) может определяться одной проводящей це-

почкой. Наличие узких диэлектрических мостиков в этой цепочке обусловливает как одномерный характер прыжковой проводимости всей системы в целом, так и появление флуктуаций сопротивления. Последние могут быть объяснены проявлением эффектов некогерентной мезоскопики.

Авторы благодарны В. В. Бобкову и В. И. Глушко за помощь при приготовлении образцов и исследовании их в электронном микроскопе, А. А. Звягину, А. С. Рожавскому и А. А. Слуцкину за внимательное прочтение рукописи и ряд ценных замечаний.

1. B. L. Al'tshuler, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 530 (1985) [*JETP Lett.* **41**, 648 (1985)].
2. P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2042 (1984).
3. P. A. Lee and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1623 (1985).
4. В. Л. Нгуен, Б. З. Спивак, Б. И. Шкловский, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 35 (1986).
5. S. Washburn and R. A. Webb, *Adv. in Phys.* **35**, 375 (1986).
6. M. A. Kastner, R. F. Kwasnick, J. C. Licini, and D. J. Bishop, *Phys. Rev.* **B36**, 8015 (1987).
7. М. Э. Райх, И. М. Рузин, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 2257 (1987).
8. B. L. Alt'shuler and P. A. Lee, *Phys. Today* (December) 2 (1988).
9. R. A. Serota, *Solid State Commun.* **67**, 1031 (1988).
10. А. О. Орлов, М. Э. Райх, И. М. Рузин, А. К. Савченко, *ЖЭТФ* **96**, 2172 (1989).
11. F. P. Milliken and Z. Ovadyahu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 911 (1990).
12. N. Giordano, in: *Mesoscopic Phenomena in Solids*, B. L. Al'tshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb (eds.), North-Holland, Amsterdam (1991).
13. A. B. Fowler, J. J. Wainer and R. A. Webb in *Hopping Transport in Solids*, M. Pollak and B. Shklovskii (eds.), Elsevier Science Publishers B. V. (1991).
14. M. E. Raikh and I. M. Ruzin, *Phys. Rev.* **B42**, 11203 (1990).
15. M. E. Raikh and I. M. Ruzin, in *Mesoscopic Phenomena in Solids*, B. L. Al'tshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb (eds.), North-Holland, Amsterdam (1991).
16. B. Kramer, A. Arisato, and M. Schreiber, *Philos. Mag.* **B65**, 595 (1992).
17. S. Feng, J. -L. Pichard, and F. Zeng, *Phys. Rev.* **B48**, 2529 (1993).
18. A. Carl, G. Dumpich, Ch. Buchal, and B. Stritzker, *Z. Phys.* **B90**, 261 (1993).
19. Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, В. В. Бобков, В. И. Глушко, *ФНТ* **21**, 763 (1995).
20. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **21**, 839 (1995).
21. R. H. Koch, R. B. Laibowitz, E. I. Alessandrini, and J. M. Viggiano, *Phys. Rev.* **B32**, 6932 (1985).
22. Y. Liu, D. B. Haviland, B. Nease, and A. M. Goldman, *Phys. Rev.* **B47**, 5931 (1993).
23. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1982).
24. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
25. H. Bötger and V. V. Bryksin, *Hopping Conduction in Solids*, Akademie-Verlag, Berlin (1985).
26. A. A. Gogolin and G. T. Zimanyi, *Solid State Commun.* **50**, 791 (1984).
27. B. Cleve, B. Hartenstein, S. D. Baranovskii, M. Schneider, P. Thomas, and H. Baessler, *Phys. Rev.* **B51**, 16705 (1995).
28. А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **83**, 1140 (1982).
29. T. G. Castner in: *Hopping Transport in Solids*, M. Pollak and B. Shklovskii (eds.), Elsevier Science Publishers B. V. New York (1991).
30. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин, *ФНТ* **12**, 821 (1986).
31. B. I. Belevtsev, Yu. F. Komnik, and A. V. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **69**, 401 (1987).
32. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин, *ФТТ* **30**, 2773 (1988).
33. C. J. Adkins, J. D. Benjamin, J. M. D. Thomas, J. W. Gardner, and A. J. McGeown, *J. Phys.* **C17**, 4633 (1984).
34. Л. И. Трусов, В. А. Холмянский, *Островковые металлические пленки*, Металлургия, Москва (1973).
35. J. E. Morris and T. J. Coutts, *Thin Solid Films* **47**, 3 (1977).
36. М. Э. Райх, И. М. Рузин, *ЖЭТФ* **95**, 1113 (1989).

Mesoscopic conductance fluctuations in two-dimensional gold films near the percolation threshold

B. I. Belevtsev, E. Yu. Beliayev, and E. Yu. Kopeichenko

The conductivity of two-dimensional inhomogeneous Au films near the percolation threshold was studied in the temperature range 0.5–55 K. To achieve the percolation structure, the initial homogeneous films with thicknesses about 10 nm were irradiated with Ar ions. It was found that near the percolation threshold the film shows the evidence for one-dimensional hopping conduction (on the insulating side of metal–insulator transition). The fluctuations of hopping conduction were also observed. It is shown that the behavior of conductivity in two-dimensional film in the vicinity of the percolation threshold can be defined by a single linking chain. The presence of narrow insulating bridges in such chain is responsible for both the one-dimensional behavior of hopping conduction in the whole system and the observed fluctuations of conductivity. These fluctuations can be considered as an unusual manifestation of the effects of incoherent mesoscopics.