УДК 541.64:537.3

О МЕСТАХ ЛОКАЛИЗАЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ В ПРОВОДЯЩИХ ПОЛЯРНЫХ ЭЛАСТОМЕРАХ

© 1993 г. А. В. Краев, С. Г. Смирнова, Л. Н. Григоров

Институт синтетических полимерных материалов Российской академии наук
117393 Москва, Профсоюзная ул., 70

Поступила в редакцию 24.12.92 г.

Измеряемое в эксперименте сопротивление проводящих каналов в пленках окисленного атактического полипропилена и полидиметилсилоксана не относится ни к каналу, ни к измерительным электродам и локализуется в области туннельного контакта канала с электродами. Получена оценка минимального диаметра каналов $d \geq 0.2$ мкм.

Известно, что специальная физико-химическая обработка атактического ПП, а также силоксанового каучука марки СКТ приводит к появлению в них тонких проводящих каналов [1, 2]. Интерес к ним вызван тем, что электрические [1 - 5], магнитные [1, 3, 6] и теплофизические [7] свойства каналов указывают на их сверхпроводимость при $T \gg 300$ K, что подтверждается и данными независимых авторов [8, 9].

Тем не менее природа этих каналов пока дискуссионна. В частности, в работе [10] высказывалось мнение, что каналы формируются из металла электродов при их локальном плавлении, вызванном пропусканием сильного тока. Такая точка зрения, низводящая необычный феномен до тривиальной экспериментальной ошибки работ [1 - 9], опирается в основном на тот факт, что двухэлектродные измерения при $T \sim 300$ K дают сопротивление каналов R в диапазоне 10^{-2} - 10^3 Ом [3, 4, 8, 10]. Ранее [8, 9] R приписывали сопротивлению растекания $R_{рас}$, связанному с тем, что ток, попадающий в электрод из канала радиуса r, растекается в металле по некоторому подобию усеченного конуса. В его привершинной области диаметром $2r$ и толщиной порядка r сосредоточено все сопротивление конуса, равное [11]

$$R = 8\rho/3\pi^2 r, \qquad (1)$$

где ρ – удельное сопротивление материала электрода.

Считая собственное сопротивление канала $R_{кан} = 0$, с помощью формулы (1) в работе [9] оценили $r \approx 0.1$ - 0.01 мкм. Измеряя же критическое магнитное поле канала, рассматриваемого как перемычка из металла электрода, в работе [10] независимо оценили $r \approx 0.01$ мкм. Но для этого случая в измеряемое R входит, помимо $R_{рас}$, еще и $R_{кан} \neq 0$, которое, очевидно, должно быть пропорционально ρ, что для полного сопротивления приводит к

$$R = R_{рас} + R_{кан} \sim \rho \qquad (2)$$

Согласно формуле (2), найденная в работах [8, 9] близость литературных значений температурного коэффициента сопротивления (ТКС) материала электродов к ТКС, измеренному для R, не позволяет установить, где именно локализуется R и равно (или не равно) нулю сопротивление собственно канала. Противоречивы и выводы работы [10], где R оказалось на 2 порядка меньше того минимума, который должна иметь металлическая перемычка с оцененным ими r.

Нам представляется, что принципиальный вопрос о месте локализации R можно решить, исследуя вольт-амперные характеристики (ВАХ) единичных каналов, контактирующих с различными электродами, так как из гипотезы [10] следует, что закономерности ВАХ должны соответствовать индивидуальным особенностям материала электродов в соответствии с формулой (2).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследования проводили на пленках ПП и силиконового каучука (СК) толщиной 2 - 25 мкм в диапазоне температур 80 - 293 K. Одним электродом являлась полированная подложка полимерной пленки из меди, бронзы, индия, золота или нихрома. Второй электрод (из бронзы или нихрома) имел диаметр 3 - 5 мм и был отполирован, как и подложки, до шероховатости <0.1 мкм. Элементный анализ нихромового электрода показал его соответствие табличному составу, а прямое измерение его ТКС β и удельного сопротивления ρ дало значение $\beta \approx 10^{-4}$ K^{-1} и $\rho \approx 10^{-4}$ Ом см, что соответствует литературным данным по нихрому.

Чтобы изучать свойства индивидуальных каналов, из методики обработки пленок [1, 3] исключили УФ-облучение. В этом случае проводящие каналы возникают лишь через 3 - 4 недели после термообработки, а их концентрация <0.1 см$^{-2}$. Поэтому электроды, прижатые с обеих сторон пленки, могут контактировать не более

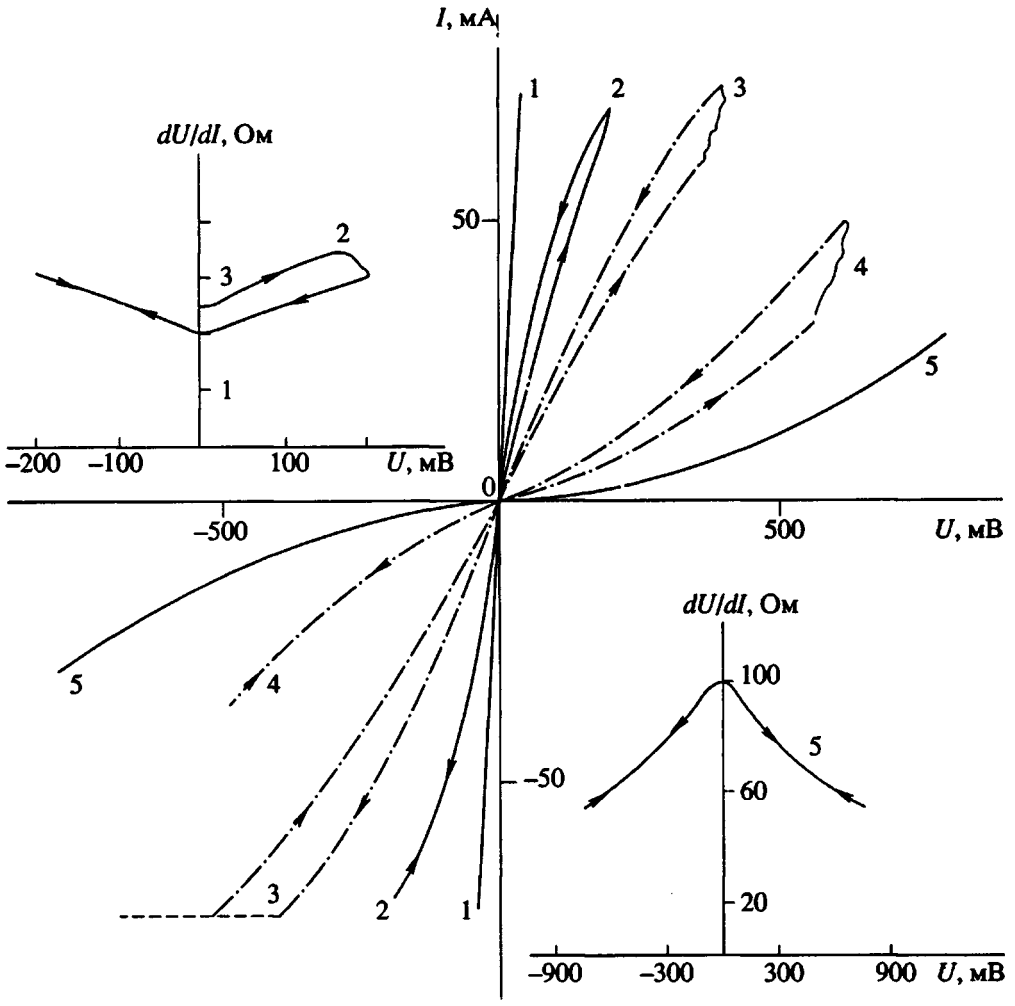

Рис. 1. *Характерные ВАХ проводящих каналов в СК (2, 4) и окисленном ПП (1, 3, 5) в застеклованном $T \cong 150$ K (сплошные линии) и высокоэластичном ($T = 293$ K, штрихпунктир) состоянии полимера; штриховая линия – скачкообразные изменения сопротивления при $I \geq I_{кр}$. Начальные ветви всех ВАХ лежат в первом квадранте. ВАХ получены с парами различных электродов: 1 – бронза–бронза; 2 – медь–бронза; 3 – индий–бронза; 4 – золото–нихром; 5 – золото–бронза. Зависимости dU/dI для ВАХ 2 и 5 приведены во втором и четвертом квадрантах соответственно.*

чем с одним каналом, поиск которого проводили при комнатной температуре (максимальные напряжение и ток при поиске канала – 10 В и 1 мА). Затем "сандвич" подложка–полимер–электрод охлаждали до 80 К и в ходе медленного (≈1 К/мин) нагревания записывали серию ВАХ при различных температурах.

В каждой записи ток через канал $I(t)$, задаваемый генератором с балластным сопротивлением 400 Ом, линейно изменялся во времени по закону $0 \to I_{max} \to 0 \to -I_{max} \to 0$, проходя каждый из участков этого цикла за 8 с. Максимальный ток через канал никогда не превышал 150 мА, чтобы не допускать чрезмерного локального разогрева электродов. Ток, проходящий через канал, и напряжение на образце регистрировали двухкоординатным потенциометром с входным сопротивлением 0.3 МОм. Для измерения дифференциального сопротивления на медленно изменяющийся ток $I(t)$ с помощью специальной схемы был наложен высокочастотный ток ($f = 30$ кГц) с малой постоянной амплитудой 0.05 - 0.5 мА. Регистрация величины высокочастотного напряжения на образце с помощью селективного нановольтметра давала точную величину дифференциального сопротивления образца dU/dI в каждой точке ВАХ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе исследования проводили измерения для всех возможных комбинаций материалов подложек и электродов. Установлено, что при любой такой комбинации как для образцов ПП, так и для образцов СК существуют три качественно различных типа ВАХ, причем принадлежность ВАХ к тому или иному типу связана с величиной

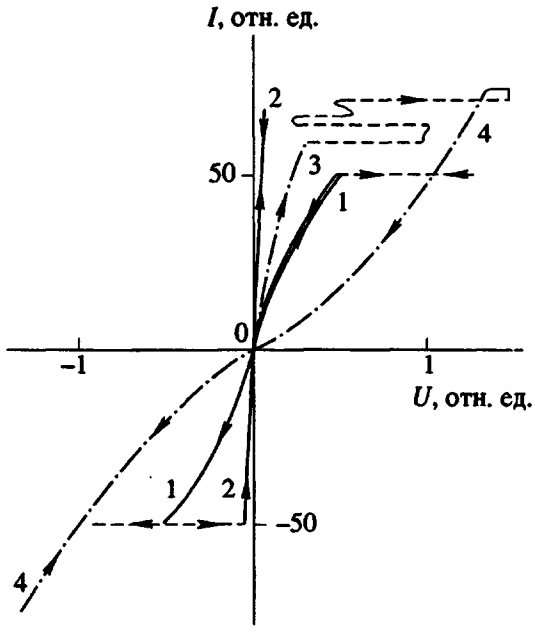

Рис. 2. *Примеры скачкообразного изменения сопротивления, а также изменения типа ВАХ: обратимый переход – кривая 1 в первом квадранте; необратимые переходы IDR → L (1 → 2), IDR → DDR (3 → 4). Штриховая линия – неустойчивые участки ВАХ, характеризующиеся быстрым изменением сопротивления. Пары электродов: 1, 2 – нихром–медь, 3, 4 – бронза–бронза. Для кривых 1, 2 единица тока – 1 мА, единица напряжения – 1 В; для кривых 3, 4 соответственно 2 мА и 2 В.*

наклона ВАХ в начале координат, т.е. с сопротивлением $R(0)$ при нулевом токе (рис. 1).

Для низких значений $R(0) = dU/dI(0) \leq 0.2$ Ом ВАХ линейны и обозначаются индексом *L* (Linear). Температурная зависимость этих ВАХ соответствует металлическому типу с величиной ТКС $10^{-4}\ K^{-1} \leq \beta \leq 10^{-3}\ K^{-1}$.

Для области значений 2 Ом $\leq R(0) \leq$ 10 Ом ВАХ нелинейны и обозначаются индексом *IDR*, поскольку с увеличением тока их дифференциальное сопротивление растет (Increase of Differential Resistance). Качественно температурная зависимость $R(0)$ для ВАХ *IDR*-типа такая же, как и для *L*-типа, но прямая связь между измеренной величиной β и табличными характеристиками металла электродов отсутствует.

ВАХ *IDR*-типа также наблюдались на наших образцах ПП при температуре жидкого гелия (4.2 K)[1]. Они практически не отличались по своим характеристикам от ВАХ *IDR*-типа, представленным на рис. 1, 2.

[1] Измерения при температуре жидкого гелия, в которых использовали только медные подложки и индиевые электроды, проведены Л.Г. Пономаревым (МГУ, физический факультет).

Для области значений 20 Ом $\leq R(0) \leq$ 1 кОм ВАХ также нелинейны, но их дифференциальное сопротивление падает с ростом тока (индекс *DDR* – Decrease of Differential Resistance). Интересно отметить, что эти ВАХ имеют отрицательный ТКС ($\beta \approx -10^{-3}\ K^{-1}$) сопротивления $R(0)$, что бывает характерно лишь для полупроводниковых материалов. (При измерениях β ток не превышал 0.05 мА и не влиял на тепловой режим канала.)

Обнаружено, что для любых пар электродов ВАХ обладают рядом особенностей.

В области $T > T_c$ величина $R(0)$ часто бывает неустойчива во времени, а прямая и обратная ветви ВАХ отличаются друг от друга (гистерезис ВАХ) тем сильнее, чем выше было максимальное значение тока (рис. 1). При застеклованной полимерной матрице $R(0)$ почти всегда было стабильным во времени, гистерезис выражен значительно слабее, а для ≈50% случаев вообще не наблюдался.

Для ВАХ *IDR*-типа при $T < T_c$ характерно кратковременное (≈1 с) скачкообразное увеличение сопротивления при достижении критической силы тока $I_{кр} \approx 30$ - 80 мА, после чего сопротивление скачком же возвращается к приблизительно (с точностью 10 - 20%) исходной величине (рис. 2, кривая 1 в первом квадранте). В то же время в области $T > T_c$ состояние с $I > I_{кр}$ неустойчиво во времени, а на ВАХ появляется серия быстрых и беспорядочных переходов между состояниями с большим и малым сопротивлением, как видно из заключительной части кривой 3 на рис. 2. Установлено, что для указанного выше режима записи ВАХ область значений $I_{кр}$ не изменяется при смене материала электродов.

Обнаружен также другой тип неустойчивости ВАХ *IDR*-типа, который проявляется как скачкообразный переход к ВАХ *L*-типа либо к ВАХ *DDR*-типа при токе, превышающем критический (рис. 2). Такие качественные изменения типа ВАХ наблюдаются, как правило, в высокоэластическом состоянии полимерной матрицы, но иногда их удается наблюдать и при $T < T_c$.

Скачкообразная смена типа ВАХ всегда необратима в отличие от сравнительно редких случаев, когда нелинейности *DDR*- и *IDR*-типа гладко и обратимо переходят из одного в другой (рис. 3).

Анализ результатов большого количества измерений, проведенных на полимерных пленках различной толщины, позволяет утверждать, что характерные диапазоны сопротивлений $R(0)$, определяющих принадлежность к тому или иному типу ВАХ, не зависят не только от материала электродов, но и от толщины пленки, т.е. от длины проводящего канала.

Необходимо подчеркнуть, что скачки сопротивления и изменения типа ВАХ (рис. 2, 3) отражают быстрые ($\tau \leq 0.1$ с) изменения свойств, относящихся к одному и тому же каналу. Действи-

тельно, независимо от того, происходят или не происходят необратимые изменения ВАХ, скачок всегда начинается с увеличения сопротивления. Помимо этого при отсутствии необратимых изменений скачок заканчивается возвратом к исходному сопротивлению. Очевидно, что ни первого, ни второго не могло бы быть, если бы в проводимости участвовало несколько параллельных каналов, способных независимо включаться и отключаться от электродов.

В связи с тем что природа каналов пока недостаточно ясна, интерпретация результатов существенно зависит от неизбежных предположений о свойствах как самих каналов, так и той области электродов, в которой локализуется сопротивление растекания. Сначала рассмотрим предположение, что и канал и область растекания тока в электроде обладают свойствами обычных металлов.

Ниже мы покажем, что в рамках такого предположения полученные результаты несовместимы ни с трактовкой [8, 9], ни с гипотезой [10] о канале в виде металлической перемычки.

Действительно, простой расчет показывает, что при локализации $R(0)$ в металлической перемычке цилиндрической формы (рис. 4а) пропускаемый ток I нагревает середину перемычки на величину

$$\Delta T = \frac{LRI^2}{8\pi\lambda r^2} = \frac{(RI)^2}{8\lambda\rho},$$

поскольку для цилиндра

$$R = L\rho/\pi r^2 \qquad (3)$$

(L и r – длина и радиус металлического цилиндра, λ – его теплопроводность, а основной поток джоулева тепла считается направленным вдоль оси). Так как для всех металлов величина $\lambda\rho$ примерно одинакова и равна 10^{-5} Вт Ом/К при 300 К, в соответствии с законом Видемана–Франца, то, согласно формуле (3), уже при I = 30 мА перемычка с $R(0) \approx 20$ Ом должна нагреваться на 5000 К, что неизбежно вызовет необратимые изменения ВАХ ввиду плавления металлической перемычки и полной деструкции окружающего полимера. Однако рис. 1 - 3 демонстрируют, что ВАХ *DDR*-типа обратимы после пропускания такого тока.

Проблема чрезмерного нагревания металлической перемычки не устраняется и в том случае, если основное тепло отводится в окружающую полимерную матрицу с низкой теплопроводностью $\lambda_{пол} \approx 2 \times 10^{-1}$ Вт/К м, когда увеличение температуры перемычки определяется формулой

$$\Delta T \approx \frac{RI^2}{2\pi L\lambda_{пол}} Ln\left(\frac{L}{r}\right). \qquad (4)$$

При L = 20 мкм и оценках $r \approx 0.01$ - 0.1 мкм [8 - 10] ток I = 30 мА и в этом случае нагреет перемычку, согласно выражению (4), на величину 4000 - 9000 К.

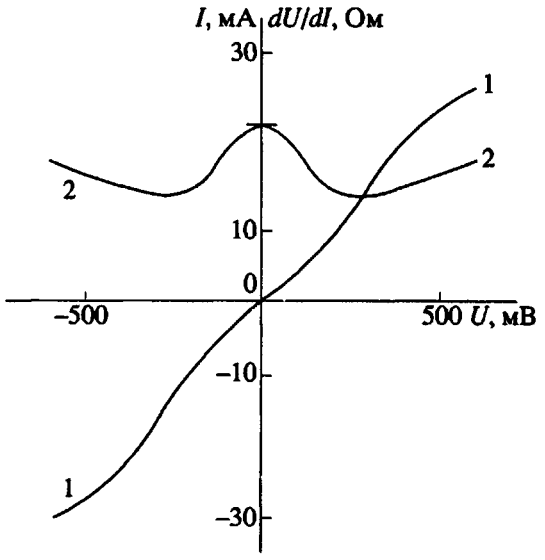

Рис. 3. *Пример ВАХ с плавной и обратимой сменой типа нелинейности (1) и соответствующая ей зависимость dU/dI (2) при 85 К. Пара электродов золото–бронза.*

Рассмотрим последствия возможных отклонений формы перемычки от цилиндрической, что предполагалось в работе [10] для объяснения резких различий между экспериментальными и расчетными значениями R. На тепловой режим металлического канала может повлиять лишь его локальное утоньшение типа усеченного конуса с углом 2α и минимальным радиусом r, причем в этом месте происходит основное выделение тепла, так как здесь должно быть локализовано практически все сопротивление R. Возможны два случая.

Если узкое место находится далеко от электрода (рис. 4б), выделяющееся в нем тепло отводится по коническим участкам самой перемычки, причем, как показывает расчет, температура узкого места возрастает на

$$\Delta T = \frac{RI^2}{2\pi\lambda\alpha r}. \qquad (5)$$

Поскольку сопротивление участка, состоящего из двух конусов, равно

$$R = 2\frac{\rho}{\pi\alpha r} \qquad (6)$$

(коэффициент 2 учитывает, что в R дают вклад оба конуса) с помощью формулы (6) выражение (5) преобразуется к виду

$$\Delta T = \frac{(RI)^2}{4\lambda\rho}, \qquad (7)$$

из которого видно, что разогрев узкого места перемычки заметно сильнее, чем для цилиндрического случая (3).

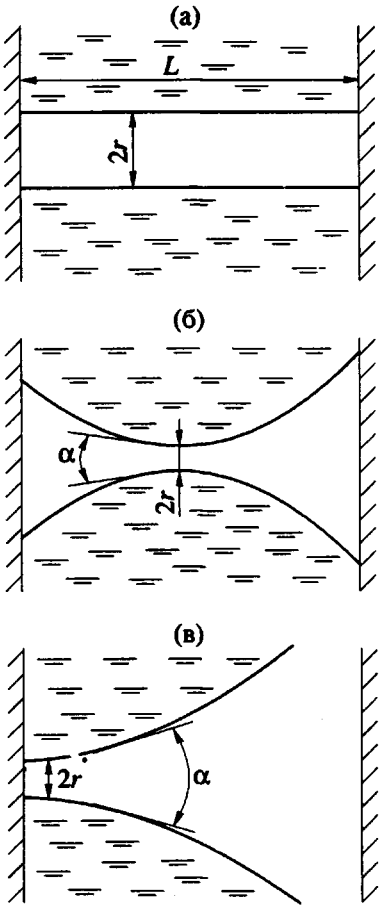

Рис. 4. *Возможные варианты геометрии проводящих каналов и места их контакта с электродами: а – цилиндрический канал; б – канал в виде двух сопряженных конусов, узкое место находится вдали от электродов; в – канал в виде конуса, область локализации сопротивления находится у электрода.*

Наиболее эффективный отвод тепла от узкой части конуса возможен, когда вершина конуса непосредственно примыкает к массивному электроду (рис. 4в). В этом случае точный расчет температуры разогрева довольно сложен, однако оценка минимального разогрева вершины цилиндра показывает, что

$$T \geq T_{мин} = R^2I^2/8\lambda\rho, \qquad (8)$$

где λ и ρ – соответственно теплопроводность и удельное сопротивление материала конуса. Как видно, выражение (8) в точности соответствует формуле (3), т.е. температура разогрева опять-таки должна составлять несколько тысяч градусов.

Остается рассмотреть случай, когда основное сопротивление сосредоточено в материале электрода и джоулево тепло также отводится в электрод. В данном случае температурное поле будет обладать полусферической симметрией, а максимальная температура выражается формулой

$$T = 4\rho I^2/3\pi^3r^2\lambda = 3\pi(RI)^2/16\lambda\rho \qquad (9)$$

Видно, что разогрев будет еще сильнее, чем рассчитываемый по формуле (3).

Таким образом, любые варианты предположения о металлических свойствах участков локализации R вызывают неразрешимые противоречия даже для тех ВАХ, которые были получены при $T \approx 300$ К. Для ВАХ, полученных при $T \approx 80$ К, эти противоречия резко возрастают, так как разогрев, рассчитанный по формулам (3), (7), (9), становится еще сильнее, поскольку для металлов $\lambda\rho \sim T$.

При расчете температуры разогрева использовали значения токов и сопротивлений, характерных для ВАХ *DDR*-типа, т.е. $R = 20$ Ом, $I = 30$ мА. Для ВАХ *IDR*-типа характерными величинами является $R = 2$ Ом, $I = 150$ мА, т.е. характерная температура разогрева в 4 раза меньше, чем для ВАХ *DDR*-типа: $T \approx 1000$ К, что, впрочем, оставляет в силе вывод о чрезмерном разогреве. Следует отметить, что для ВАХ *IDR*-типа предположение о металлических свойствах мест локализации сопротивления имеет еще одно существенное возражение: ни один из известных металлов в нормальном состоянии не имеет ВАХ с обратимым скачкообразным переходом от низкого к высокому сопротивлению (рис. 2, кривые 1, 3). Такие скачки на ВАХ проявляются только у сверхпроводников при переходе через критическое значение силы тока $I_{кр}$.

При анализе возможных мест локализации R можно предположить, что эти места обладают полупроводниковыми свойствами. Такое допущение кажется, на первый взгляд, тем более вероятным, что для ВАХ *DDR*-типа обнаружено $\beta < 0$, характерное для ТКС полупроводников. В данном случае теряют силу формулы (3), (7), (9), так как закон Видемана–Франца к полупроводникам неприменим. Сделанному предположению не противоречат и ВАХ *IDR*-типа, поскольку известны полупроводники, для которых $\beta > 0$ в довольно широком интервале температур [12].

Очевидно, что полупроводниковыми свойствами могут обладать оксидные слои на поверхности электродов, в особенности таких, как медь, индий и бронза, для которых толщина оксидных слоев может оказаться сопоставимой с радиусом канала. Чтобы воспользоваться формулой (1) при локализации $R(0)$ в оксидном слое электрода с неизвестным ρ, для оценки r учтем тот факт, что даже с сильно разогревающимся нихромовым электродом (из-за высокого ρ и низкой λ нихрома) ВАХ полностью обратимы вплоть до тока $I = 30$ мА. Это означает, что при таком токе локальное нагревание еще не вызывает термодеструкции полимерной матрицы, т.е. $\Delta T \leq 300$ - 400 К. Тогда формула (9) с приведенными значениями I и ΔT, а также характерными для нихрома ρ и λ дает оценку $r \geq 0.1$ мкм. Подчеркнем, что оценка диаметра

канала превышает размер неровностей на полированных электродах (<0.1 мкм), т.е. площадку контакта на рис. 4 можно рассматривать как плоскую.

Тогда вариант локализации $R(0)$ в полупроводниковой пленке на поверхности электрода противоречит типичным ВАХ *DDR*-типа, где электродами была пара золото–нихром (рис. 1). Известно, что оксидный слой указанных металлов не превышает 10 Å. Он много меньше полученной оценки r и легко преодолевается туннельно. Поэтому $R_{рас}$ по формуле (1) определяется величиной ρ металлического нихрома, а не его оксида. Этот вывод подтверждается и линейностью ВАХ прямого контакта электродов нихром–золото, ТКС которого совпал с $\beta > 0$ нихрома. Следовательно, измеряемое сопротивление ВАХ *DDR*-типа с $\beta < 0$ локализуется не в электродах.

Но в предположении о полупроводниковых свойствах мест локализации R сопротивление не может относиться и к самому каналу, поскольку для ВАХ *IDR*-типа величина $R(0)$ при гелиевых температурах имела тот же порядок величины, что и в области 300 К, тогда как любой полупроводник при $T \approx 4$ К превращается в изолятор. Поскольку выше было показано, что нелинейность ВАХ *IDR*- и *DDR*-типа может относиться к одному и тому же каналу, вывод о том, что канал не может обладать полупроводниковыми свойствами, сделанный для ВАХ *IDR*-типа, справедлив и для ВАХ *DDR*-типа.

Таким образом, сопротивление ВАХ *IDR*- и *DDR*-типа не может относиться ни к каналу, ни к материалу электродов. Поэтому для ВАХ указанных типов единственно возможным местом локализации R остается тонкий переходный слой между каналом и электродом. По причинам, рассмотренным выше, очевидно, что его свойства должны принципиально отличаться от свойств металла или полупроводника. Это заставляет думать о диэлектрическом слое, который преодолевается электронами туннельно.

Интересно, что то же самое независимо вытекает из теории [13] суперполяронного канала, где подвижные электроны удерживаются как обменными силами, так и потенциалом ориентированных полярных групп эластомера, окружающих канал со всех сторон. Чтобы этот потенциал сохранялся при сближении канала с электродом, между ними всегда должна оставаться хотя бы тонкая (1 - 2 нм) прослойка полимера с ориентированными диполями.

Известно, что при туннелировании часть потока электронов отражается потенциальным барьером, а проникающая сквозь барьер часть потока $\gamma < 1$ экспоненциально зависит от ширины барьера b, определяемого толщиной диэлектрической прослойки. Известно также, что вход в канал из металлического электрода имеет дополнительное сопротивление диафрагмы $R_д$ [7] (так как даже при $\rho = 0$ ток через площадку металла πr^2 ограничен, если к ней приложена конечная разность потенциалов V). Хотя обычно $R_д$ мало, при туннелировании отражение части электронов эквивалентно понижению площади диафрагмы в γ^{-1} раз. Поэтому вместо выражения (2) получим

$$R = R_{кан} + R_{рас} + \frac{R_д}{\gamma} = R_{кан} + \frac{8\rho}{3\pi^2 r} + \frac{2\pi h^3}{\gamma m \varepsilon_F e^2 r^2}, \quad (10)$$

где m и e – масса и заряд электрона, ε_F – энергия Ферми металла.

Из формулы (10) видно, что при малых r и γ основной вклад в сопротивление дает третий (барьерно-диафрагменный) член, а не $R_{рас}$. Действительно, при оцененном выше $r \approx 0.1$ мкм $R_{рас} \sim 5 \times 10^{-2}$ Ом (если $\rho \approx 2 \times 10^{-6}$ Ом см), тогда как третий член имеет порядок $3 \times 10^{-2}\ \gamma^{-1}$ Ом и заметно превышает $R_{рас}$ при $\gamma \ll 1$. Отметим, что в этом случае проблема чрезмерного нагревания участка контакта не возникает, так как, согласно формуле (10), площадка теплоотвода $\pi r^2 \sim (\gamma R)^{-1}$ может быть достаточно велика.

Из предложенной модели следует, что свойства контакта, характерные для металла электродов, могут быть получены только при предельно узком барьере с $\gamma \sim 1$, когда $R_{рас}$ вносит заметный вклад в формулу (10). Можно полагать, что именно к этому случаю относятся ВАХ *L*-типа, обладающие наинизшими значениями $R(0)$.

Для прослоек промежуточной толщины должны быть характерны умеренно малые значения γ и, как следствие, не слишком большие площадки теплоотвода. В данном случае наблюдаются ВАХ *IDR*-типа, так как локальное нагревание электрода током I вызывает снижение $\gamma(I)$ вследствие теплового расширения полимерной прослойки, что проявляется как нелинейность ВАХ *IDR*-типа. Очевидно также, что для прослоек небольшой толщины наиболее велики поляризационные силы, которые при напряжении V между каналом и электродом притягивают их друг к другу с силой $F \sim (V/b)^2$. Вызванная ею необратимая деформация прослойки снижает b и увеличивает γ, приводя к скачку ВАХ от *IDR*- к *L*-типу (рис. 2). Это возможно лишь при локальном нагревании, достаточном для расстекловывания матрицы, что требует высокой мощности *VI*. При недостатке мощности поляризационные силы лишь незначительно деформируют потенциальный барьер, вызывая гистерезис ВАХ. Такое представление подтверждается тем, что и гистерезисы ВАХ, и смена их типа значительно чаще происходят при $T > T_c$.

Согласно формуле (10), прослойкам с наибольшими b (и наинизшими γ) соответствуют самые высокие $R(0)$ и наибольшие площадки теплоотвода.

При слабом нагревании электрода и прослойки основным фактором являются поляризационные силы, которые при больших b сравнительно малы и лишь упруго сжимают прослойку при увеличении V. Вызванное этим сжатием повышение $\gamma(V)$ должно приводить к нелинейности *DDR*-типа (рис. 1, 2). Однако при достаточно больших I мощность нагревания может настолько возрасти, что связанное с тепловым расширением прослойки снижение $\gamma(V)$ вызывает плавный переход к нелинейности *IDR*-типа (рис. 3).

Таким образом, предлагаемая модель туннельного контакта проводящего канала с электродами, в котором локализуется измеряемое сопротивление R, объясняет главные экспериментальные факты с помощью двух основных факторов – теплового расширения полимерной прослойки между каналом и электродом, а также ее механической деформации поляризационными силами. О значительном влиянии последних на свойства контакта свидетельствуют и работы [14, 15], где было обнаружено воздействие поляризационных сил на емкостную связь канала с электродами.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.И. Краеву, В.Ф. Стригуновскому и Н.В. Редькину за помощь в изготовлении экспериментального оборудования, Е.Н. Абаниной за помощь в проведении элементного анализа используемых электродов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Григоров Л.Н., Смирнова С.Г.* – Деп. в ВИНИТИ 23.03.88. № 2381.
2. *Демичева О.В., Смирнова С.Г., Андреев В.М., Григоров Л.Н.* // Высокомолек. соед. Б. 1990. Т. 32. № 1. С. 3.
3. *Ениколопян Н.С., Григоров Л.Н., Смирнова С.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 6. С. 326.
4. *Смирнова С.Г., Шклярова Е.И., Григоров Л.Н.* // Высокомолек. соед. Б. 1989. Т. 31. № 9. С. 667.
5. *Демичева О.В., Рогачев Д.Н., Смирнова С.Г., Шклярова Е.И., Яблоков М.Ю., Андреев В.М., Григоров Л.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 4. С. 228.
6. *Grigorov L.N., Rogachev D.N.* // Abstracts of 6th Int. Conf. on Electrical and Related Properties of Org. Solids. Capri (Italy). 1992. P. 80.
7. *Григоров Л.Н., Демичева О.В., Смирнова С.Г.* // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1991. Т. 4. № 2. С. 399.
8. *Архангородский В.М., Гук Е.Г., Ельяшевич А.М., Ионов А.Н., Тучкевич В.М., Шлимак И.С.* // Докл. АН СССР. 1989. Т. 309. № 3. С. 603.
9. *Архангородский В.М., Ионов А.Н., Тучкевич В.М., Шлимак И.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 1. С. 56.
10. *Ионов А.Н., Тучкевич В.М.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 16. С. 90.
11. *Омельченко В.Т.* Теория процессов на контактах. Харьков: Вища школа, 1978.
12. *Кикоин К.И.* Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1974.
13. *Григоров Л.Н.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 10. С. 45.
14. *Шклярова Е.И., Смирнова С.Г., Григоров Л.Н.* // Высокомолек. соед. Б. 1990. Т. 32. № 12. С. 885.
15. *Шклярова Е.И., Смирнова С.Г., Галашина Н.М., Григоров Л.Н.* // Высокомолек. соед. Б. 1991. Т. 33. № 4. С. 315.

Localization of Resistivity in Conducting Polar Elastomers

A. V. Kraev, S. G. Smirnova, and L. N. Grigorov

Institute of Synthetic Polymeric Materials, Russian Academy of Sciences, Ul. Profsoyuznaya 70, Moscow, 117393 Russia

Abstract – The experimentally measured resistance of conducting channels in films of oxidized atactic polypropylene and poly(dimethyl siloxane) is attributable neither to the resistance of the channels nor to that of the electrodes used in the measurements. The resistance is localized in the region of the tunnel contact between the channel and the electrodes. The minimum diameter of the channels was estimated to be $d \geq 0.2$ μm.