УДК 537.311.322
© 1990

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ АМОРФНЫХ ОКИСЛОВ ТАНТАЛА ПРИ НАЛИЧИИ ПОСТОЯННОГО СМЕЩАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

В. В. Брыксин, Л. Г. Карпухина, С. Д. Ханин

Произведены измерения проводимости на переменном токе аморфных окислов Ta_2O_5 при наличии приложенного к образцу постоянного смещающего напряжения. Частотная дисперсия существенно зависит от величины смещающего напряжения. В области не слишком больших напряжений смещения дисперсия проводимости усиливается с ростом смещения, а при достаточно сильных полях смещения, наоборот, ослабляется. Выявлена характерная частота, ниже которой смещение сильно влияет на частотную дисперсию, а выше нее влияние смещения практически отсутствует. Полученные температурные и полевые зависимости дисперсии на эксперименте качественно объясняются процессами перераспределения электронной плотности в пространстве в неупорядоченных системах при протекании в них тока, обусловленного смещающим напряжением.

Произведенные измерения частотной зависимости проводимости $\sigma(\omega)$ аморфных окислов Ta_2O_5 обнаружили сильную частотную дисперсию σ начиная с области сверхнизких частот порядка 10^{-3} с$^{-1}$ [1]. При $\omega > 10^{-1}$ с$^{-1}$ зависимость $\sigma(\omega)$ близка к характерной для неупорядоченных систем $\sigma \sim \omega^s$ с $s \simeq 0.95$. Зависимость такого типа обычно интерпретируется в рамках теории прыжков по кластерам конечных размеров. При этом линейный размер характерного кластера $\mathscr{L}$ зависит от частоты, логарифмически возрастая с уменьшением ω [2-4]. В этом режиме, называемом режимом мультиплетных перескоков,

$$\sigma(\omega) \sim i\omega \{\ln(i\omega/W_c)\}^{-l}, \tag{1}$$

где W_c — вероятность критического прыжка в бесконечном кластере, определяющая величину статической проводимости [4]. Показатель l в (1) равен 1 в приближении эффективной среды. В скейлинговой теории он отождествляется с критическим индексом для среднеквадратичного смещения носителя при случайных блужданиях по узлам перколяционной сетки ниже порога протекания [5]. Согласно этой теории, $l=2\nu$ [5] или $l=2\nu-\beta$ [6], где $\nu=0.9$ и $\beta=0.4$ — критические индексы корреляционной длины и мощности бесконечного кластера соответственно.

Зависимость $\sigma(\omega)$ в форме (1) близка к ω^s с $s<1$, однако кривая $\ln\sigma$ от $\ln\omega$ имеет слабо выраженный вогнутый характер (т. е. показатель s медленно возрастает с частотой), что и наблюдалось на эксперименте в Ta_2O_5 в широком частотном интервале.

В настоящей работе сообщается об измерениях частотной зависимости проводимости аморфного окисла Ta_2O_5 в условиях, когда на образец наряду со слабым переменным сигналом подается сильное постоянное смещающее напряжение, создающее постоянное поле $E_0 \sim 10^6$ В/см. Как показывает эксперимент [1], в полях такой напряженности статическая вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет нелинейный характер. В этой области полей дифференциальная проводимость по мере роста E_0 вначале падает (до полей порядка $2\cdot10^6$ В/см), а лишь затем начинает расти. Такой характер полевой зависимости дифференциальной проводимости вообще свойствен неупорядоченным средам в условиях R-протекания (т. е. при достаточно высоких температурах). Это явление наблюдается, например, и в легированных полупроводниках [7, 8]. Физической причиной падения проводимости с ростом поля являются перестройка путей протекания в сильных полях и захват носителей мертвыми концами бесконечного проводящего кластера [9, 10].

Величина постоянного смещения E_0 на эксперименте выбиралась в районе минимума зависимости $\sigma(E_0)$ на статической ВАХ. В силу этого проводимость на переменном сигнале при $\omega \to 0$ со смещением оказывалась меньше, чем статическая электропроводность в слабом поле в области закона Ома. Измерения проводились на аморфных оксидных пленках Ta_2O_5 толщиной 1700 Å, полученных посредством электрохимического оксидирования тантала по методике [11]. Определялась активная составляющая комплексной проводимости оксида в конденсаторной структуре $Ta—Ta_2O_5$—электролит (38%-ный водный раствор H_2SO_4) в инфразвуковом и звуковом диапазонах частот без приложения и с приложением постоянного напряжения. В качестве измерительной схемы использовался двухплечевой дифференциальный мост с параллельной схемой замещения исследуемой конденсаторной структуры. При приложении постоянного смещения последовательно с генератором переменного сигнала амплитудой 100 мВ подключался источник напряжения постоянного тока, шунтированный конденсатором большой емкости.

Полученные экспериментальные зависимости $\sigma(\omega)$ при разных смещающих напряжениях $U_{см}$ и температурах приведены на рис. 1. Видно, что в широком частотном интервале зависимость $\ln \sigma$ от $\ln \omega$ хорошо укладывается на прямую линию, т. е. частотная зависимость проводимости со смещением имеет характер ω^s. Однако величина s при наличии смещения оказывается большей, чем при $E_0=0$, и, что особенно интересно, становится больше 1. Так, для 298 K (рис. 1) параметр $s \simeq 1.25$.

Такое большое значение s не согласуется с обычными представлениями о межузельных фононных перескоках, для которых s меньше 1. Условие $s < 1$ выполняется во всем частотном интервале от мультиплетных прыжков до двухузельных перескоков. В двухузельной модели зависимость $\ln \sigma$ от $\ln \omega$ принимает слабовыпуклый характер, и для нее $s \simeq 0.8$ [4, 12]. Лишь при бесфононном механизме перескоков $s \lesssim 2$ [4, 13, 14], но этот механизм перескоков может преобладать лишь в области очень высоких частот и заведомо неприложим к нашим результатам, так как измерения проводились лишь в низкочастотной области.

Физической причиной усиления частотной зависимости проводимости при приложении постоянного смещающего напряжения, на наш взгляд, является пространственное перераспределение носителей заряда в неупорядоченном материале под действием поля. Если в отсутствие внешнего постоянного напряжения носители заряда равномерно распределены по узлам (рассматривается модель без диагонального беспорядка, когда вероятности нахождения электронов на узлах локализации одинаковы),[1] то при протекании по образцу постоянного тока носители осаждаются на мертвых концах проводящего кластера, образуя «электронные капли» — области повышенной концентрации электронов. Эти электронные капли вклада в проводимость на постоянном токе не вносят. При наложении переменной составляющей напряжения эти захваченные электроны «оживают» и начинают двигаться, давая вклад в переменную составляющую тока. Вклад в ток от капли зависит от частоты и ее размера: чем больше размер капель, тем при меньшей частоте она начинает давать вклад в ток. Этот

---

[1] Модель недиагонального беспорядка применима к аморфному Ta_2O_5 при температурах от комнатной и выше. В этой области температурная зависимость электропроводности имеет активационный характер. При понижении температуры эта зависимость принимает характер закона Мотта, что свидетельствует о переходе R-протекания к $R—\varepsilon$-протеканию. Таким образом, в области низких температур учет диагонального беспорядка уже необходим [1].

эффект и приводит к усилению частотной зависимости σ с ростом постоянного смещения. Действительно, с ростом E_0 все бо́льшая часть электронов оказывается связанной в каплях, что в результате и приводит к уменьшению статической дифференциальной проводимости. Зафиксируем теперь E_0 и начнем увеличивать частоту. При очень низкой частоте вклад в ток дают только незахваченные электроны. Затем постепенно начинают вступать в игру электронные капли, начиная с самых больших. Это означает, что

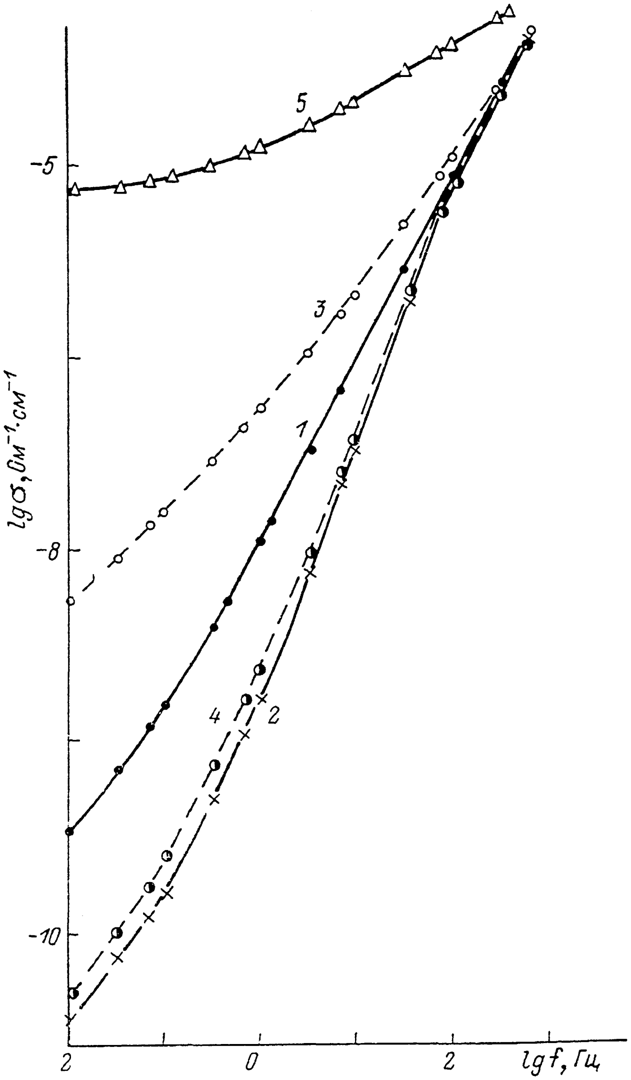

Рис. 1. Частотная зависимость электропроводности пленки аморфного Ta_2O_5.
$U_{см}$ (В), T (К): *1* — 0, 298; *2* — 50 (E_0=2.9·10^6 В/см), 298; *3* — 0, 358; *4* — 50, 358; *5* — 90 (E_0=5.3·10^6 В/см), 298. Толщина пленки 1700 Å.

по мере роста ω возрастает эффективная концентрация подвижных носителей, что и приводит к усилению частотной зависимости электропроводности при протекании по образцу постоянной составляющей тока.

Перейдем к математическому описанию рассматриваемого явления. В области мультиплетной проводимости, когда прыжки осуществляются по кластерам больших, но конечных размеров, наличие постоянного смещения отражается на характере частотной зависимости проводимости в том случае, если внутри данного кластера под действием приложенного смещения происходит заметное перераспределение носителей по узлам. Представляется разумным предположить, что перераспределение носителей в кластере управляется безразмерным барсметрическим параметром eU/kT, где U — падение напряжения на кластере длиной $\mathcal{L}$, $U=E_0\mathcal{L}$. Отсюда следует, что проводимость на переменном токе при наличии постоянного смещения можно описать формулой

$$\sigma(E_0,\ \omega)=\sigma(0,\ \omega)\,g\,(eE_0\mathcal{L}/kT). \tag{2}$$

Входящая в это соотношение безразмерная функция $g(x)\to 1$ при $x=eE_0\mathcal{L}/kT\to 0$. Проводимость $\sigma(0,\ \omega)$ описывается формулой (1). С самого начала ясно, что соотношение (1) справедливо лишь для кластеров больших размеров, когда $\mathcal{L}\gg N^{-1/3}$, где N — концентрация узлов локализации, $N^{-1/3}$ — среднее расстояние между ними. Кроме того, (2) предполагает, что поле не слишком велико, так что $eE_0N^{-1/3}<kT$. В очень сильных полях, когда это соотношение не выполняется, начинается пробой мертвых концов, линии постоянного тока выпрямляются, электронные капли начинают исчезать. В этой области полей следует ожидать, что ВАХ принимает характер экспоненциального роста тока с полем [4].

Имеется характерная частота ω_0, при которой безразмерный параметр $eE_0\mathcal{L}/kT$ становится порядка единицы. Частотная зависимость этого параметра появляется вследствие зависимости от ω размера кластера $\mathcal{L}$. Определим ω_0 следующим образом:

$$c\,[eE_0\mathcal{L}(\omega_0)/kT]=1, \tag{3}$$

где c — численный коэффициент. Так как размер кластера $\mathcal{L}$ монотонно уменьшается с ростом ω, то при $\omega>\omega_0$ кластер настолько мал, что неоднородность распределения электронов внутри него несущественна. Отсюда следует, что при $\omega>\omega_0$ постоянное смещающее напряжение слабо влияет на величину проводимости на переменном токе $\sigma(E_0,\ \omega)\simeq\sigma(0,\ \omega)$. И, наоборот, при $\omega<\omega_0$ размер кластера велик и перераспределение носителей внутри него за счет смещения радикально влияет на величину электропроводности на переменном сигнале $\sigma(E_0,\ \omega)$.

Последовательно обосновать зависимость (2) в настоящее время удается лишь для простейшей модели одномерной неупорядоченной системы со случайно оборванными связями. В этой модели вероятность перескока между ближайшими соседями равна либо w с вероятностью $1-\varepsilon$, либо 0 с вероятностью ε. При таких предположениях задача о частотной зависимости электропроводности при наличии постоянного смещения решается точно [2] и результат имеет вид

$$\sigma=\frac{e^2a^2w^2n}{kTs}\int\limits_0^\infty dx\,xe^{-x}\left\{\chi^2+\lambda^2-2\chi\lambda\frac{\operatorname{ch}(\lambda x/\varepsilon)\operatorname{ch}(\chi x/\varepsilon)-1}{\operatorname{sh}(\lambda x/\varepsilon)\operatorname{sh}(\chi x/\varepsilon)}\right\}. \tag{4}$$

Здесь произведено аналитическое продолжение $s=i\omega$, a — постоянная решетки, n — концентрация электронов. Смещающее поле E_0 предполагается не слишком сильным, так что безразмерный параметр $\lambda=eE_0a/2kT\ll 1$. Рассматривается также область не слишком высоких частот, когда параметр $\chi=\sqrt{\lambda^2+s/w}\ll 1$. При этом характерный размер связанного кластера велик $\varepsilon\ll 1$, так что параметры λ/ε и χ/ε произвольны.

С помощью кластерного метода [2] эта модель связывается с более реалистической, когда вероятности прыжков между ближайшими соседями имеют широкий разброс. Основная идея кластерного метода тесно связана с теорией протекания. Начнем мысленно разрывать случайные связи начиная с самых малых $w=0$ и вплоть до некоторого $w=w_{\mathrm{opt}}$. Затем все оставшиеся $w>w_{\mathrm{opt}}$ заменим на минимальное значение w_{opt}. Тогда задача сводится к модели разрезанной сетки, в которой $w=w_{\mathrm{opt}}$, а величина w_{opt} связана с ε. Рассмотрим одномерную систему с вероятностями прыжка между ближайшими соседями $w=w_0\exp(-2\alpha R)$, где α^{-1} — радиус локализованного состояния; R — расстояние между ближайшими соседями, предполагаемое случайной величиной, распределенной по Пуассону. Тогда связь между $w_{\text{opt}} = w_0 e^{-2\alpha R_{\text{opt}}}$ и ε есть

$$\frac{1}{a}\int\limits_{R_{\text{opt}}}^{\infty} dR \exp(-R/a) = \varepsilon, \quad w_{\text{opt}} = w_0 \varepsilon^{2\alpha a}. \tag{5}$$

Здесь a — среднее расстояние между узлами ближайших соседей, соответствующее постоянной решетки в модели разрезанной сетки. Подставляя в (4) $w = w_{\text{opt}}$ в форме (5), получаем

$$\sigma(p) = \frac{e^2 a^2 w_0 n}{kJ}\left(\frac{s}{w_0}\right)^{\alpha a/(\alpha a+1)} \mathcal{G}\left(p, \ \bar{\lambda} p^{-\alpha a/(\alpha a+1)}\right), \tag{6}$$

где

$$\mathcal{G}(p, u) = p^{-\frac{2\alpha a}{\alpha a+1}} \int\limits_0^{\infty} dx x e^{-x}\left\{1 + 2u^2 - 2u\sqrt{1+u^2}\,\frac{\operatorname{ch}(pux)\operatorname{ch}(px\sqrt{1+u^2}) - 1}{\operatorname{sh}(pux)\operatorname{sh}(px\sqrt{1+u^2})}\right\},$$

$$p = \varepsilon^{\alpha a+1}\sqrt{s/w_0}, \quad \bar{\lambda} = \lambda\,(s/w_0)^{-1/2(\alpha a+1)}.$$

Центральной идеей кластерного метода является выбор ε_{opt} (или p_{opt}). Функция $\mathcal{G}$ обращается в нуль на обоих концах промежутка изменения $0 < p < \infty$, имея внутри этого промежутка максимум. Это свойство позволяет производить построение оптимального кластера из условия максимальности проводимости системы. Отсюда следует, что уравнение для $p_{\text{opt}} = \varepsilon_{\text{opt}}^{\alpha a+1}\sqrt{s/w_0}$ имеет вид

$$d\mathcal{G}/dp_{p=p_{\text{opt}}} = 0. \tag{7}$$

Из этого уравнения следует, что p_{opt} зависит от частоты только через параметр $\bar{\lambda}$, $p_{\text{opt}} = p_{\text{opt}}(\bar{\lambda})$. Подставляя в (6) $p = p_{\text{opt}}$, получаем искомую оценку для проводимости одномерной системы при случайно расположенных узлах решетки

$$\sigma(E_0, \omega) \simeq \frac{e^2 a^2 w_0 n}{kT}\left(\frac{s}{w_0}\right)^{\alpha a/(\alpha a+1)} \mathcal{G}(\bar{\lambda}) \equiv \sigma_0(\omega)\, g(\bar{\lambda}), \tag{8}$$

где

$$\sigma_0(\omega) = \frac{e^2 a^2 w_0 n}{kT}\left(\frac{s}{w_0}\right)^{\alpha a/(\alpha a+1)} \mathcal{G}(0), \quad g(\bar{\lambda}) = \frac{\mathcal{G}(\bar{\lambda})}{\mathcal{G}(0)}. \tag{9}$$

Здесь $\sigma_0(\omega)$ — электропроводность в отсутствие постоянного смещения.

Формула (8) приняла форму (2), и теперь нужно лишь доказать, что $\bar{\lambda} = eE_0\mathcal{L}/kT$, т. е. $\mathcal{L} = (1/2)\, a\,(\omega/w_0)^{-1/2(\alpha a+1)}$. Тот факт, что размер критического кластера для мультиплетных перескоков связан с частотой именно этим соотношением, доказан в [2].

Предположив теперь, что соотношение (2) справедливо и для трехмерных систем, обратимся к оценке величины характерной частоты смены режимов ω_0. Согласно [2], для трехмерной модели R-протекания размер характерного кластера зависит от частоты следующим образом:

$$\mathcal{L}(\omega) \simeq N^{-1/3}\left\{\ln(\omega/W_c)/\alpha N^{-1/3}\right\}^{-l/2}, \tag{10}$$

где α^{-1} — боровский радиус локализованного состояния, $\alpha N^{-1/3} \gg 1$. Подставляя (10) в (3), получаем искомое выражение для граничной частоты

$$\omega_0 = W_c \exp\left\{\alpha N^{-1/3}\left(c\,\frac{eE_0 N^{-1/3}}{kT}\right)^{2/l}\right\}. \tag{11}$$

Выражение (11) позволяет сравнить теорию с приведенными на рис. 1 экспериментальными результатами. Как в теории, так и в эксперименте наличие постоянного смещения существенно влияет на проводимость на переменном токе лишь в низкочастотной области. Эксперимент не обнаруживает резкого перехода при изменении частоты от режима больших кластеров при малых ω к режиму кластеров малых размеров при больших ω: зависимости $\sigma(0, \omega)$ и $\sigma(E_0, \omega)$ по мере роста частоты сближаются плавно. Это обстоятельство согласуется с соотношением (11), где в экспоненте присутствует неопределенный численный коэффициент c. Наличие широкой частотной области перехода от режима больших кластеров к малым физически тесно связано с фактом слабой (логарифмической) зависимости размера характерного кластера от частоты (см. (10)). Экспериментальный результат — в области $\omega < \omega_0$ наличие постоянного смещения приводит к усилению частотной зависимости проводимости — обсуждался выше.

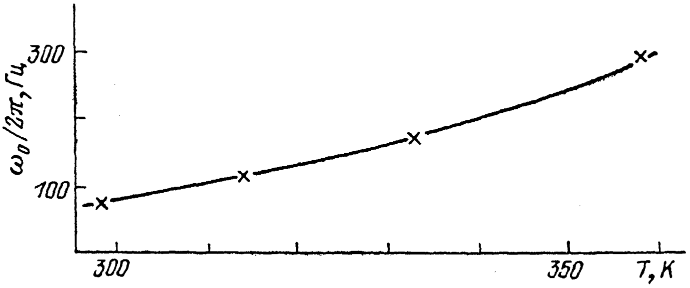

Рис. 2. Температурная зависимость граничной частоты при $U_{\text{см}}=50$ В ($E_0=2.9$ В/см).

Обратимся теперь к температурной зависимости граничной частоты ω_0. Измерения этой величины при разных температурах (на рис. 2) обнаруживают рост ω_0 от T. Согласно же (11), если W_c не зависит от температуры, предсказывает падение ω_0 с ростом T. Однако W_c слабо зависит от температуры лишь в случае отсутствия барьера при межузельном перескоке при слабой электрон-фононной связи. Ситуация резко меняется при надбарьерных прыжках, в частности при сильной электрон-фононной связи в модели поляронов малого радиуса. Для надбарьерных перескоков $W_c \sim \exp(-E_a/kT)$, где E_a — высота барьера. В этом случае темпера-

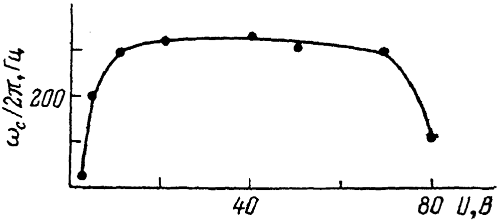

Рис. 3. Зависимость граничной частоты от потенциала смещения для образцов Ta_2O_5 толщиной 1700 Å при 298 К.

турная зависимость ω_0 в (11) определяется двумя конкурирующими факторами: W_c с ростом температуры растет, в то время как выписанный явно в (11) экспоненциальный множитель падает. При достаточно большой высоте барьера тенденция к росту ω_0 с T преобладает. Таким образом, наблюдаемый на эксперименте рост ω_0 с температурой говорит, по-видимому, в пользу сильной электрон-фононной связи в Ta_2O_5.

Обсудим теперь полевую зависимость ω_0. Согласно (11), ω_0 экспоненциально возрастает с ростом E_0. Следует, однако, иметь в виду, что использование (11) имеет смысл лишь в области не слишком больших полей, когда параметр $eE_0N^{-1/3}/kT \ll 1$, а статическая дифференциальная проводимость падает с ростом E_0 (для Ta_2O_5 это соответствует $E_0 \lesssim 2\div3 \times \times 10^6$ В/см). В области роста дифференциальной проводимости с полем начинаются процессы пробоя мертвых концов, линии тока выпрямляются, в результате чего использованные выше соображения, основанные на теории протекания, отказывают. Однако очевидно, что в столь сильных полях поначалу замедляется рост ω_0 с E_0, а затем, когда дифференциальная проводимость начинает интенсивно возрастать, должен начаться обратный процесс падения ω_0 с ростом E_0. Экспериментальная зависимость ω_0, от E_0 приведена на рис. 3 и качественно согласуется с изложенными теоретическими соображениями.

Более детальное количественное сравнение теории с экспериментом в настоящее время едва ли оправдано по двум причинам. Во-первых, измерения произведены в сравнительно узком температурном интервале. Во-вторых, использованные на эксперименте поля смещения были сравнительно велики, так что параметр $eE_0N^{-1/3}/kT$ не мал. Действительно, приведенная в [1, 15] оценка величины W_c при комнатной температуре ($W_c \sim$ $\sim 10^{-3}$ с$^{-1}$) показывает, что $\omega_0/W_c \sim 10^5 \div 10^6$. Тогда, согласно (11), на эксперименте параметр $\alpha N^{-1/3}(ceE_0N^{-1/3}/kT)^{2/l} \sim 15 \div 20$. Так как для Ta_2O_5 $\alpha N^{-1/3} \sim 10$, то $eE_0N^{-1/3}/kT \sim 1$. Поэтому для детального анализа приведенных экспериментальных данных необходимо учитывать отличие от нуля этого параметра, что должно видоизменить базовое соотношение (2).

В заключение обсудим частотную зависимость проводимости в области сверхсильных полей смещения, когда на статической ВАХ ток экспоненциально возрастает с ростом E_0. Как видно из рис. 1, в этой области полей частотная дисперсия σ уменьшается и становится даже слабее, чем в условиях отсутствия смещения. Этот экспериментальный факт вполне согласуется с предлагаемой в настоящей статье моделью. Действительно, по мере роста поля параметр $eE_0N^{-1/3}/kT$ становится большим, вследствие чего электронная плотность внутри капли уже крайне неоднородна. В таких условиях основной вклад в переменный ток дают пары узлов на краю кластера, для которых электронная плотность максимальна. Это означает, что в этой области полей смещения частотную зависимость σ можно описывать в рамках двухузельной модели. Этот вывод подтверждается и расчетом в рамках описанной выше одномерной модели разрезанной сетки, где при $\lambda > 1$ двухузельная модель оправдывается для сколь угодно низких частот. В рамках двухузельной модели частотная зависимость σ слабее, чем в кластерном приближении. Дальнейший рост поля приводит к межкластерному пробою, в результате чего ток в системе протекает более или менее однородно по объему образца. Это приводит к исчезновению специфики неоднородных систем — протеканию тока вдоль одномерных путей, — приводящей к частотной дисперсии проводимости. При однородном протекании тока по объему частотная дисперсия σ и вовсе должна исчезать, как это имеет место в однородных средах при марковских блужданиях электронов по узлам решетки [4].

Список литературы

[1] Брыксин В. В., Дьяконов М. Н., Ханин С. Д. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1403—1410.
[2] Böttger H., Bryksin V. V., Yashin G. Yu. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 19. P. 3951—3965.
[3] Zvjagin I. P. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 97. N 1. P. 143—149.
[4] Böttger H., Bryksin V. V. Hopping conduction in solids. Akademie—Verlag, Berlin, 1985. P. 398.
[5] de Gennes P. G. // J. Phys. (Paris) Lett. 1976. V. 37. N 1. P. L1—L2.
[6] Stauffer D. // Phys. Rep. 1979. V. 54. N 1. P. 1—41.
[7] Redfield D. // Adv. Phys. 1975. V. 24. N 4. P. 463—487.
[8] Забродский А. Г., Шлимак И. С. // ФТП. 1977. Т. 11. № 4. С. 736—740.
[9] Böttger H., Bryksin V. V. // Phil. Mag. B. 1980. V. 42. N 2. P. 297—310.
[10] Nguen van Lien, Shklovskiy B. I. // Sol. St. Comm. 1981. V. 38. N 2. P. 99—102.
[11] Бокий Л. П., Данилюк Ю. Л., Дьяконов М. Н., Котоусова И. С., Мирзоев В. А., Муждаба В. М., Розенберг Л. А., Ханин С. Д. // Электрохимия. 1979. Т. 15. № 9. С. 1307—1312.
[12] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1. М.: Мир, 1982. 368 с.
[13] Mott N. F. // Phil. Mag. 1970. V. 22. N 1. P. 7—17.
[14] Бёттегер Х., Брыксин В. В. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 7. С. 1888—1894.
[15] Брыксин В. В., Дьяконов М. Н., Муждаба В. М., Ханин С. Д. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 3. С. 2682—2685.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
29 июня 1990 г.