

УДК 539.211

© 1990

УНИВЕРСАЛЬНАЯ СВЯЗЬ [ПОЛЕВЫХ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОСТРОВКОВЫХ ПЛЕНОК

В. В. Зорченко, В. П. Сапелкин, А. А. Удовенко

Показано, что вольт-амперные характеристики островковых пленок Ni имеют вид набора линейных участков со скачкообразными переходами между ними при напряжениях, кратных $V_0 = 16.25$ мВ, причем наклоны этих участков квантуются в единицах h/e^2 . Температурные коэффициенты сопротивления пленок являются осциллирующими функциями температуры, а их экстремумы наблюдаются при температурах, кратных $eV_0/36$ (в энергетических единицах).

В предыдущей работе авторов [1] обнаружено необычное поведение вольт-амперных характеристик (ВАХ) металлических контактов, разделенных тонкой диэлектрической прослойкой SiO₂, в которую был запечатан слой островков Ni. Ряд характерных особенностей свойств этой системы (квантование сопротивления участков ВАХ, появление характерного «кванта» напряжения и т. д.) давал основание считать, что за всем этим стоят достаточно глубокие физические закономерности. Целью данной работы является проверка возможностей проявления такого рода эффектов в островковых металлических пленках (ОМП) на диэлектрических подложках при протекании тока вдоль пленки.

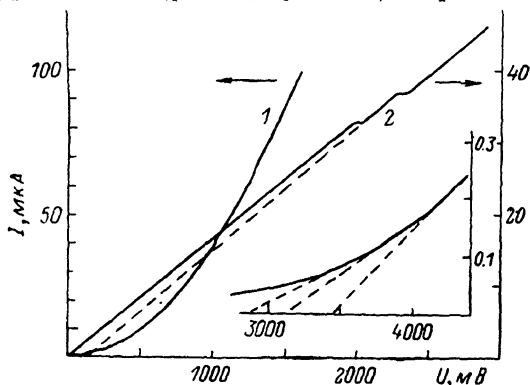
Исследовались островковые пленки Ni и Bi, на подложках из слюды, окисленных монокристаллов кремния и ситалла. ОМП конденсировались в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па в прямоугольный зазор (100 мкм) между тонкопленочными контактами из Ni, Cr и Ag толщиной 100–200 нм (ширина контактов 3 мм). Контакты формировались на подложке либо непосредственным напылением через окна маски, либо с помощью фотолитографии. Сопротивление ОМП контролировалось прямо в процессе конденсации. В случае смешанной структуры Ni–Bi сначала конденсировались островки Ni (пока сопротивление не достигало величины 10^5 Ом), а затем допыливался Bi. Для защиты ОМП от воздействия атмосферы и с целью предотвращения перестройки структуры пленки во времени и в процессе измерения островковый слой покрывался аморфной пленкой окислов Ge толщиной до 0.5 мкм. Исследуемые пленки имели сопротивление в диапазоне от $\sim 4 \times 10^5$ до $\sim 10^3$ Ом.

Электронная микроскопия ОМП на окисленном кремнии показала, что при сопротивлении $R = 10^4$ Ом островки Ni слегка вытянуты и имеют овальную форму (размер островков $d \approx 4 \div 6$ нм), а расстояния r между ними составляют приблизительно 1.5–2.5 нм. При уменьшении сопротивления островки немного укрупняются и появляются контакты между отдельными островками. Аналогичная картина характерна и для островков Ni на слюде, однако их размеры при тех же сопротивлениях несколько меньше по сравнению с ростом на окисленном кремнии ($d \approx 2.5 \div 5$ нм, $r \approx 1.5 \div 2.5$ нм при $R \approx 10^4$ Ом). В смешанной структуре Ni–Bi островки более мелкие ($d \approx 1.5 \div 4$ нм), хотя средние расстояния между ними при-

Элизительно те же, что и для пленок Ni. Согласно электронограммам, Ni и Bi не смешиваются и дают отдельные фракции островков.

ВАХ полученных пленок исследовались на воздухе или в вакууме компенсационным методом (какого-либо влияния атмосферы замечено не было). Напряжение со стабилизированного источника (2—9 В) через делитель подавалось на образец. Разность потенциалов контактов V измерялась потенциометром с точностью 10^{-4} . Точность измерения сопротивления не хуже 0.1 %. Заметим, что истинное сопротивление пленки даже при более высокой точности измерений нельзя было бы определить точнее из-за вклада сопротивления подводящих контактов (2—4 Ом).

Анализ ВАХ большого массива образцов (~ 50) на различных подложках при температуре 20 °С выявил следующие общие закономерности. В диапазоне сопротивлений от 10^6 до 10^3 Ом при напряжениях до 5—6 В ВАХ ОМП имеют вид набора прямолинейных участков со скачкообразными переходами между ними, причем в большинстве случаев переход осуществляется путем скачка напряжения при практическом постоянстве уровня тока (рис. 1, кривая 2). В ряде случаев наблюдались скачки тока



при постоянстве разности потенциалов на контактах. Иногда (но очень редко) происходит плавный переход одного линейного участка в другой.

Рис. 1. ВАХ смешанных структур Ni—Bi: контакты — Ni, подложка — Si (1), контакты — Cr, подложка — ситалл (2).

Штриховые прямые — экстраполяция линейных участков ВАХ. На вставке — продолжение кривой 1 в область высоких напряжений.

Напряжения \tilde{V} , при которых совершаются скачки на ВАХ, как и в работе [1], кратны величине $V_0 = 16.25$ мВ, т. е. $\tilde{V} = nV_0$, n — целое число ($n = 62.71$; рис. 1, кривая 2). Если продолжить линейные участки после скачков до их пересечения с осью абсцисс, то соответствующие напряжения «отсечки» V^* также оказываются кратными V_0 ($V^* = kV_0$; $k = 8.9$ (рис. 1, кривая 2). Сопротивление $R = V/I$ (I — ток через образец) на омическом ($I \sim V$) линейном участке в действительности слегка осциллирует с периодом $2V_0$ либо $4V_0$. Амплитуда осцилляций R обычно не превосходит 0.5 % от среднего уровня сопротивления (то же справедливо и для участков с отсечкой для $R^* = (V - V^*)/I$).

По мере увеличения сопротивления образцов скачки ВАХ встречаются все чаще, и в пределе высокоомных образцов ВАХ становятся сильно нелинейными (рис. 1, кривая 1), скачки наблюдаются только в области больших напряжений (см. вставку на рис. 1). При малых напряжениях ВАХ имеют волнообразный характер с точками перегиба при напряжениях, кратных V_0 . Следует отметить, что величина скачков тока заметно меньше по сравнению со скачками, обнаруженными в работе [1]. Вероятно, именно поэтому (и из-за больших интервалов по напряжению при измерении ВАХ) такое поведение ускользнуло из поля зрения исследователей, работающих в области физики диспергированных систем.

Подсчет кондактансов $G = R^{-1}$ и $G^* = R^{*-1}$ образцов с амплитудой осцилляций сопротивления менее 0.3 % показал, что их средний уровень в пределах точности измерений принимает одно из возможных значений νG_0 и $\nu^* G_0$ соответственно, где $G_0 = e^2/h$ ($G_0 = R_0^{-1}$, $R_0 \approx 25\ 812.82$ Ом); $\nu = G/p/q$, $\nu^* = p^*/q^*$ (p , p^* и q , q^* — целые числа). Например, типичные значения ν и ν^* для наших образцов: $\nu = 5/9$, $7/5$, 4 , $\nu^* = 2/3$, $13/9$ (участкам на рис. 1, 2 соответствуют $\nu = 17/4$, $\nu^* = 4^4/9$, $4^1/3$). В ряде

случаев при достаточно больших p и q мы не смогли точно идентифицировать эти значения из-за недостаточной точности измерений и паразитного вклада сопротивления контактов.

При повышении (или снижении) относительно 20°C температуры, при которой производится измерение, ВАХ образцов качественно не изменяется (скачки на ВАХ опять же наблюдаются при напряжениях, кратных V_0), однако в общем случае квантование сопротивления отсутствует.

Обнаружение эффектов квантования сопротивления при температуре 20°C по крайней мере удивительно, и априори трудно представить себе,

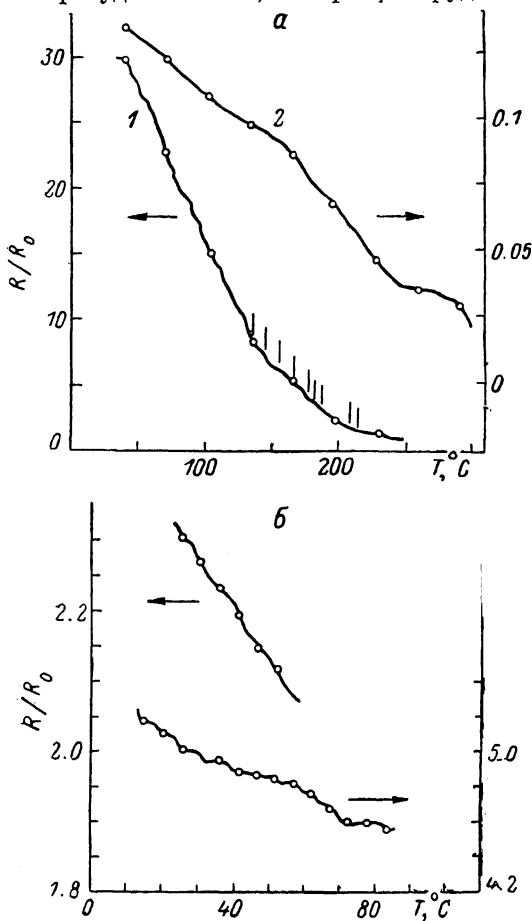


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления пленок Ni на кремнии (а) и слюде (б) (никелевые контакты).

чтобы сопротивление самых разнообразных островковых структур принимало универсальные значения при одной фиксированной температуре. Для разрешения этого парадокса были исследованы с интервалом 1 К температурные зависимости сопротивления образцов. Соответствующие измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па в интервале температур 20—300 $^\circ\text{C}$ при фиксированном уровне напряжения (до 1 В) и плавном изменении температуры со скоростью ~ 1 К/мин. Типичные данные для четырех образцов приведены на рис. 2, а, б. Оказалось, что температурные зависимости сопротивления ОМП имеют характерный волнообразный вид, т. е. температурный коэффициент сопротивления (ТКС) является осциллирующей функцией температуры. Точки перегиба зависимостей $R(T)$ в пределах точности измерения температуры (ошибка не более ± 0.5 К) приходятся на температуры $T = lT_0$, где $T_0 = 5.24$ К, l — целое число.

В энергетических единицах $T_0 = eV_0/36$. Указанное значение T_0 было определено из всей совокупности экспериментальных кривых для пленок с различными уровнями сопротивления. В большинстве случаев резкое изменение поведения кривых $R(T)$ происходит при значениях l , кратных шести. Поскольку экспериментальные точки в масштабе на рис. 2, а, б сливаются в сплошные линии, критические температуры выделены кружками, причем на рис. 2, а отмечены лишь значения, кратные шести. Иногда в критических точках наблюдается скачкообразное изменение сопротивления.

Сопротивление образцов в критических точках принимает квантованные значения, отмечавшиеся выше. Например, для кривой I на рис. 2, а при критических температурах, положение которых отмечено вертикальными штрихами, получен следующий ряд значений кондактанса (по мере роста температуры): $1/8, 1/7, 1/6, 1/5, 1/4, 2/7, 1/3, 5/8, 2/3$. Следует отметить, что бывают случаи, когда в некоторых критических точках не видны заметные перегибы зависимости $R(T)$, и пока не ясно, будет ли наблюдаться квантование сопротивления при каждой критической температуре. Полученные результаты позволяют формально понять квантование R при 20°C , поскольку эта температура близка к критической ($\approx 20.18^\circ\text{C}$).

Описанные в данной статье явления наблюдались во многих работах по гранулярным системам, оставаясь, однако, в тени. Например, осцилляции dI/dV с шагом V_0 (и более мелкомасштабные особенности) были обнаружены на островковых плёнках Au [2] при $T=10\text{ K}$. В этой же статье в области низких температур видны явные осцилляции $dI/dV(T)$. Волнообразное поведение $R(T)$ характерно для пленок Ag и Au [3], герметных пленок Cr-SiO различного состава [4] (резкие перегибы проявляются при температурах, кратных $6T_0$).

Несмотря на многочисленные исследования, остается невыясненным вопрос о природе активационных процессов в проводимости ОМП. Как правило, зависимости $\ln R$ от $1/T$ нелинейны и лишь в определенных интервалах температур содержат линейные участки, которым сопоставляется некоторая величина энергии активации Δ . Анализ литературных данных показал, что для разнообразных по составу пленок встречается определенный набор Δ и часто эти значения очень близки к величинам, кратным $6T_0 = 2.7\text{ мэВ}$ (например, 130 и 27 мэВ). Однако нельзя сделать определенные выводы из-за неточностей в определении Δ и слишком большом шаге по температуре между экспериментальными точками.

В заключение отметим, что природа обнаруженных явлений остается пока неясной и требуются дальнейшие тщательные исследования различных резко неоднородных структур для определения условий проявления аналогичных эффектов.

Список литературы

- [1] Зорченко В. В., Сапелкин В. П., Удовенко А. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2349—2354.
- [2] Raven M. S. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 11. P. 6218—6225.
- [3] Barwinski B., Tolczyk F. // Acta Univ. Bratisl.: met., fiz., astronom. 1984. N 45. P. 93—99.
- [4] Schabowska E., Seigala R. // Thin Sol. Films. 1986. V. 135. N 2. P. 149—156.

Харьковский политехнический институт
им. В. И. Ленина
Харьков

Поступило в Редакцию
14 марта 1989 г.
В окончательной редакции
9 октября 1989 г.