

На правах рукописи

**Изотов Андрей Викторович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И МАГНИТНЫХ  
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ  
ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Красноярск - 2003

Работа выполнена в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Научный руководитель:

доктор технических наук, профессор,  
заслуженный изобретатель России  
Б.А. Беляев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
П.Д. Ким  
кандидат физико-математических наук,  
доцент  
В.В. Вершинин

Ведущая организация:

Томский Государственный Университет  
им. В.В. Куйбышева, г.Томск

Защита состоится « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2004 г. в \_\_\_\_\_ часов в конференц-зале главного корпуса ИФ СО РАН на заседании диссертационного совета Д 003.055.02 в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН.

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 200\_\_ г

Ученый секретарь диссертационного совета:  
доктор физико-математических наук

С.С. Аплеснин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы.** Изучение магнитных свойств низкоразмерных систем является в настоящее время одним из самых важных направлений современной физики твердого тела. Это направление включает в себя исследование тонких пленок, поверхностей, различных мультислойных структур, сверхрешеток и имеет первостепенное значение для их практического использования. В частности, такие структуры широко используются в магнитной записи, в устройствах микроэлектроники, на их основе создаются разнообразные миниатюрные датчики, чувствительные к магнитным и электрическим полям, к температуре и другим физическим величинам [1-3].

Вместе с тем большой интерес к изучению низкоразмерных систем связан также с решением некоторых фундаментальных проблем физики, в том числе и физики магнитных явлений. Исследования в этой области стимулируются как открытием интересных явлений, таких, например, как гигантское магнитосопротивление [4], межслойное антиферромагнитное обменное взаимодействие [5], так и появлением принципиально новых технологий получения планарных структур, позволяющих изготавливать совершенные многослойные структуры из самых различных материалов. Это приводит к развитию принципиально новых идей и концепций, которые, в свою очередь, вызывают потребность в более глубоком и более полном теоретическом анализе моделей и, конечно, в постановке широких экспериментальных исследований. Особый интерес приобрели исследования локальных свойств низкоразмерных структур. Пространственные неоднородности магнитных свойств, обусловленные как несовершенством поверхности подложек, так и несовершенством технологии получения пленок, делают невозможным наблюдение “тонких” эффектов, осложняют понимание физической природы, наблюдаемых явлений для большинства традиционных интегральных методов исследования. В связи с этим, в последнее время наблюдается бурное развитие техники и аппаратуры для локальных измерений магнитных параметров низкоразмерных структур, основанной на различных физических явлениях [6-10]. Степень магнитных неоднородностей планарных структур, а также характер распределения их по поверхности являются важными факторами, влияющими на предельно достижимые параметры и надежность работы многих устройств на их основе [11]. Поэтому большой практический интерес вызывает исследование влияния различных внешних факторов на пространственные неоднородности магнитных свойств.

**Целью настоящей работы** является исследование методом ферромагнитного резонанса локальных магнитных свойств, магнитных неоднородностей тонких пленок, а также изучение влияния упругих напряжений на магнитные характеристики локальных участков. Большое внимание в работе уделяется поиску и физической интерпретации эффектов, позволяющих увеличить высокочастотную магнитную проницаемость пленок.

**Научная новизна.** Впервые на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса исследовано влияние двусных упругих напряжений на основные магнитные характеристики тонких магнитных пленок. Впервые обнаружен и исследован ферромагнитный резонанс в магнитоодноосных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента. Впервые исследованы особенности статической и высокочастотной магнитной восприимчивости тонких пленок, показано влияние магнитных неоднородностей на величину магнитной восприимчивости.

**Практическая значимость.** Результаты диссертации могут использоваться для создания пленок с большой магнитной восприимчивостью, для совершенствования технологии получения магнитных пленок, обладающих высокой однородностью магнитных характеристик по площади.

Предложенная методика определения основных магнитных параметров может быть эффективно использована для оперативной диагностики тонкопленочных материалов.

**На защиту выносятся следующие положения:**

1. Методика определения основных магнитных характеристик тонких пленок (таких как, эффективная намагниченность насыщения, величина и направление полей одноосной и однонаправленной анизотропии) из угловых зависимостей поля однородного ферромагнитного резонанса.

2. Результаты исследования влияния двусных упругих механических напряжений на магнитные характеристики и их распределения по поверхности тонких пленок.

3. Обнаруженный эффект ферромагнитного резонанса в магнитоодноосных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента и результаты его исследования.

4. Обнаруженную особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией, а также результаты ее теоретического и экспериментального исследования.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на XVII, XVIII международной школе-семинаре “Новые магнитные материалы микроэлектроники” (Москва, 2000, 2002), Решетневских чтениях (Красноярск, 2000), международной конференции “Магнитные материалы”, посв. памяти С.В. Буравихина (Иркутск, 2001), International Conference. “Functional Materials”, ICFM-2001 (Crimea, Ukraine, 2001), II международной конференции “Экспериментальные методы в физике структурно-неоднородных конденсированных сред” ЭМФ-2001 (Барнаул, 2001).

**Публикации.** Основное содержание диссертационной работы опубликовано в 11 работах, в том числе 3 статьи в рецензируемых журналах и в одном препринте.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитированной литературы и приложения. Общий

объем диссертации – 124 страниц, включая 32 рисунка. Библиографический список содержит 113 наименований.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Работа начинается с **введения**, в котором дано обоснование актуальности темы диссертационной работы, сформулирована цель работы, приведены основные положения, выносимые на защиту. Указаны научная новизна и практическая значимость выполненной работы.

**Первая глава** носит обзорный характер. В ней приводятся различные методы по измерению локальных магнитных свойств тонких пленок. Показаны принципы, на которых они основаны, приведены основные характеристики и область их применения. Приводятся достоинства и недостатки различных методов. Вторая часть главы содержит описание явления ферромагнитного резонанса (ФМР), лежащего в основе исследования магнитных характеристик тонких пленок в настоящей работе. В хронологическом порядке рассмотрены основные работы по изучению данного явления. Формируются цели работы.

**Вторая глава** диссертации посвящена методологическим вопросам исследования тонких магнитных пленок (ТМП) с использованием автоматизированного сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса. Данный спектрометр, обладающий высокой чувствительностью, позволяет снимать спектры ФМР с локальностью 0.3÷2.5 мм, в широком диапазоне частот 0.1÷6 ГГц. При записи спектров ФМР намагничивание пленок осуществлялось в ее плоскости, при этом, благодаря использованию режима обратной развертки магнитного поля, исследуемые образцы сохраняли однодоменность.

Объектом исследования в настоящей работе были поликристаллические пермаллоевые пленки различных составов и нанокристаллические пленки Co-Ni-P, с наведенной во время их получения планарной одноосной анизотропией. При исследовании магнитных свойств локальных участков таких пленок, нередко наблюдалась однонаправленная анизотропия, природа которой обусловлена обменным взаимодействием с магнито жесткими слоями или градиентными упругими напряжениями [5, 12].

Для определения из угловых зависимостей резонансного поля таких важных характеристики пленок как эффективная намагниченность насыщения  $M_0$ , поле одноосной анизотропии  $H_k$ , направление оси легкого намагничивания (ОЛН)  $\theta_n$ , поле  $B_d$  и направление  $\theta_B$  однонаправленной анизотропии нами предложена простая и эффективная методика, суть которой заключается в следующем.

При ферромагнитном резонансе выражение, связывающее частоту накачки  $\omega = \omega_0$  и резонансное магнитное поле  $H = H_R$  с магнитными характеристиками образца, имеет вид:



$$\omega_0^2 = \gamma^2 (H_R^{OIH} + H_k)(H_R^{OIH} + H_k + 4\pi M_0) \quad (4)$$

$$\omega_0^2 = \gamma^2 (H_R^{OIH} - H_k)(H_R^{OIH} + 4\pi M_0)$$

В работе показано, что точность определения магнитных характеристик на основе данной методики определяется точностью измерения резонансного поля. Приведенные примеры для пермалловых пленок и двухслойной обменно-связанной пленочной системы DyCo/NiFe показывают эффективность такого подхода.

Данная методика, специально оптимизированная под экспериментальные измерения, реализована в виде программного модуля и совместно с локальным спектрометром ФМР используется для диагностики тонких пленок.

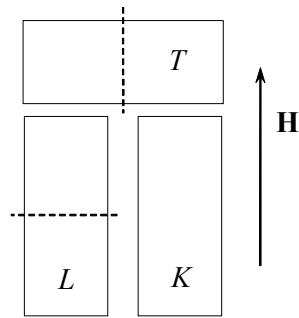


Рис. 2. Расположение подложек при напылении.

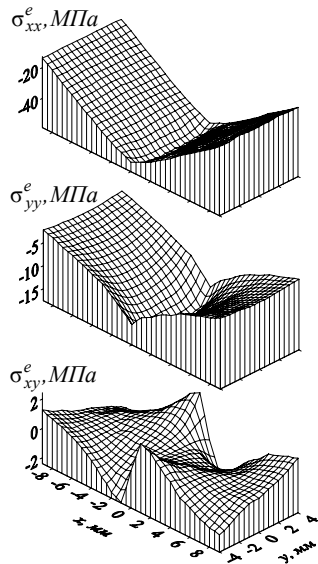


Рис. 3. Теоретические значения компонент тензора внешних напряжений по поверхности пленки.

**Третья глава** посвящена исследованию влияния механических напряжений на магнитные характеристики и их распределения по поверхности тонких пленок.

Для исследования влияния упругих напряжений на магнитные свойства ТМП нами были специально изготовлена серия из трех "тестовых" образцов. Образцы представляли собой магнитные пленки толщиной 500 Å, полученные вакуумным напылением пермаллоя Ni<sub>75</sub>-Fe<sub>25</sub> на стеклянные подложки размером 10×24×0.5 мм, подогретые до 250° С. Напыление производилось одновременно на три подложки, расположенных в одной плоскости в форме буквы «П» так, как показано на рис. 2.

При напылении подложки были зафиксированы на металлическом основании за свои концы специальными зажимами. Причем подложки (L) и (T) испытывали небольшую упругую деформацию изгибом на медных проволочках диаметром 50 мкм, подложенных под них вдоль коротких осей. На рис. 2 проволочки схематично показаны штриховыми линиями.

По завершению напыления, освобожденные из зажимов подложки (L) и (T), распрямляясь, сообщали магнитным пленкам поперечное и продольное сжатие. Причем, поскольку толщина подложек значительно больше толщины пленок, то деформация последних полностью определяется деформацией подложек.

Для анализа экспериментальных данных в работе был выполнен расчет компонент двусного тензора внешних напряжений. Система координат выбиралась таким образом, чтобы плоскость  $Oxy$  совпадала с плоскостью пленки, а направление  $Ox$  с длинной осью исследуемого образца. Условия непрерывности на поверхности раздела пленки и подложки обеспечивают непрерывность компонент  $u_{xx}$ ,  $u_{xy}$ ,  $u_{yy}$  тензора деформаций и компонент  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{yz}$ ,  $\sigma_{zz}$  тензора напряжений данной двухслойной системы. Поскольку и подложка, и пленка очень тонкие, то компонентами  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{yz}$ ,  $\sigma_{zz}$  можно пренебречь и положить равными 0. Учитывая также, что отношение толщины пленки к толщине подложки составляет 1:10000, плоскостные компоненты тензора внешних напряжений будут определяться следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^e &= \frac{E}{1+\nu} \left[ u_{xx}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e) \right] \\ \sigma_{yy}^e &= \frac{E}{1+\nu} \left[ u_{yy}^e + \frac{\nu}{1-\nu} (u_{xx}^e + u_{yy}^e) \right] \\ \sigma_{xy}^e &= \frac{E}{1+\nu} u_{xy}^e\end{aligned}\quad (5)$$

где  $E$ ,  $\nu$  - модуль Юнга и коэффициент Пуассона пленки;  $u_{xx}^e, u_{xy}^e, u_{yy}^e$  - компоненты тензора деформаций на поверхности подложки, определяемые из условия механического равновесия изгиба только одной подложки.

Расчет компонент тензора деформаций на поверхности подложки  $u_{xx}^e, u_{xy}^e, u_{yy}^e$ , осуществлялся методом конечных элементов, с помощью математического пакета FEMLAB 2.2. На основании полученных значений по формулам (5) были получены распределения компонент тензора внешних напряжений пленки, представленные на рис. 3. В расчетах использовались коэффициент Пуассона для стекла  $\nu = 0.17$ , для пермаллоевой пленки  $\nu = 0.3$ , модуль Юнга пленки  $E = 2 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> = 200 ГПа. Видно, что продольные сжимающие напряжения  $\sigma_{xx}^e$  линейно нарастают к центру образца и почти в 3 раза превышают поперечные  $\sigma_{yy}^e$ . Напряжения  $\sigma_{yy}^e$  нарастают радиально и достигают наибольшего значения также в центре образца. Помимо продольных и поперечных напряжений при изгибе подложки возникают небольшие сдвиговые  $\sigma_{xy}^e$ , которые изменяются в пределах от -2.5 до 2.5 МПа.

Измерения основных магнитных характеристик эффективной намагниченности насыщения  $M_0$ , поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$ , направления ОЛН  $\theta_n$  и коэрцитивной силы  $H_C$  проводились на частоте накачки  $\omega/2\pi = 2.274$  ГГц с локальностью измерений 1 мм. На рисунке 4 представлены графики поверхностей, отражающие распределение магнитных характеристик по площади образцов ( $L$ ), ( $T$ ) и ( $K$ ). При этом направление ОЛН определялось относительно длинной оси исследуемых образцов.



Анализ зависимостей показывает, что напряжения оказывают существенное влияние на коэрцитивную силу. Так для контрольного образца ( $K$ ) распределение коэрцитивной силы по площади образца относительно однородно и в среднем величина  $H_C$  составляет 0.9Э. В то же время для напряженных образцов  $H_C$  проявляет ярко выраженную зависимость от напряжений, причем коэрцитивная сила достаточно резко изменяется лишь в области "больших" напряжений. Так для образца ( $L$ )  $H_C$  вдоль длинной оси от концов к центру ТМП сначала падает от ~1.2 Э практически до 0 Э, а потом, ближе к центру, резко возрастает до ~2Э. Для образца ( $T$ ) эта зависимость еще более сильная – практически не изменяясь на концах,  $H_C$  резко (примерно в 4 раза) увеличивается к центру и составляет ~4.5 Э.

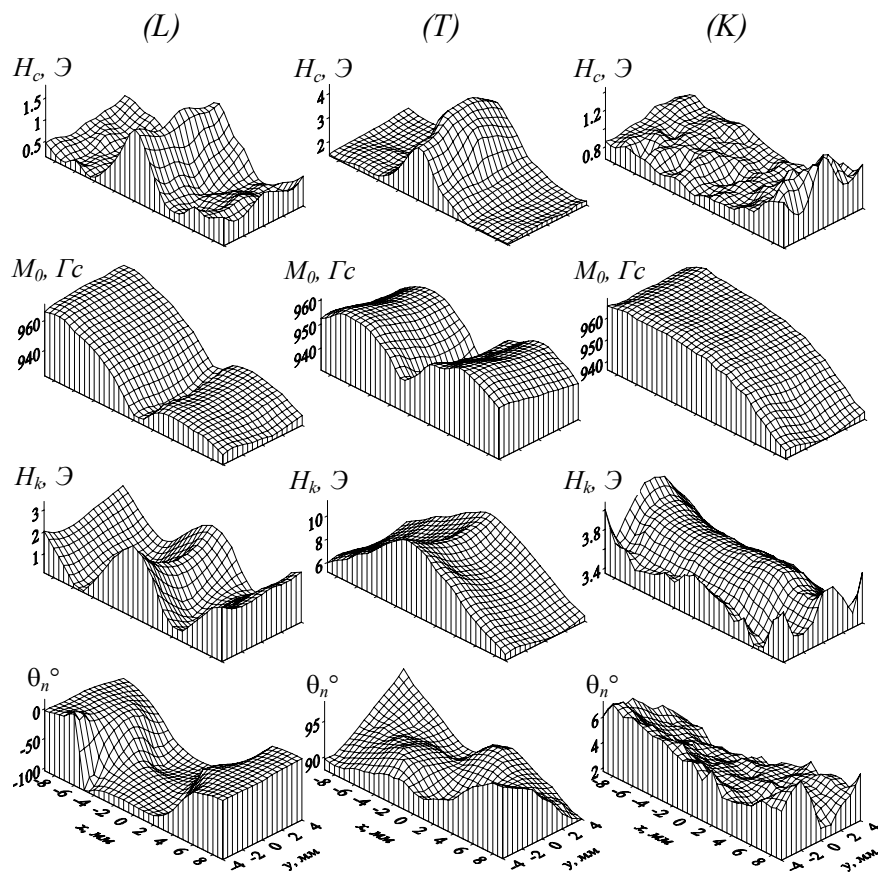


Рис. 4. Характеристики распределения основных магнитных параметров по площади пермалловых пленок для образцов (L), (T) и (K).

Влияние напряжений на эффективную намагниченность насыщения, также как и для коэрцитивной силы, ярко выражено только в центральной части пленок в области "больших" напряжений. Как для образца (L), так и для образца (T) намагниченность резко уменьшается примерно на 2%.

Наиболее интересное поведение для всех образцов показывают распределения поля одноосной магнитной анизотропии  $H_k$  и направления ОЛН  $\theta_n$ . Как и следовало ожидать, контрольный образец (K), напыленный на недеформированную подложку, показал существенно меньшие изменения этих характери-

стик по площади. Наблюдаемая картина распределения  $H_k$  достаточно ярко отражает форму используемой подложки, что, по всей видимости, связано наличием градиентного растяжения ТМП по всем направлениям от ее центра,

обусловленного значительным различием коэффициентов температурного расширения материала подложки и пермаллоя.

Образцы (L) и (T) проявляют более сложную зависимость этих характеристик по площади. Для объяснения такого поведения  $H_k$  и  $\theta_n$  нами был выполнен теоретический расчет их эффективных значений.

Как показано в работе, энергия одноосной магнитной анизотропии может быть представлена в виде суммы, состоящей из двух частей: энергии магнитной одноосной анизотропии  $H_a$ , наведенной внешним магнитным полем во время напыления пленки, с направлением ОЛН -  $\theta_a$ , заданным относительно длинной оси исследуемого образца (ось  $Ox$ ):

$$F_a = -\frac{H_a M_0}{2} \cos^2(\theta_M - \theta_a) \quad (6)$$

и энергии магнитной одноосной анизотропии  $H_\sigma$ , обусловленной внешними упругими напряжениями:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma_{eff}^e \cos^2(\theta_M - \theta_\sigma) = -\frac{H_\sigma M_0}{2} \cos^2(\theta_M - \theta_\sigma) \quad (7)$$

где,  $\lambda_s$  – константа магнитострикции,  $\sigma_{eff}^e$  – эффективное однородное напряжение, определяемое как:

$$\sigma_{eff}^e = \sigma_x^e - \sigma_y^e = -\sqrt{(\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e)^2 + 4\sigma_{xy}^e{}^2} \quad (8)$$

$\sigma_x^e, \sigma_y^e$  – главные значения тензора внешних напряжений,  $\theta_\sigma$  – направление главной оси тензора, соответствующее главному значению  $\sigma_x^e$ , которое определяется из условия:

$$\operatorname{tg} 2\theta_\sigma = \frac{2\sigma_{xy}^e}{\sigma_{xx}^e - \sigma_{yy}^e} \quad (9)$$

Следует отметить, что, так как эффективное однородное напряжение  $\sigma_{eff}^e < 0$  и для исследуемого состава пленки  $\text{Ni}_{75}\text{-Fe}_{25}$  константа магнитострикции  $\lambda_s > 0$ , то ось, заданная направлением  $\theta_\sigma$  является осью трудного намагничивания, а направление  $\theta_\sigma \pm \pi/2$  – легким.

Эффективные значения  $H_k$  и  $\theta_n$  определяются как:

$$\begin{aligned} H_k &= \sqrt{H_a^2 + H_\sigma^2 + 2H_a H_\sigma \cos 2(\theta_a - \theta_\sigma)} \\ \theta_n &= \frac{1}{2} \left[ \theta_a + \theta_\sigma + \operatorname{arctg} \left( \frac{H_a - H_\sigma \operatorname{tg}(\theta_a - \theta_\sigma)}{H_a + H_\sigma} \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

На основании данных выражений были рассчитаны распределения  $H_k$  и  $\theta_n$  по площади пермаллоевой пленки для образцов (L) и (T), представленные на рис. 5. В расчетах использовались следующие постоянные (по площади пленки) значения: константа магнитострикции  $\lambda_s = 5 \cdot 10^{-6}$ ; эффективная

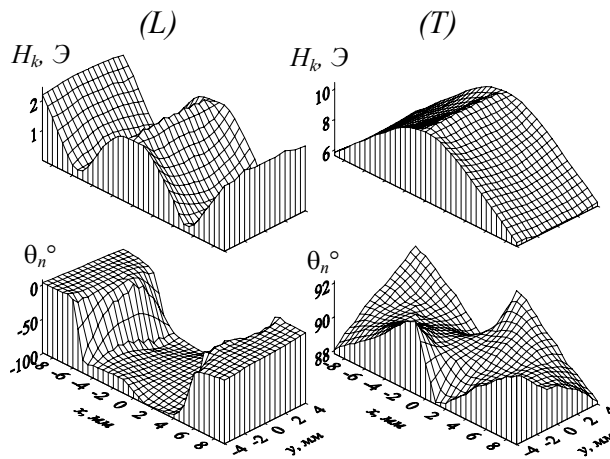


Рис. 5. Теоретические характеристики распределения  $H_k$  и  $\theta_n$  по площади пермалловых пленок (L) и (T)

намагниченность насыщения  $M_0 = 960$  Гс; поле одноосной анизотропии  $H_a = 4$  Э; направление ОЛН для образца (L)  $\theta_a = 0^\circ$ , и для образца (T)  $\theta_a = 90^\circ$ .

Сравнивая полученные распределения с экспериментальными, которые представлены на рис. 4, можно говорить о хорошем качественном и количественном совпадении теории и эксперимента. Не сложно дать и объяснение такому поведению  $H_k$  и  $\theta_n$ . В случае образца (L) оси легкого намагничивания для магнитной анизотропии  $H_a$  и магнитной анизотропии  $H_\sigma$  располагаются практически ортогонально друг другу. Поэтому, по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру, эффективное поле анизотропии  $H_k \approx H_a - H_\sigma$  сначала линейно уменьшается вплоть до 0, а потом возрастает  $H_k \approx H_\sigma - H_a$ . При этом эффективное направление  $\theta_n$ , совпадающее с направлением ОЛН преобладающей анизотропии, резко изменяется на  $90^\circ$  в точках их взаимной компенсации.

В случае образца (T) оси легкого намагничивания для магнитной анизотропии  $H_a$  и магнитной анизотропии  $H_\sigma$  практически совпадают. Поэтому, по мере линейного нарастания  $H_\sigma$  вдоль длинной оси пленки от краев к центру, эффективное поле анизотропии  $H_k \approx H_a + H_\sigma$  также линейно возрастает. При этом "шахматное" поведение эффективного направления ОЛН  $\theta_n$ , со средним значением  $90^\circ$ , связано с небольшими отклонениями угла ОЛН магнитной анизотропии  $H_\sigma$  из-за наличия сдвиговых компонент напряжения (см. выражение (9)).

**В четвертой главе** описан обнаруженный эффект ферромагнитного резонанса в магнитоодносных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента.

Как известно, в тонких магнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией  $H_k$ , в плоскости пленки, существует определенная область полей, в которой возможно существование двух термодинамически устойчивых состояний намагниченности  $M_0$  [13]. Эти два состояния разделены потенциальным барьером, высота которого определяется величиной  $H_k$ , а область существования двух состояний ограничена кривой, соответствующей уравнению астроида:

$$H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = H_k^{2/3} \quad (11)$$

где  $H_x, H_y$  – компоненты магнитного поля в плоскости пленки.

Наличие, помимо основного равновесного положения намагниченности, отвечающего абсолютному минимуму энергии, второго – метастабильного положения приводит, в частности, к гистерезису, а также к возможности наблюдения ферромагнитного резонанса для обоих состояний.

Для модели тонкой магнитной пленки, изображенной на рис. 6, условие равновесия (2) будет иметь вид:

$$H \cos \theta_M + \frac{1}{2} H_k \sin 2(\theta_n - \theta_M) = 0 \quad (12)$$

В зависимости от величины магнитного поля и ориентации ОЛН уравнение (12) дает либо два различных  $\theta_{M1}$  и  $\theta_{M2}$ , либо два одинаковых значения равновесного угла.

На рис. 7 представлены зависимости собственных частот однородных колебаний намагниченности в рассматриваемой модели ТМП, построенные в соответствии с выражениями (1) и (2), для четырех различных направлений ОЛН. Сплошными линиями показаны частоты ФМР для основного состояния, точками и штриховой линией – для метастабильного. Штриховая линия отвечает углу  $\theta_n = 90^\circ$ . В расчете использовались параметры центрального участка реальной магнитной пленки, на которой и был поставлен эксперимент: эффективная намагниченность

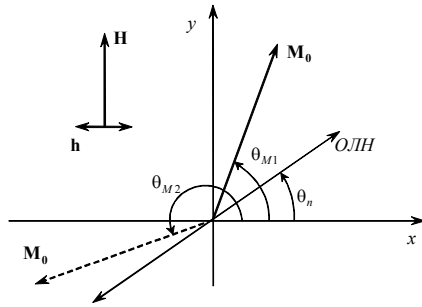


Рис. 6. Модель магнитной пленки с одноосной анизотропией.

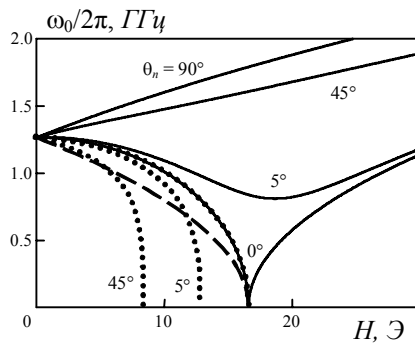


Рис. 7. Полевые зависимости частоты ФМР для нескольких направлений ОЛН. Сплошные линии – основное состояние магнитного момента, точки и штриховая линия – метастабильного.

насыщения ТМП  $M_0 = 980$  Гс, а поле одноосной анизотропии  $H_k = 16.6$  Э, при этом однонаправленная анизотропия не учитывалась ( $B_d = 0$ ). Установлено, что для метастабильного состояния при  $\omega = 0$  с увеличением угла  $\theta_n$  поле ферромагнитного резонанса  $H_R$  сначала уменьшается, достигая своего минимального значения  $H_R = H_k/2$  при  $\theta_n = 45^\circ$ , а затем вновь увеличивается, совпадая с полем ФМР для основного состояния  $H_R = H_k$  как при  $\theta_n = 0^\circ$ , так и при  $\theta_n = 90^\circ$ . Интересно, что в случае  $\theta_n = 0^\circ$  в полях  $H < H_k$  частоты ФМР для метастабильного и основного состояния совпадают.

В реальных образцах область полей, при которых возможно существование двух равновесных состояний, как правило, значительно меньше, чем в рассматриваемой модели, из-за небольшой величины коэрцитивной силы. Поэтому при напылении пермаллоевых пленок  $Ni_{75}Fe_{25}$  толщиной  $500 \text{ \AA}$  на стеклянные подложки толщиной  $0.5$  мм, помимо ориентирующего плоскостного поля величиной  $30$  Э, нами специально создавались упругие напряжения в плоскости пленки, посредством изгиба подложки. Благодаря упругим напряжениям поле анизотропии в центре пленок увеличивалось более чем в 3 раза, по сравнению с ненапряженным образцом, достигая величины  $H_k > 15$  Э, а коэрцитивная сила, измеренная при перемагничивании образцов вдоль ОЛН, возрастала почти на порядок, достигая величины  $H_C > 4$  Э.

Эксперимент проводился на автоматизированном сканирующем спектрометре ФМР, с локальностью измерений  $S \approx 1 \text{ мм}^2$ . Векторы внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и ортогонального ему поля СВЧ-накачки  $\mathbf{h}$  с частотой  $\omega/2\pi = 1.034 \text{ ГГц}$  лежали в плоскости пленки. Система координат выбиралась таким образом, что  $\mathbf{H}$  было направлено вдоль оси  $y$  (см. рис. 6).

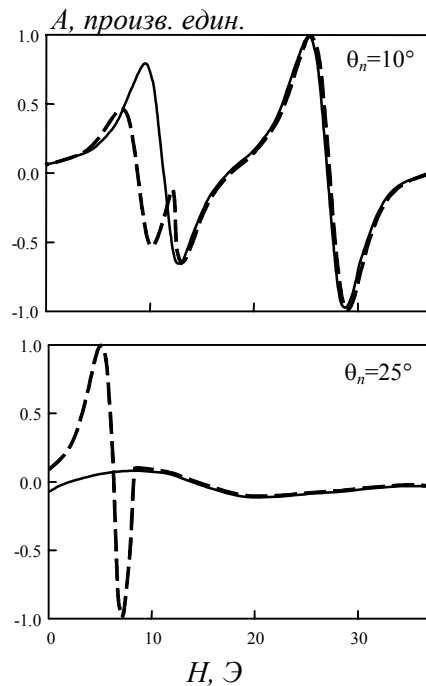


Рис. 8. Производные линий поглощения для основного (сплошные линии)

На исследуемом локальном участке ТМП спектры ФМР снимались при различных углах направления внешнего поля  $\theta_n$ . При этом перед каждым измерением образец намагничивался вдоль ОЛН полем  $H=300$  Э. Затем поле уменьшалось до нуля, устанавливался требуемый угол  $\theta_n$ , после чего направление магнитного поля переключалось на противоположное, и в установленном диапазоне поля развертки производилась запись двух спектров ферромагнитного резонанса. Первый спектр записывался на прямом ходе развертки поля  $H$  (штриховые линии на рис. 8), а второй (сплошные линии), после намагничивания образца полем  $H=300$  Э без изменения угла  $\theta_n$ , на обратном ходе развертки. Очевидно, что при прямом ходе в начале развертки поля  $H$ , проекция вектора намагниченности насыщения  $M_0$  на  $H$  (см. рис. 6), направлена против поля, а значит, магнитный момент исследуемого участка пленки находится в метастабильном состоянии вплоть до поля перемагничивания исследуемого участка пленки.

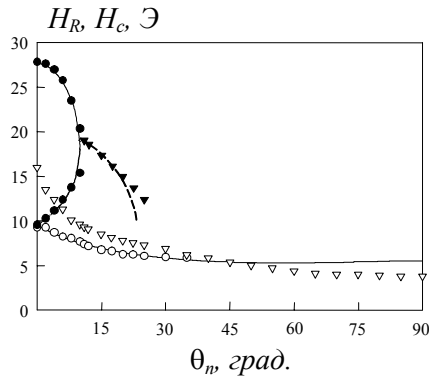


Рис. 9. Угловые зависимости резонансных полей и поля перемагничи-

На рис. 9 показаны угловые зависимости измеренных полей однородного ферромагнитного резонанса  $H_R(\theta_n)$  в основном состоянии магнитного момента (черные точки) и метастабильном (белые точки) для участка пленки, рассчитанные частотно-полевые зависимости которого приведены на рис. 7. Здесь же белыми треугольниками представлена угловая зависимость поля перемагничивания  $H_C(\theta_n)$  измеряемого участка ТМП. Видно, что резонансное поле для магнитного момента в метастабильном состоянии монотонно уменьшается с увеличением угла  $\theta_n$ , однако его можно измерить лишь в случае  $H_C > H_R$ .

Кроме того, на рис. 9 сплошными линиями представлены теоретические угловые зависимости резонансного поля для обоих состояний магнитного момента исследуемой пленки. Видно, что наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента, как в основном, так и в метастабильном состоянии. Однако данные формулы не описывают угловую зависимость резонансного поля пика, наблюдаемого в эксперименте при значениях  $\theta_n > 10^\circ$  (черные треугольники на рис. 9). Природу этого пика объясняет полевая зависимость компоненты  $\chi_{xx}$  тензора динамической магнитной восприимчивости.

Очевидно, что изменение поглощения электромагнитной энергии магнитной пленкой при развертке поля  $H$  определяется полевой зависимостью величины  $\chi''_{xx}$  (мнимая часть компоненты  $\chi_{xx}$ ), при этом в максимумах поглощения  $d\chi''_{xx}/dH=0$  и  $d^2\chi''_{xx}/dH^2 < 0$ . Нетрудно показать, что кроме

основного максимума поглощения, наблюдаемого в поле ферромагнитного резонанса, при котором частота накачки  $\omega$  совпадает с собственной частотой прецессии намагниченности  $\omega_0$ , обнаруживается еще один максимум, для случая, когда  $\omega < \omega_0$  в поле, где

$$\frac{d}{dH}(\omega_0^2) = 0 \quad (13)$$

Теоретическая угловая зависимость положения этого максимума представлена на рис. 9 штриховой линией, и она, как видно, также достаточно хорошо согласуется с экспериментом. Важно отметить, что обнаруженный пик восприимчивости существует только, когда частота накачки  $\omega < \omega_0$ , поэтому его нельзя считать ферромагнитным резонансом. По существу этот пик характеризует поглощение СВЧ-мощности магнитной пленкой, связанное с приближением частоты ФМР во время развертки магнитного поля к частоте накачки, а затем удалением от нее.

**В пятой главе** описан обнаруженный в спектре ферромагнитного резонанса пик восприимчивости в планарном поле, направленном ортогонально к оси легкого намагничивания.

На сканирующем спектрометре ФМР исследовались рентгеноаморфные магнитные пленки толщиной 0.03–1 мкм процентного состава  $\text{Co}_{70-95}\text{-Ni}_{27-2}\text{-P}_{3-5}$ , полученные химическим осаждением из раствора при температуре 96–97°C на подложки размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ .

В качестве материалов подложек использовались стекло, плавленый кварц и монокристаллические пластины GaAs. Планарная одноосная магнитная анизотропия ( $H_k = 25\text{--}30 \text{ Э}$ ) наводилась однородным магнитным полем ( $H = 3 \text{ кЭ}$ ), прикладываемым в плоскости подложки во время осаждения. Образцы имели сравнительно небольшие изменения эффективной намагниченности по площади пленок ( $\Delta M_0 / M_0 < 2\%$ ), обусловленные неоднородностями упругих напряжений и состава, а также отличались сравнительно малой угловой ( $\Delta \theta_n < 0.3^\circ$ ) и амплитудной ( $\Delta H_k / H_k < 2\%$ )

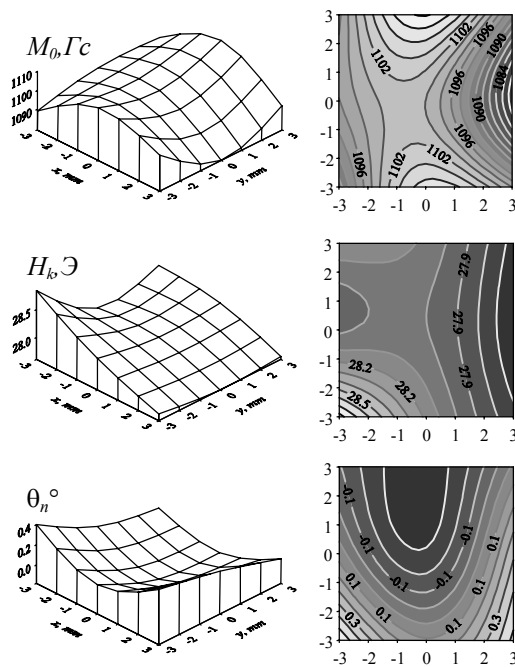


Рис. 10. Характеристики распределения магнитных параметров по площади центральной части образца.



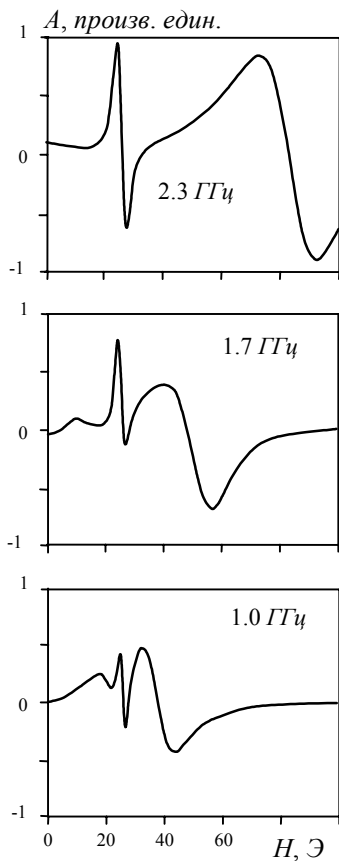


Рис. 11. Спектры ФМР на различных частотах накачки.

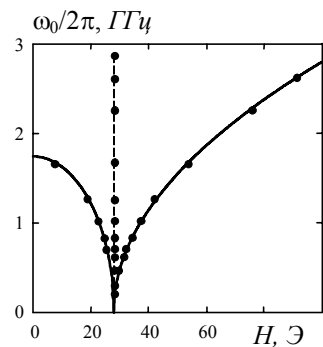


Рис. 12. Зависимость резонансных частот от поля ФМР.

дисперсией одноосной анизотропии (рис. 10).

На локальных участках ( $\sim 1 \text{ мм}^2$ ) таких пленок в спектре поглощения СВЧ мощности при развертке постоянного магнитного поля  $H$ , направленного ортогонально к оси легкого намагничивания, кроме пиков, однородного ФМР, обнаружен узкий пик восприимчивости в поле, равном полю анизотропии  $H_k$ . При отклонении направления  $H$  в ту или иную сторону всего на  $1^\circ$  пик исчезает. Ширина линии обнаруженного пика на порядок меньше ширины пиков однородного ФМР, при этом его положение не зависит от частоты накачки (рис. 11).

На рис.12 сплошными линиями показаны зависимости резонансного поля однородного ФМР от частоты, рассчитанные по формулам (1) и (2), а белыми и черными точками показаны результаты измерений, проведенных при ориентации поля  $H$  ортогонально направлению "легкой" оси. Черные точки соответствуют положению максимальной восприимчивости обнаруженного в спектре ФМР нового пика, и они хорошо ложатся на вертикальную (штриховую линию), проходящую через поле  $H_k=28 \text{ Э}$  исследуемого участка пленки. Следует отметить, что амплитуда обнаруженного пика быстро падает с уменьшением частоты накачки ниже  $1 \text{ ГГц}$ , вследствие подавления его сближающимися пиками однородного ферромагнитного резонанса. В результате на частоте  $0.2 \text{ ГГц}$  этот пик уже практически не виден. С увеличением частоты накачки выше  $2.6 \text{ ГГц}$  амплитуда пика также монотонно падает, что, очевидно, можно объяснить проявлением скин-эффекта.

Анализ показал, что обнаруженный новый пик в спектре ФМР обусловлен перпендикулярной статической восприимчивостью магнитной пленки

$$\chi_{\perp} = \frac{m}{h} \quad (14)$$

где  $m$  – отклонение вектора намагниченности от равновесия под воздействием пробного магнитного поля  $h$ , направленного вдоль "легкой" оси ортогонально направлению намагничивающего поля  $H$ .  $\chi_{\perp}$  вычисляется из решения уравнения:

$$[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] = 0 \quad (15)$$

где  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$ ,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = dF/d\mathbf{M}$ , а  $F$  – плотность свободной энергии магнитной пленки (3). Как показано в данной работе, это уравнение можно представить в виде уравнения третьей

степени относительно малой величины  $\psi = m/M_0$ :

$$\begin{aligned} & \psi^3 + \frac{h \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \sin 2(\theta_n - \theta_M)}{H_k \sin^2(\theta_n - \theta_M)} \cdot \psi^2 + \\ & + 2 \frac{H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos 2(\theta_n - \theta_M) - h \sin(\theta_H - \theta_M)}{H_k \sin^2(\theta_n - \theta_M)} \cdot \psi = \\ & = 2 \frac{h \cos(\theta_H - \theta_M)}{H_k \sin^2(\theta_n - \theta_M)}. \end{aligned} \quad (16)$$

На рис. 13 представлена зависимость перпендикулярной магнитной восприимчивости пленки от величины внешнего магнитного поля (кривая 1), полученная численным решением уравнения (16). В расчете использовались следующие параметры: намагниченность  $M_0 = 1100$  Гс; поле анизотропии  $H_k = 28$  Э; направление ОЛН  $\theta_n = 0^\circ$ ; направление намагничивания  $\theta_H = 0^\circ$ ; величина пробного поля  $h = 0.1$  Э. Видно, что, как и в эксперименте, в магнитном поле, равном полю анизотропии наблюдается ярко выраженный острый максимум восприимчивости. Более того, расчет показал аналогично эксперименту, что при отклонении направления поля  $H$  от исходного всего на

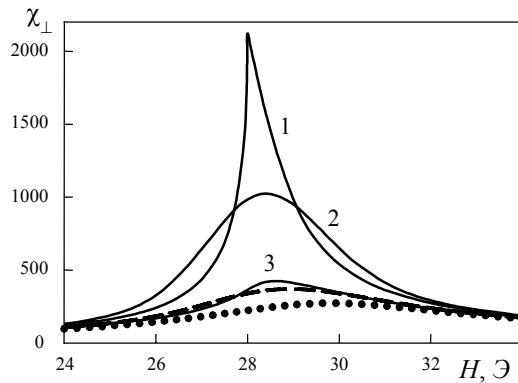


Рис. 13. Полевые зависимости магнитной восприимчивости, полученные численным расчетом.

один градус пик восприимчивости почти исчезает (точки на рис. 13).

Нами исследовано влияние дисперсии анизотропии на пик магнитной восприимчивости в предположении, что величина поля анизотропии и направление угла легкой намагничивания распределены по закону Гаусса [14]. Как и следовало

ожидать, численный расчет показал значительное уменьшение восприимчивости в этом случае. В частности, на рис. 13 показаны зависимости при наличии в пленке только амплитудной дисперсии анизотропии  $\Delta_k=1$  Э (кривая 2), только угловой дисперсии  $\Delta_\theta=1^\circ$  (кривая 3) и при одновременном присутствии угловой и амплитудной дисперсии тех же величин (штриховая линия). Видно, что даже небольшая угловая дисперсия одноосной магнитной анизотропии приводит почти к исчезновению исследуемого пика восприимчивости. Это доказывает, что обнаруженный эффект можно наблюдать только на высококачественных образцах магнитных пленок. Следует также

отметить, что дисперсия анизотропии сдвигает максимум восприимчивости пленки в область больших полей.

Пик статической восприимчивости в поле  $H_k$  объясняет некоторые, наблюдаемые ранее эффекты. Например, резкое увеличение амплитуды сигнала ядерного магнитного резонанса, обнаруженное на анизотропных пленках кобальта при ортогональном направлении к ОЛН поля  $H$  [15,16].

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

**В приложении** приводится расчет магнитной анизотропии тонкой пленки, обусловленной внешними напряжениями.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Предложена методика определения основных магнитных характеристик тонких пленок из угловых зависимостей поля однородного ферромагнитного резонанса, которая реализована в виде модуля программного обеспечения автоматизированного спектрометра ФМР.
2. Исследованы закономерности влияния механических напряжений на распределение основных магнитных характеристик по поверхности тонких пермаллоевых пленок. В рамках феноменологической теории объяснена природа сложного поведения величины и направления полей анизотропии напряженных пленок. Получено хорошее согласие теории и эксперимента.
3. На специально приготовленных образцах тонких магнитных пленок обнаружен ферромагнитный резонанс для метастабильного состояния магнитного момента. Проведенный феноменологический расчет дисперсионных зависимостей полей ФМР хорошо согласуется с экспериментом. Для основного состояния пленки установлено, что пик поглощения СВЧ-мощности, наблюдаемый в определенной области углов направления анизотропии относительно магнитного поля не связан с резонансным поглощением, а обусловлен приближением собственной резонансной частоты к частоте накачки и удалением от нее. Этот факт является следствием немонотонной дисперсионной зависимости поля ферромагнитного резонанса.

4. В одноосных пленках Co-Ni-P в спектре ФМР обнаружен узкий пик, связанный с резким увеличением статической перпендикулярной магнитной восприимчивости в поле равном полю анизотропии. Теоретически показано, что угловая дисперсия анизотропии всего в  $\sim 1^\circ$  почти полностью подавляет пик, поэтому его можно наблюдать лишь на локальных участках исследованных образцов, где дисперсия анизотропии достаточно мала. Исследованный эффект позволяет объяснить природу некоторых ранее наблюдаемых явлений. В частности, с ним связано резкое увеличение амплитуды сигнала ядерного магнитного резонанса, обнаруженное на анизотропных пленках кобальта.

Основные результаты работы опубликованы в следующих работах:

1. Беляев Б.А., Изотов А.В. Определение однонаправленной анизотропии в тонких магнитных пленках методом ФМР. Решетневские чтения, Вып. 4, Красноярск-2000, с. 159-160.
2. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лазина Н.В., Поляков В.В. Измерение коэрцитивной силы магнитных пленок на сканирующем спектрометре ФМР. Сб. труд. XVII Международной школы-семинара НМММ. Москва, МГУ. 2000. С. 757-759.
3. Александровский А.А., Беляев Б.А., Изотов А.В., Дрокин Н.В., и др. Объединенная научно-учебная лаборатория микрополосковых устройств и СВЧ диагностики материалов. Отчет о научной и учебно-организационной деятельности в 2000г. Препринт № 803 Ф. ИФ СО РАН, Красноярск, 2000г.
4. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонкой пленки с одноосной магнитной анизотропией. Тез. докл. Международной конференции "Магнитные материалы", посв. памяти С.В. Буравихина, Иркутск, 2001, с. 75.
5. В.А. Belyaev, A.V. Izotov, S.Ya. Kiparisov. Specific feature of high-frequency susceptibility in uniaxial magnetic thin film. Intern. Conf. "Functional Materials", ICFM-2001. Abstracts, Crimea, Ukraine, October 1 - 5, 2001, p. 367.
6. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией. Письма в ЖЭТФ, Т.74, Вып. 4, 2001, С. 248-252.
7. Б.А. Беляев, А.В. Изотов, А.А. Лексиков. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики характеристик тонких магнитных пленок. Заводская лаборатория. Диагностика материалов. Т.67, № 9, 2001, с. 24-33.
8. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Высокочастотная восприимчивость тонких пленок с одноосной анизотропией. Труды II

Международной конференции “Экспериментальные методы в физике структурно-неоднородных конденсированных сред” ЭМФ-2001, Барнаул, 2001, Т. I, с. 35-41.

9. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонкой пленки с одноосной анизотропией. Сб. трудов XVIII Межд-ной шк.-сем. “Новые магнитные материалы микроэлектроники”. Москва, 2002, с.790-792.

10. Беляев Б.А., Изотов А.В. Исследование одноосных магнитных пленок в метастабильном состоянии методом ферромагнитного резонанса. Сб. трудов XVIII Межд-ной шк.-сем. “Новые магнитные материалы микроэлектроники”. Москва, 2002, с.843-845.

11. Беляев Б.А., Изотов А.В. Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента. Письма в ЖЭТФ, Т. 76, Вып. 3, 2002, С. 209-213.

#### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Grunberg P., Layered Magnetic Structures: History, Highlights, Applications. // Phys. Today. 2001, 54, 31-37.

2. Simonds J. L., Magnetoelectronics today and tomorrow. // Phys. Today. 1995, 48, 26-32.

3. Prinz G. A., Magnetoelectronics. // Science. 1998, V.282, P.1660-1663.

4. Tsymbal E.Y. and Pettifor D.G., Perspectives of Giant Magnetoresistance, in Solid State Physics, edited by Ehrenreich H. and Spaepen F., Vol. 56 (Academic Press, 2001) pp.113-237. (review)

5. Nogués J., Ivan C.Schuller, Exchange Bias. // J. Magn. Magn. Mater. 1999, V.192, P.203-232. (review article)

6. Grutter P., Mamin H.J., Rugar D. Magnetic Force Microscopy (MFM): Scanning Tunneling Microscopy. II. // Eds. R. Weisendanger and H.-J. Guntherodt. – Berlin Springer Verlag, 1992, P.153-207.

7. Zhang Z., Hammel P.C., Wigen P.E. Observation of ferromagnetic resonance in a microscopic sample using magnetic resonance force microscopy. // Appl. Phys. Lett. 1996, Vol. 68, N. 14, pp. 2005-2007.

8. Unguris J. Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis (SEMPA) and its Applications. // Magnetic Imaging and its Applications to Materials. 2000, pp.167-303.

9. Carlotti G., and Gubbiotti G., Brillouin scattering and magnetic excitations in layered structures. // Rivista Italiana del Nuovo Cimento 1999, Vol. 12.

10. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. Сканирующий спектрометр ферромагнитного резонанса для диагностики характеристик тонких магнитных пленок. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. Т.67, № 9, 2001, с. 23.
11. Пузырев В. А. Тонкие ферромагнитные пленки в радиотехнических цепях. М., «Сов. Радио», 1974, 160 с.
12. Беляев Б.А., Владимиров А.Г., Поляков В.В. // Тез. докл. XVI Международной школы-семинара НМММ. Ч.-I. Москва, МГУ. 1998. С. 329-330.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М.: Наука. 1982. 661 с.
14. Лесник А.Г. // ФММ 27, 1000 (1969).
15. Бакшеев Н.В., Мушаилов Э.С. Исследование магнитной анизотропии в ферромагнитных пленочных монокристаллах методом ЯМР. // ФТТ, Т. 21, вып. 9, 1979, с. 2801.
16. Артемьев Е.М., Бакшеев Н.В., Мушаилов Э.С. Ядерный магнитный резонанс в текстурированных ферромагнитных пленках кобальта. // ФММ, Т. 53, вып. 6, 1982, с. 1224.