

Влияние косвенного обменного взаимодействия на ферромагнитный резонанс в магнитных наногранулированных пленках

Ю.И. Джежеря, А.Ф. Кравец, И.М. Козак*, Е.В. Шипиль, А.Н. Погорелый

Институт магнетизма, НАН и МОН Украины, пр. Вернадского, 36-б, 03142 Киев, Украина

(Получено 22.11.2013; опубликовано online 31.01.2014)

Исследовано влияние проводящих свойств немагнитной матрицы на коллективные свойства (ферромагнитный резонанс) ансамблей наногранул ферромагнитного металла в магнитных наногранулированных пленках с разными типами немагнитных матриц - металлических и диэлектрических. Комплексные исследования поведения наногранулированных систем при ферромагнитном резонансе показали, что в материалах с проводящей матрицей признаки ферромагнитного упорядочения наступают задолго до порога структурной перколяции. Результаты экспериментов объяснены в рамках феноменологического подхода, основанного на учете обменного подмагничивания электронов проводимости магнитными ионами наногранул. Показано, что поляризация в подсистеме электронов проводимости способствует установлению обменного взаимодействия между магнитными моментами гранул.

Ключевые слова: Наногранулированные пленки, Магнитные гранулы, Ферромагнитный резонанс, Обменное взаимодействие, Структурная перколяция.

PACS numbers: 76.50. + g, 76.20. + q, 75.75. + a,
71.70.Gm, 61.46. - w, 45.70. - n

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к магнитным наногранулированным материалам, содержащим наногранулы металлического ферромагнетика в немагнитной матрице, обусловлен яркими физическими эффектами, проявляющимися в этих системах под влиянием магнитного поля. К числу таких эффектов относятся – гигантское магнитосопротивление в пленках с металлическими магнитными и немагнитными компонентами [1-5], туннельное магнитосопротивление в металлдиэлектрических пленках [6-10], гигантский эффект Холла [11], магниторефрактивный эффект [12-15], магнитоиндуцированные нелинейно-оптические эффекты [16] и др.

В зависимости от проводящих свойств немагнитной матрицы наногранулированные пленки разделяются на два основных класса – металлические и металлдиэлектрические.

Если различия в транспортных свойствах гранулированных пленок с различными типами матриц очевидны [17, 18], то интерпретация различий в поведении таких систем при намагничивании и ферромагнитном резонансе (ФМР), вызывает затруднение. С точки зрения магнитных свойств, как проводящая, так и диэлектрическая матрицы почти не отличаются, поскольку магнитные проницаемости обеих близки к единице.

Анализ результатов магнитных исследований позволяет предположить, что в материалах с проводящей матрицей между магнитными моментами наногранул существует дополнительный корреляционный механизм. Он может быть связан с косвенным обменным взаимодействием через электроны зоны проводимости.

Напротив, в наногранулированных материалах с диэлектрической матрицей косвенный обмен характеризуется малой величиной, поскольку при концен-

трациях магнитного материала ниже порога структурной перколяции он обусловлен эффектами спинзависимого туннелирования электронов из гранулы в гранулу через высокий энергетический барьер [6-10].

Наиболее известная теория косвенного обменного взаимодействия в проводящих системах – это теория Рудермана – Киттеля – Касуи – Иосиды (РККИ) [19-22]. Однако ее применение при описании магнитного взаимодействия в ферромагнитных системах ограничено требованиями отсутствия дальнего магнитного порядка и равенства нулю средней намагнитченности в системе электронов проводимости. Поэтому в чистом виде РККИ обмен проявляется только в разбавленных сплавах с редкоземельными атомами. Роль обменного РККИ взаимодействия в ансамбле наногранул относительно невелика. Действительно, влияние на отдельную магнитную гранулу со стороны соседних магнитных кластеров будет чрезвычайно мало, в силу быстрых пространственных осцилляций интеграла обменного взаимодействия теории РККИ [23, 24].

Другой механизм косвенного обмена, который не рассматривает теория РККИ, может быть связан с поляризацией подсистемы электронов проводимости за счет *s-d* обмена в системе с дальним магнитным порядком.

Действительно, если ансамбль магнитных наногранул, пребывающий изначально в суперпарамагнитном состоянии, намагнитить внешним полем, то во всем объеме материала осуществится также и магнитная поляризация *s*-электронов проводимости. Влияние магнитополяризованной среды, заполняющей все пространство, тождественно эффективному магнитному полю, которое способствует установлению магнитного упорядочения в ансамбле наногранул [25].

В отличие от металлических наногранулированных пленок, коллективное поведение ансамбля наногранул в металлдиэлектрических пленках ста-

* irinkm@ukr.net

новится существенным только при достижении порога структурной перколяции.

Основная задача экспериментальной части настоящей работы состояла в выявлении роли косвенного обменного взаимодействия при установлении магнитного порядка в наногранулированных пленках. Отличия в коллективном поведении ансамблей гранул в системах с немагнитными матрицами разных типов четко прослеживаются в экспериментах по намагничиванию и ферромагнитному резонансу [26-29].

В теоретической части работы предложен феноменологический подход для описания косвенного обменного взаимодействия в проводящих наногранулированных материалах. В ней дана интерпретация экспериментальных результатов ФМР.

2. ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ МАТРИЦЫ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

Для исследования влияния проводящих свойств немагнитных матриц на ФМР в наногранулированных структурах были изготовлены металлические Pu_xAg_{1-x} и металлодиэлектрические $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$ пленки на керамических подложках с одинаковым материалом магнитных наногранул (Pu – пермаллой ($Fe_{20}Ni_{80}$)), но с разными немагнитными матрицами (Ag и Al_2O_3). Толщина пленок составляла ~ 200 нм. Объемное содержание x пермаллоя варьировалось в пределах 0,13-0,83 для металлических и 0,13-0,47 для металло-диэлектрических пленок. Эти пленки были изготовлены в одинаковых условиях путем одновременной конденсации на подложках магнитной (Pu) и немагнитной (Ag или Al_2O_3) компонент гранулированных сплавов, одновременно испаряемых в вакууме электронно-лучевым методом по методике, изложенной в работе [30]. Детали изготовления наногранулированных пленок приведены в работе [31]. Ансамбли наногранул в пленках обеих серий ниже порога структурной перколяции ($x < 0.33$) характеризуются некоторым распределением по размерам в пределах $1 \div 5$ нм [32].

Для пленок с различным содержанием магнитной компоненты были получены спектры ФМР (рис. 1, 2). Информацию о характере магнитного взаимодействия в гранулированных пленках предполагалось получить из анализа концентрационных зависимостей резонансных полей, определенных при параллельной и перпендикулярной ориентациях плоскости пленок в магнитном поле (рис. 3).

Формулы Киттеля указывают на то, что отличия продольного и поперечного резонансных магнитных полей в ферромагнитных пленках тем меньше, чем ниже их средняя намагниченность [33]. Поэтому, как следует из рис. 3, при малых концентрациях магнитных включений намагниченность гранулированных структур с любым типом матрицы крайне незначительна. Можно предположить, что магнитные гранулы пребывают в суперпарамагнитном состоянии. С ростом концентрации ферромагнитного материала проводящие свойства матрицы качественным образом отражаются на магнитном состоянии гранулированных

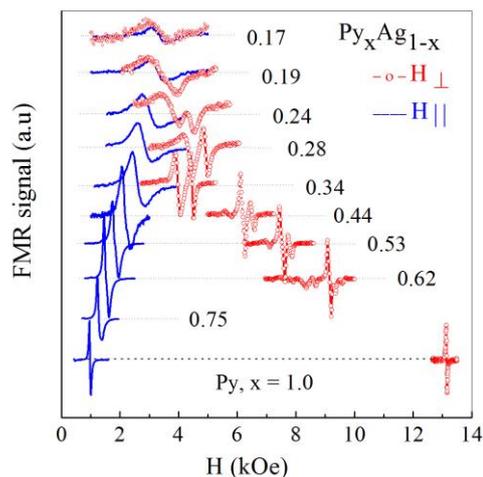


Рис. 1 – Спектры ферромагнитного резонанса для металлических Pu_xAg_{1-x} наногранулированных пленок различных составов для параллельной (линии) и перпендикулярной (кружки) ориентаций плоскости пленок по отношению к направлению приложенного магнитного поля

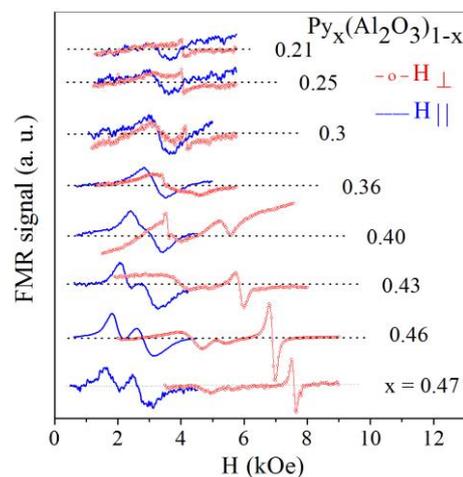


Рис. 2 – Спектры ферромагнитного резонанса для металлодиэлектрических $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$ наногранулированных пленок различных составов для параллельной (линии) и перпендикулярной (кружки) ориентаций плоскости пленок по отношению к направлению приложенного магнитного поля

пленок. Так, если в металлодиэлектриках суперпарамагнитное состояние продолжается до порога структурной перколяции ($x \approx 0.3$), то в металлических наногранулированных системах задолго до этого (при $x > 0.18$) включается дополнительный корреляционный механизм. При концентрациях магнитного материала $0.18 < x < 0.3$ структурная перколяция гранул в металлических пленках еще не происходит, но возникают признаки магнитного упорядочения.

Для объяснения расхождений в ходе концентрационных зависимостей резонансного поля ФМР для систем с различным типом проводимости матрицы можно использовать разные физические модели.

В частности, модель, используемая в данной работе, основывается на введении понятия эффективного поля. Так, при намагничивании ансамбля наногранул внешним полем в системе свободных s-электронов, благодаря межзонному взаимодействию

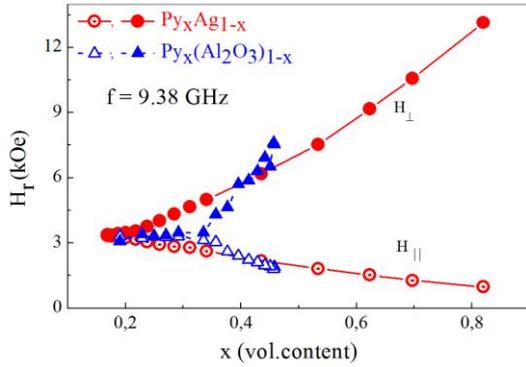


Рис. 3 – Концентрационные зависимости резонансных полей ФМР для металлических Pu_xAg_{1-x} и металлодиэлектрических $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$ пленок для перпендикулярной (\bullet , \blacktriangle) и параллельной (\circ , \triangle) ориентаций пленок в магнитном поле

с d -электронами магнитных наногранул, возникает магнитная поляризация. Влияние магнитополяризованной среды описывается некоторым эффективным полем, которое и способствует установлению магнитного порядка до наступления порога структурной перколяции.

Теория, описывающая зависимости резонансных полей на качественном уровне, была предложена в работе [27]. Однако, в рамках этой работы предполагалось, что намагниченность системы близка к насыщению. Очевидно, такое предположение справедливо при больших концентрациях магнитных включений. В то же время при малых концентрациях магнитного материала в условиях комнатной температуры ансамбль наногранул находится в супер-парамагнитном состоянии. Поэтому концентрационные зависимости резонансных полей, рассчитанные в [27], несколько отличаются от экспериментальных данных.

Построим феноменологическую модель, для описания характерных особенностей концентрационных зависимостей резонансных полей ФМР.

Для упрощения расчетов будем полагать, что гранулы ферромагнетика имеют сферическую форму и характеризуются слабой кристаллической анизотропией.

При этом магнитные моменты гранул находятся под воздействием эффективного поля:

$$\mathbf{H}^{eff} = \mathbf{H} - 4\pi M_z \mathbf{e}_z + \mathbf{h}, \quad (1)$$

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, второе слагаемое определяет размагничивающее поле пленки, а слагаемое \mathbf{h} введено формально и описывает поле косвенного обмена через электронную подсистему.

Для упрощения, в (1) не учитывался разброс локальных полей, связанных с нерегулярностью распределения ферромагнитных наногранул в объеме пленки.

Воспользовавшись результатами работы [25], в которой была развита феноменологическая теория, позволяющая определить величину эффективного поля косвенного обмена, \mathbf{h} можно представить как:

$$\mathbf{h} = J^2 \chi \mathbf{M} = k \mathbf{M}, \quad (2)$$

где J – постоянная межзонного $s-d$ обменного взаимодействия, χ – парамагнитная восприимчивость подсистемы электронов проводимости.

Для более детального ознакомления с выводом формулы (2) и условиями ее применимости можно обратиться к оригинальной работе [25], здесь же ограничимся введением феноменологического параметра $\kappa = J^2 \chi$, отметив при этом, что его величина всегда положительна.

Зависимость частоты ФМР от внешнего поля определяется из уравнение Ландау-Лифшица для динамики средней намагниченности системы, полученного в результате усреднения уравнений движения магнитных моментов отдельных гранул.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}], \quad \gamma = g \mu_B / \hbar, \quad (3)$$

где $\mathbf{M} = (1/V) \sum_i \mathbf{m}_i$ – вектор средней намагниченности системы, V – объем системы, \mathbf{m}_i – магнитный момент i -й гранулы, g – гиромангнитное соотношение, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка.

Если полагать, что система находится в однородном магнитном поле и рассматривать малые колебания намагниченности в окрестности основного состояния, то частота FMR будет определяться формулами Киттеля [33]:

$$\omega_{||} = \gamma \sqrt{H_{||} (H_{||} + 4\pi M_{||})}. \quad (4a)$$

Если магнитное поле H_{\perp} приложено перпендикулярно плоскости пленки, то частота ФМР определяется из соотношения:

$$\omega_{\perp} = \gamma (H_{\perp} - 4\pi M_{\perp}). \quad (4б)$$

Величины $M_{||}$ и M_{\perp} обозначают средние значения планарной и нормальной компонент намагниченности системы при соответствующей ориентации внешнего магнитного поля.

На первый взгляд, косвенное обменное взаимодействие не отражается на зависимостях резонансных частот (4a) и (4б). Однако наличие этого взаимодействия может существенным образом повлиять на величину средней намагниченности системы.

Действительно, полагая, что магнитные моменты гранул пребывают в суперпарамагнитном состоянии, применим подход Ланжевена, записав, что средняя намагниченность ансамбля гранул равняется:

$$M = \frac{1}{V} \sum_i \langle m_i \rangle = \frac{1}{V} \sum_i m_i L(m_i H^{eff} / k_B T), \quad (5)$$

где $L(z) = \cot g(z) - 1/z$ – функция Ланжевена, k_B – постоянная Больцмана.

Для упрощения вычислений воспользуемся модельным приближением, рассматривая ансамбль из гранул одинакового размера. При этом соотношение (5) переписывается в следующем виде:

$$M = x \cdot M_0 L(v M_0 H^{eff} / k_B T), \quad (6)$$

где x – объемная концентрация ферромагнитных

гранул, M_0 – намагниченность насыщения материала гранул, v – объем гранул.

Таким образом, используя выражение (6) и формулы (4а) и (4б) для частот ФМР, получим соотношения, определяющие зависимость резонансного магнитного поля ФМР от концентрации ферромагнитного материала в гранулированной пленке.

Так для пленки в планарном поле имеем :

$$1 - h_{\parallel}^2 - x \cdot (4\pi M_0 / H_{\omega}) \cdot h_{\parallel} L \left(\frac{\Theta}{T} \left(h_{\parallel} + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{1 - h_{\parallel}^2}{h_{\parallel}} \right) \right) = 0, \quad (7a)$$

для пленки в перпендикулярном поле:

$$h_{\perp} - 1 + x \cdot (4\pi M_0 / H_{\omega}) \cdot L \left(\frac{\Theta}{T} \left(1 + \frac{\kappa}{4\pi} (h_{\perp} - 1) \right) \right) = 0, \quad (7б)$$

где введены обозначения: $H_{\omega} = \omega / \gamma$, $h_{\perp} = H_{\perp} / H_{\omega}$, $h_{\parallel} = H_{\parallel} / H_{\omega}$, $\Theta = v \cdot M_0 H_{\omega} / k_B$.

В соотношения (7а) и (7б) входят два феноменологических параметра Θ и κ . В свою очередь параметр Θ зависит от величины v , которая по смыслу соответствует характерному объему гранул.

Подбором значений Θ и κ достигается соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей резонансных полей от концентрации магнитного материала в металлических наногранулированных Pu_xAg_{1-x} пленках (рис. 4). Наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей резонансных полей от объемного содержания ферромагнитного материала достигается при следующих параметрах: $T/\Theta \approx 8$ и $\kappa/4\pi \approx 26$, что соответствует $M_0 \approx 800$ Гс, $v \approx 1.5 \cdot 10^{-21}$ см³. Значение намагниченности насыщения M_0 отдельных наногранул, использованное при расчетах, значительно меньше, чем в однородном ферромагнетике. Факт уменьшения намагниченности насыщения наногранул при уменьшении их размера обсуждался в работе [34].

Отметим, что соотношения (7а) и (7б) справедливы только при небольших концентрациях магнитного материала (ниже порога структурной перколяции).

В отличие от систем с проводящей матрицей, коллективные эффекты в металлодиэлектрических наногранулированных материалах становятся заметными лишь при достижении порога структурной перколяции. На рисунках 2 и 3 показано, что для серии образцов $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$, прослеживается фазовый переход при концентрациях ферромагнитного материала близких к $x_p \approx 0.33$. Очевидно, что при достижении величины x_p в системе начинают возникать ферромагнитные комплексы, магнитные моменты которых достаточно легко ориентируются вдоль приложенного поля. При дальнейшем росте концентрации x доля наногранул в суперпарамагнитном состоянии уменьшается, а доля ферромагнитных комплексов растет.

Соотношения (7а) и (7б) справедливы также и для металлодиэлектрических пленок до порога перколяции $x < x_p$, с той лишь разницей, что для них константу косвенного обмена следует положить равной нулю ($\kappa = 0$). На рис. 4 сопоставлены теоретические и экспериментальные концентрационные зависимости резонансных полей FMR для металлических Pu_xAg_{1-x}

и металло-диэлектрических $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$ наногранулированных пленок. Теоретические расчеты, выполнены на основании формул (7а) и (7б).

Анализ результатов показывает, что косвенное обменное взаимодействие в наногранулированной системе с проводящей матрицей способствует установлению магнитной корреляции задолго до порога структурной перколяции.

Из оценок, проведенных в данной статье, следует, что $\kappa/4\pi \approx 26$. С другой стороны, в работе [25] показано, что $\kappa = J^2 \chi$ (где J – константа межзонного s - d обменного взаимодействия, а χ – парамагнитная восприимчивость подсистемы электронов проводимости). Отсюда следует, что при типичных значениях $\chi \approx 10^{-5}$ величина константы $J \approx 5 \cdot 10^3$.

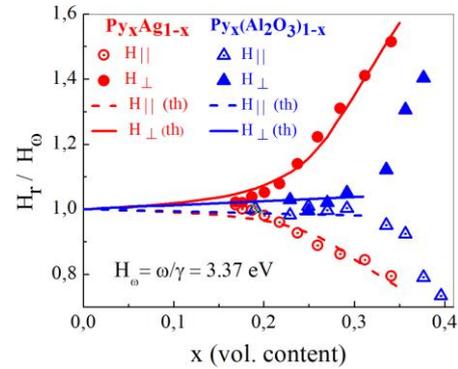


Рис. 4 – Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) концентрационных зависимостей резонансных полей ФМР для металлических Pu_xAg_{1-x} и металлодиэлектрических $Pu_x(Al_2O_3)_{1-x}$ пленок для перпендикулярной (верхняя ветвь линий) и параллельной (нижняя ветвь линий) ориентаций пленок в магнитном поле

Что касается радиуса обменного взаимодействия, то его можно определить из концентрационных зависимостей резонансных полей. Обменное взаимодействие в гранулированных материалах с металлической матрицей начинает проявляться при объемной концентрации магнитной компоненты $x_c \approx 0.18$. При этом на одну гранулу приходится объем $V = v/x$ (где v – объем гранулы, а x – объемная концентрация магнитного материала). Отсюда следует, что среднее расстояние между центрами соседних гранул будет равняться $V^{1/3}$. Таким образом, расстояние R между центрами гранул можно оценить по формуле $R \approx d/x_c^{1/3}$ (где d – средний диаметр гранулы).

Учитывая, что средний диаметр магнитных гранул в наногранулированных пленках при концентрациях $x_c \approx 0.18$ составляет порядка 1.2 нм [32], то $R \approx 2$ нм, а расстояние между поверхностями соседних гранул порядка 0.8-1.0 нм.

Таким образом, обменное взаимодействие между гранулами характеризуется большой интенсивностью, но коротким радиусом действия.

3. ВЫВОДЫ

Влияние проводящих свойств матрицы наногранулированных систем на коллективные свойства четко прослеживается в экспериментах по ферромагнитному резонансу. Установлено, что косвенное обменное взаимодействие в наногранулированной системе с прово-

дядцей матрицей $\text{Ru}_x\text{Ag}_{1-x}$ способствует установлению магнитной корреляции и магнитного упорядочения в системе магнитных наногранул задолго до порога структурной перколяции. Обменное взаимодействие в $\text{Ru}_x\text{Ag}_{1-x}$ пленках начинает проявляться при объемной концентрации магнитной компоненты $x_c \approx 0,18$.

В отличие от систем с проводящей матрицей, коллективные эффекты в металлodieлектрических наногранулированных материалах $\text{Ru}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ становятся заметными лишь при достижении порога структурной перколяции при концентрациях ферромагнитного материала близких к $x_p \approx 0,33$.

Обменное взаимодействие между гранулами характеризуется большой интенсивностью, но коротким радиусом действия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А. Я. Вовка за определение состава исследованных пленок. Работа выполнена при частичной поддержке гранта международного сотрудничества NSF # 9940368.

Effect of Indirect Exchange Interaction on Ferromagnetic Resonance in Magnetic Nanogranular Films

Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, I.M. Kozak, E.V. Shypil, A.M. Pogorily

Institute of magnetism, National Academy of Sciences of Ukraine, 36-b, Vernadsky Pr., 03142 Kyiv, Ukraine

The effect of the non-magnetic matrix conducting properties on the ferromagnetic resonance of the ensembles of ferromagnetic metal nanogranules in magnetic nanogranular films with different types of non-magnetic matrix (metal and dielectric) was investigated. Complex investigations of the behavior of nanogranular systems in ferromagnetic resonance showed that in materials with conducting matrix the evidence of ferromagnetic ordering occurs well before the structural percolation threshold. The experimental results are explained in terms of the phenomenological approach based on the consideration of the exchange bias of the conduction electron by magnetic ions of the nanogranules. It is shown that the polarization in the subsystem of the conduction electrons contributes to the appearance of the exchange interaction between the magnetic moments of the granules.

Keywords: Nanogranular films, Magnetic granule, Ferromagnetic resonance, Exchange coupling, Structural percolation.

Вплив непрямой обмінної взаємодії на ферромагнітний резонанс в магнітних наногранульованих плівках

Ю.І. Джежеря, А.Ф. Кравець, І.М. Козак, Є.В. Шипіль, А.М. Погорілий

Інститут магнетизму, НАН і МОН України, пр. Вернадського 36-б, 03142 Київ, Україна

Досліджено вплив провідних властивостей немагнітної матриці на колективні властивості (ферромагнітний резонанс) ансамблів наногранул ферромагнітного металу в магнітних наногранульованих плівках з різними типами немагнітних матриць – металевими і діелектричними. Комплексні дослідження поведінки наногранульованих систем при ферромагнітному резонансі і намагнічуванні показали, що у матеріалах з провідною матрицею ознаки ферромагнітного упорядкування наступають задолго до порога структурної перколяції. Результати експериментів пояснені в рамках феноменологічного підходу, який базується на врахуванні обмінного підмагнічування електронів провідності магнітними іонами наногранул. Показано, що поляризація в підсистемі електронів провідності сприяє встановленню обмінної взаємодії між магнітними моментами гранул.

Ключові слова: Наногранульовані плівки, Магнітні гранули, Ферромагнітний резонанс, Обмінна взаємодія, Структурна перколяція.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992).
2. J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992).
3. C.L. Chien, J.Q. Xiao, J.S. Jiang, *J. Appl. Phys.* **73**, 5309 (1993).
4. A. Gerber, A. Milner, B. Groisman, M. Karpovsky, A. Gladkih, A. Sulpice, *Phys. Rev. B* **55**, 6446 (1997).
5. S. Honda, M. Nawate, M. Tanaka, T. Okada, *J. Appl. Phys.* **82**, 764 (1997).
6. S. Honda, T. Okada, M. Nawate, M. Tokumoto, *Phys. Rev. B* **56**, 14566 (1997).
7. S. Mitani, S. Takahashi, K. Takanashi, K. Yakushiji, S. Maekawa, H. Fujimori, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2799 (1998).
8. S. Sankar, A.E. Berkowitz, D. Smith, *Phys. Rev. B* **62**, 14273 (2000).
9. K. Yakushiji, S. Mitani, K. Takanashi, S. Takahashi, S. Maekawa, H. Imamura, H. Fujimori, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 515 (2001).

10. A.Ya. Vovk, J.-Q. Wang, W. Zhou, J. He, A.M. Pogoriliy, O.V. Shypil, A.F. Kravets, H.R. Khan, *J. Appl. Phys.* **91**, 10017 (2002).
11. A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao, *J. Appl. Phys.* **79**, 6140 (1996).
12. A.B. Granovski, M.V. Kuzmichev, J.P. Clerk, *J. Exp. Theor. Phys.* **89**, 955 (1999).
13. V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, H. Menard, A.B. Horn, A.F. Kravets, *Phys. Rev. B* **65**, 054415 (2002).
14. A.B. Granovski, I.V. Bykov, E.A. Gan'shina, V.S. Gushchin, M. Inoue, Yu.E. Kalinin, A.A. Kozlov, A.N. Yurasov, *J. Exp. Theor. Phys.* **96**, 1104 (2003).
15. V.G. Kravets, L.V. Poperenko, I.V. Yurgelevich, A.M. Pogorily, A.F. Kravets, *J. Appl. Phys.* **98**, 043705 (2005).
16. O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra, A.A. Fedyanin, M. Inoue, A.F. Kravets, S.V. Kuznetsova, M.V. Ivanchenko, V.G. Lifshits, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 138 (2005).
17. S. Zhang, P.M. Levy, *J. Appl. Phys.* **73**, 5315 (1993).
18. J. Inoue, S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **53**, R11927 (1996).
19. M.A. Ruderman, C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
20. T. Kasuya, *Progr. Theor. Phys.* **16**, 45 (1956).
21. K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
22. C. Kittel, *Quantum Theory of Solids* (Wiley, New York, 1963).
23. G.M. Genkin, M.V. Sapozhnikov, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 794 (1994).
24. P. Vargas, D. Altbir, *J. Magn. Magn. Mater.* **167**, 161 (1997).
25. Yu.I. Gorobets, Yu.I. Dzhezherya, A.F. Kravets, *Phys. Solid State* **42**, 126 (2000).
26. B. Dieny, S.R. Teixeira, B. Rodmacq, C. Cowache, S. Auffer, O. Redon, J. Pierre, *J. Magn. Magn. Mater.* **130**, 197 (1994).
27. D. Pod'yalovskii, A. Pohorilyi, B. Ivanov, A. Kravets, C.S. Kim, *J. Magn. Magn. Mater.* **196-197**, 131 (1999).
28. G.N. Kakazei, A.F. Kravets, N.A. Lesnik, M.M. Pereira de Azevedo, Yu.G. Pogorelov, J.B. Sousa, *J. Appl. Phys.* **85**, 5654 (1999).
29. Yu.G. Pogorelov, G.N. Kakazey, J.B. Sousa, A.F. Kravets, N.A. Lesnik, M.M. Pereira de Azevedo, M. Malinowska, P. Panissod, *Phys. Rev. B* **60**, 12200 (1999).
30. G.A. Niklasson, C.G. Grandvist, *J. Appl. Phys.* **55**, 3382 (1984).
31. N. Pohorilyi, A.F. Kravets, E.V. Shypil', D.Y. Pod'yalovsky, A.Ya. Vovk, C.S. Kim, M.V. Prudnikova, H.R. Khan, *Thin Solid Films* **423**, 218 (2003).
32. C.J. O'Connor, V.O. Golub, A.Ya. Vovk, A.F. Kravets, A.M. Pogoriliy, *IEEE T. Magn.* **38**, 2844 (2002).
33. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
34. S.N. Khanna, S. Linderth, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 742 (1991).