

## Исследования магнитных свойств гранулярной системы $\text{Co}_{0,6}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,4}$ , обладающей эффектом изотропного положительного магнитосопротивления

А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, А.Ф. Лозенко, П.А.Троценко

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*  
E-mail: timopheev@iop.kiev.ua

О.В. Стогней, А.В. Ситников, С.Ф. Авдеев

*Воронежский государственный технический университет*  
*Московский проспект, 14, г. Воронеж, 394026, Россия*  
E-mail: sto@sci.vrn.ru

Статья поступила в редакцию 17 мая 2007 г.

В гранулярной ферромагнитной пленке  $\text{Co}_{0,59}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,41}$ , обладающей в диапазоне магнитных полей  $\pm 500$  Э изотропным (не зависящим от угла между направлением тока и намагниченности в плоскости) положительным магнитосопротивлением, проведен комплекс магнитостатических, магниторезонансных (ФМР) и магнитотранспортных измерений в интервале температур 100–360 К. Установлено, что данная аномалия магнитосопротивления обусловлена эффектами ближнего порядка в упорядоченности магнитных моментов гранул при отсутствии внешнего магнитного поля, навязанной их дипольно-дипольным взаимодействием. Установлено, что температура блокировки термоактивированной переориентации магнитных моментов гранул существенно различна по отношению к времени измерения в использованных для данного исследования методах. Она составляет около 200 К для измерений намагниченности и превышает 470 К для ФМР и измерений магнитосопротивления. Показано, что ферромагнитный резонанс исследуемой системы меняется от режима «независимого резонанса отдельных кластеров» к режиму «коллективного резонанса системы магнитных гранул в пленке» при изменении направления магнитного поля от лежащего в плоскости к направленному вдоль нормали к пленке.

В гранулярній феромагнітній плівці  $\text{Co}_{0,59}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,41}$ , яка має в діапазоні магнітних полів  $\pm 500$  Е ізотропний (не залежний від кута між напрямком струму й намагніченості в площині) позитивний магнітоопір, проведено комплекс магнітостатичних, магніторезонансних (ФМР) і магнітотранспортних вимірів в інтервалі температур 100–360 К. Встановлено, що дана аномалія магнітоопору обумовлена ефектами ближнього порядку в упорядкованості магнітних моментів гранул при відсутності зовнішнього магнітного поля, що обумовлено їхньою дипольно-дипольною взаємодією. Встановлено, що температура блокування термоактивованої переорієнтації магнітних моментів гранул істотно різна стосовно часу виміру у використаних для даного дослідження методах. Вона становить близько 200 К для вимірів намагніченості й перевищує 470 К для ФМР і вимірів магнітоопору. Показано, що феромагнітний резонанс досліджуваної системи змінюється від режиму «колективного резонансу окремих кластерів» до режиму «колективного резонансу системи магнітних гранул у плівці» при зміні напрямку магнітного поля від лежачого в площині до спрямованого уздовж нормалі до плівки.

PACS: **75.75.+a** Магнитные свойства наноструктур;  
**75.47.–m** Магнитотранспортные явления; материалы для магнитотранспорта;  
**75.60.Ej** Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркхаузена и связанные эффекты;  
**76.50.+g** Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы.

Ключевые слова: магнитосопротивление, ферромагнитный резонанс, суперпарамагнетизм.

## 1. Введение

Наногранулярные ферромагнитные пленки привлекают внимание исследователей из-за многих необычных их свойств [1,2]. Одно из них — это гигантское магнитосопротивление (ГМС) [3], которое наблюдается практически во всех типах гранулярных пленок вблизи порога перколяции, независимо от типа материала матрицы. Обычно ГМС имеет отрицательный знак (сопротивление падает с ростом магнитного поля), и это согласуется с представлениями о том, что магнитное поле, упорядочивая направления магнитных моментов в пленке, увеличивает вероятность туннелирования (либо уменьшает вероятность рассеяния) электрона из одной гранулы в другую, что в конечном итоге понижает сопротивление пленки. Величина ГМС обычно пропорциональна  $(M(H)/M_S)^2$ , где  $M(H)$  — намагниченность образца в приложенном внешнем поле  $H$ , а  $M_S$  — намагниченность насыщения образца, достигаемая в поле, когда  $M(H)H/kT \gg 1$ . Здесь и далее  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана. На проявление эффекта ГМС влияет магнитное состояние гранул. В частности, слабо взаимодействующим между собой наногранулам присуще явление суперпарамагнетизма — следствие термоактивированных перебросов направления намагниченности гранул между несколькими возможными направлениями легчайшего намагничивания гранулы, которые разделены энергетическим барьером  $\Delta E$ . Частота таких перебросов  $(\tau(T))^{-1} \approx \tau_0^{-1} \exp[-\Delta E/kT]$  может быть больше или меньше времени  $\tau_m$ , характерного для измерения того или иного свойства системы. Здесь  $\tau_0^{-1}$  — характерная «частота проб», связанная с частотами магнитных возбуждений в потенциальной яме, связанной с легким направлением намагничивания гранулы. Типичные значения  $\tau_0^{-1}$  составляют  $10^9$ – $10^{12}$ . Поэтому у системы возникает характерная для каждого типа проводимых измерений температура блокировки  $T_B^m$ , определяемая из соотношения  $\tau(T_B^m) = \tau_m$ . Следует полагать, что характерное «время измерения» для транспортных измерений  $\tau_{GMS}$  связано с временем переноса электронов проводимости от одной гранулы к другой и может быть много короче, чем «время измерения» для магнитостатических свойств  $\tau_{mag}$ . В соответствии с этим можно ожидать  $T_B^{GMS} > T_B^{mag}$ . Детальных исследований этого вопроса и даже его обсуждений, к сожалению, крайне мало.

В ряде работ [4–6] указывается, что у определенных образцов в малых магнитных полях магнитосопротивление (МС) имеет аномальную магнитопольевую зависимость. В частности, в малых полях оно имеет положительный знак, который затем меняется на отрицательный с ростом поля. Конечно, известен эффект анизотропного магнитосопротивления (АМС), наблюдаемого в относительно небольших магнитных полях и имеющего поло-

жительный знак при определенной геометрии измерительного тока и внешнего магнитного поля [7,8]. В то же время авторы [5] установили изотропность (независимость от угла между полем и измерительным током) наблюдаемого ими положительного МС, что исключает возможность проявления АМС в данном случае. В работах [5,6] высказано предположение, что обсуждаемое положительное МС связано с эффектами ближнего магнитного порядка в системе гранул. В частности, предполагалось, что в области наблюдения изотропного положительного МС (ИПМС) в исследуемых пленках присутствуют кластеры, образованные из связанных магнитными взаимодействиями гранул, для которых локальная температура блокировки переориентации намагниченности существенно выше температуры блокировки отдельно расположенных «изолированных» гранул. Эти кластеры, действуя своим дипольным полем на изолированные гранулы, стабилизируют в малых полях их направление намагниченности. Иными словами, эта модель предполагает, что образец с концентрацией гранул несколько ниже порога протекания для транспортного тока (ток переносится благодаря межгранульному туннелированию, а не благодаря межгранульным электрическим контактам) пребывает вблизи порога «магнитного протекания». То есть состояния, когда межгранульные магнитные взаимодействия приводят к определенному, скорее всего, магнитостатическому порядку в ориентации магнитных моментов отдельных гранул в отсутствие магнитного поля. Несмотря на качественную непротиворечивость такого объяснения, явление ИПМС в малом поле изучено довольно мало. Поэтому представляет интерес дополнительно исследовать объекты, в которых оно наблюдается. В частности, более детально исследовать магнитостатические, магниторезистивные свойства и ферромагнитный резонанс (ФМР) соответствующих образцов. Оценить состояние образцов по отношению к температурам блокировки этих свойств, сделать заключение о температурной области, в которой наблюдается ИПМС, и ее связи с характерными температурами блокировки для разных свойств системы.

В настоящей работе поставлена задача исследования магнитной микроструктуры в гранулярной системе  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$  с  $x \approx 0,6$  (что соответствует фактору объемного заполнения пленки гранулами  $f \approx 0,285$ ), обладающей эффектом изотропного положительного магнитосопротивления на основании ФМР, магнитостатических и магнитотранспортных измерений.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Гранулярные ферромагнитные пленки  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$  приготовлены в Воронежском государственном техническом университете (ВГТУ), Российская федерация. Пленки получены методом ионно-лучевого распыления составных мишеней на керамическую подложку в атмо-

сфере аргона. Толщина депозитов составляла 4–6 мкм, толщина керамической подложки — 0,8 мм. Более подробно методика приготовления образцов и контроля их состава описана в [5]. Авторы [5] на основании проведенных ими электронно-микроскопических исследований указывают, что форма отдельных гранул близка к сферической и средний размер гранул близок к 4 нм. По предварительным данным, полученным в ВГТУ, максимум ИПМС наблюдался в пленках с  $x \approx 0,6$  [5], поэтому для исследований была выбрана пленка  $\text{Co}_{0,59}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,41}$ . Она была прямоугольной формы со сторонами  $3 \times 6$  мм.

Как известно, металлический Co может существовать в двух полиморфных модификациях, с гексагональной плотной упаковкой (ГПУ) или с гранцентрированной кубической (ГЦК). Кристаллическая структура гранул исследуемых образцов не определялась. Однако в литературе, посвященной наногранулированным магнитным пленкам с гранулами Co, распространено утверждение, что в большинстве случаев, если не предпринимается специальных усилий, чтобы сделать иначе, Co в гранулах кристаллизуется в ГЦК модификации. При обсуждении результатов будем полагать, что и исследуемые нами образцы кристаллизуются в ГЦК модификации.

Исследования ФМР проведены на радиоспектрометре X-диапазона (9,0–9,6 ГГц) RADIOPAN SE/X-2544 с частотой модуляции магнитного поля 100 кГц и с модифицированной системой развертки магнитного поля, позволяющей разворачивать его от «отрицательных» значений (около  $-600$  Э) через нулевое к желаемым положительным (до  $10\,000$  Э). Для исследований в интервале температур 90–470 К хладагент  $\text{N}_2$  продувался через кварцевую дьюаровскую систему, проходящую сквозь резонатор спектрометра, внутри которой располагался образец.

Магнитотранспортные измерения проводили двухконтактным методом в мостовой схеме по постоянному току. Образец помещали в зазор электромагнита радиоспектрометра, а напряжение разбаланса моста после предварительного усиления подавалось на вход амплитудно-цифрового преобразователя того же спектрометра. Для абсолютных измерений мост калибровался по эталонным сопротивлениям, присоединяемым к нему вместо образца.

Магнитостатические измерения проводились на вибромагнетометре LDJ-9500. Для исследований в интервале температур 90–340 К использована программируемая система температурного регулирования UTRECS на основе продувки испаряемого из жидкой фазы газообразного  $\text{N}_2$ . Точность установки и стабилизации температуры составляла  $\pm 1$  К.

Измерения проводили при различных конфигурациях размещения образца относительно прикладываемого магнитного поля. Ниже термину «параллельная

конфигурация эксперимента» соответствует конфигурация, позволявшая вращение образца, при котором плоскость пленки всегда оставалась параллельной магнитному полю, а направление поля в ней менялось. Термину «перпендикулярная конфигурация эксперимента» соответствует конфигурация, позволявшая вращение образца, при котором изменялся угол  $\theta$  между нормалью к пленке и магнитным полем. Термину «параллельная ориентация» соответствует положение образца, при котором магнитное поле лежит в плоскости пленки ( $\theta = 90^\circ$ ). Термину «перпендикулярная ориентация» соответствует положение образца, при котором плоскость пленки перпендикулярна магнитному полю ( $\theta = 0^\circ$ ).

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Прежде всего мы проверили, что исследуемый образец обладает явлением ИПМС, для чего были сняты кривые MS при комнатной температуре для различных взаимных направлений измерительного тока и прикладываемого магнитного поля. Эти кривые будут подробно обсуждены в разд. 3.3. Здесь же, приступая к описанию всего комплекса выполненных измерений, ограничимся утверждением, что анализ упомянутых кривых дал достаточно оснований, чтобы утверждать, что явление ИПМС свойственно исследуемому образцу.

Поскольку температура Кюри для металлического Co составляет 1393 К, а спонтанная намагниченность довольно быстро достигает величины, близкой к  $M_S^{\text{Co}}$ , с понижением температуры ниже ее, при обсуждении результатов будем полагать, что внутрigrанульная намагниченность  $m_S^{\text{gr}}$  не зависит от температуры в области  $77 \text{ K} < T < 500 \text{ K}$ , в которой проводились измерения и равна  $M_S^{\text{Co}}$  для ГЦК Co. В насыщающем магнитном поле намагниченность образца  $M(H) \rightarrow M_S = f m_S^{\text{gr}}$  и при сделанном предположении не должна зависеть от температуры. Магнитостатические измерения магнитного момента образца в максимальном использовавшемся магнитном поле  $10 \text{ кЭ}$  при температурах  $100 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$  подтверждают справедливость такого приближения.

#### 3.1. Магнитостатика

Магнитостатические измерения были проведены в интервале температур 95–350 К для ориентаций магнитного поля в плоскости пленки и перпендикулярно ей. Результаты измерений магнитного момента пленки в продольной ориентации для двух температур, близких к нижней и верхней границам указанного интервала, показаны на рис. 1. На вставке к рисунку приведена температурная зависимость коэрцитивного поля  $H_C(T)$ . Наиболее характерным признаком, различающим магнитное состояние ансамбля наночастиц с заблокированным термоактивированным перебросом направления намагничен-

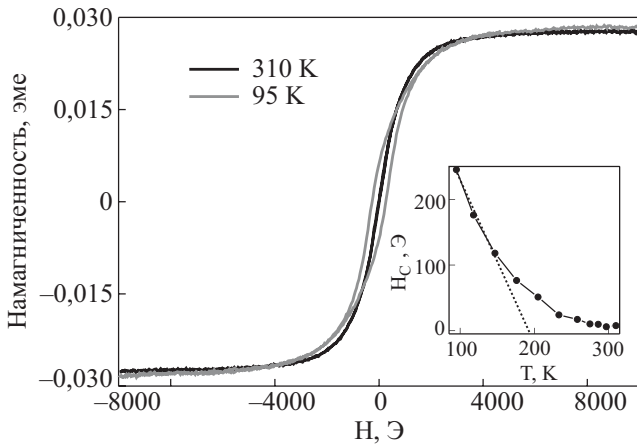


Рис. 1. Кривые намагничивания для параллельной ориентации при  $T = 95$  К (с гистерезисом) и  $310$  К (безгистерезисная). На вставке показана температурная зависимость коэрцитивного поля. Пунктиром показана асимптота к низкотемпературному участку  $H_C(T)$ .

ности частиц от неблокированного суперпарамагнитного состояния, при измерении намагниченности является появление гистерезиса, т.е. отличного от нуля коэрцитивного поля. Естественно, здесь речь идет о блокировке для магнитоэлектрических измерений, где по условиям эксперимента «время измерения»  $\tau_{\text{mag}}$  составляет десятки или сотни секунд. При температуре ниже  $T_B^{\text{mag}}$  величина  $H_C(T)$  растет приблизительно пропорционально  $(T_B^{\text{mag}} - T)$ , хотя эта зависимость сглаживается вблизи  $T_B^{\text{mag}}$  и небольшая величина  $H_C(T)$  затягивается в область  $T > T_B^{\text{mag}}$ . Такой вывод о поведении  $H_C(T)$  следует из проведенных нами модельных расчетов для системы со случайно распределенными направлениями осей анизотропии гранул в приближении одинаковых невзаимодействующих гранул. Наличие некоторой дисперсии гранул по размерам и/или слабого взаимодействия между ними будет приводить к дополнительному сглаживанию зависимости  $H_C(T)$  вблизи ее обращения в нуль. Данные, приведенные на вставке к рис. 1, согласуются с таким ожиданием, и из них можно оценить  $T_B^{\text{mag}} \approx 190\text{--}200$  К. По этим данным можно сделать вывод, что при комнатной температуре система находится практически в полностью суперпарамагнитном (с точки зрения магнитоэлектрических измерений) состоянии. Детальный анализ высокотемпературных петель намагничивания показал, что остаточную величину  $H_C(T)$  на уровне единиц эрстед можно проследить на фоне шумов вплоть до  $320\text{--}33$  К. Но связанная с этим остаточная намагниченность крайне мала. Следовательно, если в системе и есть кластеры гранул с температурой блокировки более высокой, чем для «изолированных» гранул, то их блокировка не проявляется в измерениях намагниченности при комнатной и более высоких температурах.

Исходя из суперпарамагнитности образца при комнатной температуре полученную экспериментальную

кривую петли перемагничивания, казалось бы, можно описать функцией Ланжевена при подборе подходящего значения магнитного момента гранул  $\mu^{\text{gr}} = m_S^{\text{gr}} v^{\text{gr}}$ , где  $v^{\text{gr}}$  — объем гранулы. Это, однако, не удастся. Вместе с тем эту кривую удастся описать как систему суперпарамагнитных частиц с определенным распределением по их размерам, в частности бимодальным. То есть как сумму двух ланжевенских функций с весовыми коэффициентами, подбирая подходящие параметры бимодального распределения.

Однако попытки описать кривые для петель перемагничивания в параллельной ориентации при других температурах (как выше, так и ниже) на основе параметров бимодального распределения, оптимальных при комнатной температуре, оказались неудачными. Неудачными оказались и попытки использовать другие распределения. Форма экспериментально полученных кривых намагничивания, в частности ее наклон в области изменения знака магнитного момента во внешнем поле  $(\partial M/\partial H)|_{M \rightarrow 0}$ , почти не меняется при изменении температуры в три раза. Это обстоятельство представляет неустраиваемую трудность для попыток описания кривых сверткой функций Ланжевена с одной и той же для всех температур функцией распределения частиц по размерам. Можно было бы предположить, что причина различия кроется в том, что исследуемая пленка представляет собой систему ферромагнитных наночастиц со случайно ориентированными осями магнитной анизотропии. Такая анизотропия должна включать в себя и кубическую кристаллографическую анизотропию ГЦК Со и случайно ориентированную анизотропию одноосного типа, связанную с полем локальных упругих напряжений в гетерофазной (металлические гранулы в диэлектрической матрице) пленке, осажденной на подложку, и анизотропию формы гранул, которые, конечно, не являются строго сферическими. Кривые намагничивания для систем невзаимодействующих частиц со случайно распределенными осями анизотропии рассматривались во многих работах (см., например, [19]) как для случайной одноосной анизотропии, так и для кубической, с учетом 1-й и 2-й констант анизотропии. Их форма не сводится к ланжевенской. Мы провели модельный расчет кривых перемагничивания в параллельной ориентации для пленки с одинаковыми невзаимодействующими гранулами, обладающими легкоосной анизотропией со случайно ориентированными осями, и проанализировали данные расчета [19] для случаев случайно ориентированной кубической анизотропии. Как оказалось, результаты расчетов в этих моделях не удастся согласовать с малой, почти отсутствующей температурной зависимостью  $(\partial M/\partial H)|_{M \rightarrow 0}$ , наблюдаемой экспериментально в широком интервале температур от  $T < T_B^{\text{mag}}$  до  $T > T_B^{\text{mag}}$ . Кроме того, оказалось, что получаемая в этих моделях расчетная величина относитель-



ной остаточной намагниченности  $M(H=0, T)/M_S$ , возникающая одновременно с коэрцитивным полем  $H_C(T)$  при  $T \leq T_B^{\text{mag}}$ , довольно быстро насыщается с понижением температуры. Эта величина, насыщаясь, выходит на определенное значение, зависящее от типа случайно ориентированной анизотропии. Например, для легкоосной анизотропии это значение равно 0,5, для кубической — 0,865 [19] при учете только первой константы. В то же время для экспериментальной кривой, снятой при 95 К ( $T \approx 0,5T_B^{\text{mag}}$ ), эта величина составляет всего  $0,23 \pm 0,02$  и ее температурная зависимость не демонстрирует насыщения. Заметим, что малая величина остаточной намагниченности, спадая, сохраняется и при  $T > T_B^{\text{mag}}$ , в области, где  $H_C(T) \neq 0$ . Совокупность этих особенностей можно согласовать с экспериментом, если провести свертку расчетных кривых с некоторой функцией колоколообразного распределения локального магнитного поля, действующего на гранулы (конкретно выбиралось распределение, описываемое гауссовой функцией). Такое распределение не может возникать из-за распределения гранул по размерам. Расчетные кривые намагниченности при случайно ориентированной анизотропии для заданного времени измерения нормализуются в безразмерных переменных  $t = kT/K\upsilon^{\text{gr}}$  и  $h = \mu^{\text{gr}}H/K\upsilon^{\text{gr}}$ , где  $K$  — константа анизотропии, поэтому распределение по размерам будет вести лишь к некоторому распределению эффективных безразмерных температур  $t$ . Источником же распределения для локального магнитного поля, действующего на гранулы, может быть межгранульное взаимодействие, в первую очередь, диполь-дипольное. Мы не проводим здесь сопоставления эксперимента с расчетом, поскольку имеющихся данных оказалось недостаточно для однозначного выбора всех характеристик расчета — тип случайной анизотропии или одновременное присутствие нескольких, константы анизотропии, безразмерное «время измерения»  $\tau_{\text{mag}}/\tau_0$  и т.д. Мы подчеркиваем только качественный результат: при любом наборе параметров расчета получить слабозависящую от температуры величину  $(\partial M/\partial H)|_{M \rightarrow 0}$  удавалось, только прибегая к свертке расчетных результатов с функцией разброса локальных полей при подходящем подборе параметра. Таким образом, проявление межгранульного взаимодействия в пленке, способного приводить к эффектам ближнего магнитного порядка у гранул, как минимум качественно, было зафиксировано.

Для перпендикулярной ориентации магнитного поля кривые намагничивания типичны для пленок с легкоплоскостной (ЛП) анизотропией, характеризующихся линейным участком намагничивания в интервале полей  $H = \pm 4\pi M_{S\_eff}$ . Здесь  $4\pi M_{S\_eff}$  учитывает вклад как анизотропии размагничивания для пленки  $4\pi M_S$ , где  $M_S$  — истинная намагниченность насыщения пленки как целого, так и одноосную анизотропию любой иной природы с осью вдоль нормали к пленке.

Отличие от обычных ЛП пленок состоит в том, что здесь появляется гистерезис с зависимостью коэрцитивного поля от температуры такой же, как и для ориентации намагничивания, параллельной пленке, т.е. такой же, как приведена на вставке к рис. 1. В то же время величина  $M_{S\_eff}$  в интервале  $95 \text{ К} < T < 350 \text{ К}$  в пределах точности измерений от температуры не зависит. Такая ситуация естественна для гранулярной пленки со случайно ориентированной анизотропией гранул. Типичный пример записи кривых перемагничивания для перпендикулярной ориентации намагничивания в области температур, где гистерезис присутствует, приведен на рис. 2, кривая 1.

Рассмотрим ожидаемое поведение намагничивания пленки в параллельной и перпендикулярной ориентациях, следуя подходу, подобному использованному в [17,18]. Для гранулярной магнитной пленки в приближении гранул одинакового размера и одинаковой, но случайно ориентированной анизотропии, плотность зеемановской энергии будет аддитивной по гранулам:

$$U_{\text{zeem}} = -\mathbf{M}\mathbf{H} = -\frac{1}{V} \mathbf{H} \sum_i \mu_i^{\text{gr}} = -f m_S^{\text{gr}} H \langle \text{Cos}(\theta_{H \wedge \mu_i}) \rangle = -f \langle m_S^{\text{gr}} \rangle \mathbf{H}, \quad (1)$$

где  $V$  — объем пленки,  $\theta_{H \wedge \mu_i}$  — угол между направлениями приложенного поля и магнитного момента  $i$ -й однодоменной гранулы. Плотность энергии размагничивания, однако, будет не аддитивной, а будет включать усредненную плотность энергии одной гранулы в ее собственном размагничивающем поле, плюс плотность энергии всей пленки в размагничивающем поле, созданном ее средней намагниченностью с вычтенным из нее усредненным вкладом одной гранулы:

$$U_{\text{demag}} = \frac{1}{2} (f \langle (\mathbf{m}_S^{\text{gr}})_i N_i^{\text{gr}} (\mathbf{m}_S^{\text{gr}})_i \rangle + f \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle N f \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle - \langle f \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle N_i^{\text{gr}} f \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle \rangle). \quad (2)$$

Здесь  $N_i^{\text{gr}}$  — эффективный тензор коэффициентов размагничивания  $i$ -й гранулы, учитывающий ее возможную анизотропию любой природы; предполагается, что он одинаков для всех гранул, но его главные оси случайно ориентированы для разных гранул;  $\hat{N}$  — тензор коэффициентов размагничивания для пленки как целого со значениями  $\{0, 0, 4\pi\}$  для компонент  $\{xx, yy, zz\}$  соответственно. В результате учета (1) и (2) легко получить, что эффективное внутреннее магнитное поле  $H_{\text{int}_i}$ , действующее на каждую ( $i$ -ю) гранулу будет включать в себя однородную, не зависящую от  $i$  и неоднородную, зависящую от  $i$  компоненты:

$$H_{\text{int}_i} = (H - f N \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle) - (N_i^{\text{gr}} \langle (\mathbf{m}_S^{\text{gr}})_i \rangle - f \langle \mathbf{m}_S^{\text{gr}} \rangle). \quad (3)$$

При этом однородные поля для случая продольного и поперечного намагничивания будут различаться,  $H_{\parallel}$  и  $(H_{\perp} - 4\pi f \langle m_S^{\text{gr}} \rangle) = (H_{\perp} - 4\pi M_{\text{eff}})$  соответственно, а неоднородные должны определять вид кривых намагничивания в обоих случаях относительно этих полей. Если предположить, что функции распределения для случайно ориентированной анизотропии изотропны и полагать что входящие в (1)–(3) средние, зависящие от поля и температуры, определяются каждый раз однородной частью эффективного поля, то вид кривой перемагничивания в параллельной ориентации должен переходить в вид этой же кривой для перпендикулярной ориентации, если оба графика построить относительно внутреннего поля, действующего в каждой из ориентаций, т.е. при перемасштабировании поля,  $H_{\text{int}\perp} = H_{\text{ext}} - 4\pi M_{\text{eff}}(H_{\text{int}})$ , где  $H_{\text{ext}}$  — внешнее магнитное поле. Полагая, что  $M_{\text{eff}}(H_{\text{int}})$  пропорционально  $M(H_{\parallel})$ , и находя коэффициент пропорциональности, можно реализовать процедуру сопоставления магнитопольевых зависимостей в параллельной и перпендикулярной ориентациях.

Как будет показано ниже, эффективная намагниченность  $4\pi M_{\text{eff}}(H_{\perp} \approx 9 \text{ кЭ})$ , определенная для данной пленки из величины резонансного поля ФМР в перпендикулярно ориентированном поле, составляет величину 6200 Э. Разумно полагать, что  $M_{\text{eff}}$ , определенная из магнитостатических измерений, не может быть меньше  $M_{\text{eff}}$ , определенного из ФМР. Соответственно, оперируя известным из ФМР  $M_{\text{eff}}(H \approx 9 \text{ кЭ})$  и используя экспериментальные данные для  $M(H_{\parallel})$ , можно исключить из магнитостатических измерений для перпендикулярной ориентации влияние размагничивающего фактора формы образца (т.е. пленки), определив магнитное поле, действующее на гранулы в пленке. Результат такой операции представлен на рис. 2 (в качестве  $4\pi M_{\text{eff}}(H_{\text{max}})$ , где  $H_{\text{max}}$  — максимальное поле, в котором проведены измерения  $M(H_{\parallel})$ , была взята величина 6500 Э). Кривая 1 — эксперимент для перпендикулярной ориентации, кривая 2 соответствует пересчету от кривой 1 по описанной выше методике, а кривая 3 — эксперимент для параллельной ориентации. Видно, что петля гистерезиса для перпендикулярной ориентации, а тем более для пересчитанной из нее кривой 2, гораздо более прямоугольна, т.е. жестче. Можно было бы предположить, что мы имеем случай невзаимодействующих однодоменных частиц, легкие оси которых преимущественно ориентированы вдоль нормали к пленке. Однако такое предположение сталкивается с противоречием при объяснении экспериментальных результатов ФМР.

С другой стороны, можно вернуться к проявлению межгранульного взаимодействия, которое было качественно подтверждено при анализе температурной зависимости кривых намагничивания в параллельной

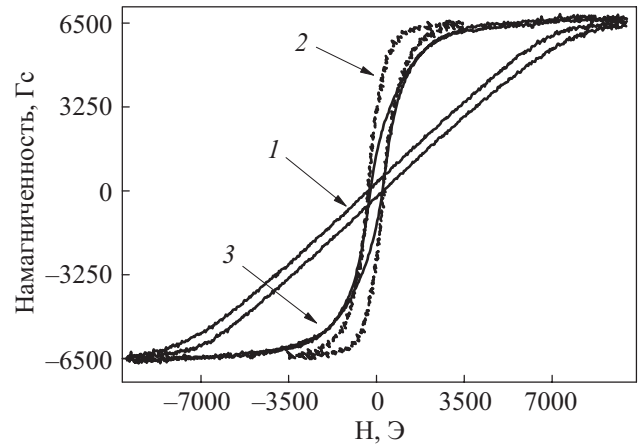


Рис. 2. Кривые намагничивания при  $T = 95 \text{ К}$ : эксперимент в перпендикулярной ориентации (1), та же кривая, из которой вычтен вклад от фактора размагничивания всей пленки (2), кривая намагничивания в параллельной ориентации (3).

ориентации, в том числе и к идее образования кластеров. С их учетом обнаруженное различие между кривыми 2 и 3 рис. 2 можно свести к наличию дипольного поля, возникающего из-за эффектов ближнего порядка (например, создаваемого такими кластерами) только в плоскости пленки, и не возникающего в нормальном ей направлении. Иными словами, дополнительно к модели невзаимодействующих гранул со случайно ориентированной (в телесном угле  $4\pi$ ) анизотропией, которая объясняет эффект блокировки, появление гистерезиса и коэрцитивного поля и его температурную зависимость как для параллельной, так и для перпендикулярной ориентаций намагничивания, мы намерены ввести в рассмотрение межгранульное взаимодействие, которое будет создавать дополнительное случайное поле взаимодействия. Учет такого взаимодействия в гранулярных структурах достаточно сложен. В некоторых случаях он проводился численными методами [15]. Воспользуемся наиболее упрощенной моделью, учитывающей случайный характер такого взаимодействия. Предположим, как это уже использовалось при анализе температурной зависимости намагничивания в параллельной ориентации, что такое поле будет выступать в роли случайной по величине и амплитуде добавки к внешнему полю, но только при параллельном намагничивании. Для намагничивания перпендикулярно плоскости такое поле будет лишь немного корректировать фактор размагничивания для отдельных кластеров в малых полях, и в первом приближении его влиянием можно пренебречь. Таким образом, для согласования кривых 2 и 3 мы можем выполнить операцию свертки кривой 2 с функцией распределения случайного локального поля в плоскости (взята гауссова функция с полушириной  $\Delta H$ , зависящей от внешнего поля (намагниченности)):

$$M_{\text{convol}}(H_{\text{ext}}) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta H(H_{\text{ext}})^2}} \times \int_{-\infty}^{\infty} M_b(h) \exp\left[-\left(\frac{h-H_{\text{ext}}}{\Delta H(H_{\text{ext}})}\right)^2\right] dh; \quad (4)$$

$$\Delta H(H_{\text{ext}}) = K_c \frac{1}{\sqrt{\pi W^2}} \exp\left[-\left(\frac{H_0 - H_{\text{ext}}}{W}\right)^2\right]. \quad (5)$$

Здесь  $M_b$  и  $M_{\text{convol}}$  — кривые намагничивания 2 и получаемая в результате свертки соответственно,  $\Delta H(H_{\text{ext}})$  — функция, которая задает среднюю величину локального поля в заданном внешнем поле  $H_{\text{ext}}$ ,  $K_c$ ,  $W$  и  $H_0$  — параметры, определяющие диапазон существования и величину такого локального поля. Конечно, это преобразование является упрощенным и не учитывает векторную природу дипольного поля, однако при оптимально подобранных параметрах позволяет согласовать кривые  $M_{\text{convol}}$  и 3. В частности, кривые практически совмещаются (поэтому на рис 2 кривая  $M_{\text{convol}}$  отдельно не проведена) при  $K_c = 6,5 \cdot 10^6$ ,  $W = 2300$  Э,  $H_0 = -1500$  Э при намагничивании из отрицательного поля в положительное и  $H_0 = 1500$  Э при намагничивании из положительного поля в отрицательное. Может возникнуть вопрос, почему параметр  $H_0$ , имеющий гистерезис, столь велик? И почему его величина гораздо больше, чем коэрцитивное поле при магнитостатических измерениях? Действительно, значение  $|H_0| = 1500$  Э соответствует тому магнитному полю для кривой 1, в котором происходит смычка кривых намагничивания при прямом и обратном ходе. Во-первых, выполнение аналогичной процедуры при более высоких температурах, когда гистерезис уменьшается и исчезает, показывает, что нужное для подгонки значение параметра  $|H_0|$  тоже уменьшается и исчезает. Таким образом, этот параметр связан с гистерезисом. Во-вторых, проведенное описание является феноменологическим и не учитывает в полной мере характер дипольного взаимодействия на локальном уровне, а главное, применяется нами к кривым, получаемым от суммирования вклада в намагниченность гранул с различно ориентированными осями анизотропии. Расчеты, которые уже упоминались, дают асимметричные кривые намагниченности при наличии гистерезиса (см. также кривые, приведенные в [19]). Особенно видна асимметрия в области смычки кривых при противоположных направлениях намагничивания. Экспериментальные кривые 3 для разных направлений намагничивания тоже асимметричны, а кривая 1 нет. И в упрощенном методе свертки не заложено учета механизма этой асимметрии. Поэтому не будем детально анализировать найденные подгоночные параметры. Зафиксируем, что подобная процедура позволяет согласовать

кривые намагничивания в двух ориентациях и выявить эффекты межгранульного взаимодействия. Отметим также главный качественный результат: нам понадобилось ввести случайное локальное поле, связанное с межгранульным взаимодействием, лишь для намагничивания в плоскости пленки. То есть появление этого случайного поля можно интерпретировать как свидетельство наличия ближнего порядка межгранульного упорядочения в плоскости пленки при отсутствии порядка дальнего. При дальнем порядке намагниченность в плоскости однородна и размагничивающее поле в плоскости равно нулю. При нарушении дальнего порядка в областях с характерным размером порядка или меньше толщины пленки внутреннее поле при намагничивании в плоскости станет неоднородным.

### 3.2. Ферромагнитный резонанс

Измерения, выполненные в интервале температур 90–470 К, показывают очень слабую температурную зависимость положения линии ФМР и ее ширины при различных фиксированных направлениях приложенного поля относительно нормали к пленке от температуры. Это позволяет сделать вывод, что с точки зрения ФМР гранулярная система при всех этих температурах находится в заблокированном состоянии. Такое качественное различие с результатами магнитостатических измерений представляется естественным. Действительно, в качестве «времени измерения» в ФМР должно выступать время затухания поперечной намагниченности. Из полученных спектров можно оценить, что это время составляет не более  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с. Таким образом, температура блокировки по отношению к процессам ФМР должна быть существенно выше, чем для процессов измерения намагниченности.

В первую очередь была снята угловая зависимость ФМР в параллельной конфигурации эксперимента. Как показал эксперимент, при вращении магнитного поля в плоскости пленки угловой зависимости положения линии ФМР обнаружить не удалось. На рис. 3 представлено семейство спектров ФМР при  $T = 300$  К в перпендикулярной конфигурации эксперимента.

На рисунке видно, что как резонансное поле, так и ширина линии ФМР имеют сильную угловую зависимость. При ориентации «поле перпендикулярно плоскости» максимум линии поглощения ФМР при частоте клистрона 9,383 ГГц наблюдается в поле 9187 Э, а при ориентации «поле параллельно плоскости» — в поле 802 Э. На рис. 4 представлена угловая зависимость резонансного поля и ширины линии ФМР для перпендикулярной конфигурации эксперимента. Как видно на рисунке, поведение ширины линии в зависимости от  $\theta$  (угол между полем и нормалью к пленке) имеет специфический характер. В диапазоне углов  $15^\circ < \theta < 90^\circ$  ши-

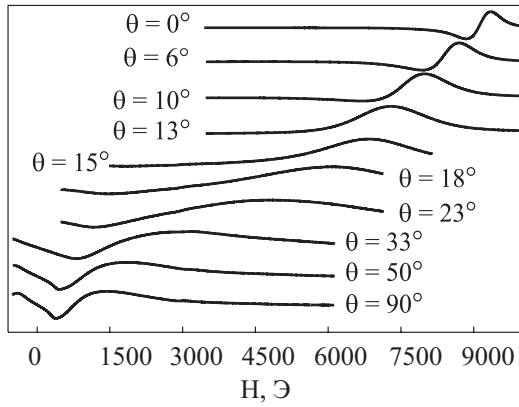


Рис. 3. Семейство спектров ФМР (производная линии поглощения) для перпендикулярной конфигурации эксперимента при  $T = 300 \text{ K}$  ( $\theta$  — угол между магнитным полем и нормалью к пленке).

рина линии возрастает с уменьшением  $\theta$  и достигает максимума при  $\theta = 15^\circ$ , а затем резко спадает.

Интересно отметить зависимость формы и/или положения линии ФМР для поля, лежащего в плоскости пленки, от направления переменного СВЧ магнитного поля  $\mathbf{h}_\omega$ , возбуждающего ФМР. Спектрометр устроен так, что в параллельной конфигурации эксперимента, когда статическое магнитное поле все время лежит в плоскости, СВЧ поле  $\mathbf{h}_\omega$  ориентировано вдоль нормали к пленке  $\mathbf{n}$ . А когда в перпендикулярной конфигурации образец ориентируется так, что статическое поле попадает в плоскость пленки, поле СВЧ лежит также в плоскости, перпендикулярно  $\mathbf{n}$  и статическому полю  $\mathbf{H}$ . Спектры ФМР, зарегистрированные в этих двух режимах, при статическом поле, лежащем в одинаковом направлении, отличаются. На рис. 3 видно, что для  $\theta = 90^\circ$  линия ФМР прижата к малым полям, асимметрична и широка. Так, в обоих случаях она оставалась качественно такой же, но степень ее асимметричности несколько менялась, и максимум поглощения несколько смещался от  $1100 \text{ Oe}$

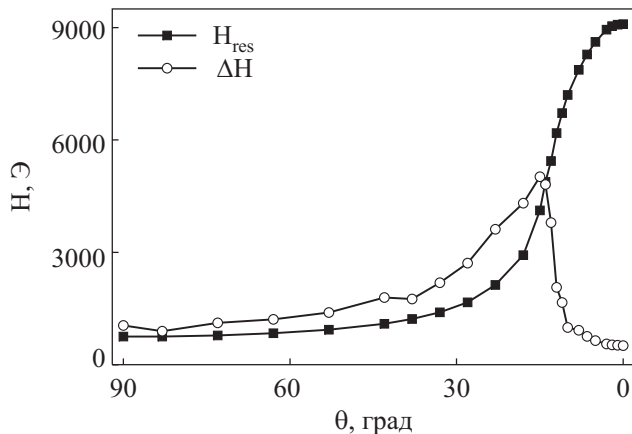


Рис. 4. Угловая зависимость резонансного поля (■) и ширины линии ФМР (○) для перпендикулярной конфигурации эксперимента ( $\theta$  — угол между магнитным полем и нормалью к пленке).

для  $\mathbf{h}_\omega \perp \mathbf{n}$  до  $802 \text{ Oe}$  для  $\mathbf{h}_\omega \parallel \mathbf{n}$ . Такое поведение линии ФМР типично для спектров порошков, поликристаллов, представляющих собой сумму спектров отдельных составляющих образца, а не единый резонанс для возбуждения колебаний суммарной намагниченности образца [9].

Имея факт независимости спектра ФМР от угла  $\phi_H$  для направления магнитного поля в плоскости и значения резонансных полей для двух крайних ориентаций поля по отношению к нормали к пленке  $\theta_H = 0$  (перпендикулярная ориентация) и  $\theta_H = 90^\circ$  (параллельная ориентация), можно попытаться определить эффективную намагниченность  $M_{\text{eff}}$  для данной пленки, воспользовавшись формулами Киттеля [9] для случая легкоплоскостной анизотропии:

$$\text{для } \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \quad \frac{\omega}{\gamma} = H_{\text{rez}} - 4\pi M_{\text{eff}}; \quad (6)$$

$$\text{для } \mathbf{H} \perp \mathbf{n} \quad \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\text{rez}}(H_{\text{rez}} + 4\pi M_{\text{eff}}). \quad (7)$$

Здесь  $\omega$  — частота ферромагнитного резонанса (в нашем случае  $\omega$  фиксирована и равна частоте клистрона спектрометра, а искомым параметром является резонансное магнитное поле  $H_{\text{rez}}$ ), а  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, равное  $g\mu_B/\hbar$ . Значение  $g$ -фактора для  $\text{Co}$  по данным [16] равно  $2,2$ , хотя ряд авторов приводит и несколько отличающиеся значения.

Экспериментальные значения  $H_{\text{rez}} = 9187 \text{ Oe}$  и  $H_{\text{rez}} = 802 \text{ Oe}$  не удается согласовать с (6) и (7) соответственно при одних и тех же значениях  $\omega = 2\pi \cdot 9,383 \cdot 10^9 \text{ рад}\cdot\text{с}^{-1}$  и, главное,  $4\pi M_{\text{eff}}$ . Причем из уравнения (7) мы получаем большее значение  $4\pi M_{\text{eff}}$ , чем из (6), таким образом, различие нельзя объяснить разной степенью насыщения намагниченности пленки в разных резонансных полях.

Можно предположить, что наблюдаемые в двух крайних ориентациях резонансные поля связаны не с легкоплоскостным случаем, а с легкоосевым, если предположить, что гранулы имеют эллипсоидальную форму и их легкие оси расположены равновероятно в плоскости пленки. Тогда резонанс для поля в плоскости можно попытаться связать с той группой гранул, легкие оси которых соосны с магнитным полем, а резонанс для перпендикулярной ориентации поля — с группой гранул, намагничиваемых вдоль трудной оси. Формулы Киттеля для легкоосевой анизотропии имеют вид:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\text{rez}}(H_{\text{rez}} - 4\pi M_{\text{eff}}) \quad (8)$$

для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  и перпендикулярно легким осям и

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\text{rez}} + 4\pi M_{\text{eff}} \quad (9)$$



для магнитного поля, параллельного легкой оси.

Эти выражения также нельзя одновременно согласовать с экспериментальными данными при одном и том же значении  $4\pi M_{\text{eff}}$ . Таким образом, ни легкоплоскостной, ни случай с легкими осями, равновероятно расположенными в плоскости пленки, не могут согласовать положения резонансных полей в параллельной и перпендикулярной ориентации. В то же время анализ частотно-полевых зависимостей для формул (6) и (8), отвечающих в этих наборах формул резонансу в высоком поле, показывает, что в случае легкоплоскостной анизотропии изменение резонансного поля для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  при изменении частоты клистрона будет иметь линейный характер, а в случае легкоосевой — корневой. Были проведены измерения на частотах 9,5816 и 9,0399 ГГц. Значения резонансных полей в перпендикулярной ориентации получились 9264,7 и 9069,4 Э соответственно, что согласуется с формулой (6) и не согласуется с (8).

Таким образом, можно утверждать, что для перпендикулярной ориентации поля ФМР — есть коллективный резонанс от гранулярной пленки как целого, соответствующий легкоплоскостной анизотропии, связанной формой образца. То есть взаимодействие гранул через возбуждаемую в них переменную намагниченность при этом резонансе сильнее, чем различие частот резонансов отдельных гранул, обусловленное случайно ориентированной анизотропией. Однако, как отмечалось выше, принятие во внимание легкоплоскостной анизотропии не объясняет положение линии ФМР для параллельной ориентации и необычную угловую зависимость ширины линии ФМР. Эти характеристики могут быть объяснены следующим образом. Если предположить, что в исследуемой пленке каждая гранула имеет легкоосевую анизотропию, причем легкие оси всех гранул распределены равновероятно и лежат в плоскости пленки, то в случае параллельной ориентации может иметь место независимый ФМР отдельных гранул, а наблюдаемая линия будет аддитивной суммой поглощений отдельными гранулами. При этом ширина линии ФМР будет зависеть от величины осевой анизотропии гранул, а форма линии будет определяться плотностью распределения числа гранул, резонирующих в разных полях. По мере того как магнитное поле будет выходить из плоскости, ширина линии ФМР будет возрастать в интервале углов  $\theta_H$ , в которых разброс резонансных частот отдельных гранул будет увеличиваться. Когда направление магнитного поля будет приближаться к направлению нормали к пленке, резонансные условия для всех гранул будут сближаться, а для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  станут одинаковыми. Это произойдет потому, что независимо от ориентации легких осей в плоскости магнитное поле будет направлено перпендикулярно к каждой из них. Это приведет к тому, что от

независимого ФМР отдельных гранул мы перейдем к коллективному ФМР от образца в целом. При этом переходе линия ФМР будет резко сужаться, и при перпендикулярной ориентации резонансные условия будут такие, как для случая легкоплоскостной анизотропии (уравнение (6)).

Отметим, что это предположение оперирует уже не со случайно направленной анизотропией отдельных гранул, которая есть и отвечает за одинаковое коэрцитивное поле для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  в магнитостатических измерениях. Надо полагать, что эта случайная анизотропия отдельных гранул невелика и дает различия в частотах ФМР отдельных гранул, не превышающее их магнитного взаимодействия, т.е. дает вклад лишь в ширину линии в условиях диполь-дипольного сужения коллективизированного ФМР [9]. В то время как случайная анизотропия, проявляющаяся в необычности наблюдаемого ФМР в параллельной конфигурации и в перпендикулярной конфигурации для  $15^\circ < \theta_H < 90^\circ$ , требуется иного типа, с направлениями, распределенными только в плоскости. Это больше похоже на то случайное поле, действующее только в плоскости, которое мы были вынуждены ввести при рассмотрении деталей магнитостатических свойств пленки.

Проверка этой модели требует рассчитать форму линии для суммы независимых резонансов на основе функции распределения осей анизотропии по направлениям и резонансных полей, соответствующих каждому из направлений. Для этого мы использовали плотность полной энергии магнитной системы  $U_{\text{tot}}$ , которая включала плотность зеемановской энергии  $U_{\text{zeem}}$ , энергии размагничивания  $U_{\text{demag}}$ , и энергию эффективной внутрисекторной анизотропии  $U_{fi}$ :

$$U_{\text{tot}} = U_{\text{demag}} + U_{fi} + U_{\text{zeem}}; \quad (10)$$

$$U_{\text{demag}} = \frac{4\pi M^2 \text{Cos}^2(\theta)}{2}, \quad (11)$$

$$U_{fi} = H_{fi} M \text{Sin}^2(\theta) \text{Cos}(2\varphi), \quad (12)$$

$$U_{\text{zeem}} = -MH[\text{Cos}(\theta) \text{Cos}(\theta_H) + \text{Sin}(\theta) \text{Sin}(\theta_H) \text{Cos}(\varphi - \varphi_H)], \quad (13)$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  — углы, определяющие направление магнитного момента в сферической системе координат, а  $\theta_H$  и  $\varphi_H$  — углы, определяющие направление магнитного поля. Из условия

$$\frac{dU_{\text{tot}}}{d\theta} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{dU_{\text{tot}}}{d\varphi} = 0$$

находим выражения для равновесного положения магнитного момента в зависимости от направления магнитного поля ( $\theta_H$  и  $\varphi_H$ ). Полученные выражения для

равновесных углов подставляем в формулу Смита-Сула [9]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M \sin^2(\theta)} \left[ \frac{\partial^2 U_{\text{tot}}}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 U_{\text{tot}}}{\partial \varphi^2} - \left( \frac{\partial^2 U_{\text{tot}}}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

В зависимости от учета тех или иных членов  $U_{\text{tot}}$  уравнение (14) для главных направлений намагничивания будет переходить в формулы Киттеля (6)–(9) либо в их модификации. Например, чтобы получить формулы Киттеля для легкой плоскости (формулы (6) и (7)), нужно положить в уравнениях (10)–(13)  $U_{fi} = 0$ ,  $\theta_H = 0$  (для формулы (6)) и  $\theta_H = \pi/2$  (для формулы (7)). На основе уравнений (10)–(14) мы находим решения для различных  $\theta_H$  и  $\varphi_H$ , а затем вычисляем ожидаемую форму линии, суммируя нормированные лоренцовы кривые с определенной (подгоночный параметр) полушириной и с учетом функции распределения направления оси анизотропии в плоскости (практически функция распределения переносится на  $\varphi_H$ ).

Однако для параллельной ориентации наличие равновероятно распределенных в плоскости легкоосевых гранул при выполнении описанной выше процедуры приводит к тому, что, согласно расчету, кроме низкополювого резонансного пика, соответствующего резонансам тех гранул, легкие оси которых направлены вдоль поля, должен наблюдаться еще и несколько более слабый высокополювой пик, соответствующий резонансам тех гранул, легкие оси которых направлены перпендикулярно магнитному полю. Подобная ситуация реализуется в поликристаллических образцах [9,10]. В то же время никакого высокополювого пика в эксперименте не наблюдается.

Поэтому для объяснения экспериментальных результатов для ФМР в продольной ориентации поля необходимо модифицировать модель. Предусмотрев в ней, в частности, трансформацию плотности распределения гранул по их резонансным частотам ФМР с магнитным полем так, чтобы сгладить или ликвидировать высокополювой пик. Оказывается это удобно сделать с позиции существования в низких полях областей ближнего магнитного порядка или кластерной магнитной структуры образца. Заметим, что понятия «области ближнего порядка» и «кластера» отличаются. В первом случае пространственная корреляционная функция гладкая и одинаковая в любой точке образца. Кластеры же должны быть дискретными включениями с более-менее четкими границами. Но обсуждаемые данные ФМР не дают возможности различить эти два объекта. Поэтому в дальнейшем (по крайней мере в разделе, посвященном ФМР) будем употреблять эти термины, не отдавая предпочтения одному из них и не делая между ними различия. Нали-

чие протяженных областей ближнего порядка в отсутствие порядка дальнего (либо кластеров) с точки зрения ФМР будет означать, что вместо пленки как целого мы имеем области (кластеры), внутри которых магнитные моменты гранул выстроены приблизительно параллельно, причем направление магнитных моментов будет определяться конкретной геометрией этого кластера [11]. Намагниченность каждого кластера совершает колебания как единое целое. Магнитные же моменты различных кластеров в общем случае не будут двигаться синфазно. Геометрические размеры таких кластеров задаются соотношением  $D \ll T < L$ , где  $D$  — толщина пленки,  $L$  — длина и  $T$  — ширина кластера в плоскости пленки. С учетом заданного соотношения размеров, размагничивающие факторы вдоль этих направлений соответственно равны:  $N_L \sim 0$  (так как  $L > T$ ),  $N_T \sim 4\pi D/T$ ,  $N_D \sim 4\pi$ . То есть размагничивающий фактор вдоль  $D$  в этом случае практически такой же, как у пленки в целом, и мы можем рассматривать такой случай, как случай легкоплоскостной анизотропии с небольшой анизотропией в плоскости. Запись плотности полной магнитной энергии системы (уравнение (10)) удовлетворяет такому подходу, при этом параметр  $H_{fi}$  будет задавать величину анизотропии в плоскости (кстати, не обязательно одинаковую для всех областей ближнего порядка (кластеров)).

Процесс намагничивания в такой системе можно описать следующим образом. В отсутствие внешнего магнитного поля пленка имеет гранульно-стекольное упорядочение с ближним порядком (состоит из кластеров), направления магнитных моментов которых распределены равновероятно в плоскости, причем не исключено, что соседние кластеры ориентированы антипараллельно, как показано в работе [11]. Увеличение магнитного поля  $H$  будет приводить к росту кластеров, в которых магнитный момент преимущественно направлен вдоль поля, и к уменьшению кластеров с магнитным моментом, перпендикулярным полю. Процесс аналогичен перемагничиванию за счет движения доменных стенок. После достижения полем некоторой величины  $H$  пленка становится однородно намагниченной. Такой процесс намагничивания не будет описываться функцией Ланжевена и согласуется с рассмотренным нами в разд. 3.1.

Рассмотрим условие ФМР для двух кластеров: один, в котором легкая ось внутриплоскостной анизотропии направлена вдоль внешнего поля  $H$ , и второй, в котором она направлена перпендикулярно. Для  $H$ , направленного в плоскости вдоль оси легкого намагничивания кластера ( $\theta_H = \pi/2$ ,  $\varphi_H = \pi/2$ ), решение (14) даст следующее соотношение:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_{\text{rez}} + 4H_{fi})(H_{\text{rez}} + 2H_{fi} + 4\pi M_{\text{eff}}). \quad (15)$$

А для  $H$ , направленного в плоскости вдоль оси трудного намагничивания кластера ( $\theta_H = \pi/2, \varphi_H = 0$ ),

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_{\text{rez}} - 4H_{fi})(H_{\text{rez}} - 2H_{fi} + 4\pi M_{\text{eff}}). \quad (16)$$

Уравнение (15) определяет резонансное поле для низкополевого пика, а уравнение (16) – для высокополевого, резонансные поля для промежуточных направлений осей легкого намагничивания (ОЛН) кластеров (областей ближнего порядка) будут лежать между ними. Увеличение магнитного поля будет приводить к росту кластеров, в которых магнитный момент преимущественно направлен вдоль поля, и к уменьшению кластеров с магнитным моментом, перпендикулярным полю. Поэтому возможна ситуация, когда в магнитном поле, соответствующем резонансам от кластеров с ОЛН, перпендикулярными внешнему полю  $H$  (уравнение (16)), таких кластеров уже не будет существовать или их будет достаточно мало. Исходя из этих соображений можно оценить величину  $H_{fi}$  из сопоставления уравнения (15) с экспериментальным значением поля максимума поглощения для  $\mathbf{H} \perp \mathbf{ln}$ . В нашем случае получается необходимо иметь  $H_{fi} = 120$  Э. Тогда высокополевым пик должен был бы наблюдаться в поле  $H = 1700$  Э. На рис. 5 представлен результат моделирования формы линии ФМР согласно описываемой процедуре. Кривая 1 соответствует проинтегрированной экспериментальной, кривая 2 — моделированию резонансов от кластеров со случайно распределенными легкими осями в плоскости пленки. Кривая 3 представляет собой интеграл по углу от поглощения отдельных кластеров:

$$I(H) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} f_{cl}(\varphi_H, H, H_{fi}, M_{\text{eff}}) d\varphi_H, \quad (17)$$

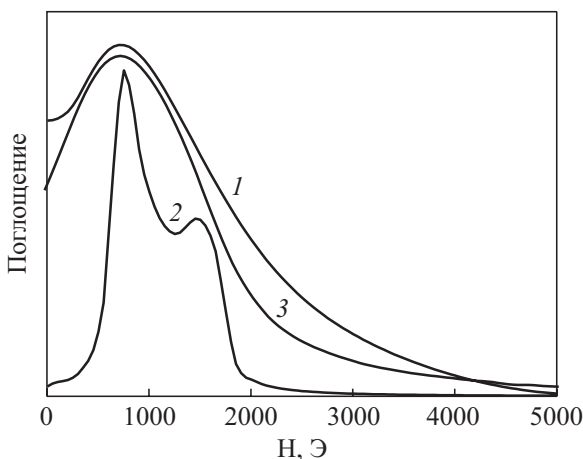


Рис. 5. Интегрированная экспериментальная кривая ФМР в параллельной ориентации (1), расчетная кривая ФМР для случайного распределения кластеров в плоскости пленки (2), теоретическая кривая ФМР с учетом эволюции кластеров в магнитном поле (3).

$$f_{cl}(\varphi_H, H, H_{fi}, M_{\text{eff}}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta H_L}{(H - H_0(\varphi_H, H_{fi}, M_{\text{eff}}))^2 + (\Delta H_L)^2}, \quad (18)$$

где  $H_0(\varphi_H, H_{fi}, M_{\text{eff}})$  — резонансное поле для кластера с параметрами  $H_{fi}$  и  $M_{\text{eff}}$ , намагничиваемого под углом  $\varphi_H$  к оси трудного намагничивания, которое определяется из (4), а  $\Delta H_L$  — ширина линии ФМР отдельного кластера. Как видно из результатов моделирования, интенсивность высокополевого пика на кривой 2 достаточно велика. Однако если принять во внимание тот факт, что магнитное поле может существенно влиять на его амплитуду, нужно под интеграл в уравнении (17) ввести дополнительную функцию, изменяющую распределение легких осей кластеров от равновероятного в слабом магнитном поле к преобладающему вдоль сильного магнитного поля:

$$I(H) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\varphi_H, H) f_{cl}(\varphi_H, H, H_{fi}, M_{\text{eff}}) d\varphi_H, \quad (19)$$

$$P(\varphi_H, H) = \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta\varphi(H) \text{Erf} \left[ \frac{\pi}{2\Delta\varphi(H)} \right]} \text{Exp} \left[ - \left( \frac{\varphi_H - \frac{\pi}{2}}{\Delta\varphi(H)} \right)^2 \right], \quad (20)$$

$$\Delta\varphi(H) = K_{\varphi} \left( 1 - \left| \frac{M(H)}{M_S} \right| \right), \quad (21)$$

здесь  $\text{Erf} [\pi / 2\Delta\varphi(H)]$  — нормировочная функция, учитывающая интегрирование гауссиана  $P(\varphi_H, H)$  на конечном интервале, а  $\Delta\varphi(H)$  — функция, которая определяет ширину гауссового распределения легких осей и зависит от намагниченности, обеспечивая плоскую зависимость в малых полях, что эквивалентно равномерному распределению, и резко выраженную зависимость в больших полях. Результат учета функции распределения показан на рис. 5 (кривая 3). Для моделирования использованы следующие параметры:  $H_{fi} = 185$  Э,  $4\pi M_{\text{eff}} = 6143$  Э,  $K_{\varphi} = 6$ . Как видно, полученная кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальной, хотя имеет более резкий спад в высоких полях. Это можно объяснить несколькими факторами. Во-первых, учет модификации распределения легких осей в процессе намагничивания может иметь более сложную зависимость, чем предложенная. Во-вторых, возможно, нужно еще учесть некоторый разброс по величине параметра анизотропии  $H_{fi}$ . Несмотря на некоторые (незначительные, с нашей точки зрения) различия кривых 1 и 3 рис. 5, предложенный подход объясняет отсутствие высокополевого

пика на экспериментальной кривой. Что же касается угловой зависимости ширины линии, то предложенное выше объяснение в рамках гранул с одноосной анизотропией полностью распространяется и на случай структуры с ближним порядком (или кластерной) с внутрислойной анизотропией.

Заметим, что полученное значение  $4\pi M_{\text{eff}} = 6143 \text{ Э}$  следует сопоставить с ожидаемым из соотношения  $M = fm_S^{\text{gr}}$ . При использовании  $f = 0,285$  получаем  $4\pi m_S^{\text{gr}} \approx 21500 \text{ Э}$ . Это несколько превышает известное из литературы значение намагниченности насыщения кубического  $\text{Co}$  ( $4\pi M_S^{\text{Co}} \approx 17600 \text{ Э}$ ). Хотя в пределах точности проведенных оценок и точности определения состава пленки (оценим эти обе причины как приводящие к погрешности  $\pm 15\text{--}20\%$ ) можно говорить и о приемлемом согласии с ним.

Таким образом, поведение ширины линии и резонансного поля в зависимости от угла между полем и нормалью к пленке могут быть объяснены как переход от спектра ФМР в режиме независимых резонансов отдельных кластеров к коллективному резонансу образца как целого. Данные ФМР показали, что в системе присутствует случайно распределенная анизотропия (случайно ориентированная в плоскости неоднородная составляющая поля размагничивания), связанная с ближним порядком (кластерной структурой) для намагниченности соседних гранул.

### 3.3. Магнитосопротивление

Температурная зависимость сопротивления исследуемого образца имела слабую тенденцию роста сопротивления с понижением температуры. При  $T = 300 \text{ К}$   $R = 5 \text{ кОм}$ , а при  $T = 77 \text{ К}$   $R = 16,8 \text{ кОм}$ . Это свидетельствует о том, что образец по концентрации гранул находится несколько ниже порога перколяции для электропроводности.

При измерении МС для параллельной ориентации образца при комнатной температуре было сразу же обнаружено (см. рис. 6, кривая для  $\theta = 90^\circ$ ) МС, положительное в малых полях (до  $\approx 500 \text{ Э}$ ), переходящее в отрицательное с дальнейшим увеличением поля, такое же, как на подобном образце наблюдалось в работе [5]. Первой задачей была проверка того, что наблюдаемый эффект не является какой-либо разновидностью анизотропного МС. Как отмечалось выше, величина и форма ИПМС не должны, а для анизотропного МС должны изменяться в зависимости от геометрии измерительного тока и внешнего магнитного поля. Было снято семейство кривых МС в параллельной конфигурации для различных углов между направлениями магнитного поля и измерительного тока. Оказалось, что в данной конфигурации измерений ни величина МС, ни форма кривых зависимости сопротивления от магнитного поля не зависят, в пределах точности эксперимента, от угла между направлениями тока и маг-

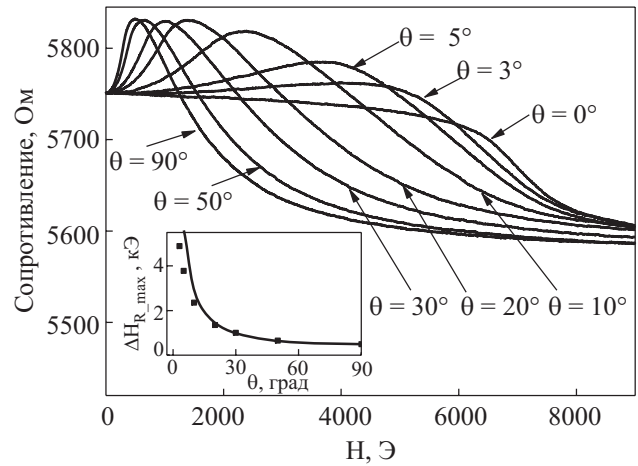


Рис. 6. Угловая зависимость кривых магнитосопротивления при  $T=300 \text{ К}$ . На вставке  $\Delta H_{R\_max}(\theta)$ . точки — экспериментальные данные; сплошная кривая —  $\Delta H_{R\_max}(90^\circ)/\sin\theta$ ;  $\Delta H_{R\_max}(90^\circ) = 495 \text{ Э}$ .

нитного поля. В то же время угловая зависимость кривых МС для перпендикулярной конфигурации измерений имеет интересную особенность. На рис. 6 представлена угловая зависимость кривых МС, снятых в перпендикулярной конфигурации эксперимента при  $T = 300 \text{ К}$ . Как видно, по мере приближения магнитного поля к нормали ( $\theta = 0^\circ$ ) провал ИПМС уширяется и уменьшается по величине, а при точной ориентации  $\theta = (0 \pm 0,5)^\circ$  полностью исчезает. Взамен остается только кривая отрицательного МС, которая имеет довольно необычный ход со слабым, почти линейным наклоном в относительно малых полях, а затем довольно резким спадом вблизи поля  $7 \text{ кЭ}$ . При этом, как видно на вставке к рис. 6, зависимость от угла  $\theta$  величины поля  $\Delta H_{R\_max}$ , в котором сопротивление имеет максимальное значение, весьма близка к  $\Delta H_{R\_max}(\theta) = \Delta H_{R\_max}(90^\circ)/\sin\theta$ . Некоторые отклонения от этой зависимости, возможно (они укладываются в указанные выше пределы точности установки угла  $\theta$ ), имеют место только при  $0 < \theta < 5^\circ$ . Иными словами, ИПМС реализуется только в случае наличия составляющей магнитного поля в плоскости. При этом величина  $\Delta H_{R\_max}(\theta)$  соответствует практически одному и тому же значению проекции приложенного поля на плоскость пленки. А для поля, перпендикулярного к пленке, МС отрицательно, но с необычной зависимостью от магнитного поля.

Температурные измерения ИПМС для параллельной ориентации показали, что при понижении температуры происходят одновременно два эффекта. Во-первых, величина ИПМС (глубина уменьшения сопротивления в  $H=0$  относительно его значения в максимуме, в поле  $\Delta H_{R\_max}$ ) падает. А во-вторых, по мере понижения температуры возрастает гистерезис магнитосопротивления (рис. 7,а), который при комнатной температуре практически отсутствовал. На рис. 7,б показаны температурные



зависимости величин ГМС, ИПМС и коэрцитивного поля (магнитоэлектрические измерения) в интервале температур 100–290 К. Чтобы разделить эффекты ГМС и ИПМС, в качестве меры ГМС взята разность сопротивлений в полях, превышающих  $\Delta H_{R_{\max}}(90^\circ)$ , нормированная на сопротивление в большем поле:  $(R(500 \text{ Э}) - R(6000 \text{ Э})) / R(6000 \text{ Э})$ . Как можно заметить, величина ГМС слабо зависит от температуры. Избранная нами величина линейно возрастает от 4% при  $T = 290 \text{ К}$  до 6% при  $T = 100 \text{ К}$ . Величина же ИПМС, измеряемая в режиме последовательных вводов и выводов магнитного поля, при понижении температуры падает и при  $T < 190 \text{ К}$  исчезает. Как видно, температура исчезновения ИПМС близка к температуре, к которой экстраполируется низкотемпературный, близкий к линейному, участок температурной зависимости коэрцитивного поля. Именно это значение температуры разумно считать температурой блокировки  $T_B$  тепловых переориентаций магнитных моментов суперпарамагнитных гранул при времени наблюдения за системой, характерном для магнитоэлектрических измере-

ний. Измерения и данные работы [5] показывают, что ИПМС, незначительно уменьшаясь с ростом температуры, существует и при более высоких температурах, например при 410 К, при которых по данным магнитоэлектрических измерений никаких остатков коэрцитивного поля уже не наблюдается, т.е. в надежно суперпарамагнитной (с точки зрения магнитоэлектрических измерений) области.

В то же время, если при  $T < T_B \approx 190\text{--}200 \text{ К}$ , даже при 77 К, провести регистрацию МС образца, предварительно размагниченного при температуре выше  $T_B$ , например при комнатной (процедура ZFC), то эффект ИПМС отчетливо наблюдается (см. рис. 8) на первом вводе магнитного поля. Но при последующих выводах и вводах поля он уже не наблюдается без предварительного размагничивания при  $T > T_B$ .

Перечисленные выше результаты можно объяснить следующим образом. Предположим, что, несмотря на равномерное распределение направлений магнитных моментов гранул, обеспечивающее отсутствие средней намагниченности у образца как целого при  $H = 0$ , в образце существует квазиферромагнитный ближний порядок для взаимной ориентации магнитных моментов соседних гранул (наподобие спин-стекольных систем). Предположим также, что время корреляции для взаимной направленности магнитных моментов соседних гранул достаточно велико в сравнении с временем туннелирования электронов от одной гранулы к другой при протекании измерительного тока даже в том случае, когда с точки зрения магнитоэлектрических измерений система гранул находится в суперпарамагнитном состоянии. Тогда ток при протекании по образцу может выбирать для себя «линию наименьшего сопротивления», а не линию «кратчайшего пути». И эта «линия наименьшего сопротивления» будет отвечать протеканию тока по такой траектории, на которой соседние гранулы «упорядочены» в смысле ближнего порядка, в то время как отсут-

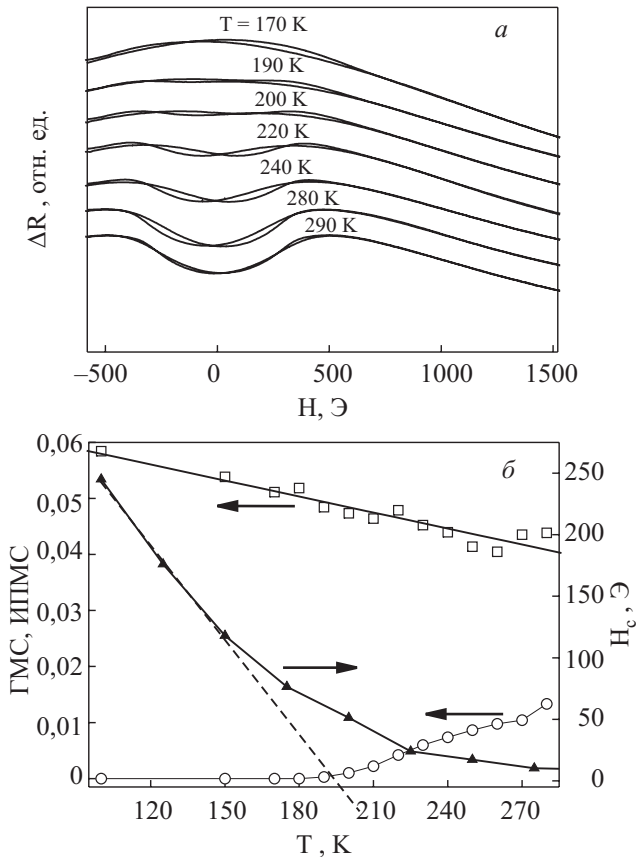


Рис. 7. Температурные зависимости кривых магнитосопротивления, записанных в реверсном режиме в параллельной ориентации при различных температурах (а). Температурная зависимость величины ГМС ( $\square$ ), ИПМС ( $\circ$ ) и коэрцитивного поля  $H_C$  ( $\blacktriangle$ ) (б). Величина ГМС определена как  $GMR = (R(500 \text{ Э}) - R(6000 \text{ Э})) / R(6000 \text{ Э})$ , а величина ИПМС — как  $IPMR = (R(500 \text{ Э}) - R(0)) / R(6000 \text{ Э})$ . Пунктиром показана асимптота к низкотемпературному участку  $H_C(T)$ .

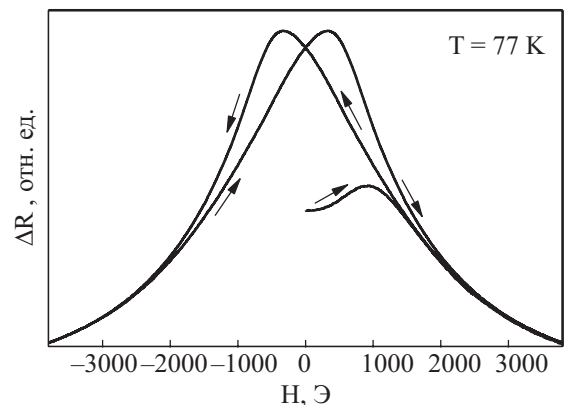


Рис. 8. Кривые магнитосопротивления, записанные в параллельной ориентации при  $T = 77 \text{ К}$  для предварительно размагниченного при  $T = 300 \text{ К}$  образца. Начальное намагничивание до  $H = 3750 \text{ Э}$ , далее уменьшение поля до  $-3750 \text{ Э}$  и его последующий возврат до  $3750 \text{ Э}$ .

ствии дальнего порядка будет в меньшей степени сказываться на электросопротивлении. Если время корреляции для сонаправленности при этом больше характерных времен спиновой динамики гранул, а радиусы областей ближнего порядка заметно больше толщины пленки, то в обсуждаемом «гранульном стекле» будет присутствовать эффективная анизотропия размагничивания, задающая легкоплоскостной характер флуктуирующей средней по области ближнего порядка намагниченности. Таким образом, предлагаемая модель рассматривает ансамбль суперпарамагнитных при  $T > T_B$  гранул не как ансамбль слабозаимодействующих суперпарамагнитных частиц, а как гранульное магнитное стекло с медленной динамикой и со своей температурой блокировки флуктуаций, определяемой не только внутригранульными свойствами, но и, возможно даже в большей степени, межгранульным магнитным взаимодействием.

По мере возрастания внешнего магнитного поля ближний «стекольный» порядок разрушается, и в образце формируется дальний порядок, навязанный магнитным полем. С точки зрения ГМС наличие такого ближнего порядка означает, что при  $H = 0$  система не имеет минимума упорядоченности, а соответственно, и максимума сопротивления. Слабое магнитное поле разрушает этот ближний порядок, что приводит к возрастанию сопротивления, а более сильное поле снова начинает упорядочивать направления магнитных моментов, организуя дальний порядок, что приводит к понижению сопротивления. При понижении температуры в отсутствие поля ближний порядок замораживается, сопротивление в нулевом поле по-прежнему соответствует протеканию тока по «линии наименьшего сопротивления». А введение поля на начальном этапе опять же разрушает среднюю упорядоченность вдоль линии тока (величину  $\langle \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_{i+nm} \rangle$ , где  $\mathbf{m}_i$  и  $\mathbf{m}_{i+nm}$  — векторы намагниченности гранулы  $i$  и соседней с ней вдоль линии тока гранулы  $i + nm$ , а  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение вдоль линии тока), а при дальнейшем введении тока увеличивает ее. При дальнейших процессах перемагничивания при низкой температуре начинает проявляться коэрцитивное поле, которое приводит к тому, что после того как магнитное поле было выведено, магнитные моменты гранул (частично или полностью) запоминают созданный магнитным полем дальний порядок (остаточная намагниченность в  $H = 0$ ) и не возвращаются в исходное состояние. Таким образом, исчезновение ИПМС ниже температуры блокировки для магнитостатических измерений является проявлением блокировки относительно реального наблюдения магнитосопротивления. При этом время корреляции для взаимной ориентации магнитных моментов соседних гранул остается более длинным, чем время токопереноса между этими гранулами

вплоть до существенно более высоких температур (по крайней мере до температур  $> 400$  К).

Угловая зависимость магнитосопротивления в перпендикулярной конфигурации эксперимента (рис. 6) позволяет сделать вывод о том, что ближний порядок сформирован в плоскости пленки, и при отсутствии составляющей магнитного поля в плоскости ( $\theta = 0^\circ$ ) внешним полем не разрушается.

Отметим еще одну деталь проведенных измерений. На рис. 9 совмещены кривые намагничивания и магнитосопротивления, записанные в реверсном режиме с одинаковой скоростью протяжки (16 мин) при  $T = 300$  К. В этом режиме для кривой намагничивания при 300 К можно усмотреть маленький гистерезис. И можно заметить, что гистерезис намагничивания гораздо меньше гистерезиса МС (для намагничивания  $\sim 7$  Э, для МС  $\sim 40$  Э). Именно то, что МС более чувствительно к локальной магнитной структуре и отсутствие корреляции с магнитостатическими измерениями в этом диапазоне полей, позволяет сделать вывод, что процесс перемагничивания кластерных систем гораздо сложнее, и выводы, которые можно было бы сделать только из анализа кривых перемагничивания, не достаточны для его объяснения. А «время измерения» для МС существенно короче, чем аналогичная величина для измерений намагниченности. В высоких полях образец однородно намагничен; при понижении поля происходит потеря дальнего порядка с сохранением ближнего или образование более сложных, чем однородный порядок, корреляций в системе кластеров (подобно проращению доменов в обыкновенном ферромагнитном материале).

Таким образом, из совокупности проведенных исследований выясняется взаимосвязь магнитостатических свойств, ФМР и магнитотранспортных свойств наногранулированной магнитной пленки с эффектом ИПМС. Авторы [5] обсуждали по сути подобную модель, не за-

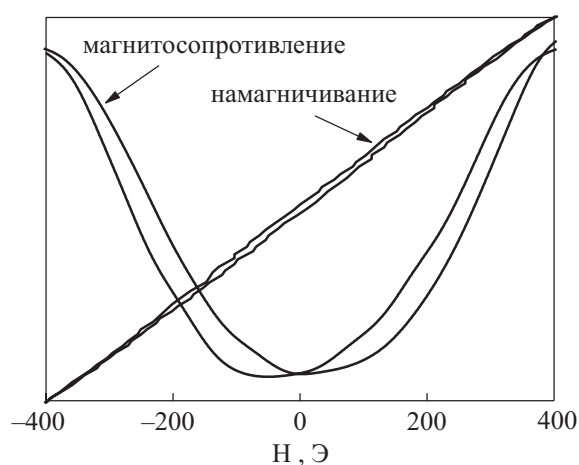


Рис. 9. Форма кривых намагничивания и магнитосопротивления в параллельной ориентации при  $T = 300$  К в интервале полей  $\pm 400$  Э.

трагивая только ее специфики применительно к суперпарамагнитному состоянию пленки. Анализ результатов, приведенных в литературе, показал, что подобное поведение МС наблюдалось в гранулярных пленках  $\text{Co-SiO}_2$  вблизи порога перколяции [11]. Авторы [11] связывают этот эффект с сильным дипольным взаимодействием между гранулами, возникающим вблизи порога перколяции. Такое взаимодействие приводит, по их мнению, к образованию кластеров (областей ближнего порядка), внутри которых направления магнитных моментов скоррелированы. Анализ данных, полученных методикой малоуглового нейтронного рассеяния, подтверждает факт существования таких кластеров. Кроме того, в ряде работ [12–14] указывается на менее выраженный эффект подобного же дипольного взаимодействия в гранулярных пленках, приводящий к выполаживанию кривой МС в малых полях.

Зададим в заключение еще вопрос: «а что же с АМС? Оно где-то в нашей пленке проявляется?». Ответ должен быть отрицательным. И причина в том, что пленка, хотя и вовлечена уже в процесс магнитной перколяции, т.е. организации коллективной магнитной структуры пленки из-за межгранульного взаимодействия, еще изрядно далека от электрической перколяции. Ее сопротивление велико и вклад в него сопротивления, обусловленного протеканием тока по телу гранул, которому свойственно АМС, ничтожен в сравнении с туннельным сопротивлением межгранульных промежутков.

#### 4. Сопоставление результатов и выводы

Наличие положительной составляющей МС в малых полях не является следствием АМС, что было проверено экспериментально. Однако данный эффект нельзя назвать абсолютно изотропным – он изотропен только в плоскости пленки. С точки зрения ГМС присутствие такого провала в малых полях наводит на мысль о некоторой начальной упорядоченности в отсутствие магнитного поля. Температурная зависимость сопротивления указывает на то, что гранулярная система находится ниже порога перколяции. Вполне разумно предположить, что эффекты дипольного взаимодействия между гранулами могут проявляться в достаточно плотно упакованной системе независимо и раньше достижения электрической перколяции. Такое дипольное взаимодействие может приводить к некоторой степени упорядочения гранул, тем более что в подобной системе экспериментально подтвержден факт упорядочения гранул в кластеры [11]. Данное упорядочение, однако, скорее всего, динамическое, с определенным временем корреляции. Поэтому разные методы, с разным собственным временем измерения, по-разному чувствуют его. Для объяснения различия в намагничивании, параллельном и перпендикулярном плоскости пленки, также необходимо вводить понятие дипольного взаимодействия в

пленке. Варианты с разбросом по размерам гранул, по форме или их пространственной ориентации не смогут объяснить результаты ФМР исследований. Результаты ФМР исследований имеют ряд несоответствий, которые могут быть устранены в рамках представлений о ближнем магнитном порядке (кластеризации) гранулярной структуры. И если результаты, полученные независимо всеми тремя методиками, можно попытаться объяснить какими-то другими факторами, то совокупность их дает единственный ответ – ниже порога транспортной перколяции за счет дипольного взаимодействия происходит корреляция магнитных моментов соседних гранул, либо упорядочение гранул в кластеры. То есть происходит организация ближнего порядка, который в процессе намагничивания перестраивается, вызывая ИПМС. Вероятнее всего, этот ближний порядок стекольного типа, динамический, с неким временем корреляции, сравнимым с временем магнитостатических измерений. Именно этот факт объясняет наличие положительного магнитосопротивления в малых полях.

В заключение подчеркнем наиболее важные выводы.

В гранулярной ферромагнитной пленке  $\text{Co}_{0,59}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,41}$  в диапазоне полей  $\pm 500$  Э наблюдается ИПМС, не зависящее от угла между направлением тока и намагниченности в плоскости. ИПМС является частным случаем гигантского магнитосопротивления в системах с локальной упорядоченностью при  $H = 0$ , названной дипольным взаимодействием магнитных моментов гранул. Магнитное поле перестраивает этот ближний порядок, что приводит к повышению сопротивления гранулярной системы на начальном этапе намагничивания.

Кривые намагничивания образца свидетельствуют о том, что при 300 К система состоит из суперпарамагнитных гранул с температурой блокировки около 200 К. Существенное различие для намагничивания параллельно и перпендикулярно плоскости объясняется наличием дипольного взаимодействия. То обстоятельство, что при этой и даже более высоких температурах ИПМС прекрасно наблюдается, говорит о том, что ближний порядок, возникающий из-за диполь-дипольного взаимодействия, является динамическим стекольного типа с конечным временем корреляции, и при  $T \geq 300$  К это время корреляции остается больше, чем характерное для измерения проводимости, но становится меньше, чем время измерения намагниченности.

В то же время положение и форма линии ФМР для параллельной и перпендикулярной ориентаций слабо меняются в интервале температур 90–470 К. Это позволяет заключить, что все гранулы в этом температурном интервале находятся в заблокированном ферромагнитном состоянии. Следовательно, даже температура 470 К существенно ниже температуры блокировки для ФМР. То есть система гранул имеет среднее время переориента-

ции магнитного момента частицы существенно больше, чем характеристическое время измерения для ФМР, хотя начиная с  $T \approx 200$  К оно несколько меньше, чем время для магнитостатических измерений.

Положение линии ФМР для перпендикулярной и параллельной ориентации не может быть описано в рамках моделей для одного типа ФМР во всем интервале ориентаций магнитного поля относительно нормали к пленке, например, типа «легкая плоскость» или «легкая ось». Анализ частотно-полевых зависимостей ФМР подтверждает, что для перпендикулярной ориентации мы видим резонанс от пленки как целого (легкоплоскостной случай). Угловая зависимость ширины линии ФМР в перпендикулярной конфигурации указывает на переход режима ФМР при изменении ориентации внешнего поля от режима независимых резонансов отдельных кластеров (для магнитного поля в плоскости пленки) к коллективному ферромагнитному резонансу гранулярной пленки как целого (магнитное поле вдоль нормали к ней). Отсутствие высокополевого пика в ФМР для намагничивания, параллельного плоскости, объяснено эволюцией кластеров (областей ближнего порядка) в процессе намагничивания.

Работа частично поддержана целевой программой НАН Украины «нанозифика и наноэлектроника».

1. G. Xiao, S.H. Liou, A. Levy, J.N. Taylor, and C.L. Chien, *Phys. Rev.* **B34**, 7573 (1986).
2. Z.S. Jiang, J.T. Ji, G.J. Jin, H. Sang, G. Guo, S.Y. Zhang, and Y.W. Du, *J. Magn. Magn. Mater.* **469**, 140 (1995).
3. K. Takanashi, J. Park, T. Sugawara, K. Hono, A. Goto, H. Yasuoka, and H. Fujimori, *Thin Solid Films* **275**, 106 (1996).
4. А.С. Андреевко, В.А. Березовец, А.Б. Грановский, И.В. Золотухин и др., *ФТТ* **45**, 1446 (2003).
5. О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, С.Ф. Авдеев, М.Н. Копытин, *ФТТ* **49**, 158 (2007).
6. S. Sankar, A.E. Berkowitz, and D.J. Smith, *Phys. Rev.* **B62**, 273 (2000).
7. A. Gerber, A. Milner, B. Groisman, M. Karpovsky, and A. Gladkikh, *Phys. Rev.* **B55**, 6646 (1997).
8. T.R. McGuire and R.I. Potter, *IEEE Trans. Magn. MAG-11*, 1018 (1975).
9. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
10. С. Крупицка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Мир, Москва (1976).
11. S. Sankar, D. Dender, J.A. Borchers, D. J. Smith, R.W. Erwin, S.R. Kline, and A.E. Berkowitz, *J. Magn. Magn. Mater.* **221**, 1 (2000).
12. M. El-Hilo, K. O'Grady, and R.W. Chantrell, *J. Appl. Phys.* **76**, 6811 (1994).
13. J.F. Gregg, S.M. Thompson, S.J. Dawson, K. Ounadjela, C.R. Staddon, J. Hamman, C. Fermon, G. Saux, and K. O'Grady, *Phys. Rev.* **B49**, 1064 (1994).
14. D. Bisero, E. Angeli, L. Pizzo, F. Spizzo, P. Vavassori, and F. Ronconi, *J. Magn. Magn. Mater.* **262**, 84 (2003).
15. M. El-Hilo, R.W. Chantrell, and K. O'Grady, *J. Appl. Phys.* **84**, 5114 (1998).
16. M.J.M. Pires, J.C. Denardin, E.C. da Silva, and M. Knobel, *J. Appl. Phys.* **99**, 063908 (2006).
17. U. Netzelmann, *J. Appl. Phys.* **66**, 1800 (1990);
18. G.N. Kakazei, A.F. Kravets, N.A. Lesnik, M.M. Pereira de Azevedo, Yu.G. Pogorelov, and J.B. Sousa, *J. Appl. Phys.* **85**, 5654 (1999).
19. J. Garcia-Ortego, V. Porto, J. Rivas, and A. Bande, *J. Appl. Phys.* **85**, 2287 (1999).

### Investigation of magnetic properties of $\text{Co}_{0,6}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,4}$ granular system with isotropic positive magnetoresistance

A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, A.F. Lozenko, P.A. Trotsenko, O.V. Stogney, A.V. Sitnikov, and S.F. Avdeev

The magnetic properties of the  $\text{Co}_{0,59}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,41}$  granular thin film exhibiting an isotropic positive magnetoresistance (IPMR), were investigated by dynamic (FMR), magnetostatic and magnetotransport techniques in a wide temperature range (100–360K). It is shown that the above anomaly of magnetoresistance is caused by the intergrain dipole interaction. The existence of this interaction leads to the ordering of magnetic moments of the granules and the formation of a short-range order (like in spin-glass systems) at  $H = 0$ . It is shown, that the blocking temperature of thermally activated reorientations of the granules magnetic moments differs essentially depending on characteristic measuring time for the techniques used in the studies. For the magnetostatic measurements the blocking temperature is about 200 K, while for the FMR technique it is higher than 470 K. It is shown, that FMR of the system studied modifies from the regime of «independent resonances of separate clusters (short-range ordered areas)» to a regime of «collective resonance of a system of magnetic granules in the film» with varying the magnetic field from the in-plane direction to the direction along the normal to the film.

PACS: **75.75.+a** Magnetic properties of nanostructures;  
**75.47.-m** Magnetotransport phenomena; materials for magnetotransport (for spintronics);  
**75.60.Ej** Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects;  
**76.50.+g** Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: magnetoresistance, ferromagnetic resonance, superparamagnetic state.