

УДК 538.975

## АНОМАЛЬНО ВЫСОКАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СИСТЕМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНООСТРОВОВ ИЗ FeNi

А. П. Болтаев, Л. С. Подлесных, Ф. А. Пудонин

*В работе изучалась низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость системы металлических наностроек из FeNi. Обнаружено, что эффективная диэлектрическая проницаемость исследуемых структур имеет аномально высокую величину ( $10^7-10^8$ ). Природа высокой диэлектрической проницаемости пленок обусловлена структурными параметрами (топографией) островковых пленок и связана с поляризацией диполей заряженных металлических наностроек.*

Наноструктуры на основе гранулированных или островковых металлических пленок обладают рядом уникальных свойств. В таких структурах наблюдались эмиссия электронов и фотонов во внешнем электрическом поле [1] и фотопроводимость в видимой и инфракрасной областях спектра [2]. При не слишком высокой плотности металлических островков в таких структурах реализуется режим термически активированной проводимости [3-7], а также наблюдается значительное изменение дифференциальной проводимости островковых металлических пленок в зависимости от слабого электрического поля при температурах до 300 К [8]. Существует ряд моделей, претендующих на объяснение механизма протекания тока в пленках с системой металлических наностроек [4, 7, 9]. При этом считается установленным, что механизм проводимости в гранулированных системах и, в частности, в островковых металлических пленках, связан с туннельными переходами носителей заряда между металлическими гранулами или металлическими островками. Очевидно, металлические наностройки, окруженные изолятором, в электрическом поле будут поляризованы. Поляризованные наностройки могут внести вклад в диэлектрическую проницаемость пленки, что может оказать значительное влияние на низкочастотную проводимость пленки.

В данной работе проведены измерения температурных зависимостей активной и реактивной дифференциальной проводимости системы металлических островков из FeNi. Эти измерения выполнены в комплексе с исследованием зависимостей активной и реактивной проводимости островковых пленок от электрического поля. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок.

Тонкие островковые пленки FeNi выращивались методом ВЧ-распыления в аргоне на диэлектрической подложке. Подробности метода получения таких пленок приведены в [2]. Для измерения выбирались многослойные структуры из островков FeNi, которые состояли из десяти слоев. Каждый слой FeNi имел эффективную толщину  $d = 7 \text{ \AA}$ , а между слоями FeNi наносились слои  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с эффективной толщиной  $d = 20 \text{ \AA}$ .

Эффективная толщина металлических и диэлектрических слоев определялась по времени напыления пленок (скорости осаждения пленок FeNi и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  определялись заранее). Из структур изготавливались прямоугольные образцы шириной 0.5–1.5 мм и длиной 2–3.5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения узких полосок индия на поверхность металлической островковой пленки вдоль противоположных сторон прямоугольника.

При исследовании активной и реактивной дифференциальной проводимости структур на основе островковых металлических пленок к образцу прикладывалось напряжение  $U = U_0 + U_1 \cos(\omega t)$ . Амплитуда переменного напряжения равнялась  $U_1 = 10^{-2} \text{ V}$ . Постоянное электрическое напряжение  $U_0$  изменялось от  $U_0 = 0 \text{ V}$  до  $U_0 \approx 15 \text{ V}$  (электрическое поле в образцах изменялось от  $F = 0 \text{ V/cm}$  до  $F \approx 60 \text{ V/cm}$ ). Измерение дифференциальной проводимости осуществлялось на частоте внешнего электрического поля  $f = \omega/2\pi = 12 \text{ кГц}$ . Данная частота являлась оптимальной для отдельного измерения активной и реактивной (емкостной) составляющих импеданса исследуемых структур с помощью фазочувствительного детектирования, поскольку на этой частоте величины активной и реактивной составляющих импеданса образцов оказались близкими по порядку величины. Сопротивление структуры при температуре  $T = 300 \text{ K}$  равнялось  $R = 7.7 \cdot 10^4 \text{ Ом}$ , емкость  $C = 3.3 \cdot 10^{-11} \text{ F}$ . Следует подчеркнуть, что емкость диэлектрической подложки площадью  $S = 1 \text{ см}^2$  в воздушной среде примерно равна  $C_n \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ F}$ . Погрешность измерения проводимости и емкости системы островков из FeNi составляла  $\sim 5\%$ .

На рис. 1(a) и 1(b) представлены зависимости дифференциальной проводимости ( $\sigma_0$ ) и емкости ( $C_0$ ) исследуемой структуры от температуры, где  $\sigma_0$  – дифференци-

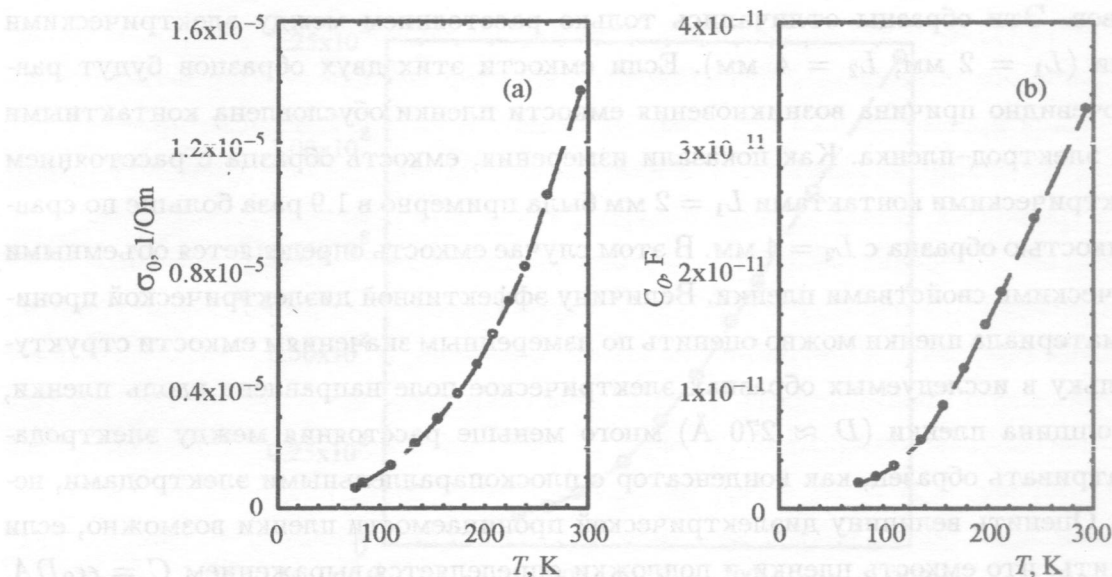


Рис. 1. (а), (б). Зависимости дифференциальной проводимости ( $\sigma_0$ ) и емкости ( $C_0$ ) островковой пленки FeNi от температуры.

альная проводимость структуры, приведенная к единице площади при  $U_0 = 0$  и  $C_0$  – емкость структуры, приведенная к единице площади при  $U_0 = 0$ . На рис. 1(а), 1(б) видно, что температурная зависимость проводимости структуры на основе островковой пермолоевой пленки изменяется по активационному закону, поскольку с ростом температуры проводимость пленки увеличивается. Характер зависимости емкости структуры от температуры практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости, что указывает на общую причину изменения емкости и проводимости от температуры.

Выше отмечалось, что образцы структур для исследования изготавливались в виде прямоугольника, а электрические контакты наносились в виде узкой полоски на противоположных концах этого прямоугольника. Как показали исследования, величина емкости таких образцов ( $\sim 10^{-11}$  F) во всем диапазоне измеряемых температур (рис. 1(б)) много больше емкости подложки ( $C_n \approx 5 \cdot 10^{-14}$  F), поэтому емкость измеряемого образца определяется практически емкостью островковой пленки. При этом емкость островковой пленки может быть обусловлена либо контактными явлениями электрод–пленка, либо объемными диэлектрическими свойствами структуры. Для разрешения данного вопроса были проведены измерения емкости двух образцов, изготовленных из FeNi–



наноостровов. Эти образцы отличались только расстоянием между электрическими контактами ( $L_1 = 2$  мм,  $L_2 = 4$  мм). Если емкости этих двух образцов будут равными, то очевидно причина возникновения емкости пленки обусловлена контактными явлениями электрод-пленка. Как показали измерения, емкость образца с расстоянием между электрическими контактами  $L_1 = 2$  мм была примерно в 1.9 раза больше по сравнению с емкостью образца с  $L_2 = 4$  мм. В этом случае емкость определяется объемными диэлектрическими свойствами пленки. Величину эффективной диэлектрической проницаемости материала пленки можно оценить по измеренным значениям емкости структуры. Поскольку в исследуемых образцах электрическое поле направлено вдоль пленки, а общая толщина пленки ( $D \approx 270$  Å) много меньше расстояния между электродами, рассматривать образец, как конденсатор с плоскопараллельными электродами, некорректно. Оценить величину диэлектрической проницаемости пленки возможно, если предположить, что емкость пленки и подложки определяется выражением  $C = \epsilon \epsilon_0 DA$ , где  $\epsilon$  – эффективная диэлектрическая проницаемость островковой пленки,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $D$  – общая толщина структуры с металлическими и диэлектрическими слоями,  $A$  – параметр, учитывающий продольные и поперечные размеры и форму образца. Сравнивая емкость подложки с емкостью пленки и зная величину диэлектрической проницаемости подложки и ее толщину, можно приближенно оценить величину эффективной диэлектрической проницаемости островковой пленок ( $\epsilon = C_{\text{пл}} \epsilon_n D_n / C_n D_{\text{пл}}$ , где  $C_{\text{пл}}$ ,  $D_{\text{пл}}$  – емкость и толщина пленки;  $\epsilon_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$  – диэлектрическая проницаемость, емкость и толщина подложки). Вычисленная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости пленок с системой металлических наноостровов на основе FeNi от температуры представлена на рис. 2. На этом рисунке видно, что с ростом температуры величина эффективной диэлектрической проницаемости увеличивается. Но, что больше всего обращает на себя внимание, это аномально высокое значение эффективной диэлектрической проницаемости островковых пленок во всем диапазоне измеряемых температур –  $10^7$ – $10^8$ . Для сравнения, низкочастотная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков, характеризующихся высокими значениями диэлектрической проницаемости, имеет величину порядка  $10^4$ – $10^5$  [11].

Аномально высокая эффективная диэлектрическая проницаемость наблюдалась и в островковых структурах других материалов. Очевидно, физическая природа аномально большой диэлектрической проницаемости островковых пленок обусловлена не индивидуальными свойствами материалов наноостровков, а структурными параметрами (топографией) островковых пленок. Температурная зависимость диэлектрической

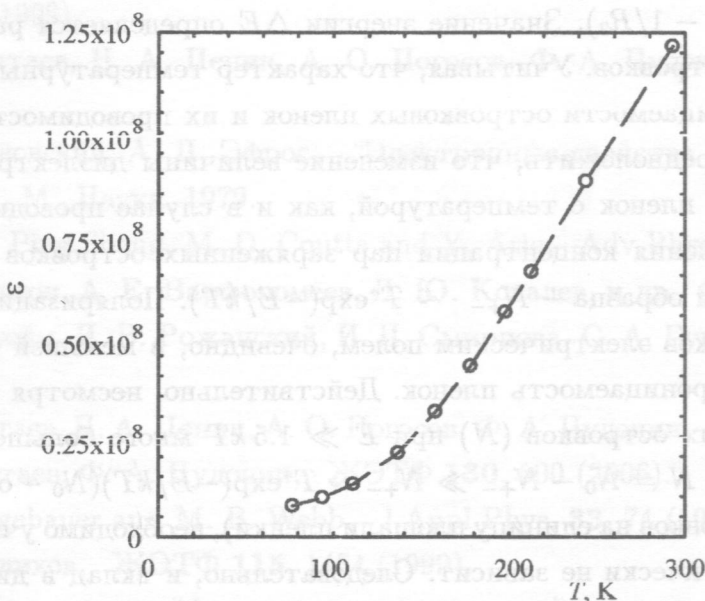


Рис. 2. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости островковой пленки FeNi от температуры.

проницаемости островковых пленок практически не отличается от характера температурной зависимости проводимости этих пленок (рис. 1(a), (b) и рис. 2), что указывает на общую причину изменения диэлектрической проницаемости и проводимости пленок от температуры. Рост проводимости металлических пленок с увеличением температуры (рис. 1(a)) позволяет предположить, что в них реализован режим активационной проводимости [7, 9, 10]. Активационная проводимость пленок с системой металлических наностростров обусловлена двумя последовательными процессами. Во-первых, при температуре, отличной от нуля, за счет туннельных переходов электронов между металлическими островками устанавливается термодинамическое равновесие, в котором часть островков приобретает положительный заряд или отрицательный. Пары таких положительно и отрицательно заряженных островков образуют диполи. Энергия системы изменяется на величину  $E \sim e^2/\epsilon R$ , где  $R$  – продольные размеры металлических островков. Число таких заряженных островков пропорционально  $N_{+-} \sim T^* \exp(-E/kT)$  при  $E \gg 1.5 kT$ , где  $1.5 kT$  – средняя энергия носителей заряда в металлическом островке,  $k$  – постоянная Больцмана. Во-вторых, в результате возникновения заряженных островков появляются условия для проводимости за счет туннелирования между заряженными и нейтральными островками без существенного изменения энергии систе-

мы  $\Delta E \sim (\epsilon^2/\epsilon)(1/R_1 - 1/R_2)$ . Значение энергии  $\Delta E$  определяется разбросом геометрических размеров островков. Учитывая, что характер температурных зависимостей диэлектрической проницаемости островковых пленок и их проводимости практически неотличимы, можно предположить, что изменение величины диэлектрической проницаемости островковых пленок с температурой, как и в случае проводимости, обусловлено процессом изменения концентрации пар заряженных островков в пленке с изменением температуры образца  $- N_{+-} \sim T^* \exp(-E/kT)$ . Поляризация нейтральных металлических островков электрическим полем, очевидно, в меньшей степени влияет на диэлектрическую проницаемость пленок. Действительно, несмотря на то, что концентрация нейтральных островков ( $N$ ) при  $E \gg 1.5 kT$  много больше концентрации заряженных островков  $N = N_0 - N_{+-} \gg N_{+-} \sim T^* \exp(-E/kT)$  ( $N_0$  — общее число металлических наноструктур на единицу площади пленки), необходимо учитывать, что  $N$  от температуры практически не зависит. Следовательно, и вклад в диэлектрическую проницаемость пленок от поляризации нейтральных наноструктур не должен зависеть от температуры. Поскольку экспериментально обнаружена сильная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от температуры, то именно поляризация диполей заряженных металлических островков, концентрация которых имеет резкую зависимость от температуры, определяет аномально высокую величину диэлектрической проницаемости пленки.

Таким образом, в работе проведены измерения температурных зависимостей активной и реактивной дифференциальной проводимости пленок FeNi с системой металлических наноструктур. Эти измерения выполнены в комплексе с исследованием зависимостей активной и реактивной проводимости пленок от электрического поля. Из анализа зависимостей реактивной проводимости пленок вычислялась эффективная диэлектрическая проницаемость пленок. Обнаружено аномально высокое значение эффективной диэлектрической проницаемости ( $10^7 - 10^8$ ) островковых пленок во всем диапазоне измеряемых температур. Природа высокой диэлектрической проницаемости пленок обусловлена структурными параметрами (топографией) островковых пленок и связана с поляризацией диполей пар заряженных металлических наноструктур.

Работа поддержана грантами РФФИ, Программой фундаментальных исследований Президиума РАН "Квантовые наноструктуры".

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] R. D. Fedorovich, A. G. Naumovets, and P. M. Tomchuk, J. Phys.: Condens. Matter



- 11, 9955 (1999).
- [2] А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **123**, 1067 (2003).
- [3] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, “Электронные свойства легированных полупроводников”, М., Наука, 1979.
- [4] В. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts and Y. Arie, Adv.Phys. **24**, 407 (1975).
- [5] Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев, и др., ФТТ **41**, 944 (1999).
- [6] Д. А. Закгейм, И. В. Рожанский, И. П. Смирнова, С. А. Гуревич, ЖЭТФ **118**, 637 (2000).
- [7] А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **126**, 954 (2004).
- [8] А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **130**, 500 (2006).
- [9] С. А. Neugebauer and M. V. Webb, J.Appl.Phys. **33**, 74 (1962).
- [10] Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **115**, 1484 (1999).
- [11] М. П. Шаскольская, “Акустические кристаллы”, справочник, М., Наука, 1982, с. 310–329.

Поступила в редакцию 23 января 2007 г.