

13,01

Низкочастотная гигантская эффективная диэлектрическая проницаемость островковых металлических пленок

© А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: boltaev@lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 13 апреля 2015 г.)

Проведено исследование низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок в зависимости от частоты электрического поля. Обнаружено, что низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость имеет сложную зависимость от частоты электрического поля, на которой происходят измерения. Найдено, что на частотах электрического поля $f = 1$ kHz диэлектрическая проницаемость является положительной величиной ($\epsilon \approx 10^8$). С увеличением частоты электрического поля величина диэлектрической проницаемости уменьшается, а в однослойной FeNi-пленке толщиной $d = 8 \text{ \AA}$ на частоте $f \approx 10$ kHz она равняется нулю ($\epsilon \approx 0$). При дальнейшем увеличении частоты электрического поля диэлектрическая проницаемость становится отрицательной и на частоте $f = 100$ kHz достигает значения $\epsilon \approx -10^8$. Установлено, что рост эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок с уменьшением частоты электрического поля связан с активационными или туннельными процессами в островковых пленках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00360-а.

1. Введение

Островковые и гранулированные металлические пленки обладают рядом уникальных свойств. В частности, в этих металлических пленках наблюдался диэлектрический характер проводимости, т.е. было обнаружено, что электрическая проводимость пленок с ростом температуры увеличивается. Этот эффект широко обсуждался в литературе [1–15]. В то же время в работе [16] обнаружено, что проводящие островковые металлические пленки обладают аномально высокой величиной низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10^7 - 10^8$). Причем эффективная диэлектрическая проницаемость островковой металлической пленки являлась положительной величиной. Диэлектрическая проницаемость металлических пленок определялась с помощью анализа реактивной проводимости пленок. В связи с изложенными в работе [16] экспериментальными результатами возникает несколько вопросов. Основной вопрос связан с причиной возникновения в наноструктурных металлических пленках положительной низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости, поскольку в объемных металлах низкочастотная диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной [17]. Следовательно, увеличивая толщину металлической пленки, очевидно, можно наблюдать переход эффективной диэлектрической проницаемости пленок от положительной к отрицательной величине. Кроме того, остается непонятной причина аномально высокой величины диэлектрической проницаемости в островковых металлических пленках, а также положительный рост величины диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля.

Цель настоящей работы — изучение диэлектрических свойств островковых металлических пленок различной толщины и обнаружение возможного перехода эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок от положительной к отрицательной величине с увеличением толщины пленки.

2. Постановка задачи и результаты измерений

Возможная причина возникновения в наноструктурных металлических пленках положительной низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости [16] связана с характером протекания носителей заряда через образец. В исследованных образцах перенос носителей заряда обусловлен туннелированием электронов между соседними островками или, если существуют конечные кластеры, туннелированием носителей заряда между соседними кластерами. Распределение электрического поля в таких структурах может оказаться неоднородным и электрическое поле, приложенное к образцу, в значительной степени может быть сосредоточено в промежутках между кластерами. Полный ток через такой образец будет иметь как активную составляющую переноса носителей заряда, связанную с туннелированием электронов между островками, так и реактивную составляющую тока, которая связана с поляризацией островков под действием электрического поля. Поляризация островков под действием электрического поля, возможно, является причиной возникновения в островковых пленках положительной низкочастотной диэлектрической проницаемости. При увеличе-

нии толщины пленок размеры металлических островков увеличиваются, и пленка при определенной толщине становится сплошной. В этом случае распределение электрического поля, приложенного к образцу, может оказаться однородным, пленка может рассматриваться как объемный металл, и низкочастотная диэлектрическая проницаемость будет отрицательной [17]. С учетом изложенных выше предположений помимо измерения диэлектрических свойств пленок в работе проведены измерения зависимости величины напряженности электрического поля вдоль образцов. Шумовые характеристики измеряемых структур, возможно, также помогут выяснить причины различных диэлектрических свойств пленок. Действительно, шумовые свойства однородных структур должны быть обусловлены в основном тепловым шумом. В структурах, которые состоят из конечных кластеров и перенос носителей заряда в которых обусловлен туннелированием электронов, шумовые характеристики образцов должны определяться дробовыми и фликкерными шумами.

В работе проведены измерения температурных зависимостей активной дифференциальной проводимости системы металлических наноструктур из FeNi и Ti. Эти измерения выполнены в комплексе с исследованием зависимостей активной и реактивной проводимости островковых пленок от частоты электрического поля. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась с помощью анализа зависимостей реактивной проводимости пленок [16]. С целью выяснения природы диэлектрических свойств в металлических островковых структурах на тех же образцах были проведены измерения зависимостей распределения напряжения, приложенного к структуре вдоль образца. Измерены шумовые характеристики исследуемых образцов.

Тонкие пленки FeNi и Ti выращивались методом высокочастотного распыления в аргоне на диэлектрической подложке. Подробности метода получения пленок приведены в работе [13]. Для измерения выбирались однослойные пленки различной эффективной толщины: 1) однослойная островковая Ti-пленка толщиной $d = 7 \text{ \AA}$ (образец № 1); 2) однослойная островковая FeNi-пленка толщиной $d = 7.5 \text{ \AA}$ (образец № 2); 3) однослойная островковая FeNi-пленка толщиной $d = 8 \text{ \AA}$ (образец № 3).

Каждая металлическая структура покрывалась сверху слоем Al_2O_3 с эффективной толщиной $d = 20 \text{ \AA}$. Эффективная толщина металлических и диэлектрических слоев определялась по времени напыления пленок (скорости осаждения металлических пленок и Al_2O_3 определялись заранее). Эффективная толщина пленки равнялась бы реальной толщине пленки, если бы пленка была сплошной. Из структур изготавливались прямоугольные образцы шириной $1.5\text{--}3 \text{ mm}$ и длиной $4\text{--}5 \text{ mm}$. Омические контакты создавались путем нанесения узких полосок индия на поверхность металлической островковой пленки вдоль противоположных сторон прямоугольника.

При изучении частотной зависимости активной и реактивной дифференциальной проводимости структур

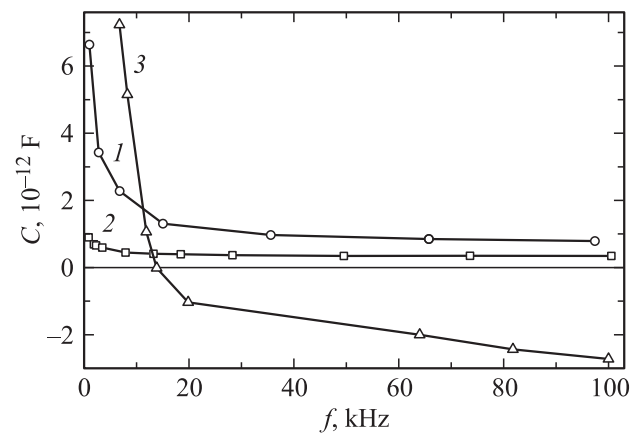


Рис. 1. Зависимости величины емкости систем металлических наноструктур от частоты электрического поля. 1 — однослойная островковая Ti-пленка толщиной $d = 7 \text{ \AA}$, 2, 3 — однослойная островковая FeNi-пленка толщиной $d = 7.5$ и 8 \AA соответственно.

на основе островковых металлических пленок к образцу прикладывалось напряжение $U = U_1 \cos(\omega t)$. Амплитуда переменного напряжения равнялась $U_1 = 10^{-2} \text{ V}$. Измерение активной и реактивной дифференциальной проводимости осуществлялось в области частот f от 1 до 100 кГц. Реактивная составляющая проводимости пленок определялась с помощью измерения фазового сдвига тока относительно фазы переменного напряжения, приложенного к образцу. Для измерения распределения приложенного напряжения вдоль образца к структуре прикладывалось внешнее постоянное напряжение $U_0 = 4 \text{ V}$ и измерялся потенциал вдоль образца через $\Delta L = 0.25 \text{ mm}$. Измерения шумовых характеристик исследуемых образцов осуществлялись с помощью общепринятой методики селективного усиления. Однако поскольку предполагалось измерять шумы на низкой частоте, где ожидается, что в островковых пленках основную роль приобретает фликкер-шум, в качестве эталонов применялся сигнал-генератор [18]. В качестве усилителя при измерении шума использовался стандартный селективный вольтметр с селективностью 18 dB.

На рис. 1 представлены измеренные зависимости емкости систем металлических наноструктур из FeNi и Ti от частоты электрического поля, а на рис. 2 — зависимости низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от частоты электрического поля. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась исходя из анализа зависимостей емкости от частоты [16]. Измерения позволили установить, что диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках может иметь как положительную, так и отрицательную величину, причем в образце № 3 (кривая 3 на рис. 2) при изменении частоты электрического поля диэлектрическая проницаемость изменяла знак. Следует подчеркнуть, что величина низкочастотной эффективной диэлектрической

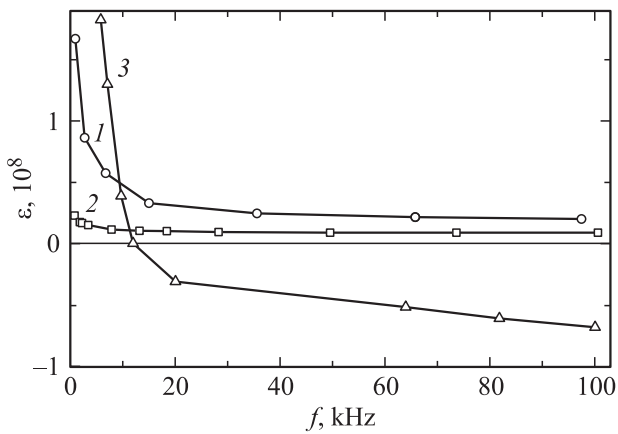


Рис. 2. Зависимости низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от частоты электрического поля. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

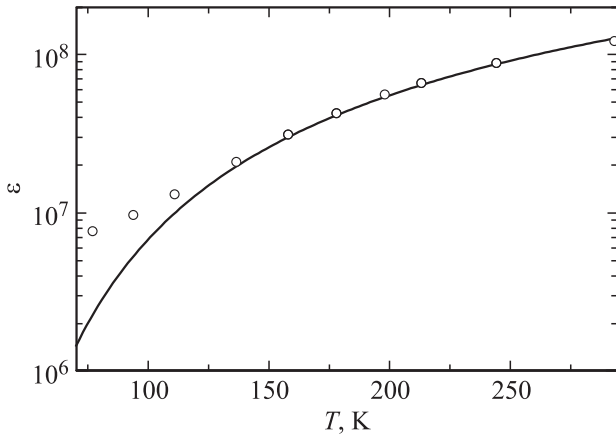


Рис. 3. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости островковой пленки Ti от температуры ($f = 10$ kHz).

проницаемости в различных наноструктурах изменялась от $\epsilon \approx 10^8$ до $\approx -10^8$ при изменении частоты электрического поля f от 1 до 100 kHz.

Вычисленная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости системы металлических наноструктур на основе Ti от температуры представлена на рис. 3. Из этого рисунка видно, что с ростом температуры величина эффективной диэлектрической проницаемости увеличивается. Но больше всего обращает на себя внимание аномально высокое значение эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок во всем диапазоне измеряемых температур ($10^7 - 10^8$).

Измеренные зависимости удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры и частоты электрического поля представлены на рис. 4 и 5. Измерения зависимостей удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры осуществлялись на частоте электрического поля $f = 10$ kHz. Как видно из рис. 4, величина диффе-

ренциальной проводимости пленок с ростом температуры увеличивается, т.е. в этих металлических пленках наблюдается диэлектрический характер проводимости. Диэлектрический характер проводимости в островковых металлических пленках указывает на туннельный перенос носителей заряда между островками [1,7,11]. Представленные на рис. 5 зависимости удельной проводимости пленки от частоты электрического поля позволили установить, что величина активной проводимости пленки остается постоянной во всем измеряемом диапазоне частот (до 100 kHz). Следовательно, процессы переноса носителей заряда в данных структурах определяются характерными временами $\tau_r < 10^{-5}$ s.

На рис. 6 представлены зависимости распределения постоянного напряжения, приложенного к структуре вдоль образца. Измерения этих зависимостей позволили получить дополнительную информацию о свойствах пленок. Так, в образце № 3 (кривая 3), где диэлектрическая

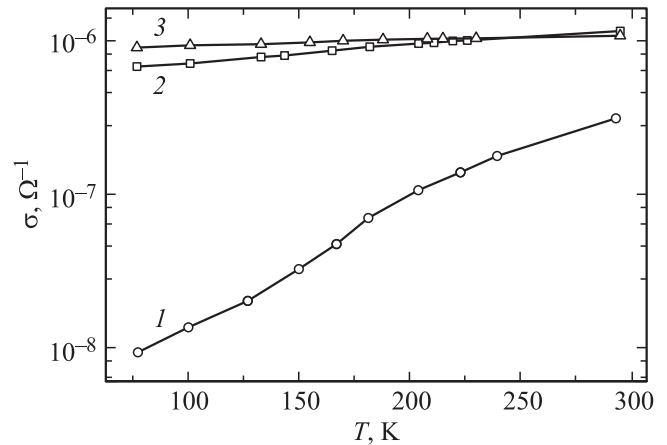


Рис. 4. Зависимости удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры, измеренной на частоте электрического поля $f = 10$ kHz. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

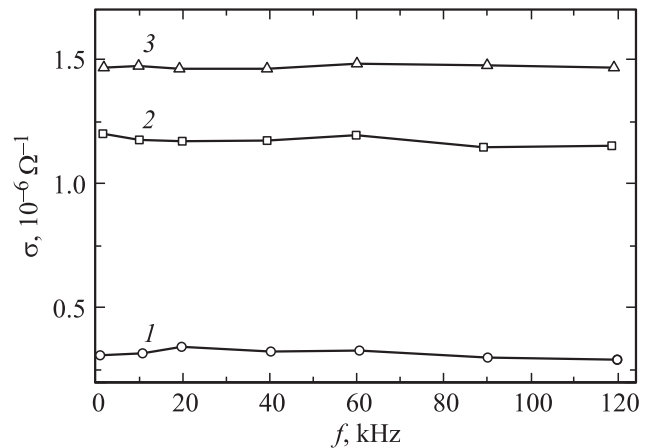


Рис. 5. Зависимости удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от частоты электрического поля. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

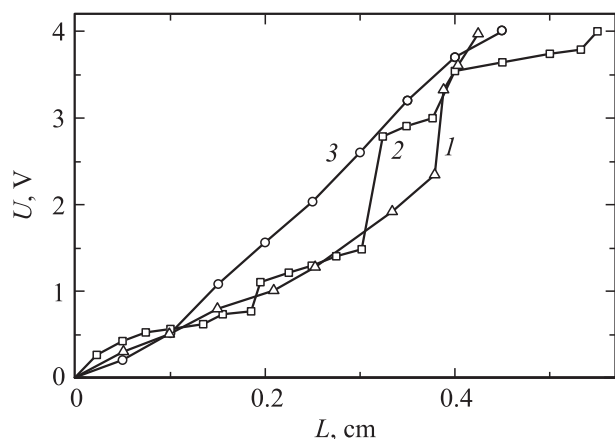


Рис. 6. Зависимости распределения постоянного напряжения, приложенного к структуре вдоль образца. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

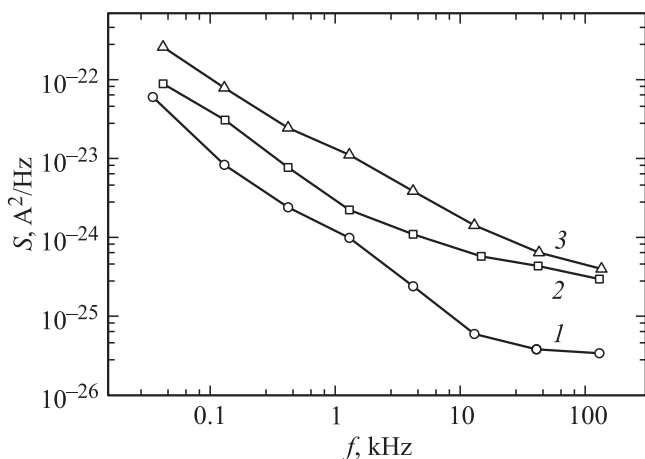


Рис. 7. Зависимости спектральной плотности токового шума в металлических островковых пленках от частоты. 1 — образец № 1 (зависимость измерена при токе через образец $I = 5 \cdot 10^{-6}$ А), 2 — образец № 2 ($I = 2 \cdot 10^{-5}$ А), 3 — образец № 3 ($I = 4 \cdot 10^{-5}$ А).

проницаемость с изменением частоты меняет знак, распределение потенциала вдоль образца имеет сглаженный характер (рис. 6). В этой структуре, вероятно, могут существовать бесконечные кластеры. Процесс переноса носителей заряда под действием электрического поля в них, возможно, обусловлен как движением носителей заряда вдоль бесконечного кластера, так и туннелированием носителей заряда между наноструктурами. В структурах № 1 и 2 (кривые 1, 2), в которых наблюдается положительная диэлектрическая проницаемость, распределение потенциала вдоль образца имеет ступенчатый характер. Очевидно, перенос носителей заряда в структурах № 1 и 2 обусловлен туннелированием носителей заряда либо между наноструктурами либо между конечными кластерами, если они образуются в пленках.

Измерение шумов островковых металлических пленок также оказалось полезным с точки зрения изучения характеристик пленок и понимания причин возникновения отрицательной и положительной эффективной диэлектрической проницаемости в различных образцах металлических островковых пленок с диэлектрическим характером проводимости. Зависимости спектральной плотности токового шума в металлических островковых пленках от частоты представлены на рис. 7. Измерения шумовых характеристик образцов были проведены на частотах f от 20 Hz до 150 kHz, причем спектральная плотность шума в образце № 1 измерялась при токе через образец $I = 5 \cdot 10^{-6}$ А, в образце № 2 — при $I = 2 \cdot 10^{-5}$ А, в образце № 3 — при токе $I = 4 \cdot 10^{-5}$ А. Разные значения токов, при которых проводились измерения, связаны с различными величинами проводимости исследуемых образцов. Обнаружено, что на низких частотах ($f < 10$ kHz) спектральная плотность токового шума всех образцов с уменьшением частоты увеличивается примерно пропорционально $1/f$. Наблюдаемый $1/f$ -шум (фликкер-шум) в указанной области частот больше дробового шума. Однако на более высоких частотах (50–100 kHz) $1/f$ -шум примерно равен по величине дробовому шуму, поскольку на частотах больше 50 kHz шум слабо зависит от частоты (рис. 7).

В результате проведенных измерений установлено следующее.

1. Диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках имеет как положительную, так и отрицательную величину, причем в образце № 3 при изменении частоты электрического поля диэлектрическая проницаемость изменяет знак.

2. Величина низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости в различных наноструктурных структурах изменялась от $\epsilon \approx 10^8$ до $\approx -10^8$ при изменении частоты электрического поля f от 1 до 100 kHz.

3. Проводимость пленок с ростом температуры увеличивается, т.е. в этих пленках наблюдается диэлектрический характер проводимости. Диэлектрический характер проводимости в островковых металлических пленках указывает на туннельный перенос носителей заряда между островками.

4. Распределение потенциала вдоль образца № 3 имеет сглаженный характер, в этом образце диэлектрическая проницаемость с изменением частоты изменяет знак.

5. Распределение потенциала вдоль образцов № 1 и 2 имеет ступенчатый характер, в этих образцах наблюдается положительная диэлектрическая проницаемость.

6. На низких частотах ($f < 10$ kHz) в измеряемых образцах наблюдается $1/f$ -шум (фликкер-шум).

7. Шумовые характеристики в островковых металлических пленках, так же как и перенос носителей заряда в пленках, определяются туннельными процессами. Однако характерные времена релаксации туннельных процессов в пленке, ответственные за шум, имеют диапазон от $\tau = 10^{-4}$ до 10^{-1} с, а туннельные процессы,

ответственные за перенос носителей заряда, определяются характерными временами $\tau_r < 10^{-5}$ s.

3. Обсуждение результатов

Полученные экспериментально зависимости эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от частоты электрического поля (рис. 2) не представляется возможным объяснить в рамках известных моделей, ответственных за „диэлектрический отклик“ в проводящих системах. Действительно, полная диэлектрическая проницаемость в проводящих системах с учетом затухания и токов смещения в переменном электрическом поле с частотой ω определяется выражением [17]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - 4\pi\sigma_0 \frac{\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2},$$

где ε_0 — макроскопическая диэлектрическая проницаемость пленки, σ_0 — проводимость на постоянном токе, τ_0 — время релаксации электрона (в данном случае это время определяется обратной величиной вероятности туннелирования носителей заряда между островками — τ_r). Известно, что в проводящих структурах (металлах, металлических пленках) в области низких частот, когда $\omega\tau_0 \ll 1$ (в частности, при частоте $\omega \rightarrow 0$), диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0 - 4\pi\sigma_0\tau_0$. Диэлектрическая проницаемость становится отрицательной, если $4\pi\sigma_0\tau_0 > \varepsilon_0$. Как правило, в металлических пленках на низких частотах это выполняется.

Однако, как показали измерения, на низких частотах до 10 кГц диэлектрическая проницаемость островковых пленок является положительной величиной (рис. 2). Можно предположить, что положительная величина эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок связана с существованием в структурах конечных кластеров. Конечные кластеры в структурах могут сформировать в пленке геометрические емкости, в которых обкладками могут являться кластеры, разделенные зазором. Суммарно эта геометрическая емкость вносит положительный вклад в величину эффективной диэлектрической проницаемости пленки, но она должна быть постоянной величиной. В этом случае трудно объяснить рост величины диэлектрической проницаемости пленок с уменьшением частоты электрического поля.

Рассмотрим возможные процессы, которые могут влиять на величину и знак эффективной диэлектрической проницаемости в островковых металлических пленках на низких частотах электрического поля. Поляризация островковых пленок может быть связана с тремя различными процессами.

Первый процесс связан с мнимой компонентой проводимости пленки, и он вносит отрицательный вклад в величину диэлектрической проницаемости пленки [17].

Второй процесс, возможно, связан с существованием в структурах конечных кластеров. Конечные кластеры в

структурах могут создать в пленке геометрические емкости. Роль этих двух процессов в формировании знака и частотной зависимости диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок обсуждалась выше.

Кроме того, нами предлагается третий процесс, который может быть ответствен за рост величины диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля, мы связываем его с активацией и туннелированием электронов с одного нейтрального островка на другой или с генерацией электронов на островок из ловушек, которые могут существовать в диэлектрическом слое между островками. Справедливость данного вывода основана на качественном совпадении частотной зависимости роста диэлектрической проницаемости и роста $1/f$ -шумов с уменьшением частоты электрического поля (рис. 2 и 7). В связи с этим мы предполагаем, что процессы, ответственные за рост шумов и рост величины диэлектрической проницаемости островковой структуры с уменьшением частоты электрического поля, имеют одинаковую природу.

Известно [19], что спектр типа $1/f$ возникает в результате наложения случайных процессов с самыми разными временами релаксации. Обычно формально $1/f$ -шум сводят к сумме лоренцианов с помощью простой математической операции

$$S_x(f) = \int_0^{\infty} d\tau P(\tau) 4\tau / (1 + (\omega\tau)^2),$$

где $P(\tau)d\tau$ — есть вклад в спектральную плотность шума тех процессов, времена релаксации которых находятся в интервале от τ до $\tau + d\tau$. Если величина $P(\tau) \propto 1/\tau$ в некотором интервале от τ_1 до $\tau_2 \gg \tau_1$, а вне этого интервала равна нулю, то $S_x(f) \propto 1/f$ в диапазоне частот от τ_2^{-1} до τ_1^{-1} . Требуемое распределение $P(\tau)$ получается, если процессы, ответственные за шум, являются, например, или активационными, или туннельными [19]. Очевидно, что в измеряемых образцах $1/f$ -шум определяется активационными и туннельными процессами с характерными временами релаксации от 10^{-4} до 10^{-1} s. Здесь указаны времена, значения которых равны обратным частотам, на которых наблюдался $1/f$ -шум (рис. 7). Возможны процессы с еще большими временами релаксации, но измерений $1/f$ -шума на частотах меньше 10 Hz не проводилось.

В то же время рост положительной величины диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля также связан с процессом активации тех островков (ловушек), время релаксации которых меньше или равно обратной величине частоты электрического поля ($\tau \leq 1/f$) (рис. 2). Действительно, известно [7,11,12], что в островковых металлических пленках с диэлектрическим характером проводимости ток в пленках связывают с туннелированием носителей заряда с заряженного островка на нейтральный островок практически без изменения энергии системы с

характерным временем переноса $\tau_r < 10^{-5}$ s (рис. 5). С другой стороны, эти заряды на нейтральных островках возникают в результате туннелирования электрона с одного нейтрального островка на другой с образованием положительно и отрицательно заряженных островков (образуется диполь). Такой переход связан с изменением энергии системы на величину $E \approx e^2/C_R$, где C_R — емкость металлического островка, и определяется характерными временами $\tau > 10^{-4}$ s (рис. 2). С ростом температуры увеличиваются проводимость и, следовательно, число заряженных островков (рис. 4).

Таким образом, рост шумов и рост величины диэлектрической проницаемости структур, которые наблюдаются в исследуемых образцах, обусловлены процессом туннелирования электронов с одного нейтрального островка на другой нейтральный островок. При этом из-за различных размеров островков (различных энергий активации островков $E \approx e^2/C_R$) и расстояния между островками туннельные процессы должны иметь разные времена, и с уменьшением частоты все большее число островков будет принимать участие в процессе поляризации пленки и росте шумов.

Для удобства дальнейшего обсуждения полученных результатов целесообразно разделить образцы на две группы. К первому типу наноструктур можно отнести структуры, у которых в измеряемом диапазоне частот диэлектрическая проницаемость изменяет знак с положительного на отрицательный с ростом частоты электрического поля. Ко второму типу структур можно отнести образцы, в которых наблюдается положительная диэлектрическая проницаемость во всей области измеряемых частот переменного электрического поля.

Так, для структур первого типа (образец № 3) на частотах электрического поля от 20 kHz и выше диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной. Однако при уменьшении частоты величина диэлектрической проницаемости переходит через нулевое значение и становится положительной, причем с уменьшением частоты величина положительной диэлектрической проницаемости резко увеличивается (рис. 2). Рост величины диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля, очевидно, связан с процессом активации тех островков (ловушек), время релаксации которых меньше или равно обратной величине частоты электрического поля ($\tau \leq 1/f$), и с уменьшением частоты все большее число островков принимает участие в процессе поляризации пленки.

В структурах второго типа эффективная диэлектрическая проницаемость оставалась положительной во всем диапазоне частот электрического поля, на которых проводились измерения. На низких частотах положительная диэлектрическая проницаемость, так же как и в случае структур первого типа, в основном определяется поляризацией пленки за счет активации нейтральных островков. Однако при увеличении частоты переход от положительной к отрицательной величине диэлектрической проницаемости не наблюдается. Причина такого

поведения зависимости диэлектрической проницаемости от частоты может быть связана с существованием в этих структурах конечных кластеров, что отмечалось выше. Конечные кластеры в структурах могут сформировать в пленке геометрические емкости, где обкладками могут являться кластеры, разделенные зазором. Суммарно эта геометрическая емкость вносит положительный вклад в величину эффективной диэлектрической проницаемости пленки. Этот положительный вклад по абсолютной величине может оказаться больше, чем величина отрицательной диэлектрической проницаемости пленки, связанная с мнимой компонентой проводимости пленки, поэтому во всей области измеряемых частот эффективная диэлектрическая проницаемость структуры остается положительной.

Очевидно, рост эффективной диэлектрической проницаемости островковых структур с ростом температуры (рис. 3) не противоречит рассмотренным процессам, которые влияют на величину и знак диэлектрической проницаемости островковых структур. Действительно, с ростом температуры увеличиваются проводимость структур (рис. 4) и, следовательно, концентрация заряженных островков [12]. Как отмечалось выше, именно рост концентрации заряженных островков является причиной роста диэлектрической проницаемости островковых пленок.

4. Заключение

Выполненные исследования диэлектрических свойств островковых металлических пленок в зависимости от частоты приложенного электрического поля позволили обнаружить ряд ранее неизвестных интересных эффектов.

Установлено, что низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость имеет сложную зависимость от частоты электрического поля, на которой проводились измерения. Найдено, что на частотах электрического поля $f = 1$ kHz диэлектрическая проницаемость является положительной величиной ($\epsilon \approx 10^8$). С ростом частоты электрического поля величина диэлектрической проницаемости уменьшается, а в однослойной пленке FeNi с толщиной $d = 8$ Å на частоте $f \approx 10$ kHz величина диэлектрической проницаемости равняется нулю ($\epsilon \approx 0$). При дальнейшем увеличении частоты электрического поля диэлектрическая проницаемость становится отрицательной и на частоте $f = 100$ kHz достигает значения $\epsilon \approx -10^8$.

Установлено, что рост диэлектрической проницаемости исследованных проводящих пленок с уменьшением частоты электрического поля наблюдается на тех же частотах, на которых в пленках обнаружены возникновение и рост $1/f$ -шумов. Очевидно, что рост эффективной диэлектрической проницаемости проводящих островковых пленок и рост $1/f$ -шумов в этих пленках с уменьшением частоты электрического поля имеют

одну и ту же причину и связаны с активационными или туннельными процессами в островковых пленках. Можно ожидать, что эффект роста диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты электрического поля может быть обнаружен и в других проводящих неупорядоченных средах, где присутствуют $1/f$ -шумы.

Рассмотрены механизмы поляризации пленок. Показано, что механизм поляризации островковых металлических пленок может быть связан с тремя различными процессами.

Список литературы

- [1] B. Abeles, P. Sheng, M.D. Coutts, Y. Arie. *Adv. Phys.* **24**, 407, (1975).
- [2] Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова. *ФТТ*, **41**, 944 (1999).
- [3] Д.А. Закгейм, И.В. Рожанский, И.П. Смирнова, С.А. Гуревич. *ЖЭТФ*, **118**, 637 (2000).
- [4] J. Klafter, P. Sheng. *J. Phys. C* **17**, L93 (1984).
- [5] S.T. Chui. *Phys. Rev. B* **43**, 14274 (1991).
- [6] J. Zhang, V.I. Shklovskii. *Rhys. Rev. B* **70**, 115317 (2004).
- [7] Е.З. Мейлихов. *ЖЭТФ*, **115**, 1484 (1999).
- [8] I.P. Zvaygin, R. Keiper. *Phys. Status Solidi B* **230**, 151 (2002).
- [9] N. Markovic, C. Christiansen, D.E. Grupp, A.M. Mack, G. Martinez-Arizala, A.M. Goldman. *Phys. Rev. B* **62**, 2195 (2000).
- [10] C.J. Adkins, E.G. Astrakharchik. *J. Phys.: Cond. Matter* **10**, 6651 (1998).
- [11] С.А. Neugebauer, M.V. Webb. *J. Appl. Phys.* **33**, 74 (1962).
- [12] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **126**, 954 (2004).
- [13] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **123**, 1067 (2003).
- [14] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **130**, 500 (2006).
- [15] I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M. Vinokur, K.V. Efetov. *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
- [16] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин. *ЖЭТФ* **134**, 587 (2008).
- [17] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). С. 282.
- [18] А. Ван дер Зил. Шум: источники, описание, измерение. Сов. радио, М. (1973). С. 74.
- [19] Ш.М. Коган. *УФН* **145**, 285 (1985).