

Сумский государственный университет

На правах рукописи

Сынашенко Оксана Владимировна

УДК 538.975; 971; 955

**ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА
ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ Cr, Cu И Fe
В УСЛОВИЯХ ВЗАИМНОЙ ДИФФУЗИИ АТОМОВ**

01.04.07 – физика твердого тела

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Проценко Иван Ефимович,

Заслуженный деятель науки и техники Украины,

доктор физико-математических наук,

профессор

СУМЫ 2011

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
РАЗДЕЛ 1 Электрофизические и магниторезистивные свойства многослойных плёночных систем (литературный обзор)..	10
1.1 Теоретические модели размерных эффектов в электро- и магниторезистивных свойствах многослойных пленочных систем.....	10
1.1.1 Термический коэффициент сопротивления.....	10
1.1.2 Магнитосопротивление.....	14
1.2 Влияние процессов диффузии и фазообразования на электрофизические свойства и магнитосопротивление.....	20
1.2.1 Диффузионные процессы и фазообразование в плёночных системах на основе Fe и Cr или Fe и Cu.....	20
1.2.2 Электрофизические свойства плёночных систем Fe/Cr и Fe/Cu...	27
1.2.3 Магнитосопротивление.....	28
Выводы к разделу 1.....	32
РАЗДЕЛ 2 Методика и техника эксперимента	33
2.1 Методика получения плёночных систем на основе Fe, Cu и Cr.....	34
2.2 Методы исследования кристаллической структуры и диффузионных процессов.....	37
2.2.1 Электронная микроскопия и электронография.....	37
2.2.2 Рентгенография.....	40
2.2.3 Атомно-силовая микроскопия.....	41
2.2.4 Вторичная ионная масс-спектрометрия	44
2.2.5 Оже-электронная спектроскопия	46
2.3 Методика исследования электро- и магниторезистивных свойств.....	52
2.3.1 Термический коэффициент сопротивления.....	52
2.3.2 Магнитосопротивление.....	54
Выводы к разделу 2.....	55

РАЗДЕЛ 3 Электрофизические свойства многослойных плёночных систем на основе Fe и Cr или Fe и Cu.....	57
3.1 Теоретическая модель для ТКС многослойных плёнок: учёт температурных эффектов	57
3.2 Электрофизические свойства плёночных систем Cr/Fe/Cr и Cu/Fe/Cu..	64
3.2.1 Влияние зернограничного и интерфейсного рассеяния электронов	64
3.2.2 Диффузионные процессы и фазообразование.....	75
3.3 Апробация теоретических моделей для ТКС, обсуждение результатов	95
Выводы к разделу 3.....	99
РАЗДЕЛ 4 Магниторезистивные свойства многослойных плёночных систем на основе Fe и Cr или Cu.....	101
4.1 Магнитосопротивление.....	101
4.1.1 Тонкие пленки Fe.....	101
4.1.2 Мультислои на основе Fe и Cr.....	106
4.1.3 Мультислои на основе Fe и Cu.....	114
4.2 Обсуждение и обобщение результатов.....	123
Выводы к разделу 4.....	129
ВЫВОДЫ.....	131
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	134

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Особенностью многослойных систем на основе двух и более компонент является наличие новых факторов влияния на кинетические свойства пленок, обусловленных границей раздела (ГР) слоев, или т.н. интерфейсов. К ним относятся диффузионные процессы, фазообразование, интерфейсный механизм рассеяния электронов, появление макронапряжений термического происхождения и т.п. [1, 2]. Актуальным остается вопрос влияния этих факторов на электрофизические (удельное сопротивление, температурный коэффициент сопротивления (ТКС), коэффициент тензочувствительности) и магниторезистивные свойства пленочных систем, а также построение соответствующих теоретических моделей.

Широкому применению многослойных тонкопленочных структур со спин-зависимым рассеянием электронов в современной электронике и сенсорной технике [3, 4] способствовало открытие в них явлений анизотропного и гигантского магнитосопротивления (ГМС). Таким образом, немаловажным является установление корреляции структурно-фазового состояния пленочных систем с их магниторезистивными свойствами, а также влияния на них таких факторов, как толщина отдельных слоев, термообработка, фазообразование, стабилизация гранулированного состояния.

Из вышеуказанного вытекает актуальность темы данной работы и целесообразность изучения электрофизических и магниторезистивных свойств многослойных пленочных систем, в которых проявляют себя указанные особенности.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнялась на кафедре прикладной физики Сумского государственного университета в рамках госбюджетной НИР № 0109U001387 „Фазовый состав, электро- и магниторезистивные свойства пленочных материалов со спин-

зависимым рассеянием электронов” (2009-2011 гг.); совместных проектов научно-технического сотрудничества № 0108U007132 „Электрофизические свойства (температурный коэффициент сопротивления и тензочувствительности) многослойных пленочных систем Cr/Fe и Gd/Fe” (2008-2010 гг.) между Сумским госуниверситетом и Университетом Барода (г. Вадодара, Индия) и № 0109U004806 „Кристаллическая структура, электрофизические и магниторезистивные свойства наноразмерных пленочных систем на основе Fe и Pt или Fe и Pd” (2009-2010 гг.) между Сумским госуниверситетом и Институтом физики Университета им. Й. Гутенберга (г. Майнц, Германия).

Диссертантка принимала участие в выполнении указанных НИР в качестве исполнителя научных исследований, а также при подготовке промежуточных и заключительных отчетов.

Цель и задачи исследований. Цель диссертационной работы состояла в установлении корреляции между электрофизическими и магниторезистивными свойствами и особенностями структурно-фазового состояния и диффузионными процессами в многослойных пленочных системах на основе Fe и Cu или Cr.

В соответствии с целью работы были решены следующие задачи:

- осуществлено дальнейшее развитие феноменологической теоретической модели для ТКС с учетом температурной зависимости не только средней длины свободного пробега (СДСП), а и параметров электропереноса p , r и Q и проведено ее сравнение с экспериментальными результатами;
- изучено эффекты поверхностного и интерфейсного рассеяния электронов в трехслойных пленочных системах Cu/Fe/Cu и Cr/Fe/Cr;
- проведено экспериментальное исследование процессов фазообразования и диффузии, а также структурного состояния поверхности и интерфейсов (шероховатости) в двухкомпонентных многослойных пленочных системах на основе Fe и Cr или Cu;

- проведено исследование магниторезистивного эффекта в тонких пленках Fe и мультислоях на их основе при трех геометриях измерения, установлено влияние на его величину условий термообработки;
- проведен расчет величины чувствительности сопротивления к магнитному полю исследуемых мультислоев $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n/\text{П}$ и $[\text{Fe}/\text{Cu}]_n/\text{П}$;
- установлена корреляция между особенностями структурно-фазового состояния многослойных пленочных структур и их магнитосопротивлением.

Объект исследования – кинетические процессы в многослойных пленочных системах при воздействии температуры и магнитного поля в условиях протекания взаимной диффузии атомов.

Предмет исследования – электрофизические и магниторезистивные свойства многослойных пленочных систем на основе Fe и Cu или Cr.

Методы исследования: вакуумная послойная конденсация металлов, резистометрия пленочных образцов, электронная микроскопия и электронография, атомно-силовая микроскопия, рентгенография, рентгеновская рефлектометрия, вторичная ионная масс-спектрометрия (ВИМС), оже-электронная спектрометрия (ОЭС).

Научная новизна полученных результатов. Проведенные в работе комплексные экспериментальные и теоретические исследования физических свойств многослойных пленочных систем позволили получить такие новые результаты:

1. Усовершенствована полуфеноменологическая модель для ТКС многослойных пленочных систем, учитывающая температурную зависимость коэффициентов зеркальности, прохождения границ зерен и раздела слоев, которая более корректно, по сравнению с известными моделями, описывает терморезистивные свойства многослойных пленок.

2. Впервые проведенные комплексные исследования диффузионных процессов в пленочных системах на основе Fe и Cu или Fe и Cr, которые существенно влияют на электрофизические свойства, методами ВИМС и ОЭС позволили рассчитать коэффициенты зернограничной конденсационно-стимулированной, ионно-стимулированной и объемной термической диффузии.
3. Методом рефлектометрии изучены структура интерфейсов Fe/Cr, Cr/Fe, Fe/Cu и Cu/Fe, их эволюция при термообработке и влияние на ТКС и магнитосопротивление (МС).
4. На основании результатов по концентрационной и температурной зависимостям магнитосопротивления мультислоев $[\text{Fe/Cr}]_n/\text{П}$ и $[\text{Fe/Cu}]_n/\text{П}$ ($n = 4 - 30$) при трех геометриях измерения установлены величины концентраций, при которых МС переходит в ГМС (45 ат.% Fe в случае системы Fe/Cr и 50 ат.% Fe в случае системы Fe/Cu).
5. Проведен расчет чувствительности сопротивления мультислоев $[\text{Fe/Cr}]_n/\text{П}$ и $[\text{Fe/Cu}]_n/\text{П}$ к магнитному полю и изучена ее зависимость от условий термообработки.

Практическое значение полученных результатов. Усовершенствованная теоретическая модель дает возможность прогнозировать электрофизические свойства пленочных материалов, что может быть использовано при разработке эффективных чувствительных элементов термодатчиков и датчиков магнитного поля. Результаты проведенных исследований расширяют и углубляют понимание физических процессов в пленочных материалах в условиях действия температурных и магнитных полей, взаимной диффузии атомов и фазообразования.

Фундаментальное значение полученных результатов состоит в возможности дальнейшего развития представлений о размерных эффектах в электрофизических свойствах, процессах диффузии и фазообразования, магниторезистивных свойствах многослойных пленочных структур.

Личный вклад соискателя состоит в самостоятельном поиске и анализе литературных источников, проведении экспериментальных исследований. Автор лично получала образцы, проводила измерения, обработку и интерпретацию полученных результатов. Самостоятельно проводила электронографические и электронно-микроскопические исследования, измерения ТКС и МС. Совместно с канд. физ.-мат. наук, доц. А.И. Салтыковой (Сумский государственный педагогический университет) были проведены исследования методом вторичной ионной масс-спектрометрии. При консультации проф. М. Маршалек (Институт ядерной физики ПАН, г. Краков) были проведены исследования методом оже-электронной спектрометрии и атомно-силовой микроскопии. Постановку задач исследований и обобщение результатов сделано совместно с научным руководителем проф. И.Е. Проценко. Лично автором подготовлены 4 статьи [169, 174, 210, 214] и 12 тезисов докладов [171, 172, 177-179, 207, 211-213, 215-217]. Материалы работ [164, 170, 173, 175, 176, 180, 208] обговаривались вместе с соавторами.

Апробация результатов диссертации. Основные научные и практические результаты работы обнародованы и обговорены на следующих конференциях: Научно-технических конференциях физико-технического факультета (2005, 2006, 2007, 2008 гг.) и факультета электроники и информационных технологий Сумского госуниверситета (Сумы, 2009, 2010, 2011 гг.); Всеукраинских конференциях «ЕВРИКА» (Львов, 2007, 2009 гг.); XI и XIII Международных конференциях «Фізика і технологія тонких плівок і наноструктур» (Ивано-Франковск, 2007, 2011 гг.); Международной конференции «Сучасні проблеми фізики твердого тіла» (Киев, 2007 г.); 8-й и 9-й Международных конференциях «Фізичні явища в твердих тілах» (Харьков, 2007, 2009 гг.); XLI, XLII и XLVI Zakopane School of Physics International Symposium (Закопане, Польша, 2008, 2009, 2011 гг.); II-й Международной школе-семинаре молодых ученых «Рост кристаллов» (Харьков, 2008 г.); Международной научно-практической конференции «Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки,

телекомунікацій та інформаційних технологій» (Запорожье, 2008 г.); Международной конференции «Фізика, технічні науки: стан, досягнення і перспективи» (Полтава, 2008 г.); 2-й Всеукраинской научной конференции молодых ученых «Фізика низьких температур» (Харьков, 2009 г.); Международной научной конференции «Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур» (Харьков, 2009, 2010 гг.); «International Conference on Trends and Advances in Computation and Engineering» (Бхопал, Индия, 2010 г.); «International Workshop Magnetic Phenomena in Micro- and Nano-Structures» (Донецк, 2010 г.); II-й Международной конференции «Сучасні проблеми фізики конденсованого стану» (Киев, 2010 г.); II-й Международной научной конференции «Наноструктурные материалы – 2010: Беларусь, Россия, Украина» (Киев, 2010).

Публикации. Результаты диссертации опубликованы в 28 публикациях, основными из них являются 24 работы [164, 169-180, 207, 208, 210-217], среди них: 9 статей [164, 169, 170, 173-176, 180, 210], опубликованных в специализированных научных журналах, 2 статьи [208, 214], опубликованных в других изданиях, 13 тезисов докладов [171, 172, 177-179, 207, 211-213, 215-217]. Названия основных публикаций приведены в списке опубликованных работ.

Структура и содержание работы. Работа состоит из введения, четырех разделов, общих выводов и списка использованных источников. Полный объем диссертации 157 страниц, из них 80 страниц основного текста, 39 рисунков и 17 таблиц на 42 отдельных листах, список использованных источников из 232 наименований на 24 страницах.

РАЗДЕЛ 1

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ (литературный обзор)

1.1. Теоретические модели размерных эффектов в электро- и магнито-резистивных свойствах многослойных пленочных систем

1.1.1. Термический коэффициент сопротивления

Размерный эффект (РЭ) в электрофизических свойствах пленочных систем проявляется при соразмерности их толщины со средней длиной свободного пробега (СДСП) электронов проводимости λ_0 в объеме пленки. Первая модель размерного эффекта электропроводности металлических монокристаллических пластин была предложена еще в 1938 г. К. Фуксом и дополнена в 1950-х гг. для случая гальваномагнитных эффектов Ф. Зондгеймером, а также М. Лукасом и другими авторами [5, 6]. Однако для описания свойств поликристаллических пленок необходимо учитывать кроме внешнего (рассеивание электронов проводимости на внешних поверхностях пленки) и внутренний РЭ (рассеивание на границах зерен), что впервые было осуществлено в теории А. Маядаса и М. Шатцкеса (МШ) [7, 8].

Переход от однослойных пленок к двух- и многослойным пленочным системам, которые получили более широкое практическое применение в современной электронике, обуславливает влияние на кинетические явления новых факторов на границе раздела (ГР) слоев — диффузионных процессов, фазообразования, межслоевых переходов электронов и т.п. Теория РЭ в электропроводности и температурном коэффициенте сопротивления (ТКС) двухслойных металлических пленок впервые была предложена в работах Ф. Варкуша и Р. Диммиха [9-11]. Рассмотрев двухслойную пленочную систему как параллельное соединение двух проводников, было получено соотношение для ТКС в самом общем виде:

$$\beta = A_1 \left\{ \beta_{01} \cdot \left(1 - \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} - \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} + \frac{d \ln F_1}{d \ln a} \right) - \beta_{02} \cdot \left(\frac{d \ln F_1}{d \ln k_2} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_2} + \frac{d \ln F_1}{d \ln a} \right) \right\} +$$

$$+ A_2 \left\{ \beta_{02} \cdot \left(1 - \frac{d \ln F_2}{d \ln k_2} - \frac{d \ln F_2}{d \ln m_2} - \frac{d \ln F_2}{d \ln a} \right) - \beta_{01} \cdot \left(\frac{d \ln F_2}{d \ln k_1} + \frac{d \ln F_2}{d \ln m_1} - \frac{d \ln F_2}{d \ln a} \right) \right\}, \quad (1.1)$$

где $F_i = \rho_{0i}/\rho_i$ – функция Фукса ($i = 1, 2$);

$k_i = d_i/\lambda_{0i}$, $m_i = L_i/\lambda_{0i}$ – приведенные толщина и средний размер кристаллитов;

$a = \lambda_{01} \cdot H_2 \cdot m_2^* \cdot H_1 m_1^* \cdot \varphi$ (m^* – эффективная масса электрона; $H_i = H_i(\alpha, \varphi)$ – известная функция параметра α и угла подлета φ электрона к поверхности пленки);

$A_i = d_i \sigma_{0i} F_i / (d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2) = d_i \sigma_i / (d_1 \sigma_1 + d_2 \sigma_2)$; ρ_i (ρ_{0i}) и σ_i (σ_{0i}) – удельные сопротивление и проводимость соответственно для тонкой пленки (монокристаллического образца);

$\beta_{01}(\beta_{02})$ – ТКС монокристаллического образца.

Анализ соотношения (1.1) позволил авторам [1, 12-14] упростить его до вида, позволяющего сравнить расчетные и экспериментальные результаты для двух- и многослойных пленочных систем. Низкое соответствие расчетов по модели Р. Диммиха с экспериментальными данными (табл. 1.1) авторы [12, 13] связывают с диффузионными процессами и фазообразованием на ГР отдельных слоев. В [15] была предложена более простая для прогноза величины ТКС макроскопическая модель, основное соотношение которой имеет вид:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 - \frac{d_1 \beta_2 \rho_2 + d_2 \beta_1 \rho_1}{d_1 \rho_2 + d_2 \rho_1}. \quad (1.2)$$

Обобщение выводов работы [16] и экспериментальных результатов [17-20] для многослойных систем общего вида позволили установить, что зависимость ТКС от толщины носит осциллирующий характер и величина ТКС в пределах фрагмента увеличивается (при $\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$) и уменьшается (при обратном неравенстве) или осциллирует, выходя на асимптотическое значение при увели-

Таблица 1.1

Экспериментальные и расчетные данные для ТКС многослойных пленок

Пленочная система (толщина, нм)	ТКС·10 ³ , К ⁻¹		$\frac{ \beta - \beta_{расч} }{\beta}$, %
	эксперимен- тальные данные	расчетные значения	
модель Р. Диммиха и др. [9, 10], соотношение (1.1)			
Cr(80)/Co(65)/П	2,02	1,80	10,9
Co(35)/Cr(55)/Co(50)/П	1,29	3,19	147,3
Ni(80)/Co(55)/П	2,00	3,90	90,2
[Cu(1,2)/Nb(10)] ₅ /П	2,10	4,65	121,4
макроскопическая модель [15], соотношение (1.2)			
Ni(15)/Ti(30)/П	2,22	2,49	12,2
Ti(75)/Ni(20)/П	2,98	3,17	6,4
Ti(125)/Co(25)/Ti(50)/П	0,93	0,32	65,6
Co(45)/Ti(30)/Co(50)/П	2,16	1,41	34,7
модель Л. Дехтярука и др. [21, 22], соотношение (1.3)			
Cu(55)/Cr(48)/П	2,58	2,37	8,1
Co(55)/Cr(75)/П	1,56	2,44	56,4
Cr(65)/Co(80)/П	2,02	2,66	31,7
Co(30)/Ni(90)/П	1,19	1,34	12,6

чении толщины заданного слоя.

В работе Л.В. Дехтярука [21] предложена модель электропроводимости и ТКС для двухслойных поликристаллических пленок, которая учитывает эффекты теплового расширения слоев металла толщиной d_i и средней ширины зерен L_i за счет ввода параметров $\chi_{di} = d \ln d_i / dT$ и $\chi_{Li} = d \ln L_i / dT$. При этом принимается допущение, что параметры электропереноса не зависят от температуры. Решение кинетического уравнения Больцмана для функции

распределения электронов в каждом слое позволило получить сложные выражения для размерных функций Φ_i (определяющих влияние размеров слоев на транспортные коэффициенты), которые входят в уравнение для удельной проводимости $\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \Phi_i$. После некоторых упрощений было получено соотношение для ТКС:

$$\begin{aligned} \beta = & A_1 \beta_{\infty 1} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_1 - \frac{3}{16} \frac{\lambda_1}{d_1} \left[(2 - q_1 - P_{12}) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_1 \right) + \frac{3}{5\pi} Q_{21} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \alpha_1 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} Q_{21} \frac{\lambda_2}{d_1} \frac{\beta_{\infty 2}}{\beta_{\infty 1}} \left[1 - \frac{32}{3\pi} (2\alpha_2 + \frac{1}{16} \alpha_1) \right] \right\} + \\ & + A_2 \beta_{\infty 2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_2 - \frac{3}{16} \frac{\lambda_2}{d_2} \left[(2 - q_2 - P_{21}) \left(1 - \frac{12}{\pi} \alpha_2 \right) + \frac{3}{5\pi} Q_{12} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \alpha_2 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} Q_{12} \frac{\lambda_1}{d_2} \frac{\beta_{\infty 1}}{\beta_{\infty 2}} \left[1 - \frac{32}{3\pi} (2\alpha_1 + \frac{1}{16} \alpha_2) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $\beta_{\infty i}$ – ТКС бесконечно толстой пленки;

q_i , P_{ij} , Q_{ij} – коэффициенты зеркальности поверхности, рассеивания и прохождения ГР слоев соответственно.

Теоретическая модель ТКС для двухслойных пленок [21] получила дальнейшее развитие в [22] и распространение на многослойные пленочные системы [23], а ее апробация [21-23] показала удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными (см. табл. 1.1).

Как отмечалось ранее, немаловажную роль в электрофизических свойствах многослойных систем играет взаимная диффузия и фазообразование на ГР слоев, где может сохраняться как индивидуальность слоев (Cu/Cr, Sc/Cu), так и реализовываться частичная или полная растворимость компонентов друг в друге (Ni/Co, Ti/Co, Fe/Cr) [24]. Этот факт был учтен при построении модели для проводимости двухслойной поликристаллической пленочной системы в условиях взаимной диффузии [25], но сложность полученных выражений и

необходимость их аппроксимаций не позволили достичь удовлетворительного соответствия с экспериментом [26].

Размерная и температурная зависимости параметров электропереноса и ТКС обсуждались в работах [27-31]. Исходя из этих данных, параметры r и R , описывающие зернограничное рассеивание, слабо изменяются с температурой в отличие от коэффициента зеркального отражения p . Указанные закономерности в температурных зависимостях требуют дальнейшего исследования и построения теории для описания зависимости $\beta(T)$ для двух- и многослойных пленочных систем.

1.1.2. Магнитосопротивление

Измерения магнитосопротивления (МС) тонких металлических пленок Bi и Ag были проведены еще в 1920-х и 1960-х гг. [32, 33], а классическая теория МС для металлических пленок была предложена Ю. Као в работе [34]. Несмотря на то, что авторы [33, 34] в интерпретации своих результатов опирались на модель Фукса-Зондгеймера для монокристаллических пластин, они получили ряд интересных выводов. В частности, автор [33] проанализировал зависимость МС от параметра $\beta = d/r_0$ (r_0 – радиус траектории электрона в магнитном поле) при разных значениях параметра $\gamma = d/\lambda_0$ (λ_0 – средняя длина свободного пробега электрона). Было получено, что при зеркальном отражении электронов МС монотонно растет при увеличении β , находясь в области положительных значений, а при диффузном отражении электронов МС монотонно уменьшается, находясь в области отрицательных чисел.

Классическая теория продольного МС [34] оказалась не достаточно эффективной, т.к. в её основу была положена модель Фукса-Зондгеймера, которая учитывала только поверхностное рассеивание электронов. Современная полуклассическая модель Телье, Тоссе и Пишар (ТПП) [35] учитывает не только поверхностное (диффузное или зеркальное) отражение электронов проводимости, но и зернограничное. В [35] анализируется вопрос о поперечном и продоль-

ном МС с учетом этих механизмов рассеивания. Особенностью модели ТТП является то, что ее граничными случаями являются модель Фукса-Зондгеймера и модель Као [34]. Для продольного МС в самом общем случае модель ТТП дает такое соотношение:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} \cong 1 - \frac{3}{16\gamma} \left[2 - \frac{\beta^2}{4\gamma + \beta^2} \left(1 + \exp\left(-\frac{2\pi\gamma}{\beta}\right) \right) \right], \quad (1.4)$$

где σ и σ_{∞} – магнитопроводимость пленки и массивного образца.

Для понимания физических процессов в явлении МС очень важно проанализировать фундаментальную проблему в магнитных свойствах – динамику электронов во внешних магнитных полях. Этот вопрос постоянно находится в поле зрения исследователей. Например, в работах [35-39] анализируется вопрос о возможных траекториях электронов при продольном, поперечном или перпендикулярном направлении \vec{B} относительно направления протекания тока. Обобщенные данные этих работ можно представить в виде рис. 1.1. Отметим, что две последние геометрии с точки зрения динамики движения электронов не имеют принципиальной разницы (в обоих случаях магнитное поле ориентировано перпендикулярно к плоскости образца).

Приложенное магнитное поле заставляет электроны проводимости двигаться в объеме образца или у его поверхности по круговым траекториям (в случае продольной геометрии), или по спиральным орбитам, ось которых параллельна магнитному полю (в случаях перпендикулярных геометрий). При этом составляющая скорости электронов в направлении магнитного поля остается неизменной, а радиус спиральной орбиты свободного электрона связан с индукцией магнитного поля \vec{B} соотношением: $r_0 = \frac{mv_{\perp}}{Be}$, где v_{\perp} – скорость электрона, перпендикулярная плоскости магнитного поля; m , e – масса и заряд электрона.

В работах [5, 38-40] проведен обзор теоретических моделей магнитосопротивления для трех случаев ориентации магнитного поля \vec{B} относительно на-

правления протекания тока – продольной, поперечной или перпендикулярной. Теории для случая продольной геометрии рассмотрены выше. Геометрии, когда магнитное поле перпендикулярно направлению протекания тока, составляют отдельный интерес, поскольку в данном случае существенный вклад в МС вносит геликоидальная динамика электронов проводимости. В частности в [38] внимание концентрировалось на внешнем размерном эффекте МС и динамике электронов во внешнем магнитном поле вблизи поверхности металлической пластины. В [5] указано, что, согласно модели свободных электронов Зондгей-

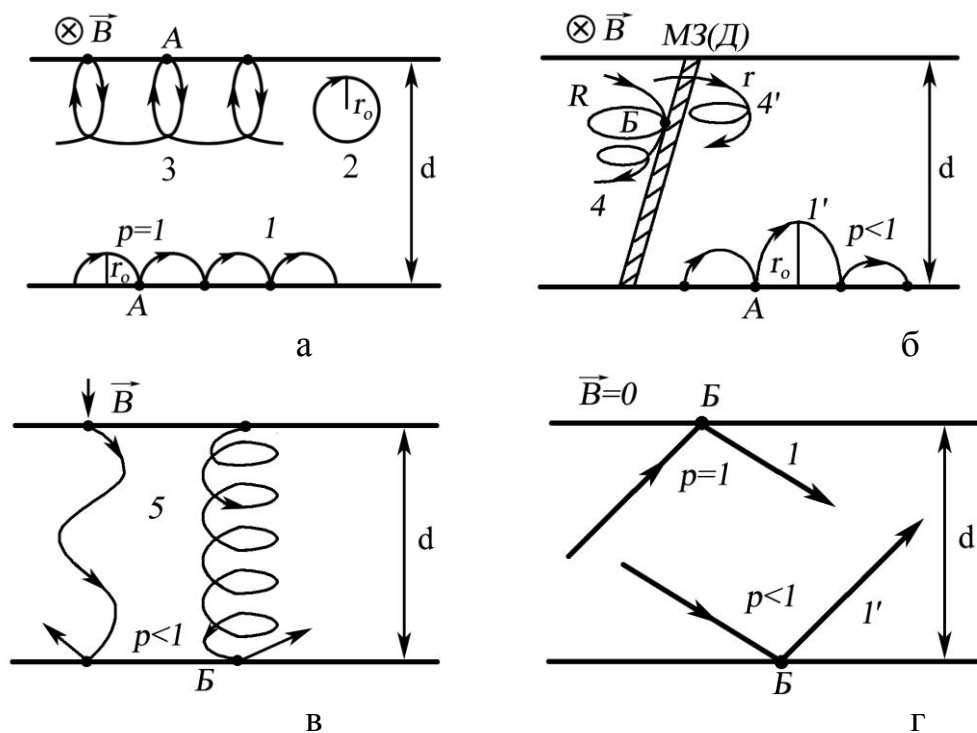


Рис. 1.1. Траектории движения электронов в тонкой пленке при параллельной (а, б), перпендикулярной (в) ориентациях внешнего поля и при его отсутствии (г). 1, 1', 3 – отсечение траектории электронов при зеркальном (1, 3) и диффузном (1') отражении электронов от поверхности пленки; 2 – замкнутая траектория электрона; 4 – диффузное или зеркальное отражение электрона от границы зерна (ГЗ) или границы домена (ГД); 4' – когерентное или некогерентное прохождение ГЗ(Д) электроном; 5 – геликоидальная траектория электронов. А, Б – точки отсечения траектории или отражения электрона от поверхности пленки или ГЗ(Д) [39]

мера, перпендикулярное магнитосопротивление является осциллирующей функцией индукции магнитного поля, что может объясняться колебаниями скорости электрона при его движении в поперечном магнитном поле. При этом наличие такой осцилляции обусловлено внешним размерным эффектом, а, следовательно, проявляется только в тонких пленках. Для случая поперечного сопротивления было показано, что зависимость $\rho(B)$ проходит через единственный максимум и ниспадает до объемного значения, что подтвердилось экспериментами на разного рода фольгах и пленках (рис. 1.2).

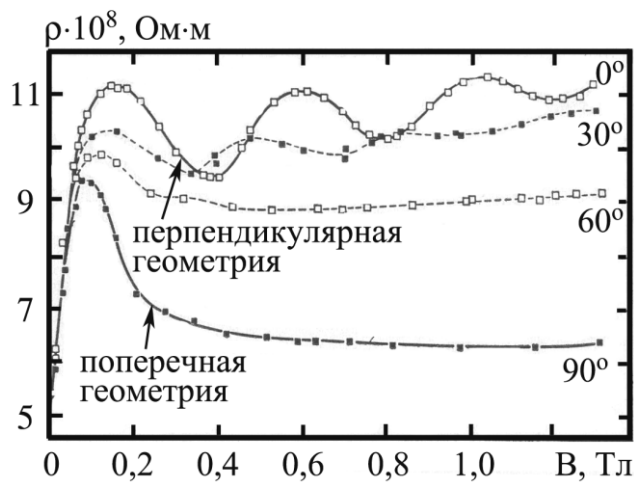


Рис. 1.2. Изменение удельного сопротивления алюминиевой фольги при 4,2 К в зависимости от индукции магнитного поля при различном ее направлении относительно образца ($d = 103$ мкм, $\gamma = 0,18$) [5]

Вывод о нелинейном характере зависимости $\rho(B)$ были подтверждены в теоретической работе Л. Дехтярука [42] для случая многослойных поликристаллических пленок (МПП). Было показано, что в области слабых магнитных полей сопротивление МПП немонотонным образом зависит от отношения толщин слоев, а в области сильного магнитного поля — осциллирует с изменением B и при этом амплитуда осцилляций определяется степенью шероховатости интерфейсов и структурой слоев металла.

Вклад доменных стенок в величину МС рассматривался в многочисленных работах (см., например, [43-46]), в которых показано, что весомую роль играют ширина доменной стенки, ее близость к интерфейсам или поверхности. В работе [44] в многослойной структуре Fe/Cr, где толщина антиферромагнитных слоев Cr соответствовала антипараллельной ориентации намагниченностей соседних слоев Fe, обнаружено, что с ростом шероховатости межслойных границ

доля областей с параллельной ориентацией намагниченности ферромагнитных слоев растёт и достигает 50%. Авторы [45] объясняют этот факт возникновением нового типа доменных стенок за счет фрустраций, порождаемых шероховатостью границ раздела слоев.

Открытию в 1988 г. эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в искусственно созданной магнитной сверхрешетке Fe/Cr [47, 48] предшествовала работа П. Грюнберга [49], в которой было доказано существование антиферромагнитного взаимодействия между слоями Fe сквозь прослойку Cr. Полученные данные частично согласовывались с построенной в то же время теорией Рудермана-Киттеля, которая до сих пор обговаривается и апробируется для разных пленочных систем (см., например, [45, 50-52]). Позднее, обменное взаимодействие исследовалось и в других пленочных системах, таких как Co/Cu(Au, Ag, Ru, Cr) или Fe/Cu(Au, Ni) (например, [54-56]). Проведенные в 1988-1993 гг. [57-60] исследования показали, что эффект ГМС проявляется во многих магнитных мультислоях с общей формулой $\Phi_1/\Pi/\Phi_2$, где Φ_1 и Φ_2 обозначаются слои 3d-ферромагнитного металла, а Π – промежуточный слой неферромагнитного переходного металла (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re) или благородного металла (Cu, Ag, Au). Эффект получил название «гигантский» из-за впервые полученных больших значений магниторезистивного отношения $\Delta R/R = (R(B)-R(0))/R(B)$, где $R(B)$ и $R(0)$ – значения электрического сопротивления в магнитном поле и при его отсутствии. Для системы Fe/Cr $\Delta R/R$ может достигать больше 100 % [58], а, например, для системы Co/Cu – 80 % [59], в то время как для Fe/Cu – не больше 13 % [60].

Исследуемые пленочные системы делятся на следующие виды: мультислои с повторяемыми фрагментами Φ/Π (например, Fe/Cr) и с ферромагнитными слоями, обладающими разной коэрцитивной силой, ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Co}$); спин-клапанные структуры и гранулированные сплавы (Co/Ag(Au)). Указанные пленочные структуры широко применяются в современной электронике в связи с возможностью их практической реализации в качестве магнитных элементов в разнообразных устройствах сохранения и обработки информации, датчиках

движения или изменения магнитного поля и других (см., например, [61-69]). Одними из наиболее исследуемых являются пленочные системы на основе Fe/Cr(Cu), поскольку сплавы и многослойные структуры на их основе нашли широкое применение в современной сенсорной технике [67-69].

Как известно из ряда работ [70-72], максимальное обменное взаимодействие между магнитными слоями многослойных плёночных систем (и, как следствие, величина МС) достигается при определённом соотношении толщин отдельных магнитных слоёв и немагнитных прослоек [56, 60]. Эффект также усиливается с ростом фрагментов мультислоя [57], с уменьшением температуры измерений (от комнатной до азотной и гелиевой), а также при переходе от геометрии, когда ток в плоскости, к геометрии, когда ток перпендикулярен к плоскости образца [58]. Факторы, влияющие на величину МС, анализируются в ряде теоретических [73-78] и экспериментальных работ [3, 79-85].

Из рис.1.3 видно, что зависимость величины МС от толщины немагнитной прослойки Cu носит затухающий осциллирующий характер, при этом максимумы на зависимости соответствуют антиферромагнитному взаимодействию между соседними слоями Fe (при $d_{Cu} = 1,4; 2,6; 4; 5,4$ нм – для системы Fe/Cu), а минимумы – ферромагнитному (при $d_{Cu} = 1; 1,9; 3,5; 4,6; 6$ нм). Подобные осциллирующие зависимости МС и поля насыщения (величины внешнего магнитного поля B_s , при которой МС не зависит от B и все магнитные моменты атомов ориентированы параллельно) от толщины слоев Cr представлены на рис.1.4 для системы Fe/Cr. Необходимо отметить, что величина МС, как и поля насыщения, зависит также от условий формирования образцов, в данном случае – от температуры подложки.

Как отмечалось ранее, величина МС существенно зависит от толщины магнитных слоев. Исследования этой зависимости, проведенные на примере систем Fe/Cr и NiFe/Cu, указывают на существование только одного максимума. В случае Fe/Cr максимального значения МС можно достичь при $d_{Fe} \approx 0,8$ нм [57].

На данный момент установлено, что кроме обменного взаимодействия в эффекте ГМС большую роль играет интерфейсный механизм рассеивания,

причем качество интерфейса между магнитным и немагнитным слоями оказывает сильное влияние на величину и характер эффективного обменного взаимодействия. На рис. 1.5 представлены зависимости МС от разного количества фрагментов n многослойной системы Fe/Cr [57]. Как видно, при переходе от $n = 2$ до 42 величина МС увеличивается почти в 5 раз, что обусловлено увеличением количества интерфейсов. Таким образом, немаловажным является вопрос исследования диффузионных процессов и фазообразования на ГР слоев, а также структурных характеристик интерфейсов.

1.2. Влияние процессов диффузии и фазообразования на электрофизические свойства и магнитосопротивление

1.2.1. Диффузионные процессы и фазообразование в плёночных системах на основе Fe и Cr или Fe и Cu

Примером исследования диффузионных процессов методом ОЭС могут служить работы [86-92]. Авторами [86] при рассмотрении диффузионных процессов в пленочной системе Ta/Cu было предложено соотношение для расчета коэффициента зернограничной диффузии:

$$D_{gb} \approx \frac{\delta \cdot h \cdot D_b}{\delta_s \cdot L \cdot k}, \quad (1.7)$$

где δ , δ_s , h – толщины границ зерен (ГЗ), сегрегированного поверхностного слоя и нижнего слоя соответственно;

k – коэффициент сегрегации на интерфейсе ГЗ/ источник диффузии;

L – средний размер зерна;

D_b – коэффициент объемной диффузии.

Отмечается, что использование известного выражения $L^2 \approx D_{gb} \cdot t$ [93] дает величину коэффициента диффузии на порядок большую по сравнению с рассчитанной по формуле (1.7). В [88] проводилось изучение диффузионных

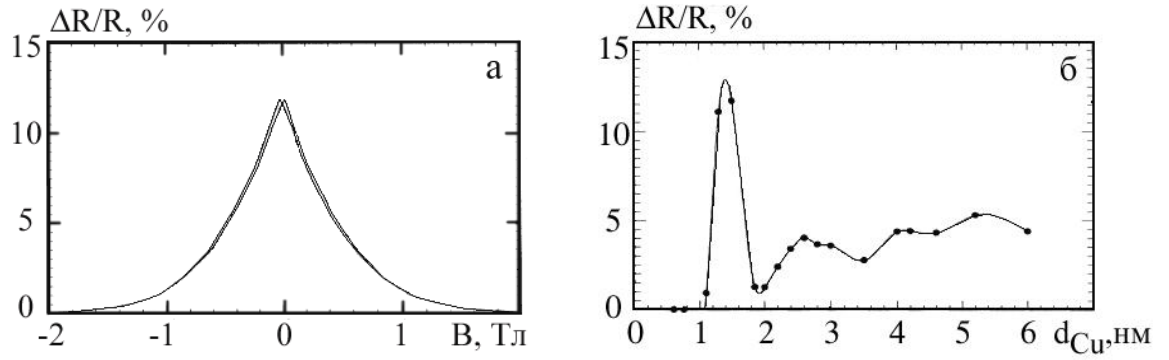


Рис. 1.3. Зависимость МС от величины магнитного поля для образца $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cu}(1,5)]_{60}/\Pi$ (а) и от толщины прослойки меди для $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cu}(d_{Cu})]_{60}/\Pi$ при $T = 4,2$ К. В скобках указана толщина в нм [60]

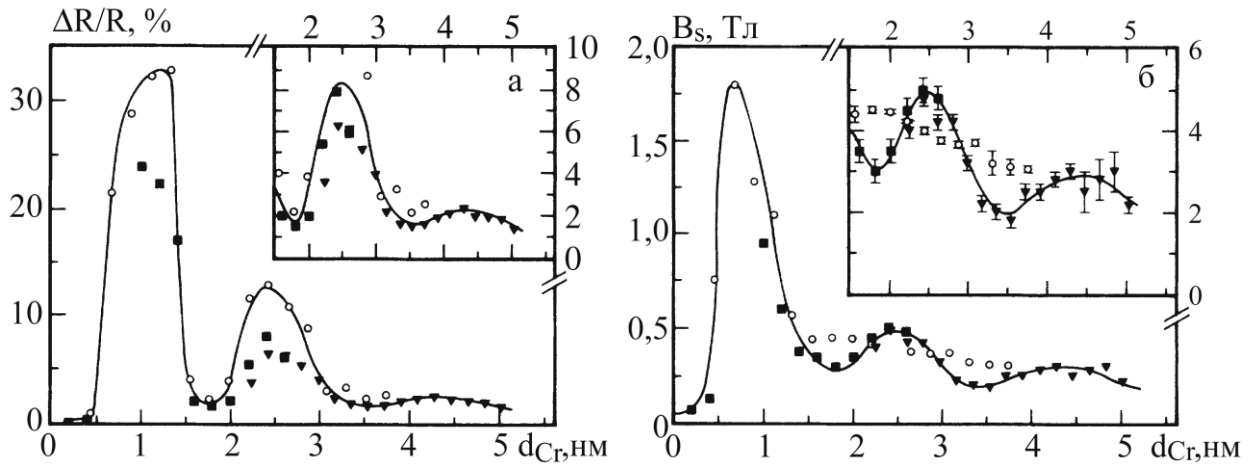


Рис. 1.4. Осциллирующие зависимости величины МС (а) и поля насыщения (б) от толщины прослойки Cr для многослойных пленочных систем $\text{Cr}(5)/[\text{Cr}(d_{Cr})/\text{Fe}(2)]_n/\text{Cr}(10)/\text{Si}(111)$, осажденных при температуре: $\blacktriangledown, \blacksquare$ - 40°C ($n = 30$), \circ - 125°C ($n = 20$) [56]

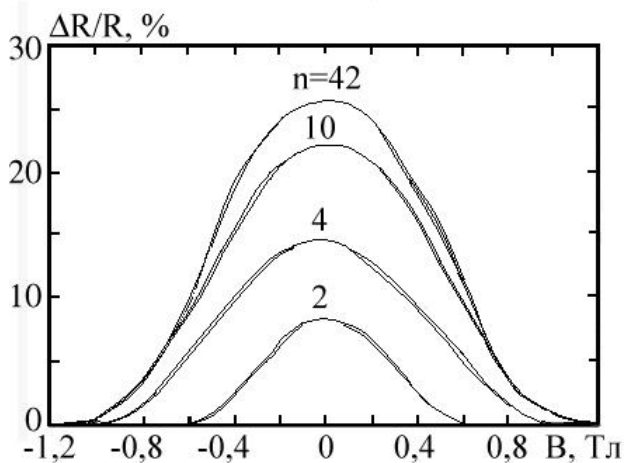


Рис. 1.5. Сравнительная зависимость величины МС от разного количества фрагментов для мультислойной системы $\text{Cr}(1)/[\text{Cr}(0,9)/\text{Fe}(1,8)]_n/\text{Cr}(1)/\text{Si}$ [57]

процессов методом ОЭС в системе Fe/Cu(001), где слой железа был получен методом эпитаксиального роста на монокристалле меди. С использованием метода низкоэнергетического ионного рассеяния было выяснено, что пленки Fe имеют ГЦК структуру и незначительное проникновение атомов Cu на поверхность пленки Fe происходит еще при комнатной температуре при толщине верхнего слоя $d_{Fe} \approx 2$ монослоя (МСл).

В работах М. Маршалек и др. [89, 90] представлены исследования диффузионных процессов методом ОЭС в пленочных системах на основе Fe и Cr. При этом оже-спектры фиксировались на каждом этапе осаждения нескольких моноатомных слоев методом термического испарения. Исходя из данных низкоэнергетической спектromетрии сделан вывод о хорошем качестве интерфейсов (сигнал от нижнего слоя Cr или Fe исчезал уже при толщине верхнего в 1 нм) в случае неотожженных образцов. Методом рентгеновской рефлектометрии установлена величина шероховатости, которая для интерфейсов Fe/Cr и Cr/Fe составляет 0,2 и 0,8 нм соответственно [89]. Спектromетрия в высокоэнергетическом диапазоне показала, что на этапе конденсации пленочной системы процесс диффузии атомов Fe в слой Cr протекает более интенсивно, чем обратный процесс, а эффективные коэффициенты конденсационно-стимулированной диффузии (КСД) имеют значения $D_{Cr \rightarrow Fe} = 5 \cdot 10^{-20}$ и $D_{Fe \rightarrow Cr} = 9 \cdot 10^{-20}$ м/с². Результаты исследования термодиффузии (ТД), диффузии в процессе отжига в диапазоне температур до 673К, указывают на значительно меньшие значения коэффициента ТД (например, $D_{Fe \rightarrow Cr}(ТД) = 0,02 \cdot 10^{-20}$ м/с²) по сравнению с КСД [90]. Работы [91, 92] посвящены изучению диффузионных процессов в двуслойных и многослойных пленочных системах на основе Cr/Fe методом ОЭС. Образцы общей толщиной 200-250 нм были получены методом катодного распыления и впоследствии по мере послойного травливания ионами аргона проводился оже-анализ поверхности. Для случая двухслойной пленки Cr(100)/Fe(100), где исследовалась диффузия Cr в Fe, отмечается сохранение вида диффузионного профиля после термоотжига до 670 К и только при температуре $T_{отж} = 770$ К наблюдается незначительное проникновение атомов хрома в слой железа,

что авторы [91] объясняют образованием слоя оксида на поверхности. Для случая многослойной пленки $[\text{Cr}(40)/\text{Fe}(50)]_3$ начало диффузионных процессов в обоих направлениях ($\text{Cr} \rightarrow \text{Fe}$ и $\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}$) наблюдается уже при температуре 670°K , а при $T_{\text{отж}} = 870\text{-}920\text{ K}$ – полное перемешивание компонент (рис. 1.6).

Фазовый состав тонких пленок на основе Fe и Cu(Cr) существенно зависит от метода их получения. Огромное внимание уделяется исследованию структурных особенностей и магнитных свойств твердых растворов, гранулированных сплавов и многослойных структур на основе Fe и Cu или Cr. Авторы [96] отмечают, что в сплаве $\text{Fe}_{28}\text{Cu}_{72}$, полученном испарением из кластерных пучков, малые кластеры Fe равномерно распределены в ГЦК матрице Cu и имеют ГЦК структуру, а с ростом доли железа в сплаве, достигнув критического размера (несколько нм), изменяют структуру на ОЦК (рис. 1.7). Дальнейшие исследования показали, что величина МС существенно зависит от концентрации Fe в сплаве Fe-Cu [97-99]. Дифрактограммы от сплавов $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ и $\text{Fe}_{25}\text{Cu}_{75}$, полученных методом высокоэнергетического гранулирования или механического размола [100, 101], свидетельствуют о наличии только ГЦК-фазы твердого раствора т.р.(Cu, Fe) и небольшом количестве оксида железа Fe_3O_4 . Отжиг до 500 K и выше способствует выделению из ГЦК-т.р.(Fe, Cu) фазы Fe с ОЦК структурой, которое продолжается до 800 K [100]. Дальнейший отжиг приводит к мартенситным превращениям фазы Fe и при $T=1100\text{ K}$ в случае сплава $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ в γ -фазу превращается 30% α -Fe, а в случае $\text{Fe}_{25}\text{Cu}_{75}$ – 90%. Обратное превращение протекает при охлаждении в интервале температур $600\div 900\text{ K}$. По данным температурной зависимости намагниченности температура Кюри составляет 450 K и в ее пределах находится перелом на зависимости параметра решетки сплава $\text{Fe}_{50}\text{Cu}_{50}$ от температуры отжига (рис. 1.8). Два линейных участка на этой зависимости авторы [101] объясняют преобладанием ферромагнитных и парамагнитных областей. Анализ фазового состояния сплавов $\text{Fe}_x\text{Cu}_{100-x}$, полученных с помощью той же методики механического сплавления [102-104], свидетельствует об образовании метастабильных насыщенных т.р. с ГЦК-структурой при $0 < x \leq 60$ и ОЦК-структурой при $80 \leq x \leq 100$. Средний

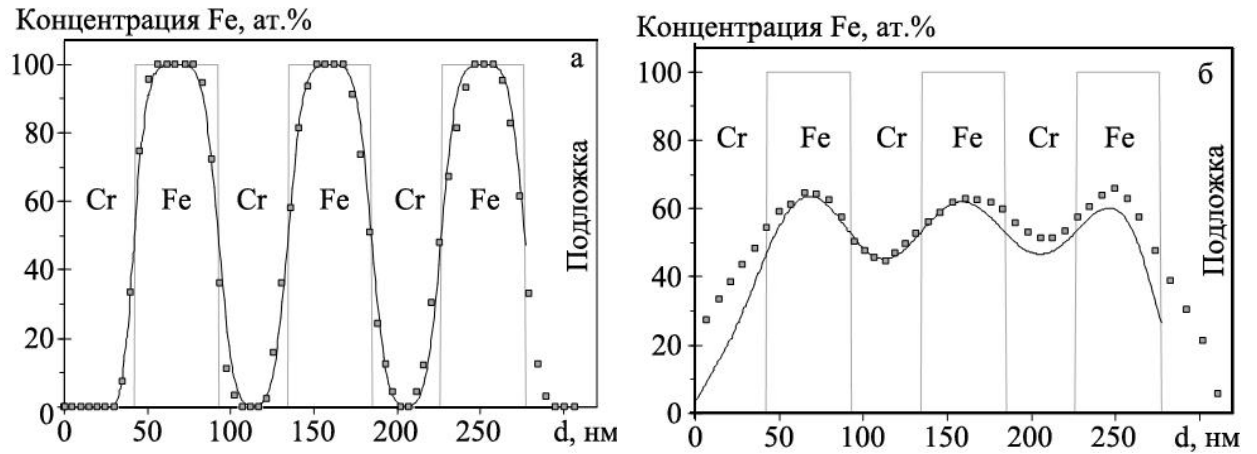


Рис.1.6. Концентрация железа в многослойной структуре Cr/Fe, свежеконденсированной (а) и отожженной до 870 К (б) [92]

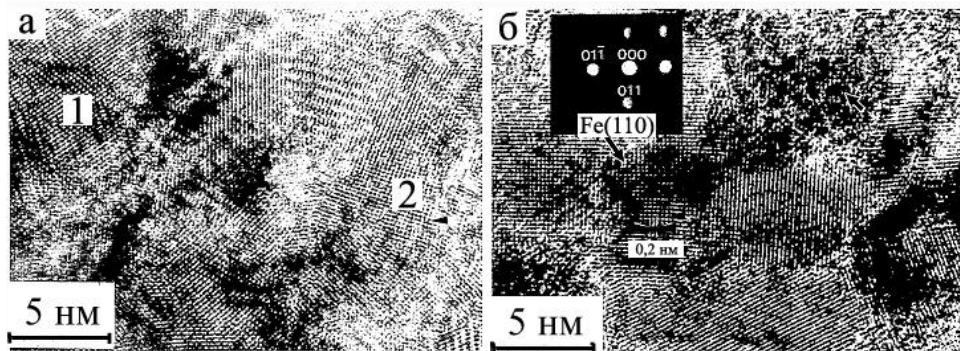


Рис. 1.7. Микроструктура гранулированного сплава $Fe_{28}Cu_{72}$: 1 – (110)ГЦК-Cu, 2 – (100)ОЦК-Fe (а), крупнодисперсная фаза (100)ОЦК-Fe с включениями малых деформированных кластеров Fe, отмеченных стрелками (б) [96]

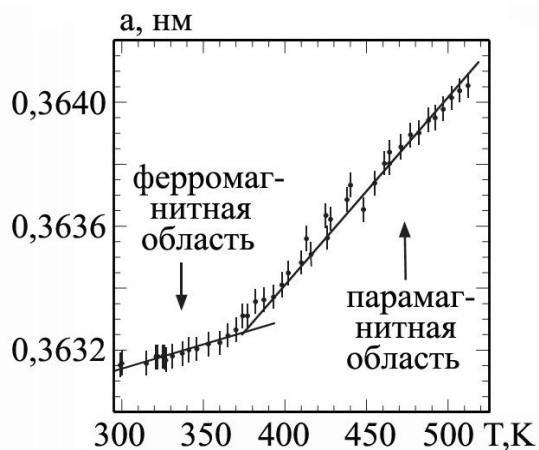


Рис. 1.8. Зависимость параметра решетки ГЦК-фазы от температуры для сплава $Fe_{50}Cu_{50}$. Линейные участки зависимости отвечают ферромагнитной и парамагнитной областям [101]

размер зерна L был определен по уширению линий на картинах рентгеновской дифракции, а его величина зависит от концентрации магнитной компоненты. В свежесплавленных образцах величина L составляет 5-20 нм (рис.1.9, б), а для случая затвердевших образцов было замечено, что зерна Cu выросли значительно (до 25÷45 нм) по сравнению с Fe, особенно в образцах с малой концентрацией железа (рис.1.9, в). Исследование сплавов Fe-Cu, полученных импульсно-плазменным осаждением [107], свидетельствует о разном фазовом состоянии в зависимости от процентного соотношения атомов Fe и Cu, выраженного коэффициентом N . При $N = 1/5$ и $5/1$ наблюдается однофазное состояние сплавов с ГЦК и ОЦК структурами соответственно (рис. 1.10, а, в), и только при равном соотношении компонент присутствуют обе фазы (рис. 1.10, б). Отжиг до 600 К в течении 1-го часа привел к изменению структурного и фазового состояния всех образцов (рис. 1.10, г-е). Например, при $N = 1/5$ наблюдалось выделение фазы ОЦК-Fe. Также заметно изменились магниторезистивные свойства указанного образца (величина МС увеличилась с 0,09 до 6,5 %), что авторы [107] объясняют образованием нанозерен ОЦК-Fe за счет диффузии в перенасыщенном сплаве во время термического отжига. Исследование методом рентгеновской дифракции сплавов Fe_xCu_{100-x} , полученных осаждением с применением дуги с горячим катодом, показали наличие твердого раствора на основе ГЦК матрицы Cu, а также формирование в нем очень маленьких кластеров α -Fe, которые по данным мессбауэрской спектроскопии имеют парамагнитную и супер-парамагнитную (при $c_{Fe} \leq 34\%$) природу [108]. В многослойных пленочных системах, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на разного рода подложках [109-113] установлено ряд закономерностей в структурно-фазовом состоянии. В работе [109] показано, что при толщинах отдельных слоев $d > 10$ нм наблюдаются фазы ГЦК-Cu и ОЦК-Fe, а при $d \leq 5$ нм – ГЦК-Cu фаза и искаженная ОЦК-Fe.

Значительное влияние на магниторезистивные и электрофизические свойства многослойных пленочных систем оказывает состояние их интерфейсов. Необходимо отметить важность исследований структурных характеристик границ

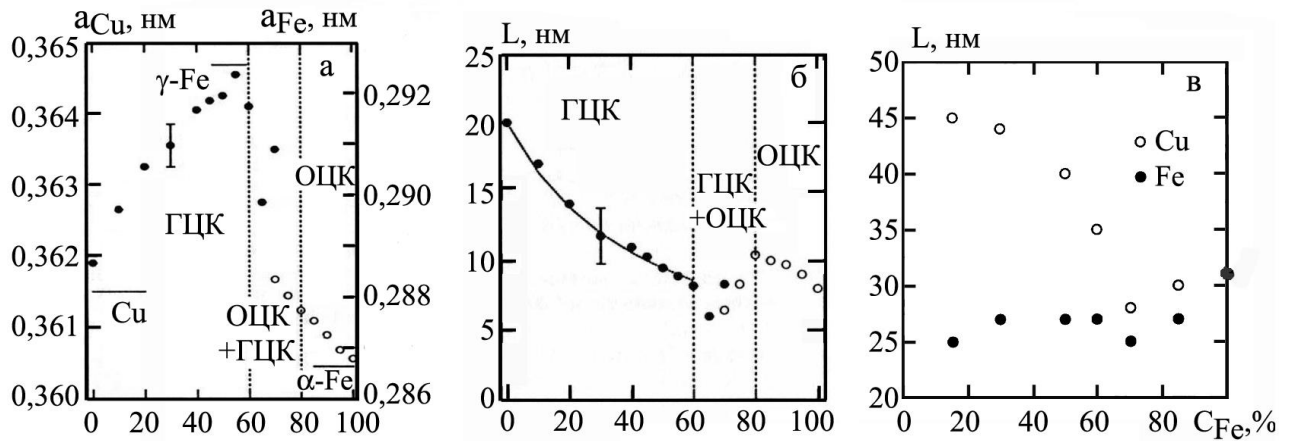


Рис. 1.9. Зависимость параметра решетки Cu и Fe (а) и среднего размера зерна от концентрации Fe (б, в) для сплавов Fe_xCu_{100-x} , свежесплавленных (а, б) [102] и затвердевших (в) [103]

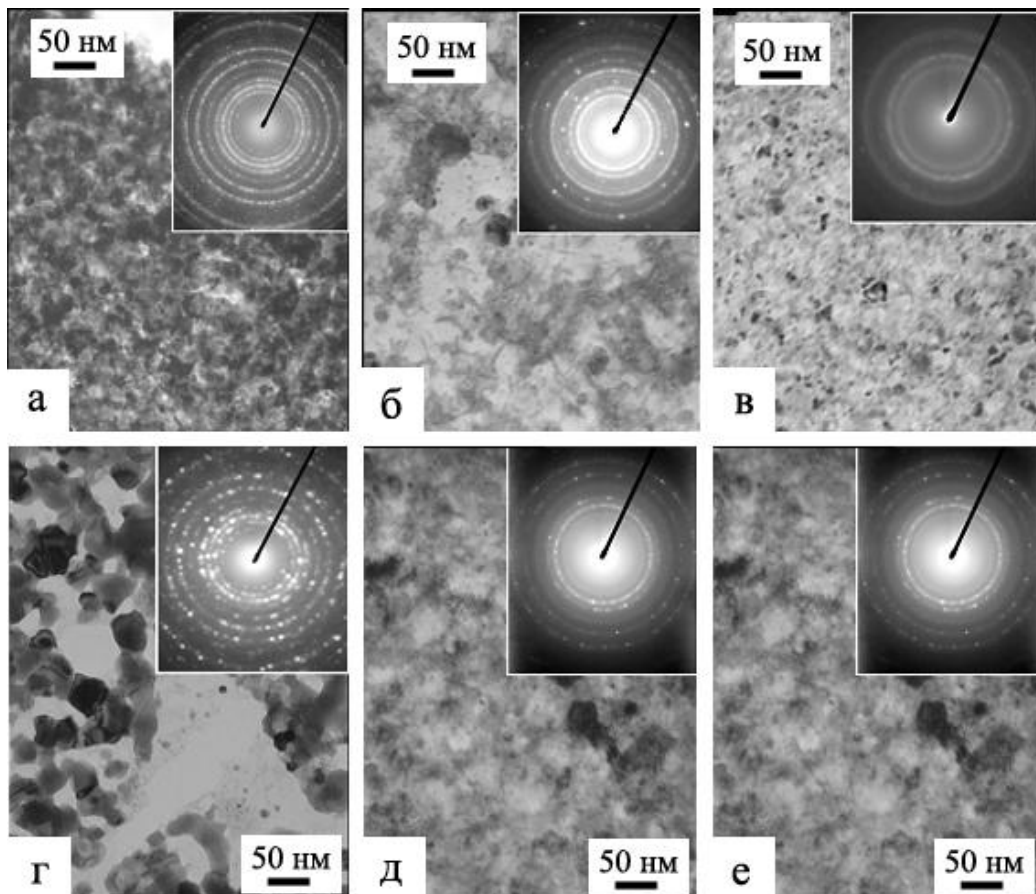


Рис. 1.10. Микроструктура и соответствующие дифракционные картины (на вставках) для сплавов Fe-Cu, свежесконденсированных (а-в) и отожженных до 600 К (г-е): а, г – $N = 1/5$, б, д – $N = 1/1$, в, е – $N = 5/1$ [107]

раздела слоев, а именно величины шероховатости σ , а также фазового состояния интерфейсов в многослойных структурах. Большое количество работ (см., например, [115-117]) посвящено изучению указанной характеристики, а также влиянию их на величину МС [117]. Факторами, которые влияют на фазовое состояние интерфейсов в многослойных пленочных системах, являются взаимная растворимость материалов друг в друге и условия конденсации. Авторами [116] методом мессбауэрской спектроскопии было показано, что область интерфейса между слоями Fe и Cu представляет собой сплав, причём относительная его доля в слое Fe увеличивается с уменьшением толщины слоёв системы $[\text{Fe}(x)/\text{Cu}(x)]_n$ от $x = 3$ нм до $x = 1$ нм. Измерения магниторезистивного отношения показали резкое увеличение величины МС в системе с $x = 1$ нм по сравнению с системами, где $x = 2$ и 3 нм (от 0,13 % и 0,17 % до 0,4 % при комнатной температуре). Работа А. Куприна – одна из немногих, где исследуется состояние интерфейсов в пленочных системах Fe/Cu и Fe/Ag, сформированных послойным напылением [117]. Методом рентгеновской рефлектометрии было установлено, что в обоих случаях величина шероховатости интерфейса немагнетик/магнетик $\sigma_{\text{нм/м}}$ преобладает над величиной $\sigma_{\text{м/нм}}$. Для системы Fe/Cu эти величины составляют $\sigma_{\text{нм/м}} = 3,4$ нм, $\sigma_{\text{м/нм}} = 1,25$ нм. Исследования магнитных свойств выявили, что интерфейс Cu/Fe проявляет свойства ферромагнитного сплава в отличие от Fe/Cu, который оказался немагнитным.

1.2.2. Электрофизические свойства плёночных систем Fe/Cr и Fe/Cu

Исследованию электрофизических свойств (удельного сопротивления, ТКС, тензочувствительности) двухслойных и многослойных пленочных систем на основе Cu, Cr и Fe посвящено ряд статей [19, 118, 119], диссертационных работ [120-122] и монография [2]. Остановимся на данных по температурному коэффициенту сопротивления.

Согласно данным [120] в случае двухслойных пленок Fe/Cr зависимость ТКС от толщины Cr немонотонна. Также в [120] отмечается, что пленочная система Cr(60)/Fe(30)/П характеризуется наибольшей стабильностью ТКС в

температурном интервале исследований $T < 700$ К, при этом в системах с меньшими или большими концентрациями Cr его величина монотонно уменьшается почти в два раза.

При переходе от двух- к четырехслойным системам при одинаковой общей толщине образцов происходит относительное уменьшение ТКС $\Delta\beta/\beta = -(0,11-0,15)$, что объясняется действием дополнительного механизма рассеивания электронов на интерфейсе. Кроме этого величина ТКС значительно зависит от номера термостабилизационного цикла, уменьшаясь от $3,31 \cdot 10^{-4}$ (1 цикл) до $0,55 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹ (3 цикл) для мультислойной системы [Fe(13)/Cr(13)]₃/П [121].

1.2.3. Магнитосопротивление

Как отмечалось ранее, диффузионные процессы и фазообразование играют ключевую роль в формировании структур со спин-зависящим рассеянием электронов. Метод и условия получения, а также последующая обработка пленочных структур обуславливают их фазовое состояние в целом (сохранение индивидуальности отдельных слоев или образование растворов, гранулированных сплавов) или на границе раздела слоев, что впоследствии оказывает влияние на магнитные свойства полученных систем.

Исследование магниторезистивных свойств гранулированных сплавов на основе Fe и Cu, полученных различными методами (см., например, [97, 98, 123]), позволило установить зависимость величины МС от концентрации магнитной компоненты. Как видно из рис. 1.11, величина МС плавно уменьшается по мере роста концентрации c_{Fe} за исключением использования метода одновременного испарения, где наблюдается максимум при $c_{Fe} = 23$ % ($\Delta R/R = 45$ %). Этот факт на этапе роста МС объясняется независимыми актами рассеяния электронов проводимости на магнитных моментах Fe, которые с увеличением c_{Fe} обретают ферромагнитную взаимосвязь, а также – спонтанную намагниченность, что приводит к снижению величины МС [97]. В то же время для сплавов Fe_xCu_{100-x}, осажденных с применением дуги с горячим катодом, величина МС растет по мере увеличе-

ния концентрации железа (составляет 38, 34 и 20% при $c_{Fe} = 42, 34$ и 17% соответственно) и достигает насыщения при $B = 0,8$ Тл. Уменьшение МС до 3% в сплаве $Fe_{56}Cu_{44}$ авторами [123] объясняется отсутствием в нем суперпарамагнитных кластеров ОЦК-Fe. В сплавах, полученных методом лазерного испарения [124], обнаружен незначительный магниторезистивный эффект ($\Delta R/R < 1\%$) даже при гелиевых температурах. Рост величины МС наблюдается в случае, когда расстояние между ферромагнитными кластерами составляет величину порядка (или меньше) СДСП электронов проводимости. Линейный характер зависимостей $\Delta R/R(B)$ авторы [124] трактуют сосуществованием ферромагнитных и малых суперпарамагнитных частиц.

Влияние термоотжига на величину МС в сплавах на основе Fe и Cu связано со следующими факторами: увеличение размеров зерен, уменьшением концентрации дефектов решетки, монотонное уменьшение СДСП электронов с ростом температуры [125, 107]. Как видно из рис. 1.12, в случае сплавов МС значительно увеличивается с ростом температуры отжига. В другой работе тех же авторов [106] указывается на резкое уменьшение величины МС при отжиге образцов до $T_{отж} = 733$ К (от 3,2% при $T_{отж} = 663$ К до 0,7%). Этот факт объясняется значительным увеличением зерен железа и, как следствие этого, – уменьшением межзеренных границ, что приводит к резкому снижению спин-зависимого рассеяния электронов. В мультислоях на основе Fe/Cr изменение величины МС в зависимости от условий термоотжига рассматривалось с точки зрения структурного состояния интерфейсов в пленочной системе [126]. На первом этапе отжига многослойки $[Fe(2,7)/Cr(0,9)]_{25}$ до 570 К в течение одного часа МС выросло от 0,42 до 0,79%, дальнейший отжиг в течение двух часов привел к уменьшению величины МС до 0,33%, что, исходя из данных просвечивающей микроскопии, авторы [126] объясняют формированием четких интерфейсов в первом случае и их диффузным размытием во втором. Уменьшение величины МС в системе Fe/Cr [127] в результате термоотжига авторы [128] объясняют электрон-магнонным рассеянием, которое уменьшает длину свободного пробега и способствует перемешиванию спиновых состояний.

Как отмечалось ранее, большое влияние на величину магниторезистивного эффекта оказывает фазовое и магнитное состояния границ раздела магнитного и немагнитного слоев, чему посвящен ряд теоретических [74-78] и экспериментальных работ [79-83, 128]. В теоретической работе [74] показано, что сильное спин-зависящее рассеяние электронов на неидеальных интерфейсах Fe/Cr является результатом подавления магнетизма Cr. Большие значения магниторезистивного отношения были получены для случая умеренной степени несовершенства интерфейсов (есть шероховатости, но отсутствует взаимная диффузия) [129]. Угол между магнитными моментами соседних слоев Fe сильно зависит не только от толщины прослойки Cr, а также и от структуры интерфейса в атомном масштабе. Показано, что перпендикулярная составляющая намагниченности появляется при шероховатости интерфейса Fe/Cr в пределах от 1 до 3 МСл. Последние выводы согласуются с данными работы [77].

Исследование магнитных свойств двуслойки Fe/Cr, полученной методом эпитаксиального роста на монокристалле Fe(100), указывает на появление перпендикулярной ОЛН в слое Fe благодаря шероховатости интерфейса [130]. Этот факт объясняется наличием биквадратичного магнитного обменного взаимодействия для случая толщин Cr $d_{Cr} \leq 12$ МСл и возникновением АФМ взаимодействия при больших толщинах [113, 131]. В работах [79, 81] приведен анализ влияния шероховатости интерфейса на границе слоев Fe и Cr на величину МС мультислоев на их основе. В частности было предложено учитывать влияние взаимной диффузии атомов разного сорта на границе интерфейсов, которая приводит к изменению обменного взаимодействия за счет ослабления фракции с антиферромагнитным упорядочением. Антиферромагнитная фракция (АФФ) определялась как $АФФ = 1 - (M_r/M_s)$, где M_r – остаточная намагниченность и M_s – намагниченность насыщения, и применялась для коррекции МС путем приведения $\Delta\rho$ [79] или $\Delta\rho/\rho_s$ [81] к АФФ. Установлено, что спин-зависящее сопротивление насыщения ρ_s увеличивается с ростом шероховатости интерфейсов, в то время, как МС, приведенное к АФФ, $\Delta\rho/АФФ$ или $\Delta\rho/\rho_s/АФФ$ постепенно уменьшается (рис. 1.13). В работе [80] для системы Co/Cu на основании теоре-

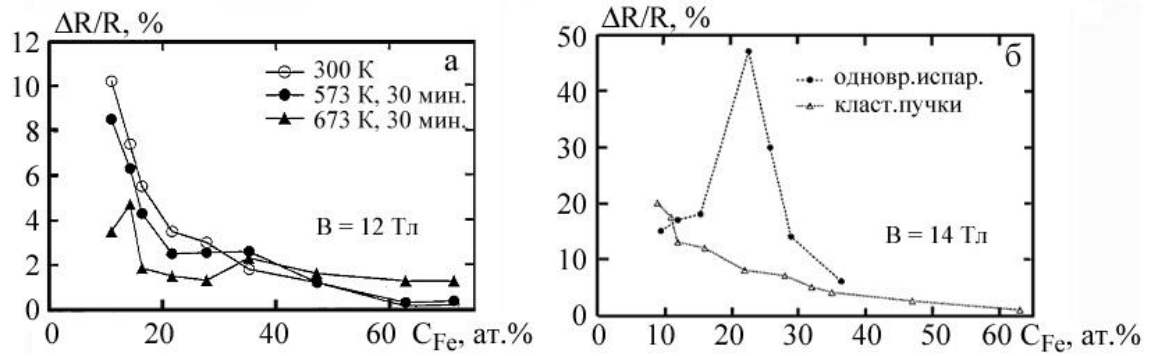


Рис. 1.11. Зависимость МС от концентрации Fe для гранулированных пленок Fe-Cu до и после отжига (а) [98] при получении из кластерных пучков (а, б) и одновременным осаждением (б) [97]

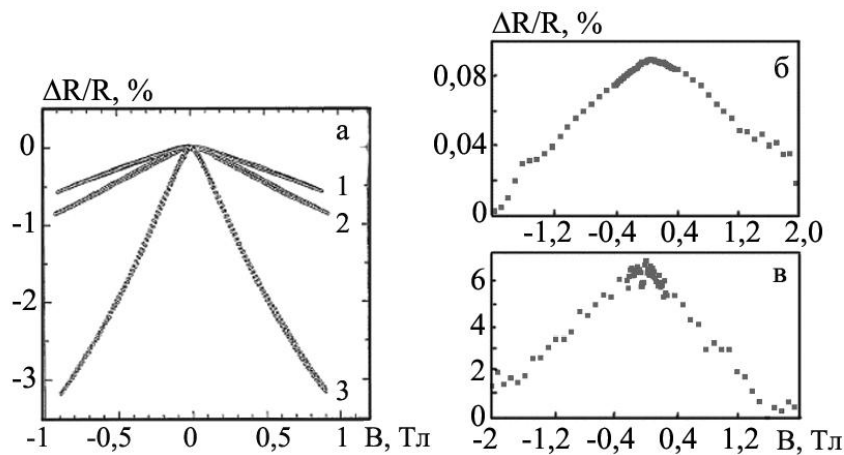


Рис. 1.12. Зависимость МС при $T = 4$ К от величины поля для сплава $Fe_{25}Cu_{75}$, неотожженного (1) и отожженного до 550 К (2) и 663 К (3) (а) [125]; при комнатной температуре для сплава $Fe_{20}Cu_{80}$, неотожженного (б) и отожженного до 600 К (в) [107]

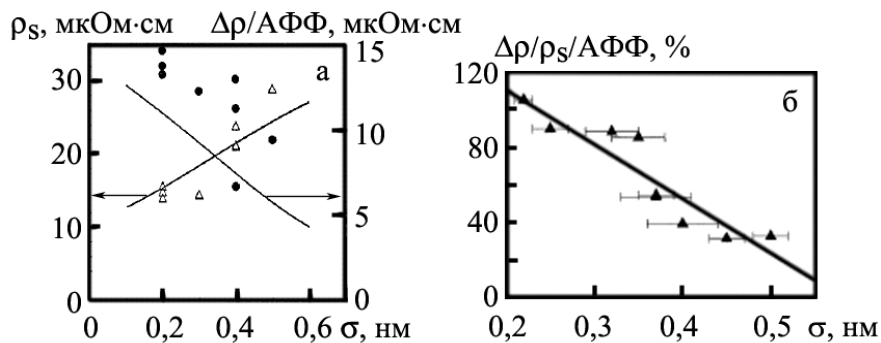


Рис. 1.13. Зависимость сопротивления ρ_s (Δ) и изменения сопротивления $\Delta\rho$ (\bullet) (а) или магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_s$ (\blacktriangle) (б), приведенных к АФФ, от амплитуды шероховатости интерфейса σ для пленочных систем $[Fe(2,2)/Cr(1,2)]_{10}/\Pi$ (а) [79] и $[Fe(2,2)/Cr(1,3)]_{10}/\Pi$ (б) [81]

тических расчетов и экспериментальных данных было показано, что зависимость МС от величины АФФ носит линейный характер.

Ряд работ посвящен исследованию МС в зависимости от рода подложки и буферного слоя [132, 133]. Как показано в [133], величина МС значительно зависит от соотношения параметров решетки подложки и первого сконденсированного слоя. В качестве подложки применялись MgO и SrTiO₃(001), у которого параметр решетки отличается от Cu на 7 %. В зависимости от толщины буферного слоя Cu магниторезистивное отношение для пленочной системы [Fe(1,44)/Cu(1)]₁₅ в случае STO подложки было больше на 30-90 % по сравнению с MgO.

Выводы к разделу 1

1. Анализ теоретических моделей для термического коэффициента сопротивления и магнитосопротивления позволяет сделать выводы:

- необходимо проанализировать влияние температурной зависимости параметров электропереноса на величину ТКС;
- корреляция между величиной МС и концентрацией магнитной компоненты пленочной системы, условий ее термообработки, а также геометрии измерений требует дальнейших исследований.

2. Анализ данных по диффузионным процессам и структурно-фазовому состоянию указывает на необходимость следующих исследований:

- дополнительного изучения диффузионных процессов в пленочных системах на основе Fe/Cr(Cu) в широком интервале температур;
- анализ структурных характеристик интерфейсов (коэффициента прохождения ГР слоев, шероховатости) и их возможного влияния на электро- и магниторезистивные свойства;
- установления корреляции между процессами диффузии и фазообразования многослойных двухкомпонентных пленок с их магниторезистивными свойствами.

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Анализ литературных данных определил цель наших исследований, которая состоит в установлении корреляции между электрофизическими и магниторезистивными свойствами и особенностями структурно-фазового состояния и диффузионными процессами в многослойных пленочных системах на основе Fe и Cu или Cr. Экспериментальный этап работы состоял в изучении процессов фазообразования и диффузионных процессов, стабильности отдельных слоев в многослойных пленочных системах, а также в изучении их электрофизических и магниторезистивных свойств, таких как температурный коэффициент сопротивления и магнитосопротивление. Этап теоретических исследований состоял в усовершенствовании модели для ТКС многослойных плёнок с учётом температурных эффектов, апробации известных теоретических моделей для ТКС и изучении влияния поверхностного и интерфейсного рассеяния электронов на проводимость пленочных систем.

Исходя из поставленной задачи были проведены исследования с использованием следующих экспериментальных методов и методик:

- получение одно- и многослойных пленочных образцов и мультислоев в высоком вакууме в одном технологическом режиме;
- вакуумная термообработка при изучении электрофизических и магниторезистивных свойств полученных образцов;
- малоугловая рентгеновская рефлектометрия для исследования структурного состояния поверхности и интерфейсов образцов;
- атомно-силовая микроскопия (АСМ) для изучения топологии поверхности;
- просвечивающая электронная микроскопия для исследования кристаллической структуры;
- электронография и рентгенография для изучения фазового состава;
- оже-электронная спектроскопия (ОЭС) и масс-спектроскопия вторичных ионов (ВИМС) для исследования диффузионных процессов.

Рассмотрим более детально методики получения и исследования электрофизических и магниторезистивных свойств пленочных образцов на основе Fe и Cu или Cr.

2.1. Методика получения плёночных систем на основе Fe, Cu и Cr

Получение одно- и многослойных пленочных образцов на основе металлов Fe, Cu и Cr, а также последующий отжиг и исследование их электрофизических свойств проводилось с использованием следующей вакуумной техники: стандартной вакуумной установки ВУП5-М (давление остаточных газов в рабочем объеме $p \cong 10^{-4}$ Па) и высоковакуумной установки на основе безмаслянной откачки ($p \cong 10^{-7}$ Па с использованием магниторазрядного, криосорбционного и турбомолекулярного насосов).

Свойства пленочных систем (структурные, электрофизические и магниторезистивные) существенным образом зависят от условий их получения, а именно от степени вакуума, материала и температуры подложки T_n , скорости конденсации ω , которые связаны между собой соотношением $\alpha = p / \omega \sqrt{T_n}$. По данным работы [134] при температуре подложки, близкой к температуре Дебая, пленки будут иметь минимальное значение удельного сопротивления и максимально возможную чистоту. В наших исследованиях для предотвращения растрескивания пленок на основе Cr(Fe) подложка подогревалась с помощью молибденовой спирали до температуры 440 – 470 К ($\Theta_{0D}^{Fe} = 467K, \Theta_{0D}^{Cr} = 585K, \Theta_{0D}^{Cu} = 343K$ [135]).

В качестве подложек использовались аморфные ситалловые пластины (для исследования электрофизических, магниторезистивных свойств и ВИМС), монокристаллический Si(111) (при измерении магниторезистивного эффекта) и углеродные пленки толщиной до 20 нм, предварительно осажденные на скол кристалла NaCl и препарированные на микроскопическую сеточку (для электронно-микроскопических исследований).

Согласно рекомендациям работ [17, 120, 121, 136] в вакуумных условиях с $p \cong 10^{-4}$ Па во избежание появления примесных оксидных фаз (Cu_2O , Cr_3O , Fe_3O_4) пленки Cu, Cr и Fe конденсировались со скоростью $\omega = 1,5\text{--}2,0$; $0,5\text{--}1,0$; $2,0\text{--}3,0$ нм/с соответственно. Послойное напыление многослойных пленочных систем на основе фрагментов Fe/Cr(Cu) проводилось в двух режимах: с малой скоростью конденсации ($\omega \cong 0,01$ нм/с, $p = 10^{-7}$ Па) и с выдержкой отдельных слоев, и без неё со средней скоростью конденсации ($\omega \cong 1\text{--}3$ нм/с, $p = 10^{-4}$ Па), методика которого будет описана ниже.

Контроль толщины образцов осуществлялся *in situ* высокоточным методом кварцевого резонатора, который основывается на измерении частоты кварцевой пластины РГ-08 (резонансная частота 10 МГц), включенной в схему генератора, при осаждении на нее тонкой металлической пленки. Частота выходного сигнала измерялась частотомером Ф5035. Толщина тонкой пленки рассчитывается по формуле:

$$d = \frac{N_q \cdot \rho_q}{\rho_f \cdot f^2} \cdot (f_q - f), \quad (2.1)$$

где N_q – частотная константа для среза кристалла кварца, $N_q = 1,668 \cdot 10^5$ Гц·см;

ρ_q, ρ_f – плотность кварца и пленки соответственно, $\rho_q = 2,65$ г/см³;

f_q, f – резонансные частоты кварцевой пластины до и после напыления соответственно.

Для контроля толщин более тонких слоев использовался метод кварцевого резонатора, который в выбранном диапазоне частот чувствителен к изменению толщины 0,1–0,2 нм (погрешность – 10%). С целью контроля общей толщины многослойных систем и толщины их компонент использовался интерферометрический метод (прибор МИИ-4), который допускал погрешность от 50 до 5% в интервале толщин от 10 до 100 нм. Температурная нестабильность

резонансной частоты кварцевого резонатора является недостатком данного метода, но при этом его преимущество в сравнении с методом интерференции состоит в возможности обеспечения необходимой скорости конденсации.

Рассмотрим методику получения многослойных пленочных систем на основе Fe и Cu или Cr с большой скоростью конденсации, схема которой изображена на рис. 2.1. Испарение осуществлялось термическим методом последовательно из двух испарителей, разделенных экраном из нержавеющей стали. Подложка с контактными дорожками и маской крепилась на круглом столике диаметром 5 см, который присоединен к специальному электродвигателю. Частота вращения двигателя составляла 30 – 90 об/мин. Конденсация одной из компонент на подложку происходила, когда она проходила в зоне испарителя. Толщина отдельных слоев рассчитывалась по скорости испарения компонент и общей толщиной, определяемой с помощью стеклянных свидетелей интерферометрическим методом. Это позволило получать пленочные системы с разной массовой концентрацией компонент, которая определялась по формуле:

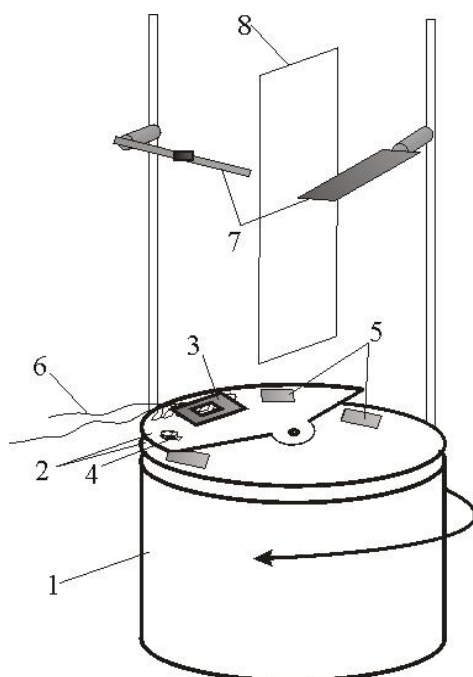


Рис. 2.1. Схема получения многослойных пленочных систем с большой скоростью конденсации: 1 – электродвигатель, 2 – стационарный и движущийся столики, 3 – подложка и маска, 4 – скол NaCl, 5 – стеклянные свидетели, 6 – молибденовая спираль, 7 – термические испарители, 8 – экран

$$c_i = \frac{\rho_i d_i / \mu_i}{\rho_1 d_1 / \mu_1 + \rho_2 d_2 / \mu_2}, \quad (2.2)$$

где ρ_i и μ_i – плотность и молярная масса компонент соответственно.

2.2. Методы исследования кристаллической структуры и диффузионных процессов

2.2.1. Электронная микроскопия и электронография

Электронно-микроскопические и электронографические исследования кристаллической структуры и фазового состава осуществлялись с помощью просвечивающего электронного микроскопа с высокой разрешающей способностью ПЭМ-125К (диапазон увеличений в режиме ПЭМ составлял величину $(1-200) \cdot 10^3$ раз).

При обработке электронограмм пользовались стандартной методикой с использованием эталона, в качестве которого выступали пленки Al, для расчета постоянной прибора (C). Позже проводились измерения диаметра дифракционных колец исследуемых образцов, рассчитывались соответствующие им межплоскостные расстояния (d_{hkl}) и параметры решетки (a) с помощью соотношений для кристаллов кубической сингонии:

$$C = D_{hkl}^0 \cdot d_{hkl}^0, \quad d_{hkl} = \frac{C}{D_{hkl}}, \quad a_{hkl} = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}. \quad (2.3)$$

Точность измерений d_{hkl} составляла $\pm 0,001$ нм. На рис. 2.2 представлены типичные дифракционные картины и микроснимки кристаллической структуры пленок Cu, Fe и Cr, а в табл. 2.1 – результаты расшифровки электронограмм. Как видно из рис. 2.2, пленка Cu имеет ГЦК решетку со средним параметром \bar{a} (Cu) = $0,360 \pm 0,001$ нм, а пленки Fe и Cr – ОЦК решетку с параметрами

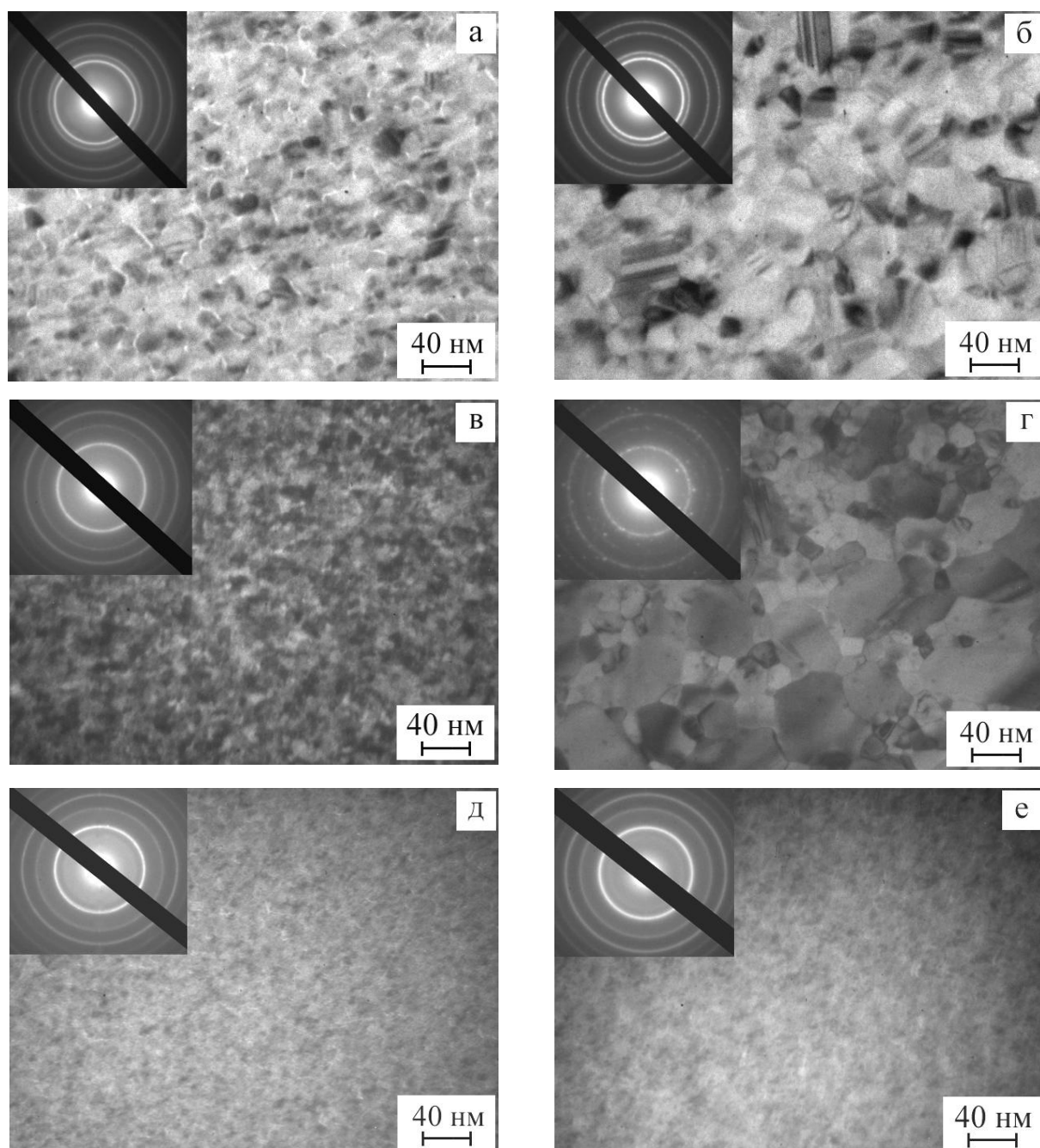


Рис. 2.2. Микроструктура и дифракционные картины (на вставках) от однослойных пленок Cu(20)/П (а, б), Fe(20)/П (в, г), Cr(20)/П (д, е) в неотожженном (а, в, д) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 700$ К и охлажденном до 300 К состояниях (б, г, е). В скобках указана толщина в нм

Таблица 2.1

Расшифровка дифракционных картин от пленок Cu(20), Fe(20) и Cr(20)

Пленка	№	Неотожженная					$T_{отж} = 700 \text{ К}$					d_{hkl}^0 , нм [137]
		I, о.е.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a_{hkl} , нм	I, о.е.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a_{hkl} , нм	
Cu	1	О.С.	0,208	111	Cu	0,360	о.С.	0,209	111	Cu	0,361	0,209
	2	С.	0,181	200	Cu	0,362	С.	0,180	200	Cu	0,360	0,179
	3	ср.	0,127	220	Cu	0,359	ср.	0,128	220	Cu	0,362	0,127
	4	ср.	0,109	311	Cu	0,361	ср.	0,109	311	Cu	0,361	0,108
	$\bar{a} = 0,360$ нм						$\bar{a} = 0,361$ нм					
Fe	1	О.С.	0,202	110	α -Fe	0,286	о.С.	0,202	110	α -Fe	0,286	0,201
	2	ср.	0,143	200	α -Fe	0,286	ср.	0,143	200	α -Fe	0,286	0,142
	3	ср.	0,117	211	α -Fe	0,287	ср.	0,118	211	α -Fe	0,289	0,116
	4	сл.	0,101	220	α -Fe	0,285	сл.	0,102	220	α -Fe	0,288	0,101
	5	о.сл.	0,091	310	α -Fe	0,287	о.сл.	0,091	310	α -Fe	0,287	0,090
$\bar{a} = 0,286$ нм						$\bar{a} = 0,287$ нм						
Cr	1	О.С.	0,204	110	Cr	0,288	о.С.	0,204	110	Cr	0,288	0,204
	2	ср.	0,143	200	Cr	0,286	ср.	0,144	200	Cr	0,288	0,143
	3	ср.	0,118	211	Cr	0,289	ср.	0,118	211	Cr	0,289	0,117
	4	сл.	0,101	220	Cr	0,285	сл.	0,102	220	Cr	0,288	0,101
	5	ср.	0,091	310	Cr	0,287	ср.	0,091	310	Cr	0,287	0,091
$\bar{a} = 0,287$ нм						$\bar{a} = 0,288$ нм						

О.С. – очень сильная; С. – сильная; ср. – средняя; сл. – слабая; о.сл. – очень слабая

\bar{a} (α -Fe) = 0,288±0,001 нм и \bar{a} (Cr) = 0,287±0,001 нм, что соответствует табличным значениям для массивных образцов [137]. Как отмечалось ранее, пленки Fe и Cr имеют мелкодисперсную (рис. 2.2 в, д), а Cu - крупнокристаллическую структуру (рис. 2.2 а). После термоотжига до 700 К наблюдается увеличение среднего размера кристаллитов в пленках Cu и Fe вследствие рекристаллизационных процессов в отличие от пленок Cr. При этом термоотжиг не оказывает существенного влияния на фазовый состав однокомпонентных пленок и приводит к незначительному увеличению параметра решетки (\bar{a} = 0,361±0,001 нм (Cu), \bar{a} = 0,287±0,001 нм (Fe), \bar{a} = 0,288±0,001 нм (Cr)).

2.2.2. Рентгенография

Проведение рентгенографических исследований по методике Брегга-Бретано осуществлялось на установке X'Pert MRD Pro (Институт ядерной физики ПАН, г. Краков) с использованием медного K_{α} -излучения ($\lambda = 1,5405 \text{ \AA}$). На этой же установке в режиме малоугловой дифракции (метод рентгеновской рефлектометрии) изучалось качество интерфейсов многослойных образцов (рис. 2.3). Обработка полученных данных осуществлялась с помощью программного обеспечения X-Pert Reflectivity, которое для поиска физических решений для величины шероховатостей интерфейсов, плотности и толщины слоев использует генетический алгоритм. Оптимальными значениями указанных параметров считались те, при которых наблюдалось максимальное совпадение экспериментальных и расчетных рефлектометрических зависимостей, как показано на рис. 2.3 на примере пленочной системы $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}/\text{SiO}_2$. По внешнему виду полученных графиков можно качественно оценить структурные характеристики образца: высота пиков h на рефлектометрических зависимостях отвечает за величину шероховатости σ (чем больше h , тем σ меньше); расстояние между максимумами или минимумами x соответствует толщине образца или слоев, из которых он состоит; критический

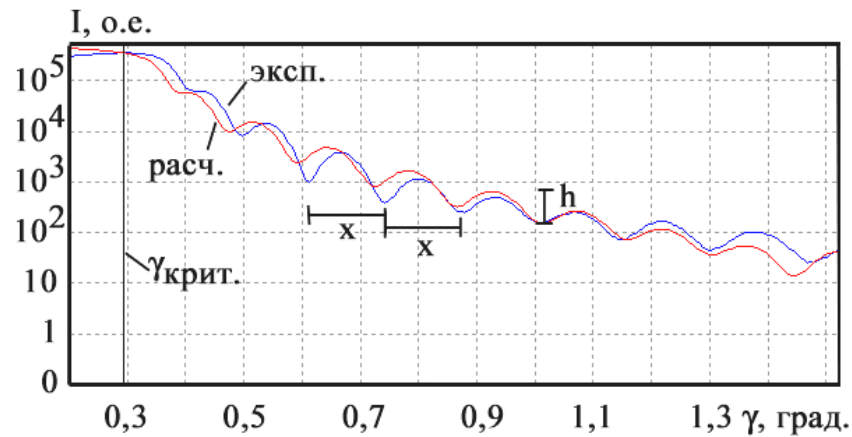


Рис. 2.3. Рентгеновская рефлектометрическая зависимость для пленочной системы $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}/\text{П}$

угол падения $\gamma_{\text{крит.}}$ (задаваемая точка пересечения экспериментальной и расчетной зависимостей) отвечает за плотность образца. При величине шероховатостей интерфейсов порядка 1 нм использованная методика обеспечивала точность измерения $\Delta\sigma = \pm 0,01\text{нм}$.

2.2.3. Атомно-силовая микроскопия

Контроль шероховатости и рельефа неотожженных и отожженных пленочных образцов осуществлялся методом атомно-силовой микроскопии (описан в [138-140]), который получил широкое распространение для исследования механических свойств биологических объектов [141], топологии пленочных образцов и покрытий [142-144]. Внешний вид АСМ и его упрощенная схема приведены на рис. 2.4. В основе работы АСМ лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью, для регистрации которого используется зонд в виде острой иглы, расположенный на конце упругой консоли 4 и позволяющий проводить сканирование в направлении осей x , y и z . Исследуемый образец 1 помещается на поверхности трубки пьезосканера 5. Между иглой и образцом на определенном расстоянии возникают механические силы отталкивания или притягивания подобно силам Ван-дер-Ваальса – взаимодействия атомов [139]. Регистрация малых изгибов упругой консоли зондового датчика

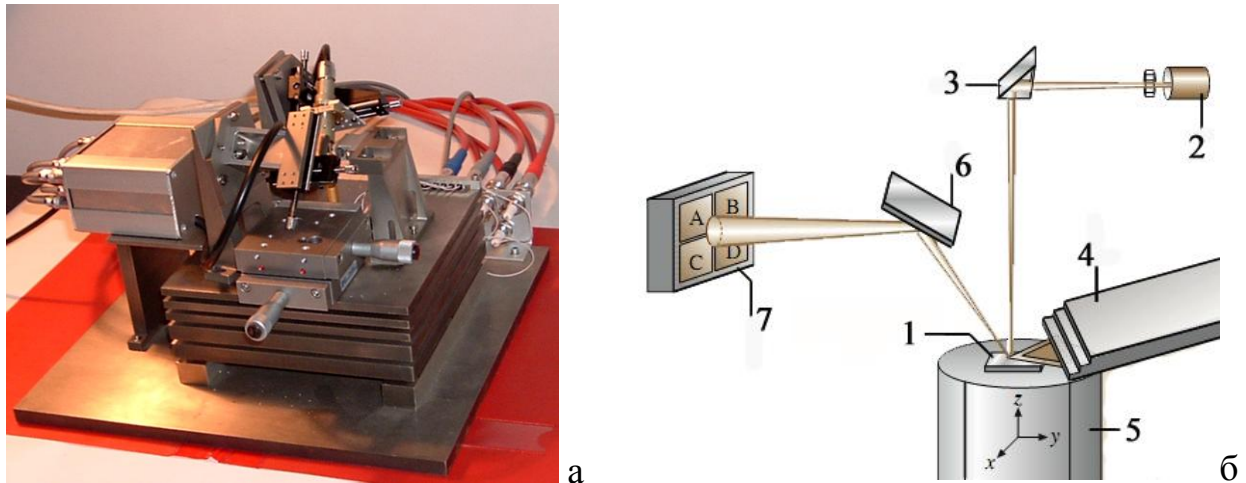


Рис. 2.4. Внешний вид (а) и схема АСМ (б): 1 – образец, 2 – полупроводниковый лазер, 3 – зеркальная призма, 4 – консоль с иглой, 5 – пьезосканер, 6 – зеркало, 7 – фотодетектор

осуществляется с помощью оптического метода: луч от полупроводникового лазера 2, сфокусированный призмой 3, отражается от задней части консоли и направляется через зеркало на детектор 7 (фотоприемник в виде четырехсекционного полупроводникового фотодиода). Величина дифференцированного сигнала от каждой секции фотодиода является мерой отклонения линии консоли. Изменение интенсивности сигнала происходит за счет изменений положения иголки в вертикальном направлении в зависимости от топологии поверхности, что приводит к изменению направления отраженного лазерного луча.

На рис. 2.5 представлены примеры АСМ-изображений для пленочных систем $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}$ и $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$. При обработке результатов АСМ проводился расчет статистических данных с помощью компьютерной программы Atomic Force Microscope 5.01, исходя из топологии поверхности образца. Построение зависимостей статистических функций от размера сканируемой области $G(R)$ (так называемый параметр Харста [142, 144]) и $C(R)$ позволяет рассчитать средний размер зерна L [143-148], значение которого соответствует величине R в первом максимуме на графике $G(R)$ (рис. 2.6 а) или в первом минимуме на графике $C(R)$ (рис. 2.6 б). Однако, как отмечают авторы

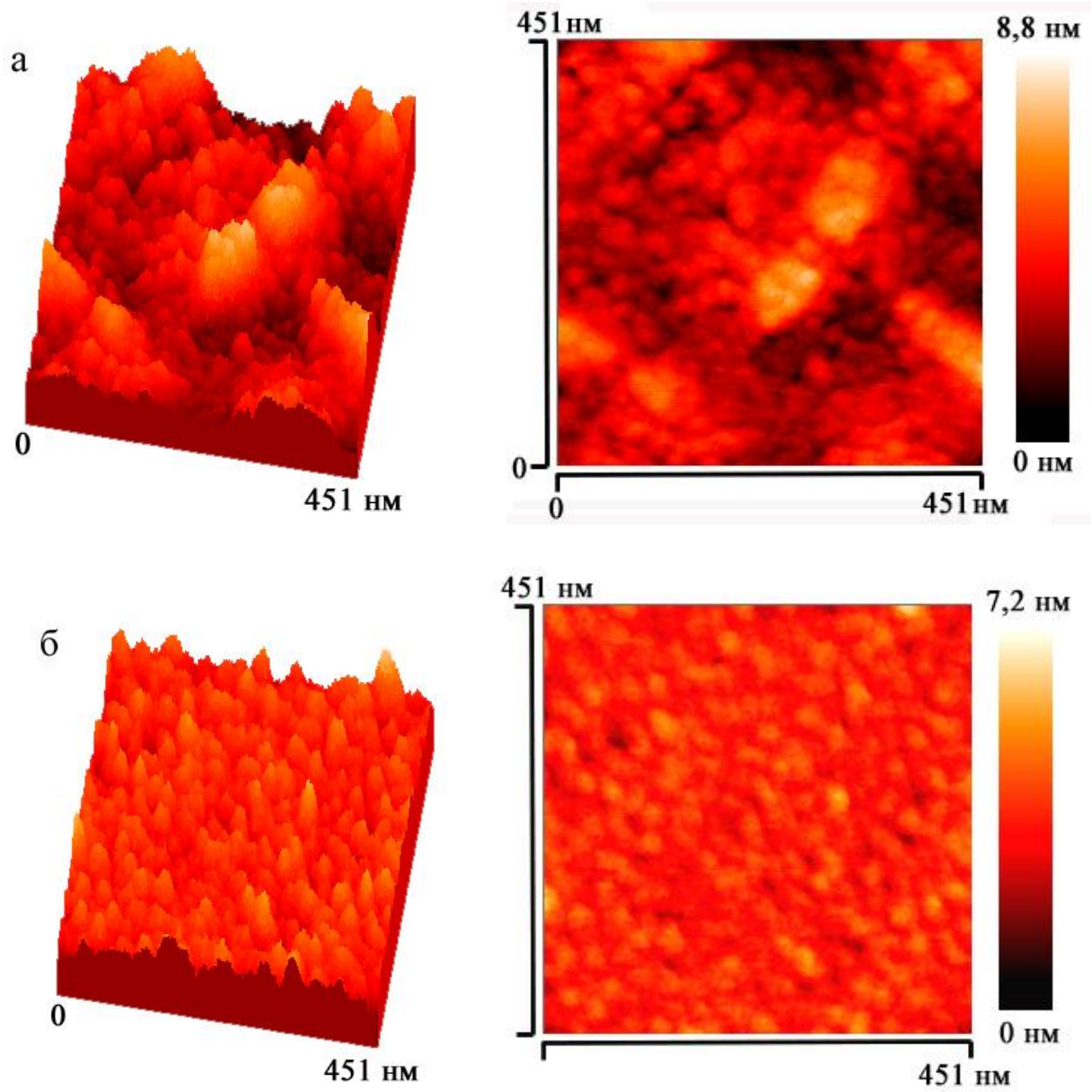


Рис. 2.5. АСМ-изображения пленочных систем $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\Pi$ (а) и $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\Pi$ (б)

[148], величина L , полученная методом АСМ, примерно на порядок больше по сравнению с данными рентгеновских измерений, и является размером агломератов, в которые собираются малые кристаллиты. Шероховатость поверхности определяется с использованием функции распределения высоты и ее производных, которые определяют вероятность нахождения высоты бугров или глубины впадин поверхности в промежутке от h до $h+dh$, вид зависимости распределения высоты в сканируемой области, ее асимметрию и т.п. При этом обычно проводится расчет производной первого порядка (средней поверхностной шероховатости $\langle h \rangle$) и производной второго порядка (средней квадратической шероховатости σ (рис. 2.6 в)) [145-150]. В табл. 2.2 представлены данные среднего размера зерна и шероховатости поверхности для пленочных систем $[\text{Cu}(x)/\text{Fe}(x)]_n/\text{П}$ ($x = 2, 5, 10$ нм, $n = 2, 10$), полученные методом АСМ. Как видно, величина шероховатости σ увеличивается с уменьшением толщины отдельных слоев, что согласуется с данными работы [151], где по результатам рентгеновской рефлектометрии шероховатость поверхности тонких пленок Cr изменяется таким же образом.

2.2.4. Вторичная ионная масс-спектрометрия

Исследования диффузионных процессов в тонкопленочных системах методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) проводилось на приборе МС-7201 М. В качестве подложки использовались пластины ситалла. Для рекристаллизации и активации процессов диффузии проводился термоотжиг образцов в вакууме при фиксированных значениях температуры в интервале 500-900 К на протяжении 10-15 минут.

Для получения диффузионных профилей (рис. 2.7, 2.8) проводилась непрерывная запись масс-спектра вторичных ионов по мере травления пленочного образца пучком ионов Ar^+ с энергиями в диапазоне от 5 до 50 кэВ. Первичные экспериментальные данные были получены в виде развертки по атомным массам, т.е. записи исходного тока детектора ионов спектрометра в

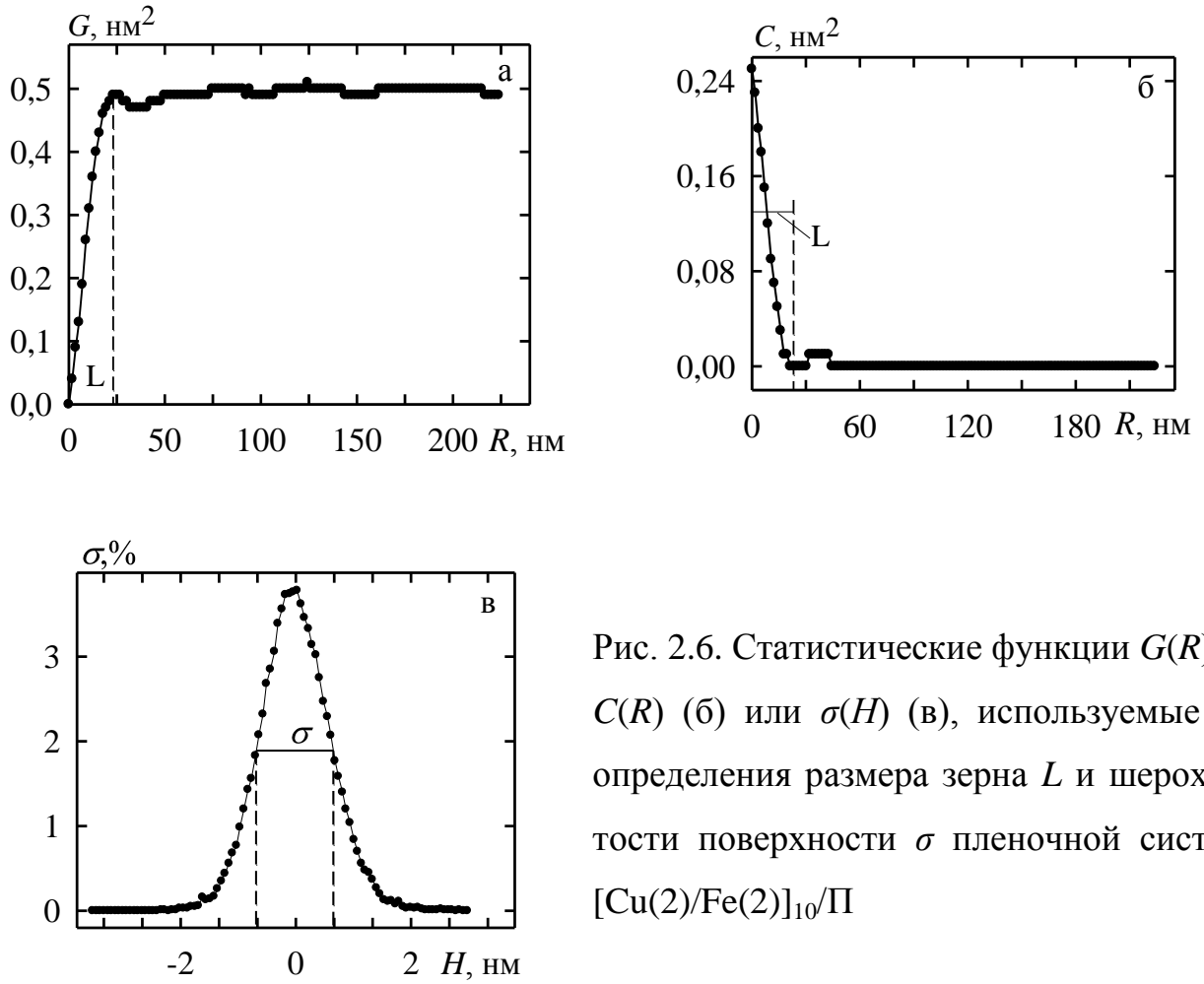


Рис. 2.6. Статистические функции $G(R)$ (а), $C(R)$ (б) или $\sigma(H)$ (в), используемые для определения размера зерна L и шероховатости поверхности σ пленочной системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$

Таблица 2.2

Значения среднего размера зерна и шероховатости поверхности

Пленочная система, толщина в нм	Размер «зерна» $L, \text{нм}$	Шероховатость поверхности $\sigma, \text{нм}$
$[\text{Cu}(10)/\text{Fe}(10)]_2/\text{П}$	46,8	1,21
$[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}$	33,8	1,27
$[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$	23,1	1,34

зависимости от времени регистрации. Учитывая, что скорость травления поддерживалась постоянной, полученные интервалы времени пересчитывались в толщину. При расшифровке масс-спектров с низкой разрешающей способностью использовался тот факт, что для отдельных элементов сохраняются изотопные соотношения, и использовалась таблица природного распространения изотопов.

Так как метод ВИМС является разрушающим, и нет возможности учесть влияние ионно-стимулированной диффузии на величину коэффициентов диффузии, целесообразно воспользоваться другими методами исследования диффузионных процессов. Одним из таких методов является оже-электронная спектроскопия, которая в свою очередь имеет свои особенности.

2.2.5. Оже-электронная спектроскопия

Оже-электронная спектроскопия позволяет избежать ионно-стимулированной диффузии и влияния т.н. эффекта кратера (как в случае ВИМС) и является неразрушающим методом. Исследуемые пленочные системы формировались в сверхвысоковакуумной установке (давление остаточной атмосферы $10^{-6} - 10^{-7}$ Па), что позволяло нивелировать погрешность, связанную с загрязнениями исследуемой поверхности абсорбированными атомами. В камере установки (рис. 2.9) смонтирована система испарителей для получения многослойных плёночных систем и оже-спектрометр, сконструированный в Институте ядерной физики ПАН (г. Краков). Контроль толщины осуществлялся *in situ* высокоточным методом кварцевого резонатора с использованием трех измерительных кварцев. В качестве подложек использовался (100)Si. При оже-анализе применялся пучок первичных электронов диаметром 0,3 мм с энергией 3 кэВ и током 2 мА. Для предотвращения накопления заряда на поверхности образца применялась дорожка токопроводящей высокотемпературной серебряной пасты, которая заземляла образец. При получении пленочных систем оже-спектр фиксировался при каждом увеличении толщины верхнего

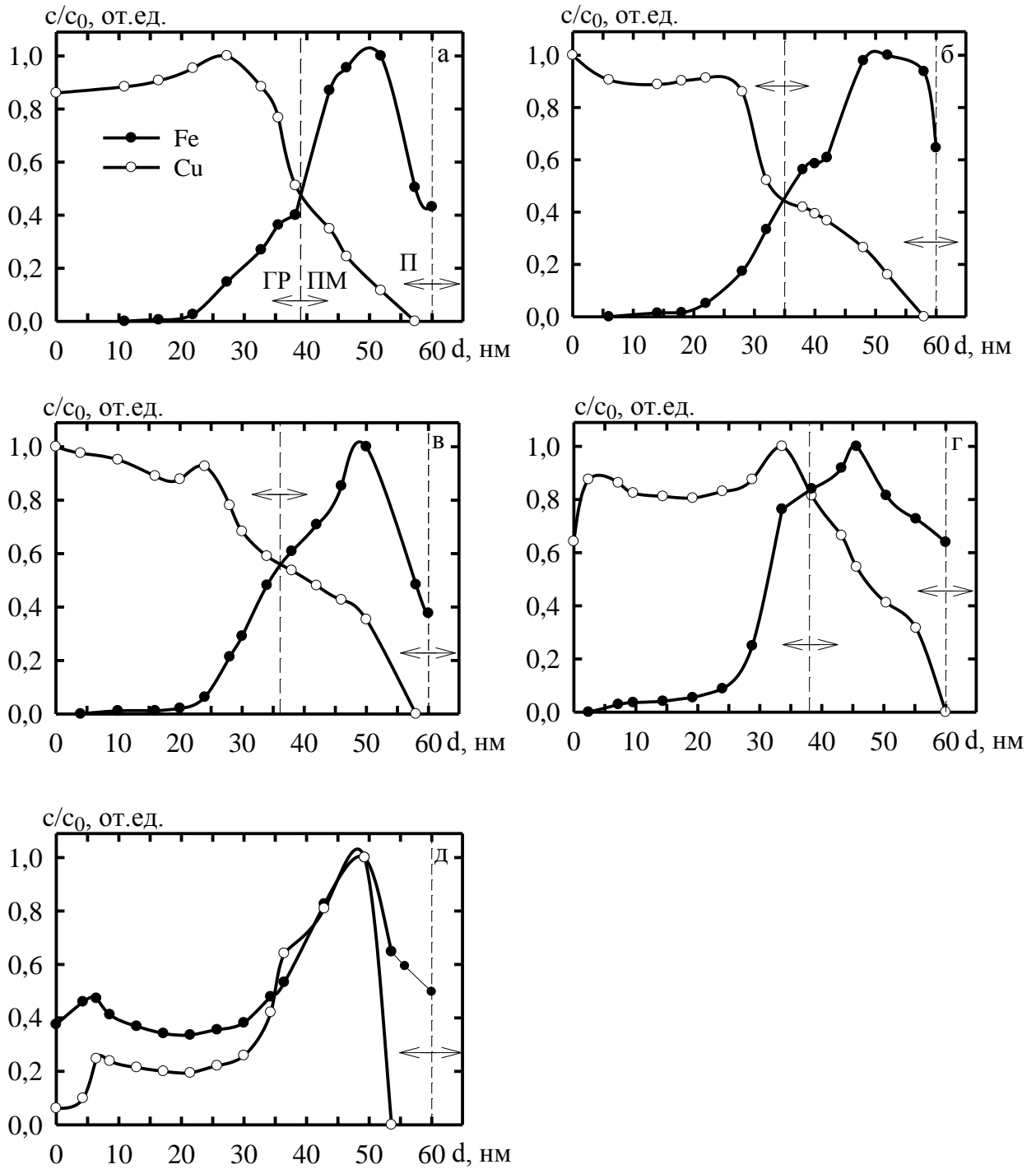


Рис.2.7. Диффузионные профили для пленочной системы $\text{Cu}(40)/\text{Fe}(20)/\text{Pi}$ в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 500$ (б), 630 (в), 750 (г), 870 К (д) состояниях. ГР – граница раздела, ПМ – плоскость Матано и П – подложка

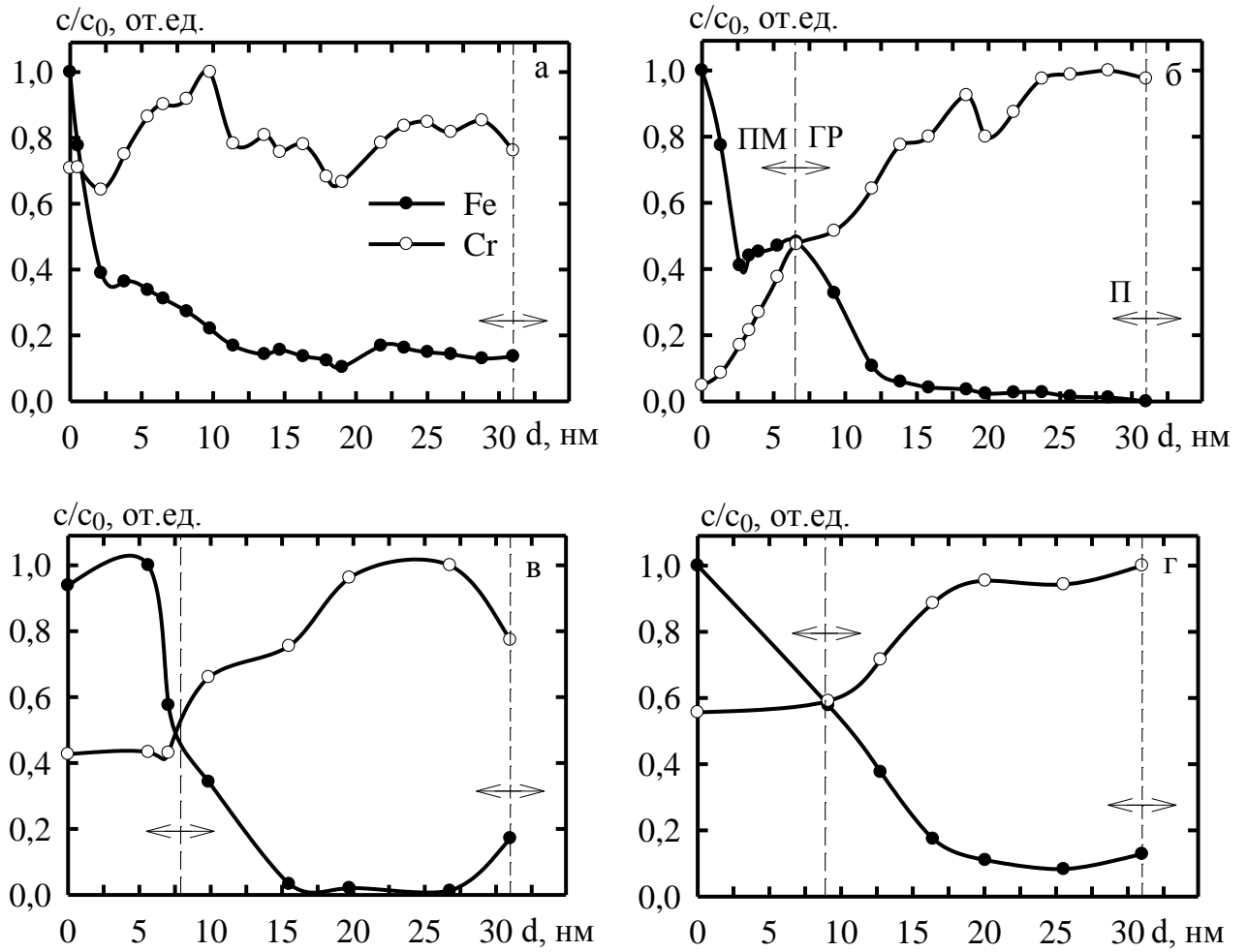


Рис.2.8. Диффузионные профили для пленочной системы Fe(10)/Cr(21)/ Π в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 600$ (б), 750 (в), 900 К (г) состояниях

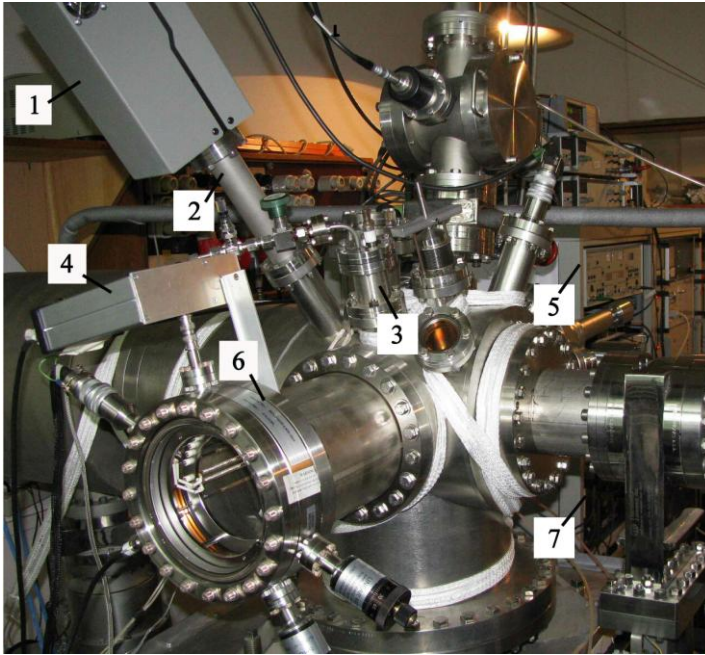


Рис. 2.9. Внешний вид высоковакуумной камеры для исследования диффузионных процессов методом ОЭС:

1, 2 – квадрупольный контроллер и анализатор;
 3 – электронная пушка;
 4 – оже-предусилитель;
 5 – синхронный усилитель;
 6, 7 – оже-анализатор и контроллер

слоя на 0,2 – 5 нм.

Исследование диффузионных процессов методом ОЭС проводилось в низкоэнергетическом (НЭ) и высокоэнергетическом (ВЭ) диапазонах.

Соотношение для интенсивности тока оже-электронов позволяет рассчитать относительное распределение оже-электронов по глубине:

$$I = I_0 \cdot \exp(-x / \lambda), \quad (2.4)$$

где I_0 – константа;

x – глубина испускания оже-электрона;

λ – СДСП оже-электрона.

Из расчетов следует, что с глубины порядка λ испускается 63% оже-электронов. Для оценки СДСП оже-электронов можно воспользоваться известным соотношением [152, 153]:

$$\lambda(E) = \frac{1430}{E^2} + 0,54\sqrt{E}, \text{ \AA} \quad (2.5)$$

где E – энергия оже-электрона в эВ.

На рис. 2.10 а, б представлены низкоэнергетические оже-спектры на примере пленочных систем Cu(10)/Fe(10)/П (а) и Fe(10)/Cu(10)/П (б). Исходя из (2.4), СДСП MNN оже-электронов составляет приблизительно 0,5 нм (0,44 нм для Fe и 0,47 нм для Cu). При этом в низкоэнергетическом диапазоне спектра фиксируется исчезновение сигналов от Cu при 0,4 нм верхнего слоя Fe, и от Fe – при 0,6 нм верхнего слоя Cu, что составляет величину порядка λ_{Cu} и $1,5\lambda_{Fe}$ соответственно. Таким образом, НЭ спектроскопия обладает высокой поверхностной чувствительностью (СДСП соизмерима с глубиной атомной диффузии), что также отмечают авторы [89]. Данные, полученные с помощью НЭС, служат преимущественно для качественного анализа и могут свидетельствовать о наличии диффузионных процессов, в нашем случае более интенсивных в случае диффузии атомов Fe в слой Cu (Fe→Cu) по сравнению с Cu→Fe. Для количественного анализа оже-спектров целесообразно воспользоваться данными высокоэнергетической спектроскопии.

Таким образом, особенности конденсационно-стимулированной диффузии изучались методом ВЭ оже-электронной спектроскопии. Типичные оже-спектры, полученные в процессе конденсации, приведены на рис. 2.10 в, г на примере плёночных систем на основе Fe и Cu. На приведённых спектрах обнаруживаются характеристические оже-пики для Cu (LMM переходы при 776, 849 и 920 эВ) и Fe (LMM переходы при 598, 651 и 703 эВ), интенсивность которых уменьшается по мере осаждения слоёв другого металла.

Для количественного анализа полученных данных и построения диффузионных профилей использовались рекомендации [154, 155]. При расчете концентрации атомов разных элементов c_x использовался метод, учитывающий факторы элементной чувствительности, а величина c_x вычислялась по формуле:

$$c_i = \frac{I_i / S_i}{\sum_{i=1}^n I_i / S_i}, \quad (2.6)$$

где I_i – ток оже-электронов;

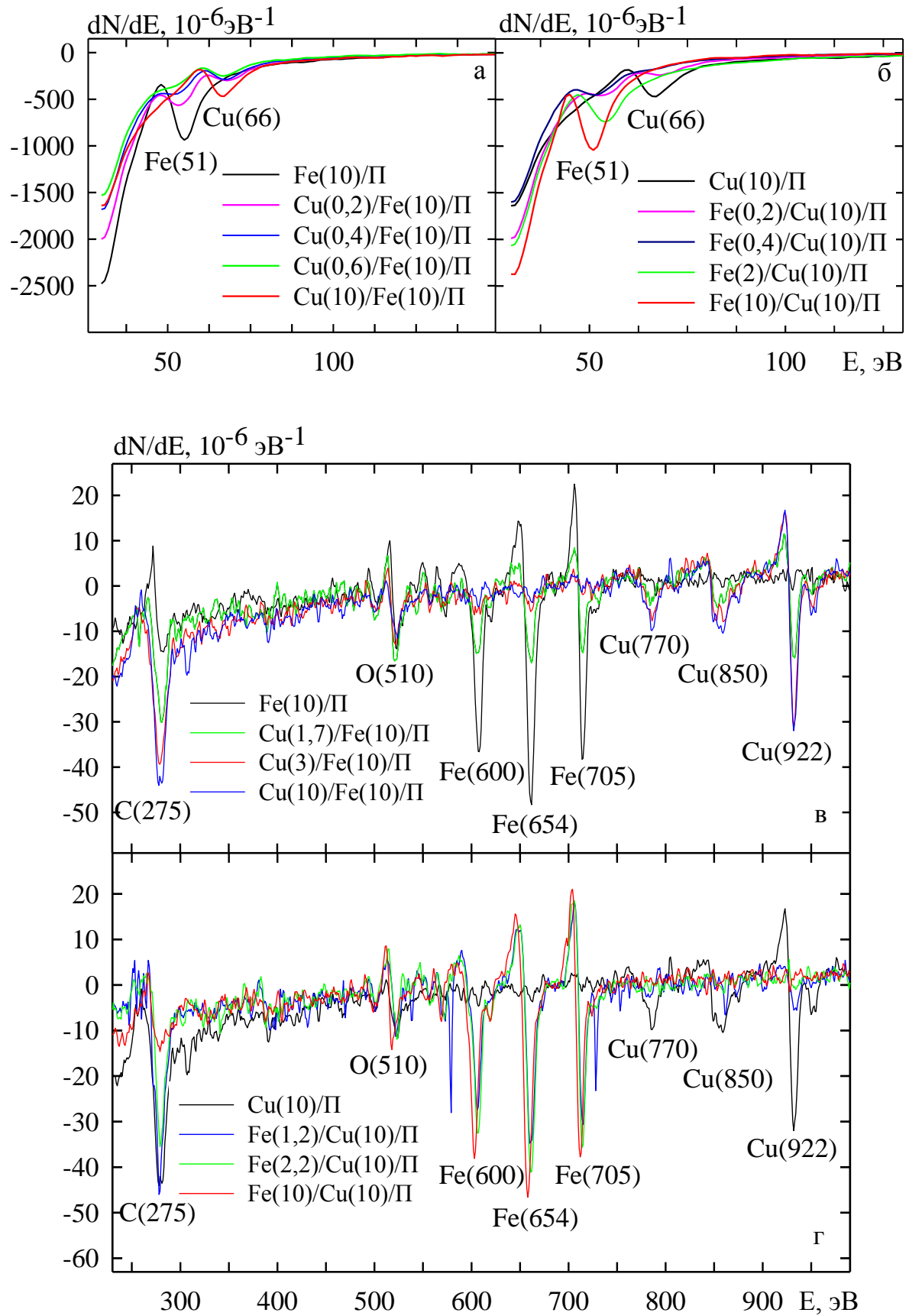


Рис.2.10. Примеры оже-спектров для пленочных систем Cu(10)/Fe(10)/П (а, в) и Fe(10)/Cu(10)/П (б, г) для низкоэнергетических (а, б) и высокоэнергетических (в, г) диапазонов энергии

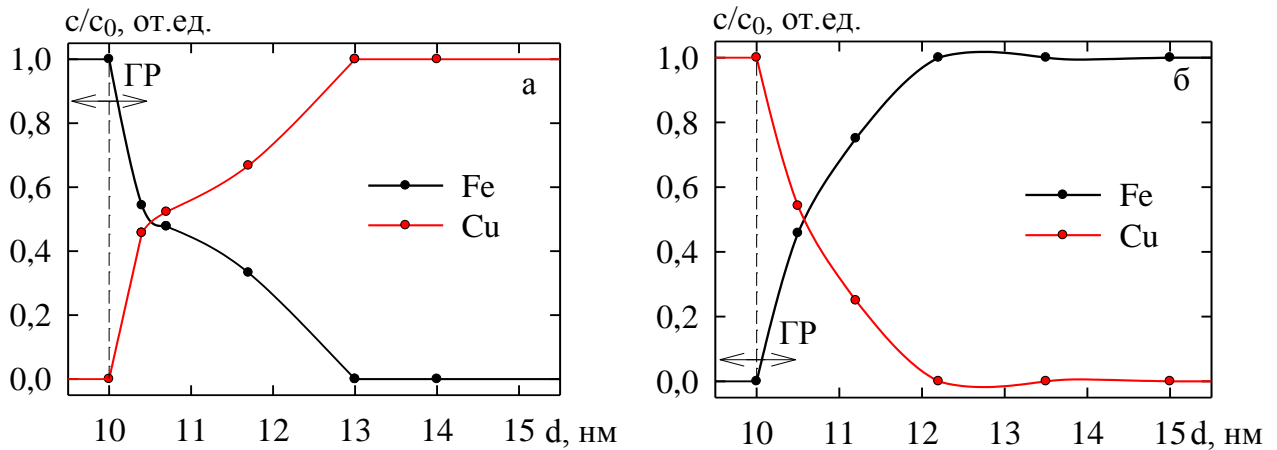


Рис.2.11. Диффузионные профили для пленочных систем Cu(10)/Fe(10)/П (а) и Fe(10)/Cu(10)/П (б) для высокоэнергетического диапазона оже-электронов

S_i – фактор элементной чувствительности, табличная величина [155].

Концентрационные профили для пленочных систем на основе Fe и Cu представлены на рис. 2.11. На их основе осуществлен расчет эффективных коэффициентов конденсационно-стимулированной диффузии $D_{КСД}$ с учетом различных теоретических подходов.

2.3. Методика исследования электро- и магниторезистивных свойств

Исследования электрофизических и магниторезистивных свойств пленочных систем в большинстве случаев производилось комплексно для одних и тех образцов без нарушения вакуумных условий после напыления (в случае изучения температурных зависимостей удельного сопротивления и ТКС) или с выносом на воздух после температурной стабилизации (при изучении МС).

2.3.1. Термический коэффициент сопротивления

Измерения удельного сопротивления с изменением температуры осуществлялось в вакуумных условиях с помощью устройства, изображенного

на рис. 2.12, во время одного – трех стабилизационных циклов "нагревание↔охлаждение". На основе полученных зависимостей $\rho(T)$ определялась величина коэффициента ТКС (β).

Для исследования терморезистивных свойств использовалась подложка (2) (рис. 2.12) с контактными площадками в виде ступеньки – двухслойной пленки Cu/Cr (слой Cr толщиной $d \cong 20 \div 30$ нм обеспечивает хорошую адгезию с подложкой) и слоя Cu толщиной $d \cong 100$ нм, который создает низкоомный контакт с пленочным образцом. Материал подложки (ситалл) выбран из соображений химической нейтральности по отношению к компонентам исследуемых пленочных образцов даже при высоких температурах (порядка

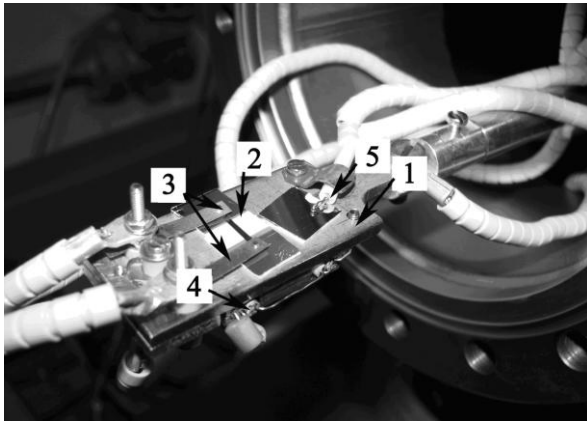


Рис. 2.12. Внешний вид устройства для исследования терморезистивных свойств: 1 – монтажный столик, 2 – подложка с нанесенным пленочным образцом, 3 – прижимные контакты, 4 – нагреватель, 5 – термопара

1000 К). Температурный режим эксперимента обеспечивал нагреватель (4), выполненный из Cu и изолированного керамикой провода Mo или W. Температура контролировалась посредством хромель-алюмелевой термопары (5) и вольтметра UT-70В, что обеспечивало точность ± 1 К. Электрическое сопротивление образцов измерялось вольтметром АРРА-109 (точность $\pm 0,06\%$). С целью нивелировать влияние геометрических размеров пленочных образцов температурные зависимости сопротивления $R(T)$ перестраивались в координатах $\rho(T)$, где удельное сопротивление ρ определялось по формуле $\rho = R \cdot a \cdot d / l$ (a - ширина пленки, l – ее длина).

2.3.2. Магнитосопротивление

Измерение магнитосопротивления проводилось по двух- и четырехточечной схемам измерения (рис. 2.13) в изменяемом от 0 до 1 Тл внешнем магнитном поле. При этом геометрия подложки в первом случае (рис. 2.13 а) позволяет провести дальнейшую термообработку образца с контролем его электрофизических свойств, преимуществом же второй схемы является независимость измерений от сопротивления контактов. При этом коэффициент k в уравнении для искомого сопротивления $R = kU/I$ весомерно зависит от геометрии подложки, а именно – от соотношения ее размеров, как показано на рис. 2.13 б [156, 157].

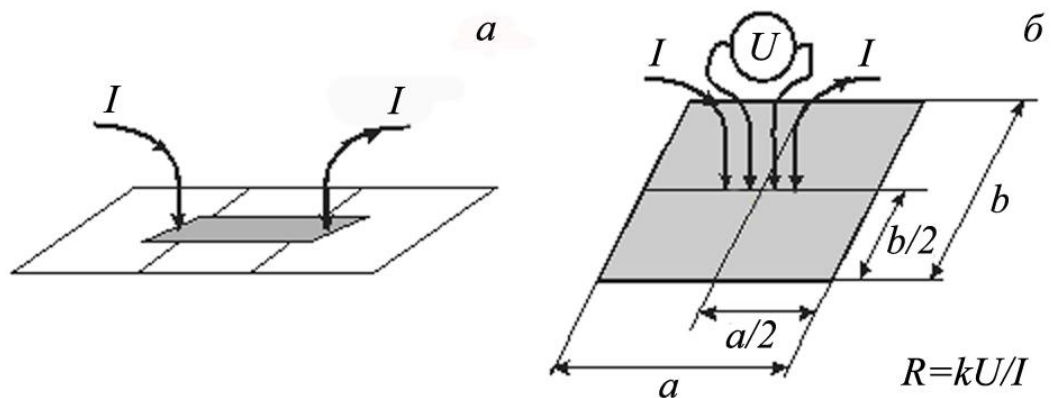


Рис. 2.13. Двух- (а) и четырехточечная (б) схемы измерения магнитосопротивления

Величина магнитосопротивления определялась по формуле:

$$MC = \frac{\Delta R}{R_s} = \frac{R(B) - R_s}{R_s}, \quad (2.7)$$

где $R(B)$ и R_s – сопротивление при заданном поле B и поле насыщения.

Обычно для измерений эффекта МС геометрия, когда ток перпендикулярен плоскости образца, используется наравне с геометрией, когда ток параллелен плоскости образца (ТПП). Мы использовали ТПП геометрию, в

которой рассмотрели три взаимных ориентации магнитного поля \vec{B} с плоскостью образца и протекающим в ней током: продольная геометрия – \vec{B} параллельна плоскости пленки и току; перпендикулярная геометрия – \vec{B} перпендикулярна плоскости пленки и току; поперечная геометрия – \vec{B} параллельна плоскости и перпендикулярна току. Схемы рассмотренных геометрий измерения магнитосопротивления представлены на рис. 2.14.

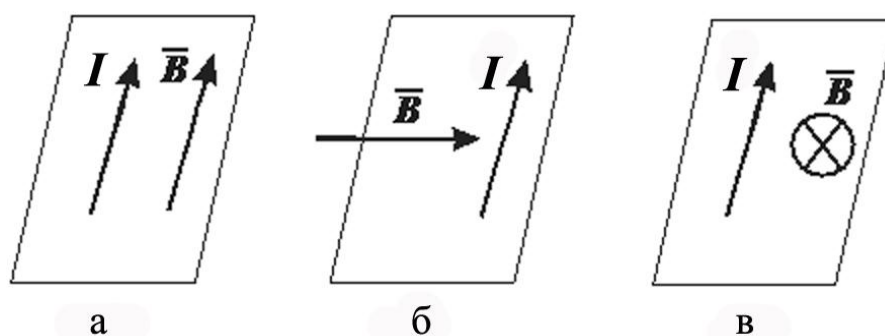


Рис. 2.14. Геометрии измерения магнитосопротивления в зависимости от взаимного расположения подложки и направления протекания тока с вектором магнитной индукции: продольная (а), поперечная (б) и перпендикулярная (в)

Особенности каждой из рассмотренных геометрий измерения обусловлены различной траекторией движения электронов в образце, помещенном в магнитное поле, что было рассмотрено в Разделе 1.

Выводы к разделу 2

1. Разработана методика получения двокомпонентных многослойных пленочных систем на основе Fe и Cr или Fe и Cu, измерения толщины отдельных слоев и их термообработки.

2. При исследовании структурно-фазового состояния, кристаллической структуры, топологии поверхности, диффузионных процессов, электро-

физических и магниторезистивных свойств целесообразно использовать следующие методы:

- электронная микроскопия и электронография (определение средних размеров кристаллитов и фазового состава);
- атомно-силовая микроскопия (изучение морфологии поверхности образцов);
- рентгенография (исследование фазового состава и качества структуры интерфейсов);
- оже-электронная спектроскопия и вторичная ионная масс-спектрометрия (распределение элементов, определение коэффициентов диффузии);
- резистометрия двух- и четырехточечными контактными методами.

РАЗДЕЛ 3

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ Fe И Cr ИЛИ Fe И Cu

3.1. Теоретическая модель для ТКС многослойных плёнок: учёт температурных эффектов [164]

Вопрос о температурной зависимости параметров электропереноса постоянно находился в поле зрения исследователей (например, [158-163]). Поскольку удельное сопротивление ρ растет с увеличением температуры, а СДСП обратно пропорциональна ρ , то величина СДСП должна уменьшаться с ростом температуры, что наблюдается для пленочных [158] и массивных образцов. По данным работы [159] в области низких температур ($T = 70-300$ К) рассеивание носителей заряда на внутренних границах пленочных систем (коэффициент R) практически не зависит от температуры в отличие от параметра p [160], в то время как при более высоких значениях T имеет место ее влияние на параметры электропереноса [161]. Объяснением уменьшения p с ростом T может быть угловая зависимость зеркального отражения электронов [160], в результате чего растет диффузность отражения. Температурная зависимость R и r объясняется локализацией т.н. зернограничной фазы и значительным количеством пор на ГЗ [162], которые приводят к интенсивным колебаниям атомов зерна вблизи границы, амплитуда которых увеличивается с ростом температуры.

В работе [164] нами была сделана попытка учесть температурные эффекты в параметрах электропереноса λ_0 , p , r и Q . Предложенная модель названа полуфеноменологической, поскольку в ней объединяются классический и эмпирический подходы. Исходные положения модели следующие: двух- или многослойная пленочная система моделируется как параллельное соединение n проводников, каждый из которых характеризуется толщиной d_i , величиной СДСП λ_{0i} , эффективным коэффициентом зеркальности

p_i , коэффициентом прохождения границы зерна r_i , коэффициентом прохождения границы раздела слоев Q_{ij} (из i -го в j -й слой); температурные эффекты в параметрах электропереноса учитываются соответствующими термическими коэффициентами:

$$\beta_{\lambda_{0i}} = \frac{d \ln \lambda_{0i}}{dT}, \quad \beta_{p_i} = \frac{d \ln p_i}{dT}, \quad \beta_{r_i} = \frac{d \ln r_i}{dT} \quad \text{и} \quad \beta_{Q_{ij}} = \frac{d \ln Q_{ij}}{dT}.$$

На рис. 3.1 представлена схема трехслойной пленки с возможными вариантами рассеивания и межслоевыми переходами электронов. Здесь приняты такие обозначения: 1, 1'' – поверхностное рассеяние ($p_1 = p_2$); 2, 2', 2'' – зернограничное рассеяние (в общем случае $r_1 \neq r_2 \neq r_3$), 3, 3', 3'' – рассеяние и прохождение границы раздела ($P_{12} \cong p_1$; $P_{23} \cong p_2$; $P_{32} \cong p_3$; $Q_{12} = Q_{21}$; $Q_{23} = Q_{32}$); 3, 3', 3'' – межслойные переходы при $\lambda_{01,2} \cong (d_1 + d_2)/2$; 4, 4'' – межслойные переходы при $\lambda_{01,3} \cong d_2 + (d_1 + d_3)/2$. Рассматривая такую систему как параллельное соединение проводников, можно записать соотношение:

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} (d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2 + d_3 \sigma_{03} F_3). \quad (3.1)$$

После логарифмирования и дифференцирования по температуре это выражение принимает вид:

$$\beta = A_1 \left(\alpha_1 - \frac{\partial \ln \sigma_{01}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_1}{\partial T} \right) + \dots + A_3 \left(\alpha_3 - \frac{\partial \ln \sigma_{03}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_3}{\partial T} \right), \quad (3.2)$$

где $A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{\sum_{i=1}^3 d_i \sigma_{0i} F_i}$ – статистический вес вклада i -го слоя в общую величину

ТКС (σ_{0i} – удельная проводимость массивного образца, F_i – функция Фукса, которая определяет влияние толщин слоев на проводимость в данном случае трехслойной пленки);

$\alpha_i = \frac{d \ln l}{dT}$ – термический коэффициент линейного расширения (величина $\alpha_i \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и ею можно пренебречь по сравнению с $\beta_{0i} \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ K}^{-1}$).

Кроме того, величина $-\frac{\partial \ln \sigma_{0i}}{\partial T} \cong \beta_{0i}$ (β_{0i} – ТКС массивных монокристаллов, при апробации более правильно будет использовать вместо β_{0i} величину β_{gi} , которая определяется как $\beta_{gi} \cong \beta_{\infty i} \cong \lim_{d_i \rightarrow \infty} \beta_i$).

Для учета температурных эффектов в коэффициентах p , r и Q запишем F_i как функцию параметров k_i и m_i таким образом:

$$F_i = F_i[k_i(\lambda_{0i}, d_i, p_i, Q_{i(i\pm 1)}), m_i(\lambda_{0i}, d_i, p_i, Q_{i(i\pm 1)})];$$

$$k_{i\pm 1}(\lambda_{0i\pm 1}, d_{i\pm 1}, p_{i\pm 1}, Q_{(i\pm 1)i}), m_{i\pm 1}(\lambda_{0i\pm 1}, d_{i\pm 1}, p_{i\pm 1}, Q_{(i\pm 1)i})],$$

где величины $k_i = \frac{d_i}{\lambda_{0i}}$ и $m_i = \frac{L_i}{\lambda_{0i}}$ – приведенные толщина и средний размер зерна, определяются поверхностным рассеиванием и рассеиванием на границе зерна или на границе раздела слоев, и учитывая допущение, что $Q_{ij} \cong r_i$ и $\beta_{Qij} \cong \beta_{ri}$ в виду структурного сходства ГР слоев и ГЗ [165, 166]. В развернутом виде,

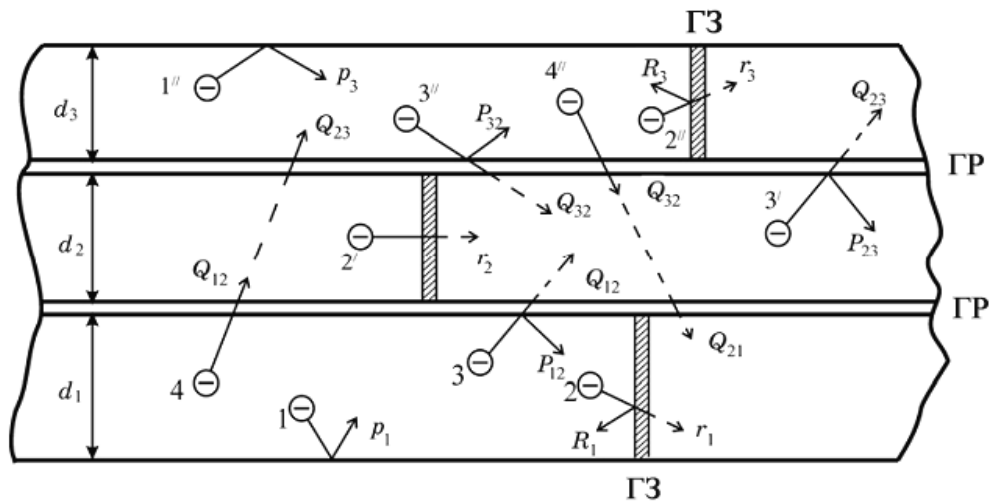


Рис. 3.1. Схема рассеяния и межслоевых переходов электронов в трехслойной пленочной системе

например, производная $\frac{d \ln F_1(k_1, m_1)}{dT}$ будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
\frac{d \ln F_1(k_1, m_1)}{dT} = & \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} \cdot \frac{\partial \ln p_1}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln r_1} \cdot \frac{\partial \ln r_1}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{21}} \cdot \frac{\partial \ln Q_{21}}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln p_1} \cdot \frac{\partial \ln p_1}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} \cdot \frac{\partial \ln r_1}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln Q_{21}} \cdot \frac{\partial \ln Q_{21}}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} \cdot \frac{\partial \ln p_2}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln r_2} \cdot \frac{\partial \ln r_2}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \cdot \frac{\partial \ln Q_{21}}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln p_2} \cdot \frac{\partial \ln p_2}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} \cdot \frac{\partial \ln r_2}{\partial \ln T} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln Q_{21}} \cdot \frac{\partial \ln Q_{21}}{\partial \ln T}.
\end{aligned} \tag{3.3}$$

С учетом следующих замечаний:

- производные $\frac{d \ln k_1}{d \ln r_1}$, $\frac{d \ln m_1}{d \ln p_1}$, $\frac{d \ln m_1}{d \ln Q_{21}}$ необходимо приравнять к нулю из тех соображений, что внешний (рассеивание на поверхности пленки) и внутренний (рассеивание на ГЗ) размерные эффекты не должны влиять друг на друга;
- некоторые множители можно выразить через ТКС, в частности,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln m_i} \cong \frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}, \quad \frac{d \ln m_i}{dT} \cong \frac{d \ln k_i}{dT} = \alpha_i + \beta_{0i}, \\
\frac{\partial \ln m_i}{\partial \ln m_k} \cong \frac{\partial \ln k_i}{\partial \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}},
\end{aligned}$$

после подстановки (3.3) в (3.2) соотношение для ТКС на примере трехслойной поликристаллической пленки будет имеет вид:

$$\begin{aligned}
\beta = & A_1 \left\{ \beta_{01} - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \cdot \left[\left(2\beta_{01} + \beta_{r1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} + \beta_{p1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} + \beta_{Q_{12}} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(2\beta_{02} + \beta_{r2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{21}} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \right) \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \dots + \\
& + A_3 \left\{ \beta_{03} - \left(1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \cdot \left[\left(2\beta_{03} + \beta_{r3} \cdot \frac{\partial \ln m_3}{\partial \ln r_3} + \beta_{p3} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln p_3} + \beta_{Q_{32}} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln Q_{32}} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(2\beta_{02} + \beta_{r2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{23}} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{23}} \right) \cdot \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \right] \right\},
\end{aligned} \tag{3.4}$$

где опущено слагаемое A_2 , т.к. оно аналогично множителям возле A_1 и A_3 .

Апробация соотношения (3.4) проводилась для двух- и многослойных пленочных систем на основе Cu и Cr, исходя из тех соображений, что в них сохраняется индивидуальность отдельных слоев после термообработки и отсутствуют примесные фазы [121, 122, 166]. В основе методики апробации предложенной модели лежит обработка размерных зависимостей $\beta(d)$ для однослойных пленок, которые являются компонентами многослойных систем, при двух температурах T_1 и T_2 в рамках линеаризованной модели МШ [7, 8] и модели изотропного рассеивания ТТП [167]. Качественно эти зависимости имеют вид, представленный на рис. 3.2. Перестроив эти размерные зависимости в координатах $\beta \cdot d$ от d и $\beta^{-1} \cdot d$ от d (рис. 3.3), можно получить две группы

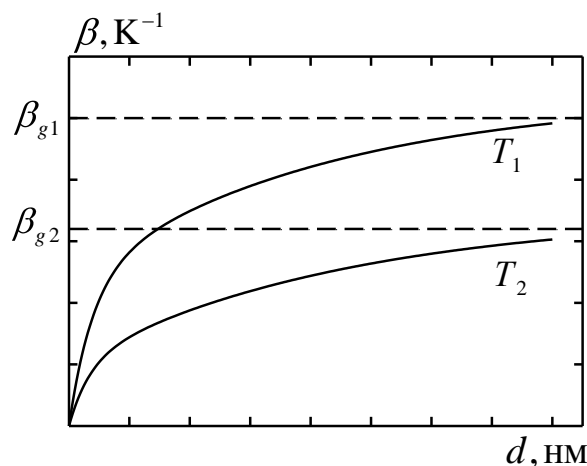


Рис. 3.2. Качественная зависимость ТКС от толщины однослойной пленки при двух температурах T_1 и T_2 ($T_2 > T_1$)

величин $\lambda_0(T_i)$, $p(T_i)$ и $r(T_i)$. Воспользовавшись полученными данными, можно оценить термические коэффициенты β_p , β_r и производные $d \ln m_i / d \ln r_i$, $d \ln k_i / d \ln p_i$, представив их в виде:

$$\beta_p = \frac{1}{p(T)} \frac{p(T_2) - p(T_1)}{T_2 - T_1}, \quad \beta_r = \frac{1}{r(T)} \frac{r(T_2) - r(T_1)}{T_2 - T_1},$$

$$\frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p} = \frac{p(T_1)}{p(T_2) - p(T_1)} \frac{\frac{d}{\lambda_0}(T_2) - \frac{d}{\lambda_0}(T_1)}{\frac{d}{\lambda_0}(T_1)},$$

$$\frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r} = \frac{r(T_1)}{r(T_2) - r(T_1)} \frac{\frac{L}{\lambda_0}(T_2) - \frac{L}{\lambda_0}(T_1)}{\frac{L}{\lambda_0}(T_1)}.$$

Поскольку данная методика не позволяет определить коэффициент прохождения границы раздела слоев Q , то, как указывалось ранее, принимаем, что $Q_{ij} \cong r_i$ и $\beta_{Qij} \cong \beta_{ri}$, а

$$\frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln Q} \cong \frac{r \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_1}{k \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_2} \cdot \frac{k \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_2}{r \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_2} \cdot \frac{k \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_1}{r \left(\begin{array}{c} \curvearrowright \\ \curvearrowleft \end{array} \right)_1}.$$

Из полученных результатов (табл. 3.1) и данных [158, 160] следует, что на знак величины β_p существенно влияет степень дисперсности пленочного образца [168]: в мелкодисперсных пленках Sn [160] и Cr коэффициент β_p имеет отрицательное значение при слабой зависимости p от температуры; в относительно крупнокристаллических пленках Cu величина $\beta_p > 0$, что свидетельствует об усилении зеркального отражения с увеличением T .

Отрицательные значения β_r для случая пленок Cu и Cr говорят о превалирующем значении непосредственно структуры и релаксационных процессов, происходящих на границе зерен.

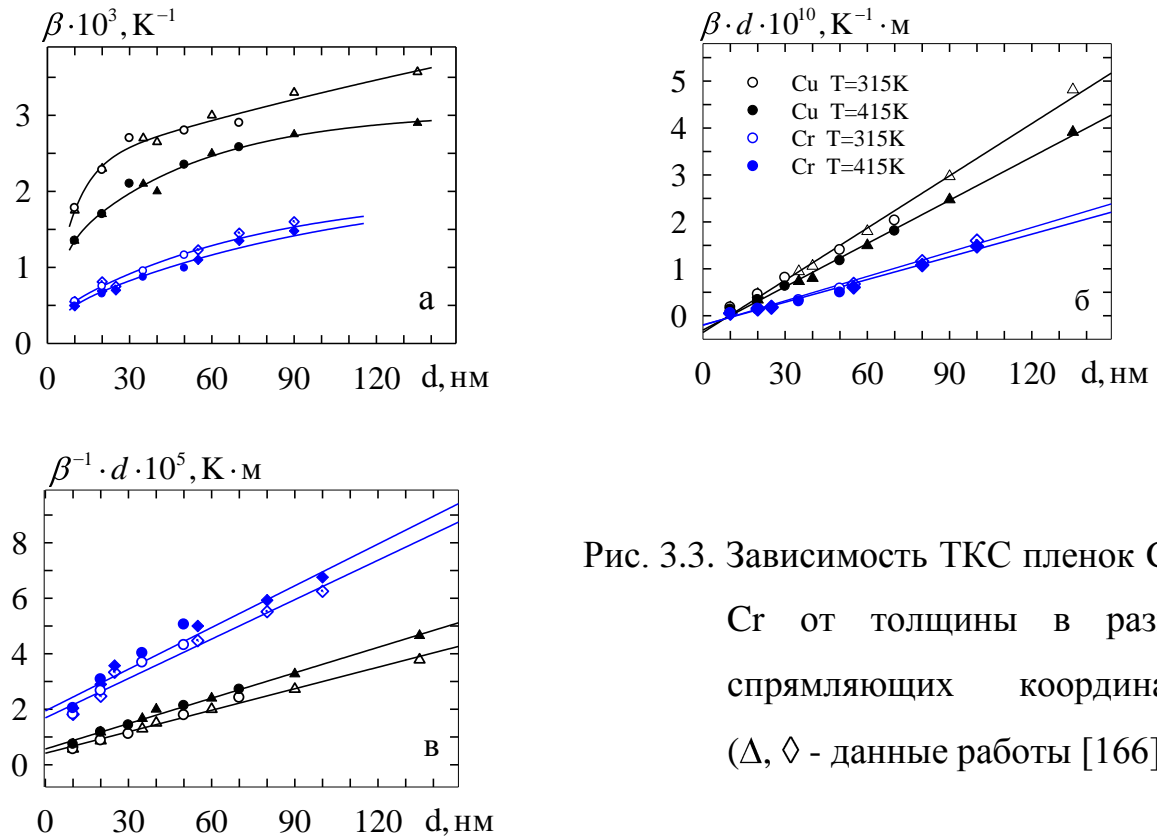


Рис. 3.3. Зависимость ТКС пленок Cu и Cr от толщины в разных спрямляющих координатах (Δ , \diamond - данные работы [166])

Таблица 3.1

Параметры электропроводности однослойных пленок

$d, \text{ нм}$	$T_1 = 315 \text{ K}$			$T_2 = 415 \text{ K}$			$\beta_p \cdot 10^4, \text{ K}^{-1}$	$\beta_r \cdot 10^4, \text{ K}^{-1}$	$\frac{\Delta \ln k}{\Delta \ln p}$	$\frac{\Delta \ln m}{\Delta \ln r}$
	ρ	r	R	ρ	r	R				
Хром										
10	0,039	0,984	0,005	0,036	0,980	0,007	-7,69	-0,41	0,80	12,27
20		0,975	0,015		0,956	0,020		-1,95		2,56
50		0,952	0,054		0,925	0,080		-2,84		1,76
$\lambda_{01} = 34,3 \text{ нм},$ $\beta_{g1} = 2,25 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$				$\lambda_{02} = 36,1 \text{ нм},$ $\beta_{g2} = 2,15 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$						
Медь										
10	0,223	0,988	0,009	0,314	0,755	0,22	40,81	-23,58	-0,82	1,04
20		0,981	0,013		0,650	0,30		-33,74		0,73
50		0,978	0,022		0,510	0,40		-47,85		0,51
$\lambda_{01} = 32,6 \text{ нм},$ $\beta_{g1} = 4,16 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$				$\lambda_{02} = 43,2 \text{ нм},$ $\beta_{g2} = 3,05 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$						

В табл. 3.2 представлены результаты сравнения экспериментальных и рассчитанных на основе соотношения (3.4) величин ТКС для двухслойных и многослойных пленочных систем. Таким образом, апробация полуфеноменологической модели показала согласование ее с точностью до 20 % с экспериментальными результатами и возможность ее использования для прогноза величины ТКС в многослойных пленках.

Таблица 3.2

Экспериментальные и расчетные на основе соот. (3.4) величин ТКС

Пленочная система (d , нм)	$\beta \cdot 10^3, K^{-1}$	$\beta_{расч} \cdot 10^3, K^{-1}$	$ \beta - \beta_{расч} / \beta, \%$
Cu(30)/Cr(30)/П	1,65	1,61	4,0
Cr(25)/Cu(25)/П	1,56	1,52	2,6
Cr(30)/Cu(45)/П	1,78	1,99	11,8
Cu(40)/Cr(25)/Cu(55)/П	1,25	1,28	2,4
Cu(30)/Cr(25)/Cu(45)/П	1,35	1,10	18,5

3.2. Электрофизические свойства плёночных систем Cr/Fe/Cr и Cu/Fe/Cu [169-180]

3.2.1. Влияние поверхностного и интерфейсного рассеяния электронов [169-172]

Ряд работ [181-189] посвящен изучению влияния внешних поверхностей, зернограничного и интерфейсного рассеяния на электрофизические свойства пленочных систем, их выводы обобщены в [2, 95]. Предложенные методики позволяют разделить вклад поверхностного и зернограничного рассеяния в величину ТКС и коэффициента тензочувствительности [121, 181, 182], оценить их относительный вклад в электро- [183-185] и магнитосопротивление [79, 186], провести расчет зависимости сопротивления интерфейса в зависимости от его параметра диффузности [187], спиновых каналов проводимости [188].

Работа [189] является одной из первых, где предложена методика изучения интерфейсного рассеяния электронов в трехслойных поликристаллических пленках Au/X/Au (X = Fe, Co и Ni). В основу анализа была положена теоретическая модель для термического коэффициента сопротивления двуслойных пленок Р. Диммиха для граничного случая, когда толщина слоя X стремится к нулю. Предложенная методика позволяет оценить суммарную величину коэффициентов зеркальности внешней поверхности и прохождения интерфейса, а также влияния на нее зернограничного рассеяния.

В исследуемых нами системах были проведены измерения удельной проводимости двух серий трехслойных пленочных систем: Cu/Fe/Cu и Cr/Fe/Cr при разных толщинах промежуточного слоя Fe. При этом толщина пленки Cu и Cr выдерживалась постоянной и равной 20 нм. На рис. 3.4 представлено схематическое изображение пленочной системы при фиксированном (а) и «исчезающем» (б) значениях толщины промежуточного слоя.

Автором [189] было предложено рабочее соотношение в следующем виде:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} = 1 - \frac{3}{4k} \int_0^1 du \left(-u^3 \right) \left(-e^{k/u} \right) \left[\frac{2 - p - Q + \left(p + Q - 2pQ \right) e^{-k/u}}{1 - pQe^{-2k/u}} \right], \quad (3.5)$$

где σ – удельная проводимость;

$k = d/\lambda_{\infty}$ – приведенная толщина (λ_{∞} – СДСП электрона);

$\sigma_{\infty} = \lim_{d \rightarrow \infty} \sigma$ – удельная проводимость, соответствующая массивным

конденсатам;

u - переменная величина.

Для граничного случая, когда толщина промежуточного слоя стремится к нулю, экспоненты в (3.5) вносят незначительный вклад и выражение для удельной проводимости пленки Cu или Cr будет иметь вид:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} \cong 1 - \frac{3}{16k} \left(-p - Q \right), \quad (3.6)$$

где σ была получена экстраполяцией на нуль зависимости удельной проводимости системы от толщины промежуточного слоя. Отметим, что формула (3.6) незначительно отличается от (3.5), т.к., даже при $k \cong 0,5$, их отличие составляет меньше 5 %.

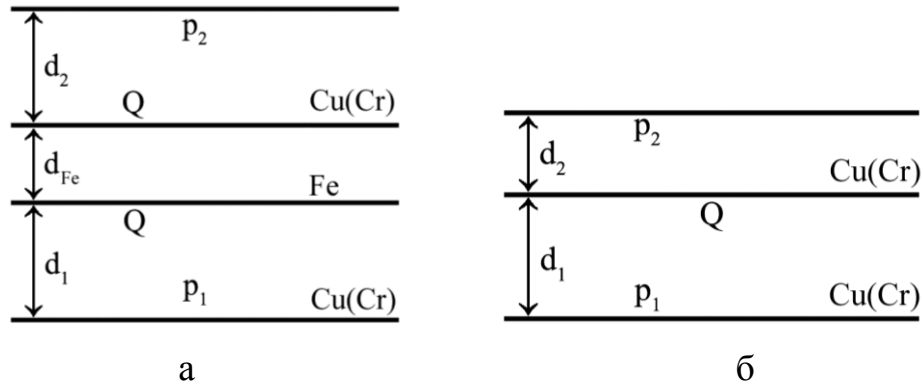


Рис.3.4. Схематическое изображение трехслойной пленки при фиксированной (а) и исчезающей (б) толщине промежуточного слоя

Из (3.6) получаем выражение для суммы коэффициентов зеркальности p и прохождения интерфейса Q :

$$p + Q = 2 - \frac{16 \cdot d}{3 \cdot \lambda_{\infty}} (1 - \sigma \cdot \rho_{\infty}). \quad (3.7)$$

Для более корректных расчетов автор [189] предлагает вместо величины ρ_{∞} в формуле (3.7) использовать удельное зернограничное сопротивление ρ_g , величину которого можно рассчитать из соотношения модели Фукса для случая $k \gg 1$:

$$\frac{\rho_g}{\rho_{\infty}} = 1 + \frac{3\lambda_0(1-p)}{8d}, \quad (3.8)$$

где ρ_g - удельное сопротивление, связанное с зернограничным рассеянием электронов (в нОм·м), толщина d - в нм.

В случае пленок меди и хрома выражение для ρ_{gr} имеет вид $\rho_{gr} = \rho_{\infty} + 498/d_{Cu}$ и $\rho_{gr} = \rho_{\infty} + 1,35 \cdot 10^4/d_{Cr}$ соответственно, где d_{Cu} и d_{Cr} – толщина пленки Cu или Cr.

Исходя из экспериментальных данных для трехслойных систем Cu(20)/Fe(d_{Fe})/Cu(20)/П (рис. 3.5, а, б) и Cr(20)/Fe(d_{Fe})/Cr(20)/П (рис. 3.5, в, г), были построены зависимости удельной проводимости от толщины слоя Fe (рис. 3.6). Ее аппроксимация на нуль позволяет определить проводимость системы при исчезающем промежуточном слое.

Разный характер зависимостей $\sigma(d_{Fe})$ можно объяснить различной величиной асимптотических значений ρ_{∞} для пленок Cu, Fe и Cr на размерных зависимостях ρ от толщины промежуточного слоя.

Соотношения между значениями коэффициентов p и Q для случая фуксовского (без учета ЗГР) и маядасовского (с учетом ЗГР) приближений представлены на рис. 3.7, из которого вытекает, что в первом приближении $p+Q = 0,6$ (Fe/Cr) и $0,8$ (Fe/Cu) или $p+Q = 0,7$ (Fe/Cr) и $1,2$ (Fe/Cu). Если взять наиболее типичное значение коэффициента зеркальности $p \cong 0,2$, то можно произвести оценку коэффициента прохождения электроном интерфейса: $Q \cong 0,4$ (Fe/Cr) – $0,6$ (Fe/Cu) при фуксовском и $Q \cong 0,5$ (Fe/Cr) – $1,0$ (Fe/Cu) при маядасовском приближениях, что согласуется качественно с типичным значением коэффициента прохождения границ зерен электроном.

Как видно из приведенных на рис. 3.5 температурных зависимостей удельного сопротивления, в трехслойных системах на основе Cu и Cr с промежуточным слоем Fe залечивание дефектов происходит при разных температурах (при $T \cong 650$ К в случае системы Cu/Fe/Cu и 950 К – в случае Cr/Fe/Cr). При этом с ростом толщины слоя Fe эта температура увеличивается.

Таким образом, в дву- и многослойных пленочных системах необходимо учитывать дополнительное влияние интерфейсов (в нашем случае Fe/Cu или Fe/Cr) на вид спектра дефектов.

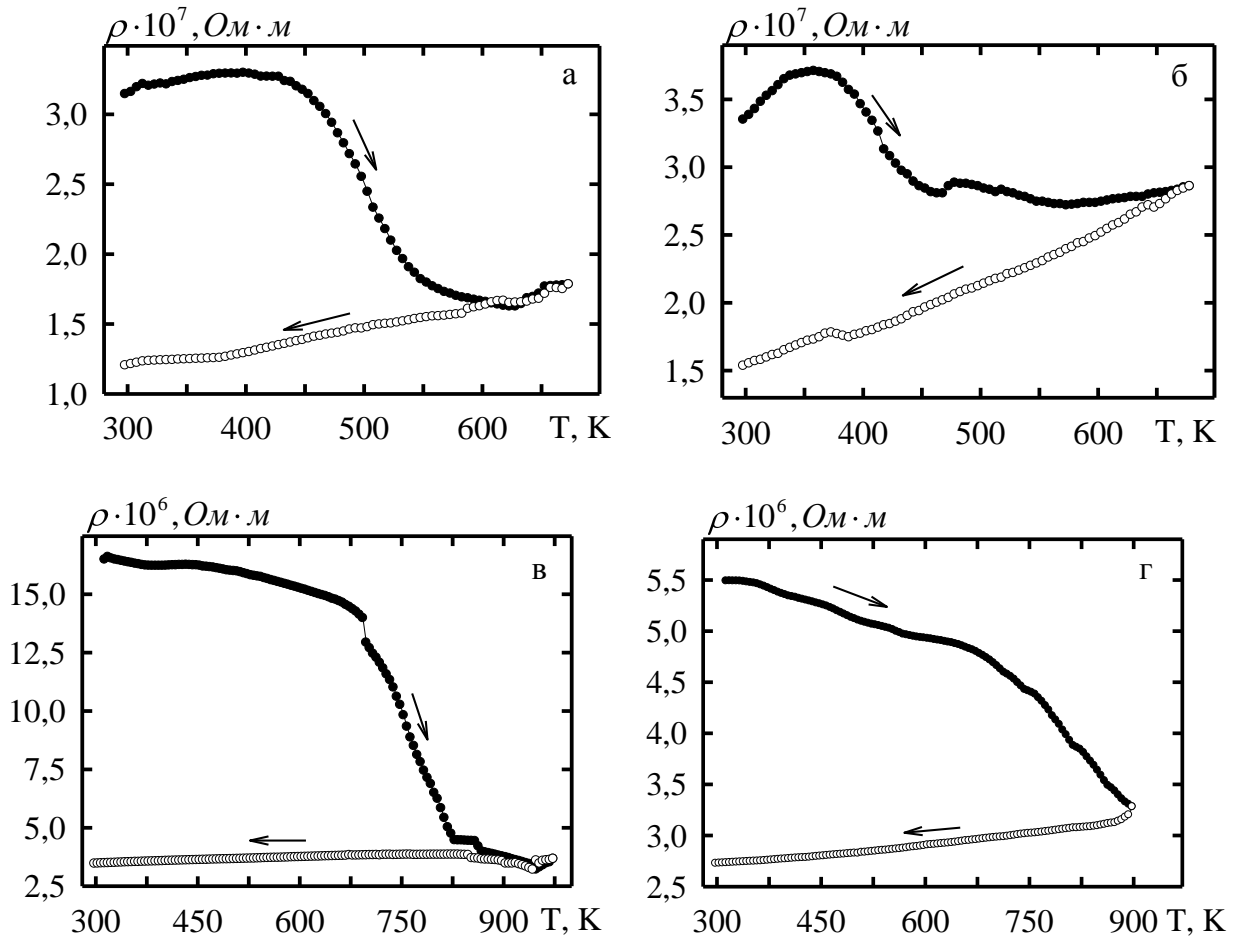


Рис.3.5. Температурные зависимости удельного сопротивления для пленочных систем $\text{Cu}(20)/\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Cu}(20)/\text{П}$ (а, б) и $\text{Cr}(20)/\text{Fe}(d_{\text{Fe}})/\text{Cr}(20)/\text{П}$ (в, г).

Толщина d_{Fe} , нм: а – 6,1, б – 12,3; в – 6,5, г – 16

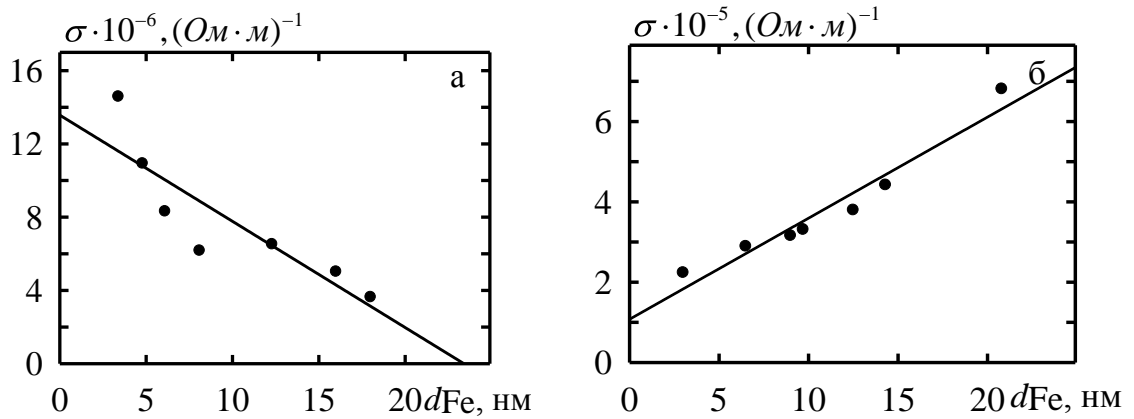


Рис.3.6. Зависимости удельной проводимости от толщины промежуточного слоя Fe для пленочных систем Cu(20)/Fe(d_{Fe})/Cu(20)/П (а) и Cr(20)/Fe(d_{Fe})/Cr(20)/П (б)

Согласно теории Вэнда [190], функция распределения дефектов $F_0(E)$ с одной стороны связана с величинами $r(E)$ (описывает вклад в остаточное удельное сопротивление одного дефекта в единице объема) и $N(E, t)$ (определяет количество указанных дефектов с энергией залечивания от E до $E+\Delta E$ в единице объема), а с другой стороны – со скоростью отжига $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ соотношением:

$$F_0(E) \approx -\frac{1}{kU} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T},$$

где k – постоянная Больцмана;

$E = ukT$ – энергия активации залечивания дефектов;

$U = u(u+2)/(u+1)$ – функция, которая связана с числом степеней свободы системы дефектов.

Величина u определяется из логарифмического уравнения:

$$u + \lg u = \lg \left(\frac{nt\omega_{\max}}{2\pi} \right),$$

где n – число атомов в дефекте ($n \cong 10$);

t – время отжига до определенной температуры;

$\omega_{\max} = k\Theta_D / \hbar$ - дебаевская частота;

Θ_D – температура Дебая.

Для случая двухкомпонентных пленочных систем температура Дебая рассчитывалась на основе своеобразного "правила рычага" по соотношению:

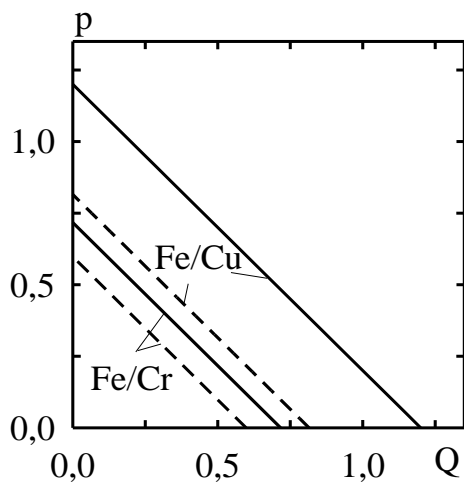
$$\Theta_D = \Theta_{D1} \cdot c_1 + \Theta_{D2} \cdot c_2,$$

где Θ_{Di} – температура Дебая для i -й компоненты;

c_i – ее концентрация, рассчитываемая по формуле (2.2).

Нахождение величины u осуществлялось в разработанном программном обеспечении, написанном в среде Lab View, с использованием математического метода «половинного деления».

На рис. 3.8 представлены сравнительные зависимости $\rho(T)$ и $F_0(E)$ для пленок Fe. Можно отметить, что в большинстве случаев характерно залечивание



дефектов при $T \cong 800$ К, чему соответствует характерный пик на зависимостях $F_0(E)$ при $E_a \cong 0,84$ эВ.

Рис.3.7. Зависимость $(p+Q)$ в маядасовском (сплошные линии) и фуксовском (пунктирные линии) приближениях

На рис. 3.9 приведены размерные зависимости энергии залечивания дефектов для тонких пленок Cu, Cr и Fe. Как видно, E_a для данного пика не существенно зависит от толщины, ее величина колеблется в пределах одного значения. Для пленок Cu она составляет $E_{a1} \cong 0,75$ эВ, для Cr – $E_{a1} \cong 0,62$ эВ, для Fe – $E_{a1} \cong 0,84$ эВ.

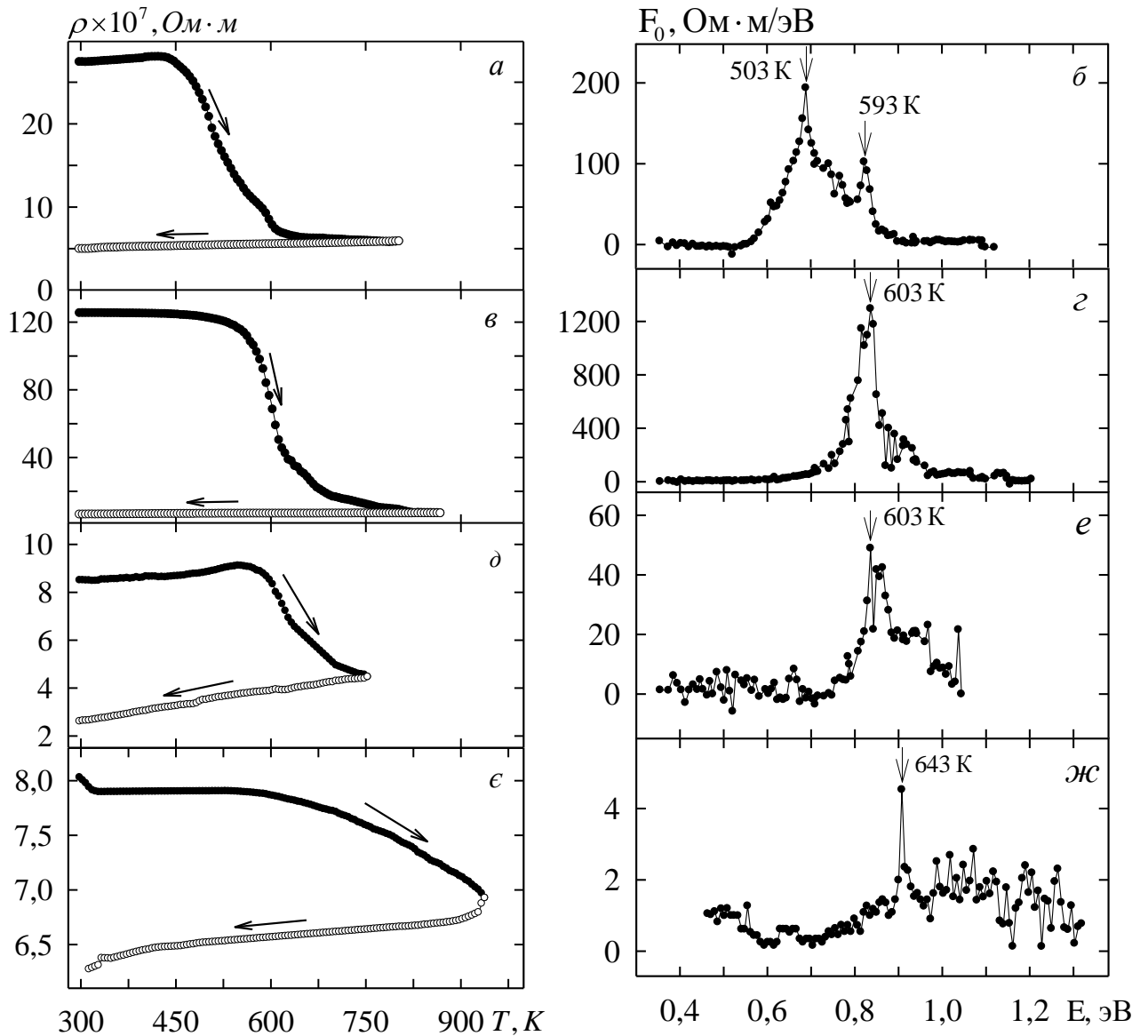


Рис.3.8. Температурные зависимости удельного сопротивления (а, в, д, ж) и функции распределения дефектов от энергии активации (б, г, е, з) для пленочных систем: Fe(13)/П (а, б), Fe(20)/П (в, г), Fe(30)/П (д, е) и Fe(40)/П (ж, з)

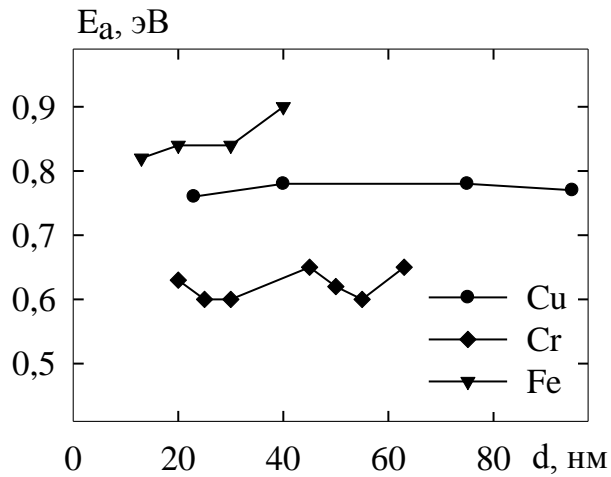


Рис.3.9. Размерная зависимость энергии залечивания дефектов для тонких пленок Cr, Cu [191] и Fe (наши данные)

Сравнительные зависимости $\rho(T)$ и $F_0(E)$ для одно- и трехслойных пленок, где один из слоев Fe был заменен на слой Cu или Cr, представлены на рис. 3.10, а в табл. 3.3 сведены значения энергий активации для двух-, трех- и многослойных пленочных систем на основе Fe и Cu(Cr). Для случая двухкомпонентных пленочных систем на основе Fe и Cu(Cr) можно отметить следующую закономерность: в пленочной системе на основе Fe и Cr наблюдается уменьшение энергии активации с ростом c_{Fe} (от 0,91 до 0,77 эВ при изменении c_{Fe} от 41 до 67 ат.%), и обратная ситуация в системе на основе Fe и Cu (от 0,82 до 0,97 эВ при изменении c_{Fe} в пределах 50–90 ат.%). Во всех рассмотренных случаях на спектре распределения дефектов наблюдается дополнительный пик, которому соответствует E_{a2} , больше характерной для Fe такой же толщины. Этот факт можно объяснить образованием нового типа дефектов – границы раздела слоев, интерфейса. При этом значения E_a в системе на основе Fe/Cu больше по сравнению с системой Fe/Cr, что может объясняться разной энергией залечивания дефектов у Cu и Cr (см. рис. 3.9) и разным качеством интерфейсов в этих системах, что станет предметом наших дальнейших исследований.

Анализ результатов, представленных на рис. 3.8–3.10 и в табл. 3.3 позволяет сделать некоторые выводы относительно природы залечиваемых дефектов. Известно, что спектроскопия Вэнда разработана на случай залечивания при термоотжиге дефектов упаковки вычитывания с числом атомов $n \cong 10$

(очевидно, что ее можно применять и в случае образования дефектов упаковки внедрения и, как показывает анализ, величина числа и может отличаться от 10 в несколько раз). Однако, на функции распределения дефектов $F_0(E)$ часто наблюдаются пики, соответствующие малым энергиям активации, которые по своей величине такие как энергия самодиффузии неметаллических атомов N, O, H, C в решетке пленки. На основании этого исследования пришли к выводу, что низкоэнергетические пики функции $F_0(E)$ появляются в результате анигиляции вакансий неметаллическими атомами. Однако, при соответствующих технологических параметрах осаждения пленок, когда концентрация атомов из остаточной атмосферы сведена до минимума, на функции $F_0(E)$ наблюдаются пики, связанные с залечиванием дефектов упаковки. Тогда все дополнительные пики следует связывать с процессами размытия («залечивания») интерфейсов в многослойных пленочных системах.

Таким образом, предложенная методика исследования спектра дефектов в двухкомпонентных системах позволяет оценить влияние характера границ раздела на энергию активации залечивания дефектов.

Существенное влияние на процессы прохождения/рассеяния электронов проводимости на границах раздела слоев в многослойных структурах оказывает величина шероховатости интерфейсов σ . В [151] было показано, что величина шероховатости зависит от толщины пленки, и для пленок хрома в диапазоне толщин 20÷80 нм изменяется в пределах 1,16÷2,63 нм. Влияние интерфейсного рассеяния на электрофизические свойства изучено в [121], где показано, что создание искусственной границы раздела в пленках Cu приводит к относительному увеличению удельного сопротивления на 12-21% и уменьшению ТКС на 9-20%. По данным [79, 192] с ростом шероховатости интерфейсов в мультислоях Fe/Cr и Co/Cu величина МС уменьшается. Авторами [116] было показано, что фазовое состояние интерфейса также оказывает существенное влияние на МС: сплав, образованный на границе слоев Fe и Cu, способствовал уменьшению величины магниторезистивного отношения. Таким образом, исследование качества интерфейсов, процессов диффузии

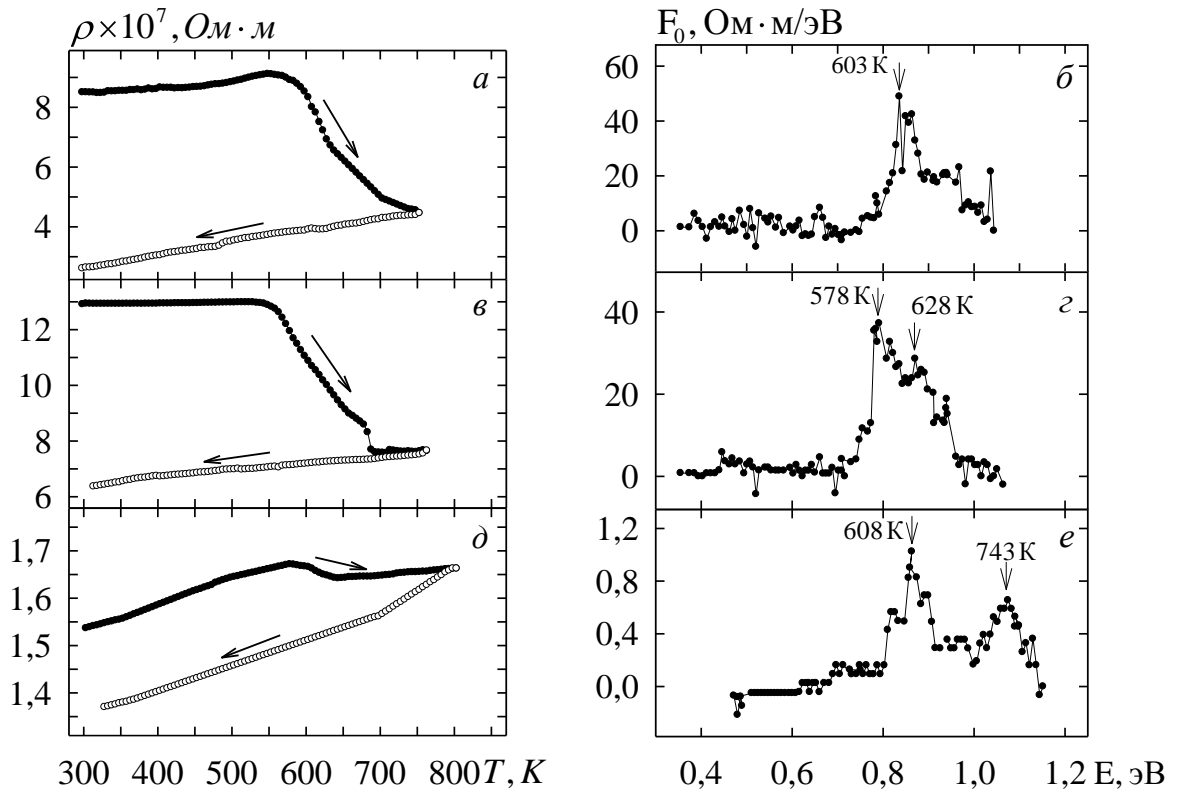


Рис.3.10. Температурные зависимости удельного сопротивления (а, в, д) и функции распределения дефектов от энергии активации (б, г, е) для пленочных систем: Fe(30)/Π (а, б), Fe(10)/Cr(10)/Fe(10)/Π (в, г), Fe(10)/Cu(10)/Fe(10)/Π (д,е)

Таблица 3.3

Значения энергии активации для одно- и двухкомпонентных пленок на основе Fe и Cu или Cr

Пленочная система	c_{Fe} , ат. %	E_a , эВ
Fe(40)/Π	100	0,89 (643 K)
Cr(20)/Fe(20)/Π	50	0,85 (613 K); 0,95 (678 K)
Cu(20)/Fe(20)/Π	50	0,82 (588 K); 0,97 (693 K)
Fe(30)/Π	100	0,84 (603 K)
Fe(10)/Cr(10)/Fe(10)/Π	67	0,77 (578 K); 0,86 (628 K)
Fe(10)/Cu(10)/Fe(10)/Π	67	0,84 (608 K); 1,05 (743 K)
[Fe(2,73)/Cr(4,07)] ₁₅ /Π	41	0,91 (653 K); 0,96 (688 K)
[Fe(3,2)/Cr(2)] ₁₅ /Π	62	0,86 (618 K); 1,09 (778 K)
[Fe(3,67)/Cu(0,4)] ₁₅ /Π	90	0,97 (703 K); 1,07 (773 K)

и фазообразования позволит оценить их вклад в электрофизические и магниторезистивные свойства пленочных систем.

3.2.2. Диффузионные процессы и фазообразование [169, 170, 173 -180]

Исследования диффузионных процессов в пленочных системах на основе Fe и Cr или Cu проводились с помощью двух экспериментальных методик – вторично-ионной масс-спектрометрии [169, 178] и оже-электронной спектроскопии [176, 177, 179]. Основное внимание было уделено изучению таких видов диффузии как зернограничная конденсационно-стимулированная (КСД) и зернограничная и объемная термодиффузия (ТД) и ионно-стимулированная диффузия (ИСД). КСД состоит в взаимном проникновении атомов разного сорта в процессе конденсации пленочной системы, ТД – в процессе термоотжига до различных температур в диапазоне 300 ÷ 900 К и ИСД – под действием первичного пучка ионов (аргон, азот, водород).

Необходимо отметить, что применяемые экспериментальные методы имеют свои особенности. ВИМС вследствие травления образца пучком первичных ионов является разрушающим методом и при этом может иметь место эффект кратера, что приведет к завышенным величинам эффективных коэффициентов диффузии.

В области наноразмерных толщин для исследования КСД наиболее эффективным является метод оже-электронной спектроскопии. Авторы [193] подчеркивают, что ОЭС, являясь методом поверхностного накопления, позволяет обнаруживать очень малые количества элементов на поверхности (менее монослоя), а, следовательно, пригоден для исследования диффузии по кристаллической решетке (объемной диффузии). Как было показано в [193, 194] зернограничная диффузия в поликристаллических пленочных системах (D_b), как и в массивных образцах, преобладает над объемной (D_v), отличаясь на два порядка. В большинстве случаев по экспериментально измеренному профилю концентрации параметры диффузии по границе зерна определяют

исходя из теории Уиппла [195]. Теория Уиппла основана на приближении о диффузии в двух полубесконечных средах, и позволяет лишь приближенно оценить произведение коэффициента диффузии на толщину границ зерен [196]. Хотя величину D_b нельзя определить однозначно, но есть возможность нахождения эффективного коэффициента диффузии (D), используя решение уравнения для объемной диффузии:

$$c(x, t) = \frac{c_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right), \quad (3.9)$$

где erf – протабулированный интеграл вероятности [197], или исходя из параболического закона диффузии:

$$D = x^2/t. \quad (3.10)$$

Хотя авторы [198] отмечают, что закон (3.10) выполняется только для объемной диффузии и может служить при анализе диффузионных процессов методом поверхностного накопления (например, методом ОЭС).

Как отмечалось в Разделе 2, количественный анализ конденсационно-стимулированной диффузии проводился на основе высокоэнергетической оже-электронной спектроскопии (см. рис. 2.10 в, г). Расчет эффективных коэффициентов диффузии проводился на основе соотношений (3.11) и (3.12).

Анализ КСД и ТД методом ВИМС проводился на основе диффузионных профилей для пленочных систем Cu/Fe и Fe/Cr в неотожженном и отожженном до разных температур состояниях (см. рис. 2.7 и 2.8). В случае неотожженных образцов профили КСД имеют неодинаковый характер: наблюдается частичное их перекрытие в случае системы Cu/Fe (см. рис. 2.7, а) и полное перемешивание атомов в системе Fe/Cr (см. рис. 2.8, а). Диффузионные профили, полученные от отожженных образцов, претерпевают изменения, которые проявляются или в дальнейшем их перекрытии (см. рис. 2.7, б-д) в случае системы Cu/Fe или в

появлении нечеткой границы раздела (ГР) между слоями, которая совпадает с плоскостью Матано, и размытых максимумов на диффузионных профилях (см. рис. 2.8, б-г) в случае системы Fe/Cr. При этом наблюдается смещение ГР, что объясняется проявлением эффекта Киркендалла [199]. Такое различие во внешнем виде и трансформации диффузионных профилей непосредственно связано со структурно-фазовым состоянием исследуемых образцов.

Необходимо также подчеркнуть, что при использовании методики ВИМС определенное влияние на форму диффузионных профилей оказывает ионно-стимулированная диффузия, вклад которой в общую диффузию можно учесть лишь качественно. С учетом последнего замечания, на основе полученных данных (см. рис. 2.7 и 2.8) был проведён расчет эффективных коэффициентов при КСД и ИСД (D), при ТД ($D_{\text{ТД}}$) и при КСД, ИСД и ТД (D_m) с помощью таких соотношений:

$$c(x,t) = \frac{c_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \frac{l_k}{2\sqrt{D\tau_k}} \right), \quad (3.11)$$

$$D \cong l_k^2 / \tau_k, \quad (3.12)$$

$$D_{\text{ТД}} \cong \Delta l^2 / \tau_m = (l_m - l_k)^2 / \tau_m, \quad (3.13)$$

$$D_m \cong l_m^2 / \tau_m, \quad (3.14)$$

где l_k и l_m – длины диффузионных пробегов атомов (определялись как толщина верхнего слоя, при которой исчезает оже-сигнал от атомов нижнего слоя, или как толщина стравленного нижнего слоя, при которой исчезает сигнал от атомов верхнего слоя на ВИМС-спектре) для случаев КСД+ИСД и ТД соответственно;

τ_k и τ_m – время конденсации и термоотжига.

Отметим, что операция вычитания диффузионных профилей позволила по соотношению (3) рассчитать коэффициент $D_{\text{ТД}}$ (рис. 3.11) в чистом виде (как и в случае ОЭС), чего нельзя сделать в двух остальных случаях, указанных выше. Результаты расчетов представлены в табл. 3.4.

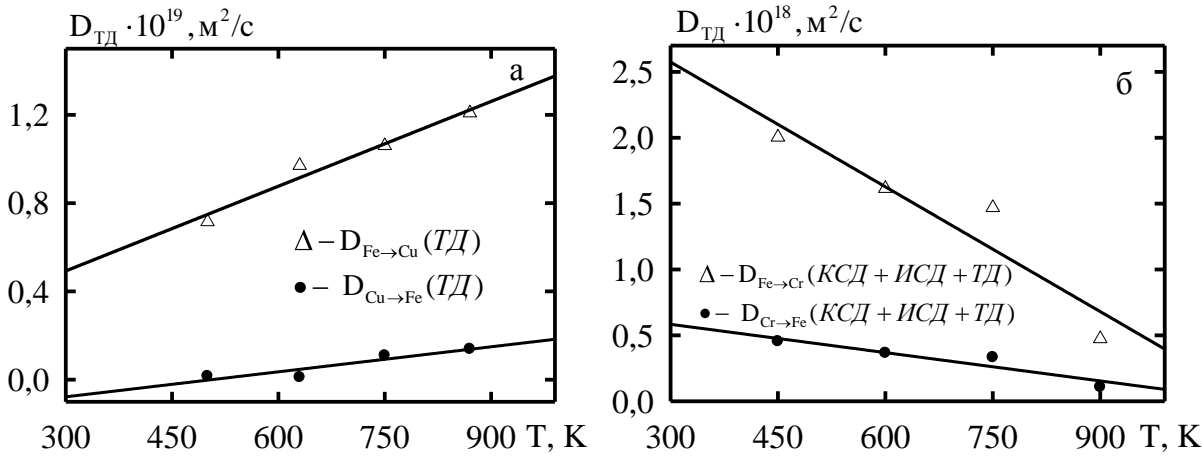


Рис.3.11. Зависимость эффективного коэффициента термодиффузии от температуры отжига для пленочных систем Cu(40)/Fe(20)/П ($T_{\text{отж}}=500, 630, 750$ и 870K) (а) и Fe(10)/Cr(21)/П ($T_{\text{отж}}=450, 600, 750$ и 900K) (б). Расчет коэффициента термодиффузии осуществлялся по соотношениям (3.13) (а) и (3.14) (б)

Зависимости $D_{ТД}(T)$, перестроенные в координатах $\ln D_{ТД} - (1/RT)$, позволяют рассчитать энергию активации диффузии и предэкспоненциальный множитель D_0 в уравнении диффузии. Полученные данные для системы Fe/Cu можно записать в виде уравнений диффузии:

$$D_{\text{Cu} \rightarrow \text{Fe}}(T) = 3,3 \cdot 10^{-19} \cdot \exp(-24150/RT), \quad D_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cu}}(T) = 2,4 \cdot 10^{-19} \cdot \exp(-4980/RT),$$

где энергия активации диффузии выражена в Дж/моль.

Расчеты показали, что величина D на два порядка больше величины $D_{ТД}$, что объясняется насыщением границ зерен атомами другого сорта уже на стадии конденсации верхнего слоя.

Исследованные диффузионные процессы в пленочных системах на основе Fe и Cr или Cu влияют на процессы фазообразования в них. Согласно диаграммам состояний указанные пленочные системы являются представителями двух противоположных тенденций с точки зрения взаимной диффузии атомов: крайне ограниченная взаимная растворимость атомов Fe и Cu или

Таблица 3.4

Эффективные коэффициенты диффузии атомов в пленочных системах на основе Cu и Fe или Fe и Cr, рассчитанные по соотношениям (3.11) – (3.14)

Диффузионная пара	КСД (ОЭС)			ТД ($T_B=673K$) (ОЭС) (3.13)		КСД+ИСД (ВИМС) (3.12)		ТД (ВИМС) (3.13) – для Fe/Cu, КСД+ИСД+ТД (ВИМС) (3.14) – для Fe/Cr							
	l , нм	$D \cdot 10^{19}$, м ² /с		Δl , нм	$D \cdot 10^{19}$, м ² /с	l , нм	$D \cdot 10^{19}$, м ² /с	$T_{отж} = 500 K$ (450K)		630 K (600 K)		750 K		870K (900 K)	
		(3.11)	(3.12)					l , нм	$D_{тд} \cdot 10^{19}$ ($D_m \cdot 10^{19}$), м ² /с	l , нм	$D_{тд} \cdot 10^{19}$ ($D_m \cdot 10^{19}$), м ² /с	l , нм	$D_{тд} \cdot 10^{19}$ ($D_m \cdot 10^{19}$), м ² /с	l , нм	$D_{тд} \cdot 10^{19}$ ($D_m \cdot 10^{19}$), м ² /с
Cu→Fe	Fe(10)/Cu(10)/Π					Cu(40)/Fe(20)/Π									
	2,2	0,29	0,30	–	–	17,3	87,7	18,0	0,02	18,0	0,01	20,0	0,11	16,3	0,14
Fe→Cu	Cu(10)/Fe(10)/Π					29,1	248,9	34	0,72	36	0,97	37,6	1,06	40,0	1,21
	3,0	0,27	0,25	–	–										
Cr→Fe	Fe(10)/Cr(10)/Π [90, 120]					Fe(10)/Cr(21)/Π									
	3,0	0,50	–	2,0	0,004	10,0	4,4	10,0	4,50	10,0	3,60	10,0	3,30	10,0	1,10
						Fe(40)/Cr(40)/Π [94, 120]									
20,0	2,0	–	–	–	–	32	0,02	–	–						
Fe→Cr	Cr(5)/Fe(10)/Π [90, 120]					Fe(10)/Cr(21)/Π									
	2,5	0,90	–	1,0	0,020	21,0	19,6	21,0	20,00	21,0	16,20	21,0	14,70	21,0	4,70
						Fe(40)/Cr(40)/Π [94, 120]									
36	6,5	–	–	–	–	40	0,20	–	–						

неограниченная растворимость в случае атомов Fe и Cr [200]. Как указывалось ранее, фазовый состав двухкомпонентных тонких пленок существенно зависит от метода их получения. По данным работ [102-104] при механическом сплавлении происходит образование метастабильных насыщенных т.р. (Cu, α -Fe) с ГЦК- или ОЦК-структурой в зависимости от концентрации компонент. Подобные результаты исследования фазового состояния в сплавах Fe-Cu, полученных импульсно-плазменным осаждением, описаны в [107], где наблюдается однофазное состояние сплавов с ГЦК и ОЦК структурами, и только при равном соотношении компонент присутствуют обе фазы.

С точки зрения наблюдения в системах Fe/Cu(Cr) магниторезистивного эффекта важно создание многослойных структур с тонкими слоями (порядка нескольких моноатомных слоев) и исследование их фазового состава и структурного состояния интерфейсов. Рассмотрим результаты электронографических исследований фазового состояния пленочных систем $[\text{Cu}(10)/\text{Fe}(10)]_2$ и $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4$, до и после термоотжига до температур $T_{\text{отж}} = 570, 670, 770$ К (рис. 3.12 и 3.13 соответственно). Расшифровка электронограмм от свежесконденсированных систем указывает независимо от толщины слоев на присутствие двух фаз ГЦК Cu + ОЦК Fe с параметрами решетки $a(\text{Cu}) = 0,361 \pm 0,001$ нм и $a(\alpha\text{-Fe}) = 0,286 \pm 0,001$ нм, что несущественно отличается от табличных значений для массивных материалов ($a_0(\text{Cu}) = 0,362$ нм; $a_0(\alpha\text{-Fe}) = 0,287$ нм). При этом в образцах с тонкими слоями $d_{\text{Fe}(\text{Cu})} = 2$ нм фиксируются слабые линии с $d_{220} = 0,296$ нм и $d_{311} = 0,251$ нм, принадлежащих оксиду Fe_3O_4 , образование которого связано с взаимодействием тонких слоев Fe с газами остаточной атмосферы (рис. 3.14). В пленочной системе с $d_{\text{Fe}(\text{Cu})} = 10$ нм эти линии проявляются только после отжига до 770 К.

Термоотжиг образцов до разных температур не привел к изменению фазового состояния пленочных систем на основе Fe и Cu, а параметры решеток компонент незначительно увеличились: при $T_{\text{отж}} = 770$ К в образце $[\text{Cu}(10)/\text{Fe}(10)]_2$ до $a(\text{Cu}) = 0,363 \pm 0,001$ нм и $a(\alpha\text{-Fe}) = 0,288 \pm 0,001$ нм, а в образце $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4$ – до $a(\text{Cu}) = 0,364 \pm 0,001$ нм и $a(\alpha\text{-Fe}) = 0,289 \pm 0,001$ нм.

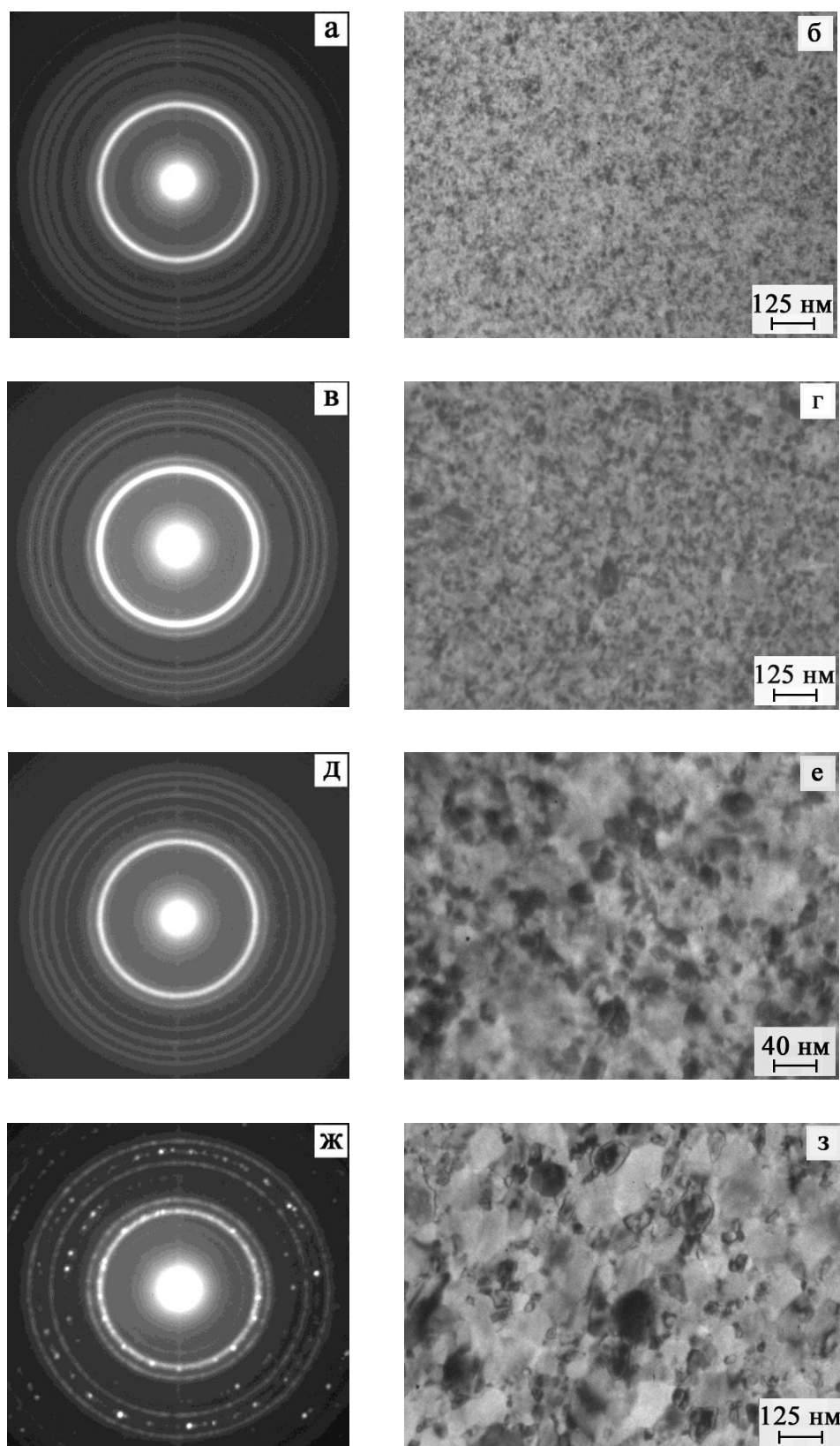


Рис. 3.12. Дифракционные картины (а, в, д, ж) и кристаллическая структура (б, г, е, з) от пленочной системы $[\text{Cu}(10)/\text{Fe}(10)]_2$ в неотожженном (а, б) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 570$ К (в, г), 670 К (д, е), 770 К (ж, з) и охлажденном до 300 К состояниях

Таблица 3.5

Фазовый состав образца [Cu(10)/Fe(10)]₂, свежеконденсированного и после термоотжига до $T_{отж} = 570, 670, 770$ К

$T_{отж}$, К №	Неотожженный		570		670		770		hkl	Фаза	$d_{hkl, HM}^0$ [137]
	$d_{hkl, HM}$	$a_{hkl, HM}$	$d_{hkl, HM}$	$a_{hkl, HM}$	$d_{hkl, HM}$	$a_{hkl, HM}$	$d_{hkl, HM}$	$a_{hkl, HM}$			
1							0,296	0,837	220	Fe ₃ O ₄	0,297
2	0,251	0,832	0,252	0,836			0,252	0,836	311	Fe ₃ O ₄	0,253
3	0,208	0,360	0,208	0,360	0,209	0,362	0,209	0,362	111	Cu	0,209
4	0,201	0,284	0,201	0,284	0,202	0,286	0,202	0,286	110	α -Fe	0,201
5	0,180	0,360	0,181	0,362	0,182	0,364	0,182	0,364	200	Cu	0,180
6	0,143	0,286	0,144	0,288	0,145	0,290	0,145	0,290	200	α -Fe	0,143
7	0,127	0,359	0,128	0,362	0,129	0,365	0,129	0,365	220	Cu	0,127
8	0,117	0,286	0,118	0,289	0,119	0,291	0,119	0,291	211	α -Fe	0,117
9	0,109	0,362	0,110	0,365	0,110	0,365	0,110	0,365	311	Cu	0,108
10			0,104	0,360			0,105	0,364	222	Cu	0,104
11	0,090	0,360 0,285	0,091	0,364 0,288	0,091	0,364 0,288	0,091	0,364 0,288	400 310	Cu α -Fe	0,090 0,090
12	0,083	0,362 0,288	0,083	0,362 0,288	0,083	0,362 0,288	0,083	0,362 0,288	331 222	Cu α -Fe	0,083 0,083
		\bar{a} (Cu) = 0,361 нм; \bar{a} (α -Fe) = 0,286 нм;		\bar{a} (Cu)=0,362 нм; \bar{a} (α -Fe)=0,287 нм;		\bar{a} (Cu)=0,363 нм; \bar{a} (α -Fe)=0,288нм;		\bar{a} (Cu)=0,363 нм; \bar{a} (α -Fe)=0,288нм;		a_0 (Cu) = 0,362 нм; a_0 (α -Fe) =0,287 нм[137].	

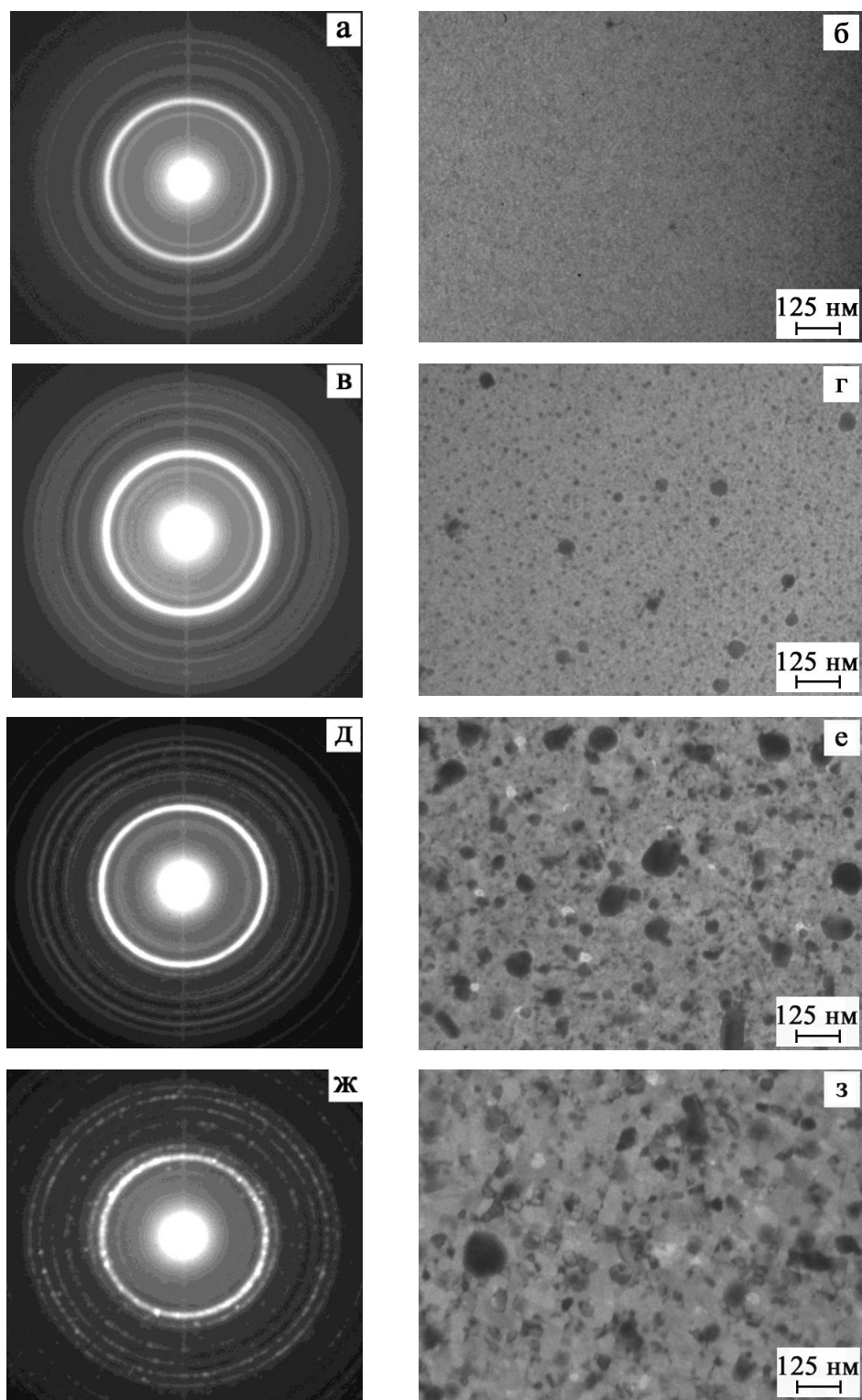


Рис. 3.13. Дифракционные картины (а, в, д, ж) и кристаллическая структура (б, г, е, з) от пленочной системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4$ в неотожженном (а, б) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 570$ К (в, г), 670 К (д, е), 770 К (ж, з) и охлажденном до 300 К состояниях

Таблица 3.6

Фазовый состав образца $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4$, свежесконденсированного и после термоотжига до $T_{\text{отж}} = 570, 670, 770 \text{ К}$

$T_{\text{отж}}$, К №	Неотожженный		570		670		770		hkl	Фаза	$d_{\text{hkl},\text{HM}}^0$ [137]
	$d_{\text{hkl},\text{HM}}$	$a_{\text{hkl},\text{HM}}$	$d_{\text{hkl},\text{HM}}$	$a_{\text{hkl},\text{HM}}$	$d_{\text{hkl},\text{HM}}$	$a_{\text{hkl},\text{HM}}$	$d_{\text{hkl},\text{HM}}$	$a_{\text{hkl},\text{HM}}$			
1	0,296	0,837	0,296	0,837			0,297	0,840	220	Fe_3O_4	0,297
2	0,251	0,832	0,252	0,836	0,253	0,839	0,253	0,839	311	Fe_3O_4	0,253
3	0,208	0,360	0,208	0,360	0,209	0,362	0,209	0,362	111	Cu	0,209
4	0,201	0,284	0,201	0,284	0,202	0,286	0,203	0,287	110	$\alpha\text{-Fe}$	0,201
5					0,182	0,364	0,182	0,364	200	Cu	0,180
6	0,143	0,286			0,145	0,290	0,145	0,290	200	$\alpha\text{-Fe}$	0,143
7	0,127	0,359	0,128	0,362	0,129	0,365	0,129	0,365	220	Cu	0,127
8	0,117	0,286	0,118	0,289	0,119	0,291	0,119	0,291	211	$\alpha\text{-Fe}$	0,117
9	0,109	0,362	0,110	0,365	0,110	0,365	0,110	0,365	311	Cu	0,108
10	0,104	0,360							222	Cu	0,104
11			0,091	0,364 0,288	0,091	0,364 0,288	0,091	0,364 0,288	400 310	Cu $\alpha\text{-Fe}$	0,090 0,090
12	0,083	0,362 0,288	0,083	0,362 0,288	0,083	0,362 0,288	0,084	0,366 0,291	331 222	Cu $\alpha\text{-Fe}$	0,083 0,083
$\bar{a}(\text{Cu}) = 0,361 \text{ нм};$ $\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,286 \text{ нм};$			$\bar{a}(\text{Cu}) = 0,362 \text{ нм};$ $\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,287 \text{ нм};$		$\bar{a}(\text{Cu}) = 0,363 \text{ нм};$ $\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,288 \text{ нм};$		$\bar{a}(\text{Cu}) = 0,364 \text{ нм};$ $\bar{a}(\alpha\text{-Fe}) = 0,289 \text{ нм};$		$a_0(\text{Cu}) = 0,362 \text{ нм};$ $a_0(\alpha\text{-Fe}) = 0,287 \text{ нм} [137].$		

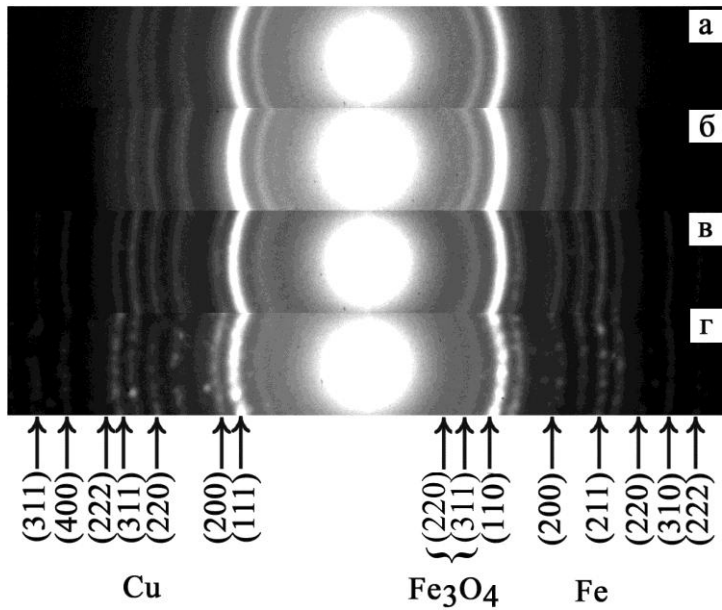


Рис. 3.14. Дифракционные картины от пленочной системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4$ в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 570$ (б), 670 (в), 770 К (г) и охлажденном до 300 К состояниях

Анализ кристаллической структуры образцов свидетельствует о ее нанодисперсности в неотожженном состоянии (средний размер зерна меньше 10 нм). Отжиг до разных температур вплоть до 770 К приводит к рекристаллизации и росту зерен ($\bar{L} = 25$ и 45 нм соответственно для образцов с толщинами $d_{\text{Fe}(\text{Cu})} = 2$ и 10 нм). При этом необходимо отметить на микроснимках структуры присутствие зерен с темным контрастом, соответствующих оксидной фазе Fe_3O_4 , размер и количество которых увеличивается с ростом температуры отжига.

Подтверждением выводов о фазовом составе тонких пленок на основе Fe и Cu могут служить данные рентгенографических исследований (рис. 3.15). Расшифровка рентгенограммы от образца $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}$ свидетельствует о присутствии двух металлических фаз ГЦК-Cu + ОЦК-Fe и оксидной фазы Fe_3O_4 , что совпадает с результатами электронографических исследований.

Таким образом, анализ структурно-фазового состояния многослойных тонкопленочных систем на основе фрагментов Fe/Cu показал, что до и после термоотжига вплоть до 770 К система имеет фазовый состав ГЦК-Cu + ОЦК-Fe и ее можно рассматривать в качестве «биластины» – системы, в которой сохраняется индивидуальность отдельных слоев.

Как уже отмечалось, в соответствии с диаграммами состояния [200], система Fe-Cr характеризуется непрерывным рядом твердых растворов как жидком, так и

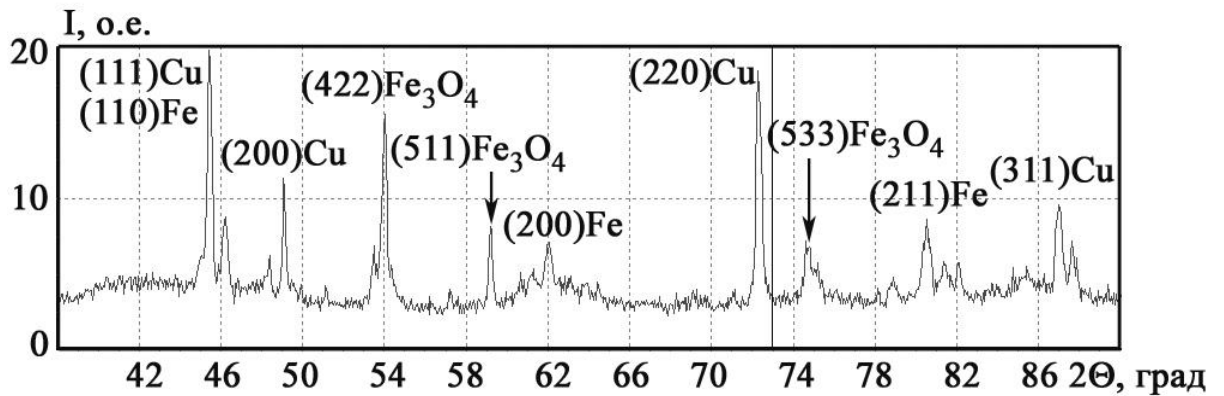


Рис. 3.15. Рентгенограмма от пленочной системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}$ в неотожженном состоянии

в твердом состоянии. Исследования структурно-фазового состояния двухслойных пленочных систем Fe/Cr с относительно толстыми слоями (20-40 нм), полученных послойным напылением [121, 170, 173], или сплавов Fe-Cr, полученных с помощью методики лазерного испарения [201], свидетельствуют об образовании твердого раствора по всему объему образца с возможным его расслоением в результате термообработки [121], что подтверждается результатами наших исследований ВИМС [195].

Результаты исследования структурно-фазового состояния в пленочной системе Fe/Cr до и после термоотжига до разных температур на примере многослойной структуры $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}$ представлены на рис. 3.16 и в табл. 3.8. Расшифровка электронограмм свидетельствует о наличии ОЦК-фазы с параметром решетки $\bar{a} = 0,288 \pm 0,001$ нм до отжига и с параметром $\bar{a} = 0,289 \pm 0,001$ нм после отжига до 600 и 650 К, которая соответствует твердому раствору т.р.(α -Fe, Cr). При этом пленочная система характеризуется мелкодисперсной кристаллической структурой, характер которой не меняется после термообработки. Рентгенографические исследования фазового состояния образца $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}$ (рис. 3.17, табл. 3.9) подтверждают выводы по результатам электронографических исследований.

Вывод об образовании в свежесконденсированной пленочной системе Fe/Cr твердого раствора т.р.(α -Fe, Cr) коррелирует с данными про взаимную диффузию

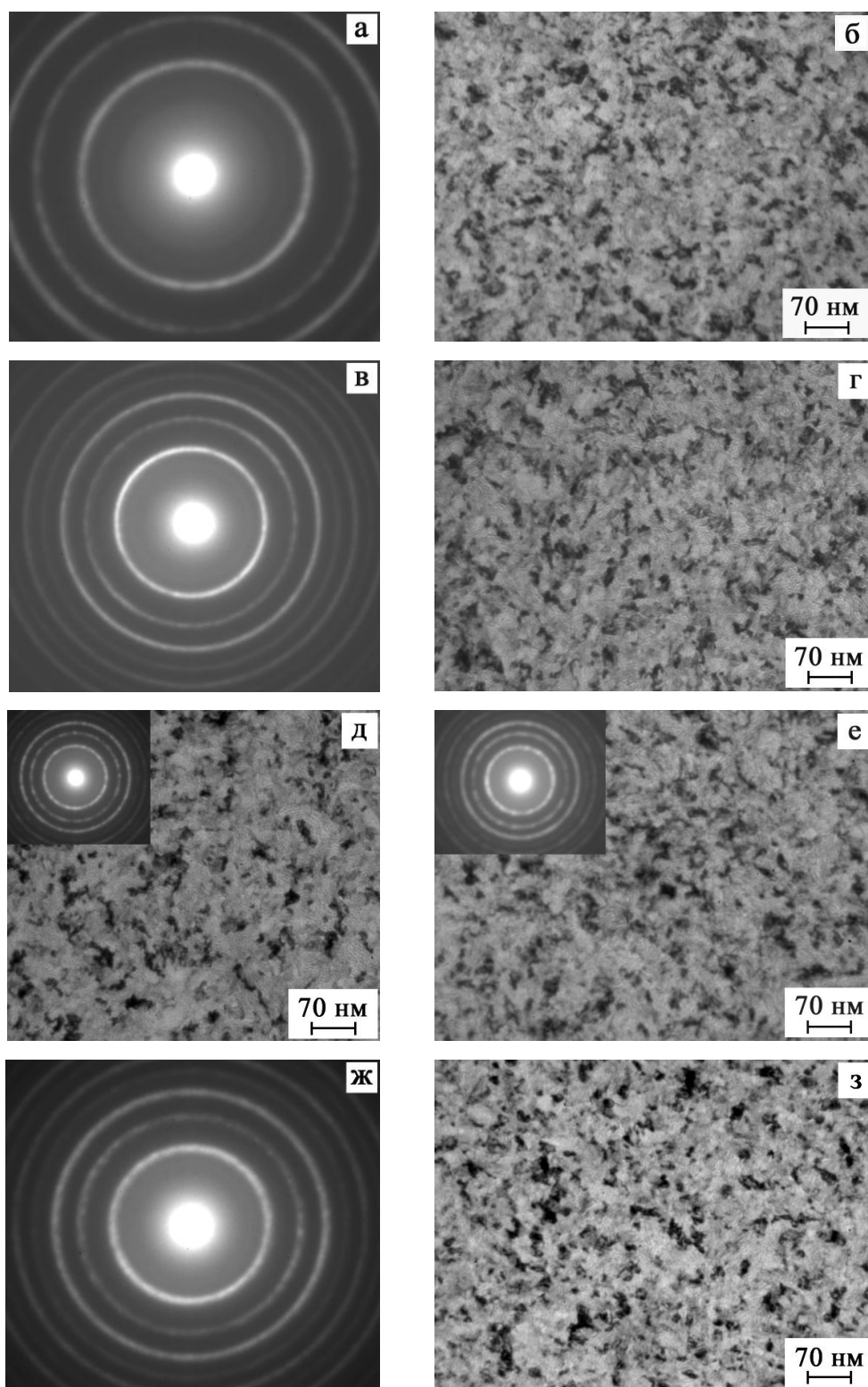


Рис. 3.16. Дифракционные картины и кристаллическая структура от пленочной системы $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}$ в неотожженном (а, б) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 350 \text{ K}$ (в, г), 500 K (д), 600 K (е), 650 K (ж, з) и охлажденном до 300 K состояниях

Таблица 3.8

**Фазовый состав образца [Fe(1,5)/Cr(1)]₁₀, свежеконденсированного
и после термоотжига до $T_{отж} = 350, 400, 500, 600, 650$ К**

$T_{отж},$ К №	Неотожжен.		350		400		500		600		650		hkl	Фаза
	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм		
1	0,203	0,287	0,203	0,287	0,204	0,288	0,205	0,290	0,206	0,291	0,206	0,291	110	т.р.(α -Fe, Cr)
2	0,144	0,288	0,144	0,288	0,144	0,288	0,144	0,288	0,145	0,290	0,145	0,290	200	т.р.(α -Fe, Cr)
3	0,118	0,289	0,118	0,289	0,118	0,289	0,118	0,289	0,118	0,289	0,118	0,289	211	т.р.(α -Fe, Cr)
4	0,102	0,288	0,102	0,288	0,102	0,288	0,102	0,288	0,102	0,288	0,102	0,288	220	т.р.(α -Fe, Cr)
5	0,091	0,288	0,091	0,288	0,091	0,288	0,091	0,288	0,091	0,288	0,091	0,288	310	т.р.(α -Fe, Cr)
6			0,083	0,288	0,083	0,288	0,083	0,288	0,083	0,288	0,083	0,288	222	т.р.(α -Fe, Cr)
7			0,077	0,288	0,077	0,288	0,077	0,288	0,077	0,288	0,077	0,288	321	т.р.(α -Fe, Cr)
\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr))= = 0,288 нм;			\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr)) = 0,288 нм;		\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr)) = 0,288 нм;		\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr)) = 0,288 нм;		\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr)) = 0,289 нм;		\bar{a} (т.р.(α -Fe, Cr)) = 0,289 нм;		$a_0(\alpha\text{-Fe})=0,287$ нм; $a_0(\text{Cr}) = 0,288$ нм.	

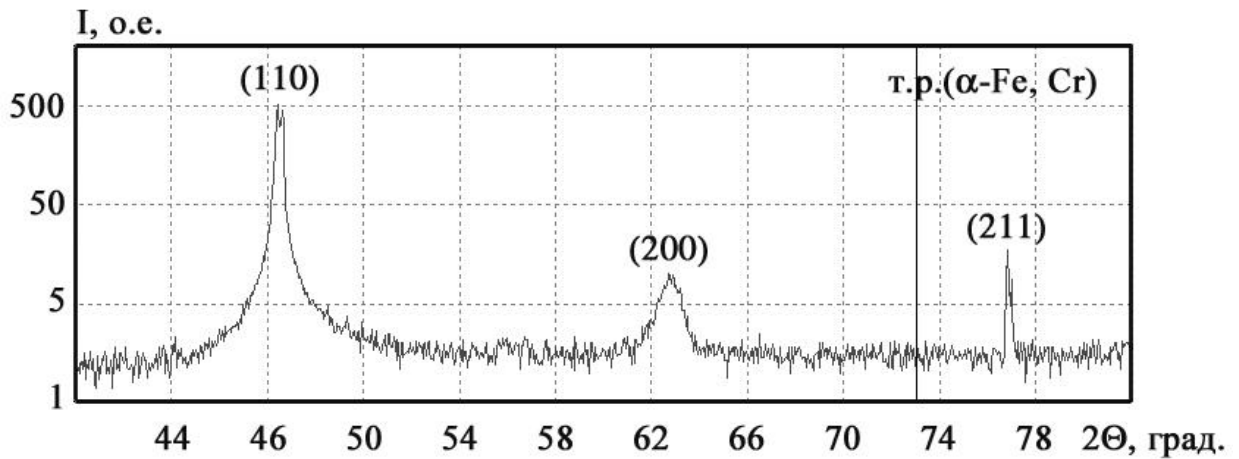


Рис. 3.17. Рентгенограмма от пленочной системы $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}$

атомов, полученных методом ВИМС. Термообработка до 650 К, приводящая к расслоению т.р. в относительно толстых слоях ($\cong 20$ нм), не повлияла на структурное состояние в мультислоях с $d_{\text{Fe}(\text{Cr})} \cong 1$ нм.

Исходя из данных работы [83] можно сделать вывод, что лучшее качество интерфейсов (с наименьшей шероховатостью) можно достичь в системах, компоненты которых имеют неограниченную взаимную растворимость (например, Fe/Cr, Fe/V и др.). В работе [121] было показано на примере систем Fe/Cr и Fe/Cu, что у первой шероховатость интерфейсов значительно меньше по сравнению с Fe/Cu. Сделанные выше выводы о структурном состоянии интерфейсов для неотожженных и отожженных образцов в некоторой степени подтверждаются данными рентгеновской рефлектометрии (рис. 3.18). Они показывают, что в неотожженном состоянии качество интерфейсов ($\sigma_{\text{Fe}/\text{Cr}} = 0,2$ нм и $\sigma_{\text{Cr}/\text{Fe}} = 1,2$ нм) в системе Fe/Cr значительно лучше по сравнению с Fe/Cu ($\sigma_{\text{Fe}/\text{Cu}} = 1,2$ нм и $\sigma_{\text{Cu}/\text{Fe}} = 1,4$ нм). При этом после термообработки до 700 К шероховатость интерфейсов увеличивается значительно в случае системы Fe/Cr ($\sigma_{\text{Fe}/\text{Cr}} = 1,4$ нм и $\sigma_{\text{Cr}/\text{Fe}} = 2$ нм) и незначительно - в случае системы Fe/Cu ($\sigma_{\text{Fe}/\text{Cu}} = 1,7$ нм; $\sigma_{\text{Cu}/\text{Fe}} = 1,6$ нм). Расчетные данные для толщин и шероховатостей отдельных слоев на примере многослойной системы $[\text{Cr}(5)/\text{Fe}(5)]_2$ в неотожженном и отожженном состояниях представлены в табл. 3.10. Как видно из представленных данных,

величина шероховатости интерфейса немагнетик/магнетик $\sigma_{\text{HM/M}}$ преобладает над величиной $\sigma_{\text{M/HM}}$, что коррелирует с величиной коэффициентов диффузии.

По данным работ [117, 202] для системы Fe и Cu величины шероховатостей составляют $\sigma_{\text{Fe/Cu}} = 1,25$ нм, $\sigma_{\text{Cu/Fe}} = 3,4$ нм, а для системы на основе Fe/Cr - $\sigma_{\text{Fe/Cr}} = 0,6$ нм и $\sigma_{\text{Cr/Fe}} = 1,2$ нм. Несовпадения данных шероховатости интерфейсов, полученных разными авторами объясняется влиянием ряда факторов: условиями получения пленочных систем (степень вакуума, скорость напыления), методами их обработки (термоотжиг, ионное облучение) и др.

Описанные выше результаты исследования диффузионных процессов и структурно-фазового состояния приведены для двух- и многослойных пленочных систем на основе фрагментов Fe/Cr(Cu), полученных в режиме с малой скоростью конденсации. Вследствие разных условий конденсации, а следовательно разных кинетических процессов, они существенным образом отличаются от данных электронографического и микроскопического исследований пленочных систем, полученных в быстром режиме. Эти различия в свою очередь обуславливают отличия в магниторезистивных свойствах, описанных в Разделе 4.

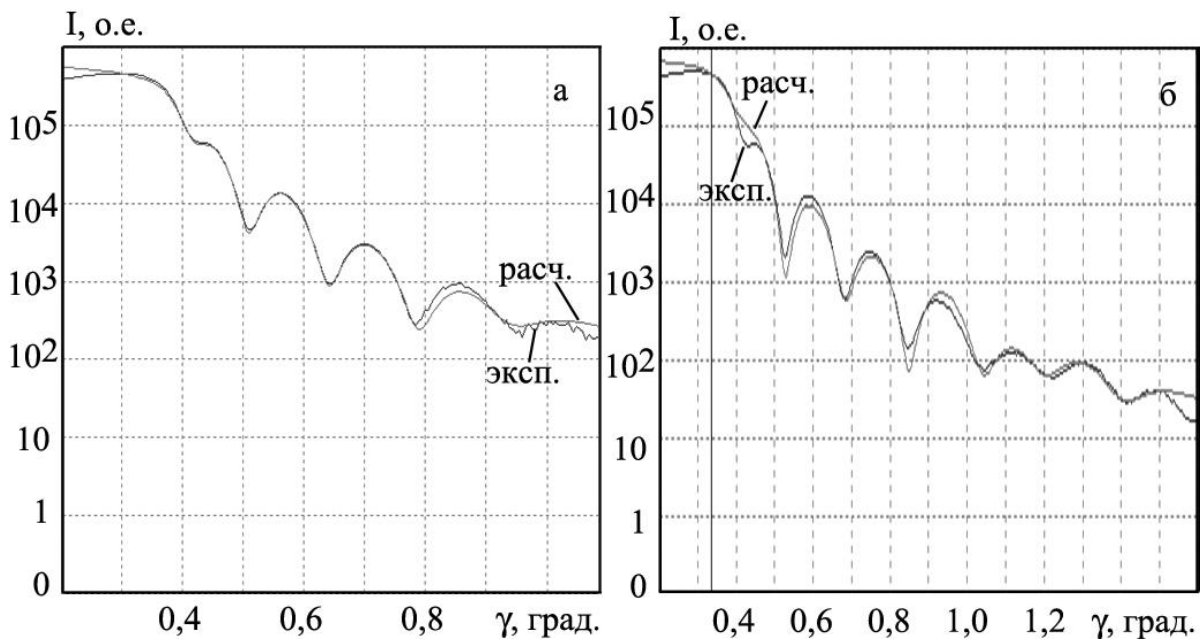


Рис. 3.18. Рефлектометрические зависимости для пленочной системы $[\text{Cr}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{Si}(111)$

Таблица 3.10

Толщина и шероховатость слоев в системе [Cr(5)/Fe(5)]₂/Si(111)

Слой (300 К)	d, нм	σ , нм	Слой (700 К)	d, нм	σ , нм
1 подложка (Si)	-	1,1	1 подложка (Si)	-	1,1
2 Fe	4,8	0,21	2 Fe	5,4	1,42
3 Cr	5,9	1,14	3 Cr	5,6	2,10
4 Fe	4,9	0,16	4 Fe	5,9	1,37
5 Cr	6,9	1,37	5 Cr	6,1	1,87
$\bar{\sigma}_{Fe/Cr} = 0,2$ нм; $\bar{\sigma}_{Cr/Fe} = 1,2$ нм			$\bar{\sigma}_{Fe/Cr} = 1,4$ нм; $\bar{\sigma}_{Cr/Fe} = 2,0$ нм		

Электронно-микроскопические исследования образцов [Fe/Cr]_n, полученных в быстром режиме, свидетельствуют о мелкодисперсной структуре в случае анизотропных образцов (с анизотропией МРЭ) и лабиринтоподобной структуре в случае образцов с признаками ГМС (рис. 3.19 и рис. 3.20, табл. 3.11 соответственно), которая характерна, например, для магнитных монокристаллических пленок с магнитной анизотропией типа "легкая ось" [203] или для наногранулированных композитов ферромагнитный металл-диэлектрик [204]. По данным работы [204] лабиринтоподобная доменная структура представляет собой цепочку контактирующих друг с другом гранул, которые могут формироваться в кластеры. В тонкопленочных сплавах Cr-Fe наблюдалась подобная картина – образование кластеров Fe в матрице Cr при $c_{Fe} > 20$ ат.% [205]. После термообработки образцов в широком интервале температур (300÷900 К) на микроскопических снимках заметны укрупнение и структурированность лабиринтных доменов (рис. 3.20, в, г), размеры и расстояние между которыми начинает превышать среднюю длину свободного пробега (СДСП) электронов проводимости [206]. Авторы [205] также указывают на влияние размеров магнитных кластеров: когда они превышают СДСП электронов, рассеивание на кластерах не вносит вклад в величину ГМС.

Расшифровка дифракционных картин от указанных пленочных систем (табл. 3.12.) указывает на образование в них твердых растворов т.р. (α -Fe, Cr)

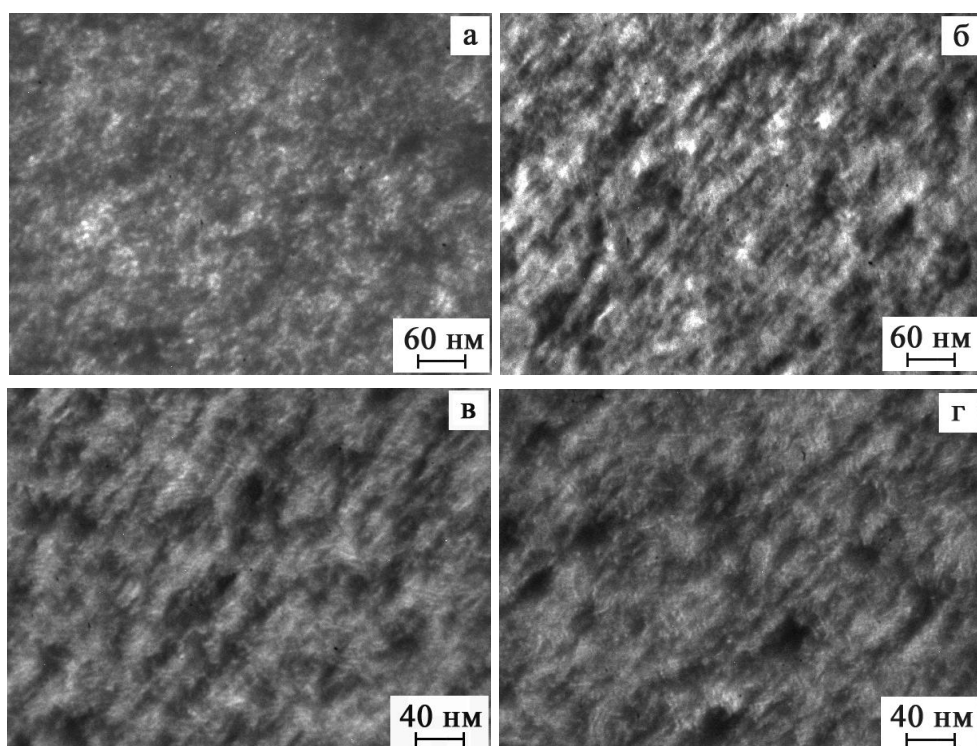


Рис. 3.19. Кристаллическая структура от пленочной системы $[\text{Fe}(2,8)/\text{Cr}(2,2)]_{15}/\Pi$ в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 500$ (б), 700 (в) и 900 К (г) состояниях

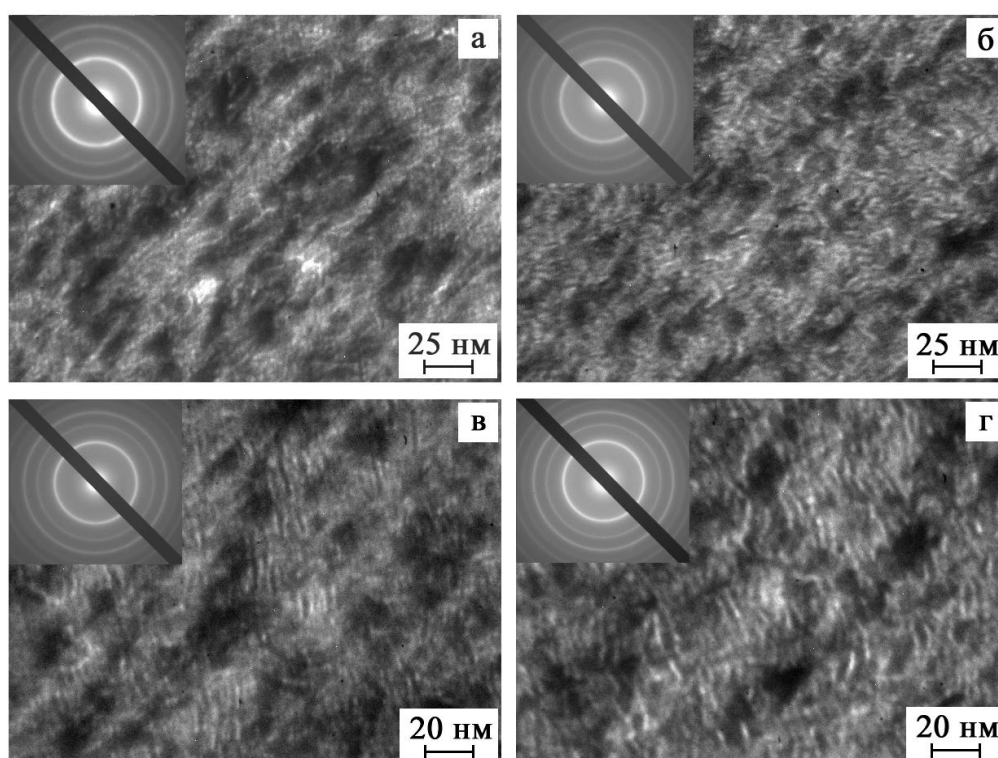


Рис. 3.20. Кристаллическая структура и дифракционные картины (на вставках) от пленочной системы $[\text{Fe}(2,73)/\text{Cr}(2,73)]_{15}/\Pi$ в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 500$ (б), 700 (в) и 900 К (г) состояниях

Таблица 3.11

**Фазовый состав образца [Fe(2,73)/Cr(2,73)]₁₅, свежеконденсированного
и после термоотжига до $T_{отж} = 500, 700$ и 900 К**

№	300 К		500 К		700 К		900 К		hkl	Фаза
	d_{hkl} , нм	a_{hkl} , нм	d_{hkl} , нм	a_{hkl} , нм	d_{hkl} , нм	a_{hkl} , нм	d_{hkl} , нм	a_{hkl} , нм		
1	0,204	0,289	0,205	0,289	0,205	0,289	0,205	0,290	110	т.р.(α -Fe,Cr)
2	0,144	0,288	0,144	0,288	0,145	0,290	0,145	0,290	200	т.р.(α -Fe,Cr)
3	0,118	0,288	0,118	0,288	0,118	0,288	0,118	0,288	211	т.р.(α -Fe,Cr)
4	0,101	0,286	0,102	0,288	0,102	0,288	0,102	0,288	220	т.р.(α -Fe,Cr)
5	0,090	0,286	0,091	0,288	0,091	0,288	0,091	0,288	310	т.р.(α -Fe,Cr)
6	0,082	0,285	0,082	0,285	0,083	0,286	0,083	0,286	222	т.р.(α -Fe,Cr)
$\bar{a}(\alpha\text{-Fe,Cr}) = 0,287 \pm 0,001 \text{ нм};$		$\bar{a}(\alpha\text{-Fe,Cr}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм};$		$\bar{a}(\alpha\text{-Fe,Cr}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм};$		$\bar{a}(\alpha\text{-Fe,Cr}) = 0,289 \pm 0,001 \text{ нм}.$		$a_0(\alpha\text{-Fe}) = 0,287 \text{ нм};$ $a_0(\text{Cr}) = 0,288 \text{ нм} [137].$		

с параметром решетки, близким к массивным Fe и Cr, как в свежеконденсированных образцах, так и в отожженных до разных температур (0,287 ÷ 0,289 нм).

Исследование структурно-фазового состояния пленочных систем [Fe/Cu]_n, полученных в режиме со средней скоростью конденсации, указывает на образование в них твердого раствора в отличие от исследуемых нами ранее двух- и многослойных систем с выдержкой отдельных слоев, где до значительной степени сохранялась индивидуальность отдельных слоев [170]. При этом, при толщинах слоев $d_{\text{Fe}} \leq 1,5$ нм т.р. (α -Fe, Cu) формируется на основе ГЦК решетки (рис. 3.21), а в диапазоне толщин $1,5 < d_{\text{Fe}} \leq 2$ нм – на основе ОЦК решетки (рис. 3.22, табл. 3.12). В первом случае нами не наблюдался магнито-

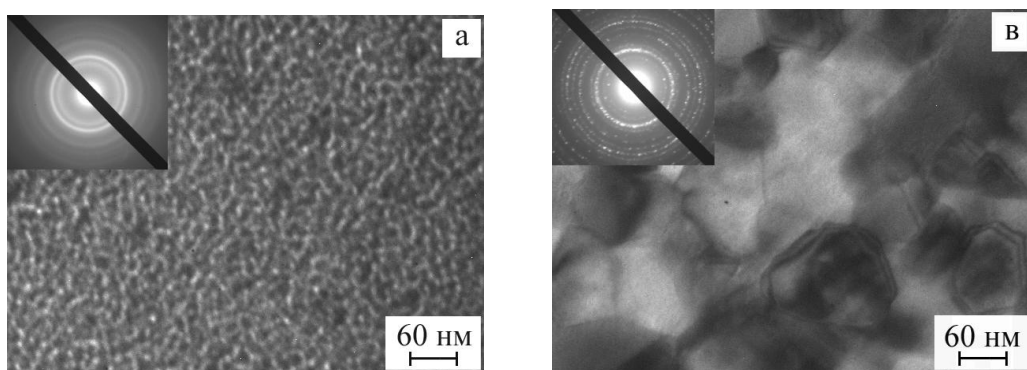


Рис. 3.21. Кристаллическая структура пленочной системы [Fe(0,6)/Cu(0,3)]₇₀/П в неотожженном (а) и отожженном до $T_{отж} = 900$ К (б) состояниях

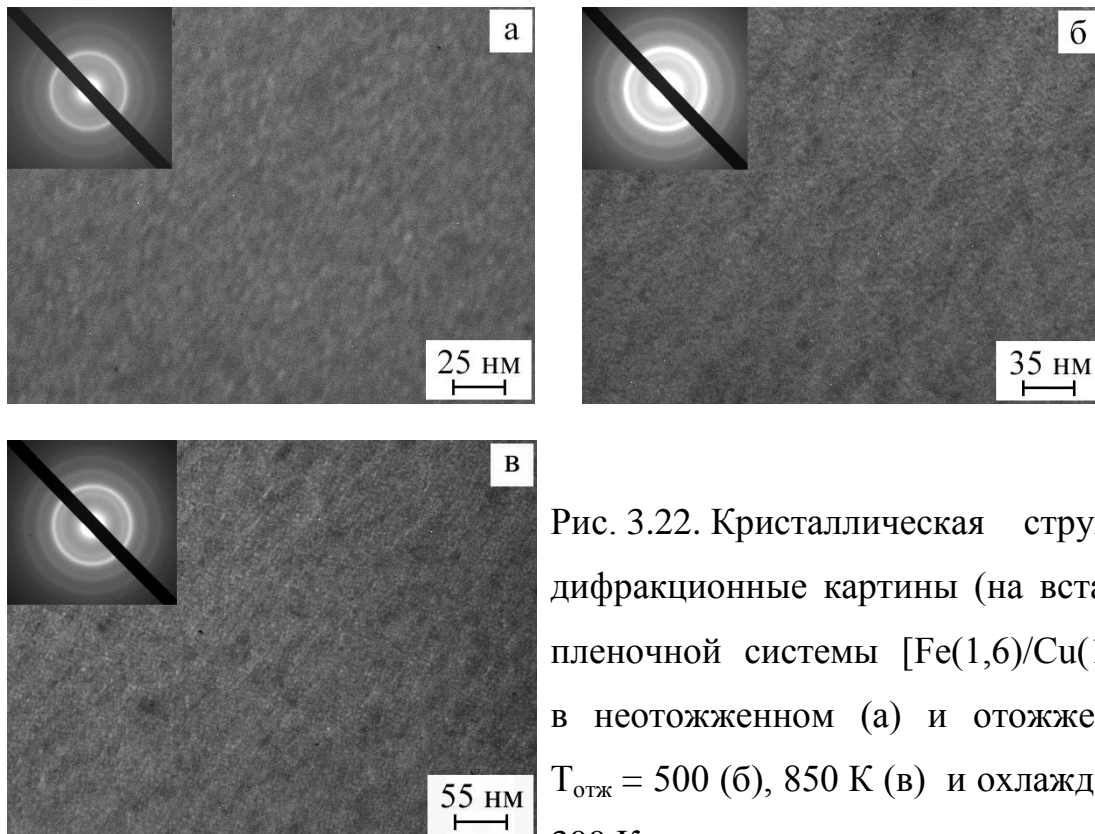


Рис. 3.22. Кристаллическая структура и дифракционные картины (на вставках) от пленочной системы $[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}/\text{П}$ в неотожженном (а) и отожженном до $T_{\text{отж}} = 500$ (б), 850 К (в) и охлажденном до 300 К состояниях

Таблица 3.12

Фазовый состав образца $[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}$, свежеконденсированного и после термоотжига до $T_{\text{отж}} = 500, 850$ К

№	Неотож.		$T_{\text{отж}}, \text{К}$				hkl	фаза
			500		850			
	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм	$d_{hkl},$ нм	$a_{hkl},$ нм		
1	0,204	0,288	0,205	0,290	0,206	0,291	110	т.р.(Cu,α-Fe)
2	0,145	0,290	0,146	0,292	0,147	0,294	200	т.р.(Cu,α-Fe)
3	0,117	0,286	0,117	0,287	0,118	0,289	211	т.р.(Cu,α-Fe)
4	0,102	0,288	0,103	0,291	0,103	0,291	220	т.р.(Cu,α-Fe)
5	0,091	0,288	0,091	0,287	0,091	0,288	310	т.р.(Cu,α-Fe)
$\bar{a}(\text{Cu}, \alpha\text{-Fe}) = 0,288 \pm 0,001 \text{ нм};$			$\bar{a}(\text{Cu}, \alpha\text{-Fe}) = 0,289 \pm 0,001 \text{ нм};$		$\bar{a}(\text{Cu}, \alpha\text{-Fe}) = 0,290 \pm 0,001 \text{ нм}.$		$a_0(\alpha\text{-Fe}) = 0,287 \text{ нм};$ $a_0(\text{Cu}) = 0,361 \text{ нм} [137].$	

резистивный эффект, что, вероятно, связано с очень малыми эффективными толщинами слоев Fe и прослойки Cu (< 1 нм).

3.3. Апробация теоретических моделей для ТКС, обсуждение результатов [170, 207, 208]

В [121] предложена методика учета интерфейсного рассеяния в величину удельного сопротивления и ТКС путем сравнения пленочных систем с одинаковой толщиной, одна из которых характеризовалась наличием искусственных границ раздела. Попытка учесть влияние фазового состояния на величину ТКС предпринята в [209], где предложена феноменологическая модель электрофизических свойств гранулированных сплавов.

Таким образом, одним из вариантов учета влияния структурно-фазового состояния на электрофизические свойства пленочных систем может служить сравнение экспериментальных величин с расчетными. Для рассматриваемых нами систем на основе Fe и Cu или Cr можно воспользоваться соотношениями для «бипластины» (системы, в которой сохраняется индивидуальность отдельных слоев) или пленочного сплава, гомогенного по всей толщине. Для двуслойных пленок как составной части многослойных систем эти соотношения имеют вид:

$$\beta \cong \beta_1 + \beta_2 - \frac{d_1\beta_2\rho_2 + d_2\beta_1\rho_1}{d_1\rho_2 + d_2\rho_1} \quad (\text{«бипластина»}), \quad (3.15)$$

$$\beta \cong \frac{\beta_1}{1 + \frac{c_2\rho_2}{c_1\rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{c_1\rho_1}{c_2\rho_2}} \quad (\text{пленочный сплав}), \quad (3.16)$$

где $c_{1,2}$ – концентрация атомов первого или второго слоя, которая рассчитывается по соотношению (2.2).

На рис. 3.23 и 3.24 представлены температурные зависимости удельного

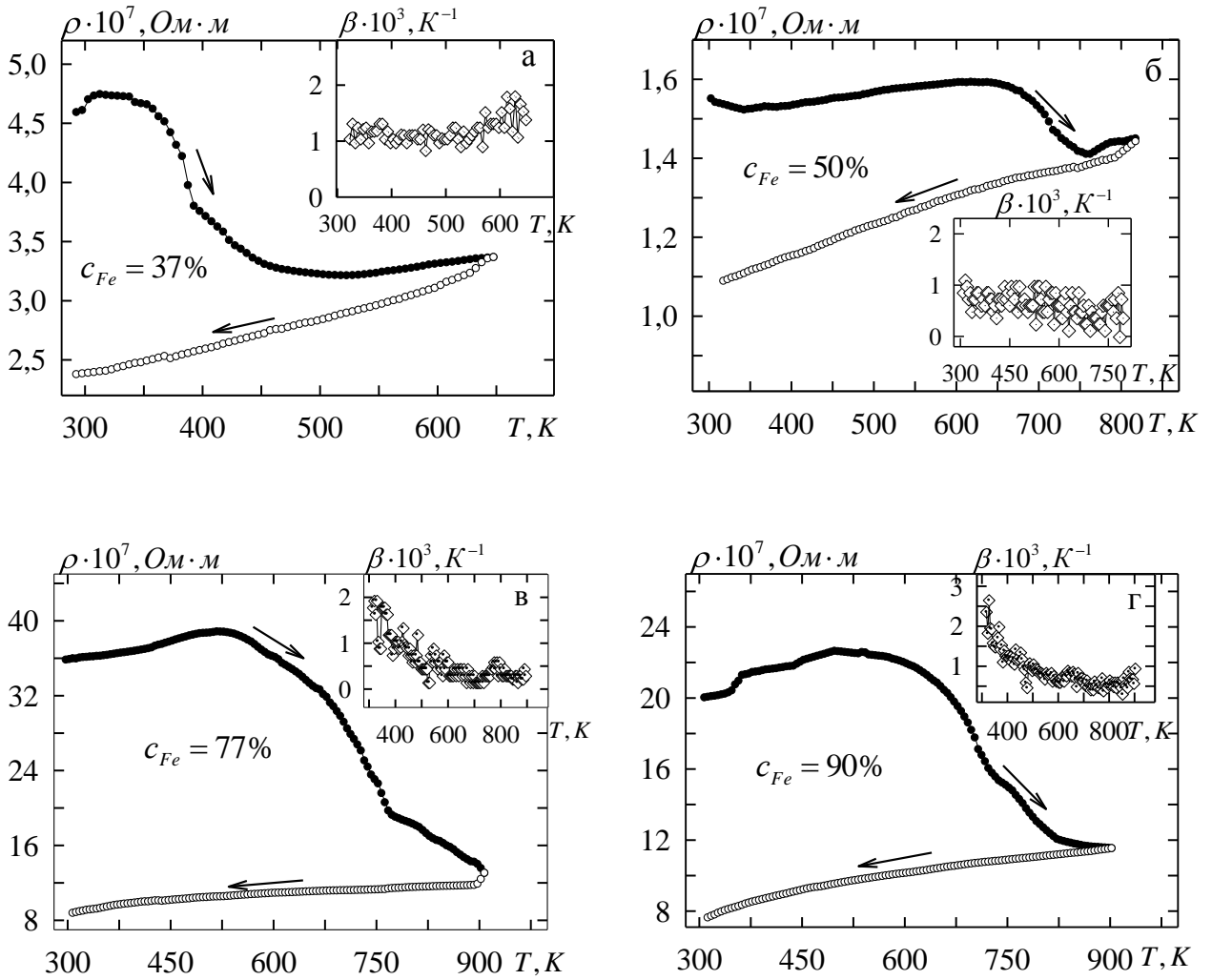


Рис. 3.23. Зависимость удельного сопротивления и ТКС (на вставках) для пленочных систем: Fe(18)/Cu(30)/П (а), Cu(20)/Fe(20)/П (б), [Fe(2)/Cu(0,6)]₁₅/П (в) и [Fe(3,67)/Cu(0,4)]₁₅/П (г)

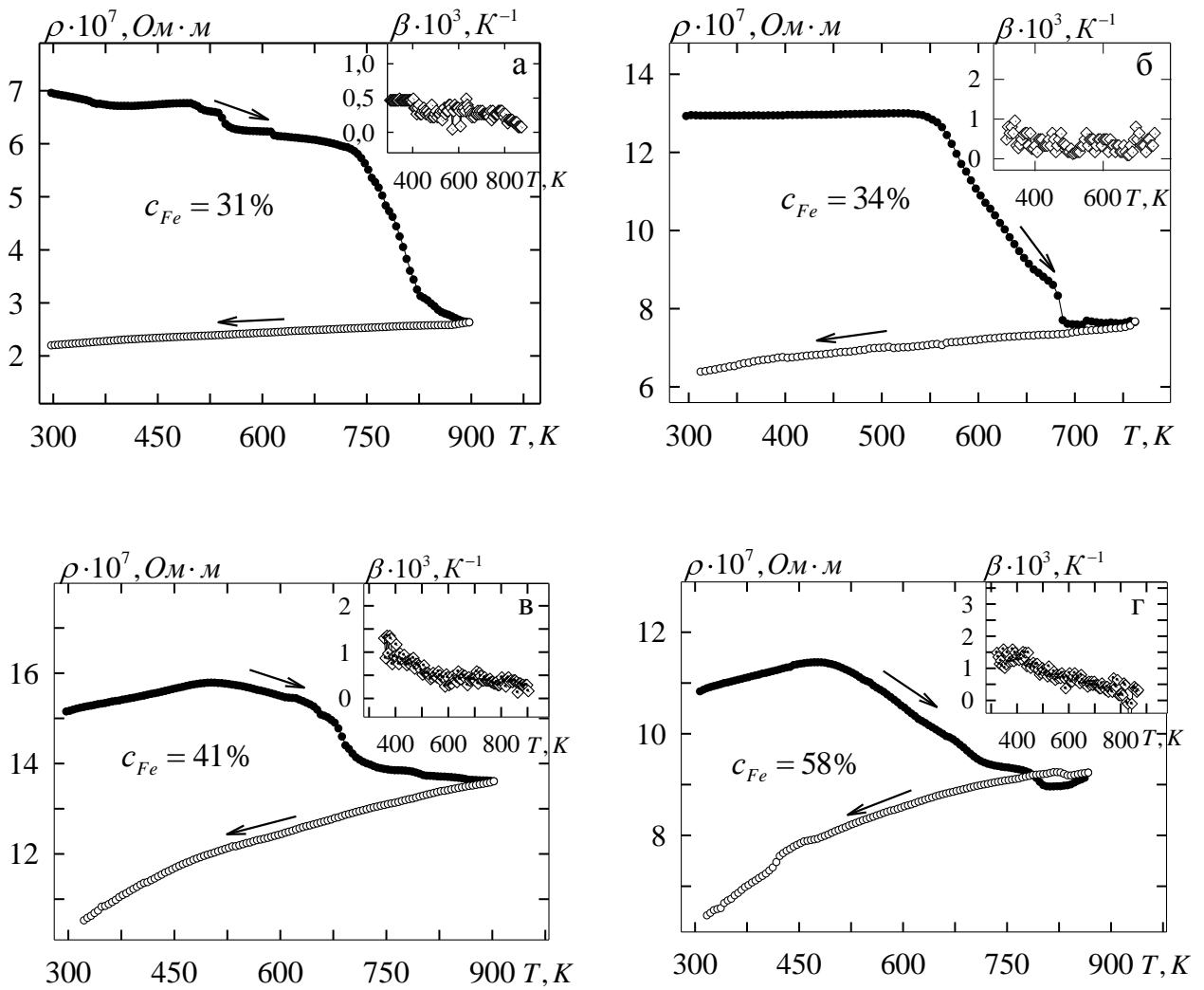


Рис. 3.24. Зависимость удельного сопротивления и ТКС (на вставках) для пленочных систем: Cr(20)/Fe(9)/П (а), Cr(10)/Fe(10)/Cr(10)/П (б), [Fe(2,73)/Cr(4,07)]₁₅/П (в) и [Fe(3)/Cr(2,2)]₁₅/П (г)

сопротивления и ТКС для двух- и многослойных пленочных систем на основе Fe/Cu и Fe/Cr соответственно с разными концентрациями c_{Fe} . На рис. 3.25 представлены зависимости ТКС от общей концентрации атомов Fe в термостабилизированных многослойных системах $[Fe/Cu]_n/П$ и $[Fe/Cr]_n/П$ с общей толщиной в интервале (60÷80) нм. При этом в обеих системах с увеличением концентрации Fe ТКС увеличивается равнозначно: в системе Fe/Cu в интервале концентраций (31÷90) ат.% Fe – от $0,57 \cdot 10^{-3}$ до $2,19 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ (300 K), а в системе Fe/Cr в интервале (31÷85) ат.% Fe – от $0,56 \cdot 10^{-3}$ до $2,05 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ (300 K). Необходимо отметить хорошую корреляцию между ТКС этих систем и c_{Fe} : зависимости имеют линейный характер для трех температур измерения (300, 500 и 700 K). Линейный характер $\beta(c_{Fe})$ в принципе заложен в соотношении (3.16), которое можно преобразовать до вида: $\beta \cong \frac{c_1 \rho_1 \beta_1 + c_2 \rho_2 \beta_2}{\rho}$.

Отсюда видно, что для случая $c_1 \gg c_2$ (перенасыщенный сплав) β прямо пропорционален концентрации c_1 . Также отметим, что ТКС обратно пропорционален температуре, качественно эта зависимость имеет место, если зафиксировать концентрацию. Таким образом, экспериментально подтверждается феноменологическая теория для ТКС твердых растворов.

Табл. 3.13 содержит результаты сравнения экспериментальных и расчетных

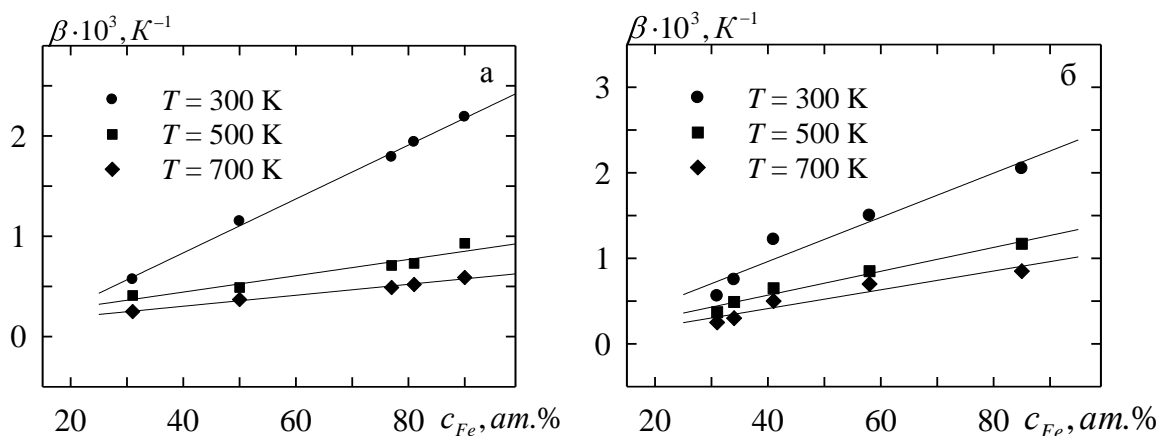


Рис. 3.25. Зависимость ТКС от общей концентрации атомов Fe в термостабилизированных многослойных пленочных системах $[Fe/Cu]_n/П$ (а) и $[Fe/Cr]_n/П$ (б) при разных температурах измерения

Таблица 3.13

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений ТКС

Образец	$\beta \cdot 10^3, K^{-1}$	$\beta_{расч} \cdot 10^3, K^{-1}$		$ \beta - \beta_{расч} / \beta, \%$	
		(3.15)	(3.16)	(3.15)	(3.16)
Cu(20)/Fe(20)/П	1,11	1,22	1,68	9,9	51,4
Cu(35)/Fe(20)/Cu(35)/П	1,24	1,25	1,64	0,8	32,3
[Fe(3,67)/Cu(0,4)] ₁₅ /П	2,35	1,93	2,22	42,0	5,5
[Fe(2)/Cu(0,6)] ₁₅ /П	1,93	1,44	1,91	25,4	1,0
Cr(20)/Fe(9)/П	0,52	0,28	0,61	46,2	17,3
Cr(10)/Fe(10)/Cr(10)/П	0,63	0,31	0,55	50,8	8,0
[Fe(2,73)/Cr(4,07)] ₁₅ /П	1,35	1,18	1,31	12,6	2,9
[Fe(3)/Cr(2,2)] ₁₅ /П	1,42	1,58	1,35	11,3	4,9

значений температурного коэффициента сопротивления на основе соотношений (3.15) и (3.16). Как видно из соответствия экспериментальных и расчетных данных, пленочные системы Fe/Cu и Fe/Cr с относительно толстыми слоями больше соответствует понятию «бипластина» (несоответствие экспериментальных и расчетных данных не более 10 %) и «пленочный сплав» (17 %) соответственно, что подтверждается сделанными ранее выводами о их структурно-фазовом состоянии [170]. В то же время многослойные системы на основе фрагментов Fe/Cu или Fe/Cr, полученные в режиме со средней скоростью конденсации, соответствуют «сплаву», что было оговорено нами в [180] по результатам электронографических исследований.

Выводы к разделу 3

1. Усовершенствована полуфеноменологическая модель для ТКС, учитывающая температурную зависимость параметров электропереноса p и r ; ее апробация показала соответствие теоретических расчетов с экспериментальными данными с точностью до 20%.

2. Экспериментальные исследования электрофизических свойств трехслой-

ных плёночных систем позволили провести расчет суммарной величины коэффициентов поверхностного и интерфейсного рассеяния электронов, которая составляет в маядасовском приближении $p+Q \cong 1,2$ (Cu/Fe/Cu) и 0,7 (Cr/Fe/Cr).

3. Проведены исследования диффузионных процессов в пленочных системах Fe/Cu и Fe/Cr методом ОЭС и ВИМС. Расчет эффективных коэффициентов диффузии показал, что величина коэффициента КСД на два порядка больше величины ТД, что объясняется насыщением границ зерен атомами другого сорта уже на стадии конденсации верхнего слоя. При этом, по результатам, полученным методом ОЭС, значения коэффициентов на порядок ниже по сравнению с методом ВИМС, что обусловлено ионно-стимулированной диффузией атомов во втором случае.

4. Исследования структурно-фазового состояния многослойных пленочных систем на основе Fe и Cu или Fe и Cr позволило установить следующее:

- система на основе фрагментов Fe/Cu до и после термоотжига вплоть до 770 К имеет фазовый состав ГЦК-Cu + ОЦК-Fe и ее можно рассматривать как «би-пластину» – системы, в которой в большой степени сохраняется индивидуальность отдельных слоев;
- в системе на основе Fe/Cr, скорее всего, уже на стадии конденсации происходит образование т.р.(α -Fe, Cr), который сохраняется после отжига до 650 К;
- по данным рентгеновской рефлектометрии величина шероховатости интерфейса немагнетик/магнетик $\sigma_{\text{нм/м}}$ преобладает над величиной $\sigma_{\text{м/нм}}$. В не отожженном состоянии качество интерфейсов ($\sigma_{\text{Fe/Cr}} = 0,2$ нм и $\sigma_{\text{Cr/Fe}} = 1,2$ нм) в системе Fe/Cr значительно лучше по сравнению с Fe/Cu ($\sigma_{\text{Fe/Cu}} = 1,2$ нм и $\sigma_{\text{Cu/Fe}} = 1,4$ нм). При этом после термообработки до 700 К шероховатость увеличивается значительно в случае системы Fe/Cr и незначительно – в случае системы Fe/Cu.
- в многослойных систем на основе Fe и Cu, полученных со средней скоростью конденсации, наблюдается наличие т.р. (α -Fe, Cu) на основе ГЦК решетки Fe при толщинах слоев $d_{\text{Fe}} \leq 1,5$ нм и ОЦК решетки α -Fe – в диапазоне толщин $1,5 < d_{\text{Fe}} \leq 2$ нм.

РАЗДЕЛ 4

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ Fe И Cr ИЛИ Cu

4.1. Магнитосопротивление [280, 208, 210-217]

Магниторезистивный эффект в тонких ферромагнитных пленках обусловлен рассеиванием электронов на магнитных моментах доменов и их стенках, и при этом величина эффекта не превышает ($10^{-3} \div 10^{-2}$) %. Открытие явления гигантского магнитосопротивления (ГМС) в наноразмерных пленочных системах (мультислои, спин-вентили) на основе ферромагнетика (Fe, Co) и пара- (Cu, Au, Ag) или антиферромагнетика (Cr) позволило наблюдать МС со значительно большей величиной порядка ($1 \div 100$) %. В этих системах, в отличие от ферромагнитных пленок, преобладает спин-зависящее рассеивание электронов на дополнительных центрах рассеяния – ферромагнитных гранулах и интерфейсах магнетик/немагнитный металл.

Целью наших исследований стало изучение размерной зависимости магниторезистивного эффекта в тонких пленках Fe и мультислоях на их основе, а также изучение влияния на его величину термообработки образцов. Определение фазового состава полученных образцов методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции позволили установить его корреляцию с магниторезистивными свойствами.

4.1.1. Тонкие пленки Fe [180]

На рис. 4.1 и 4.2 представлены примеры магниторезистивных зависимостей для тонких пленок Fe толщиной 11 и 20 нм. Результаты измерений МС в неотожженных и отожженных до $T_{отж} = 700$ и 900 К сведены в табл. 4.1. Как видно, в ферромагнитных пленках Fe наблюдается анизотропность полевых зависимостей $R(B)$, что характеризуется отрицательным магниторезистивным эффектом в продольной геометрии и положительным МС – в поперечной и

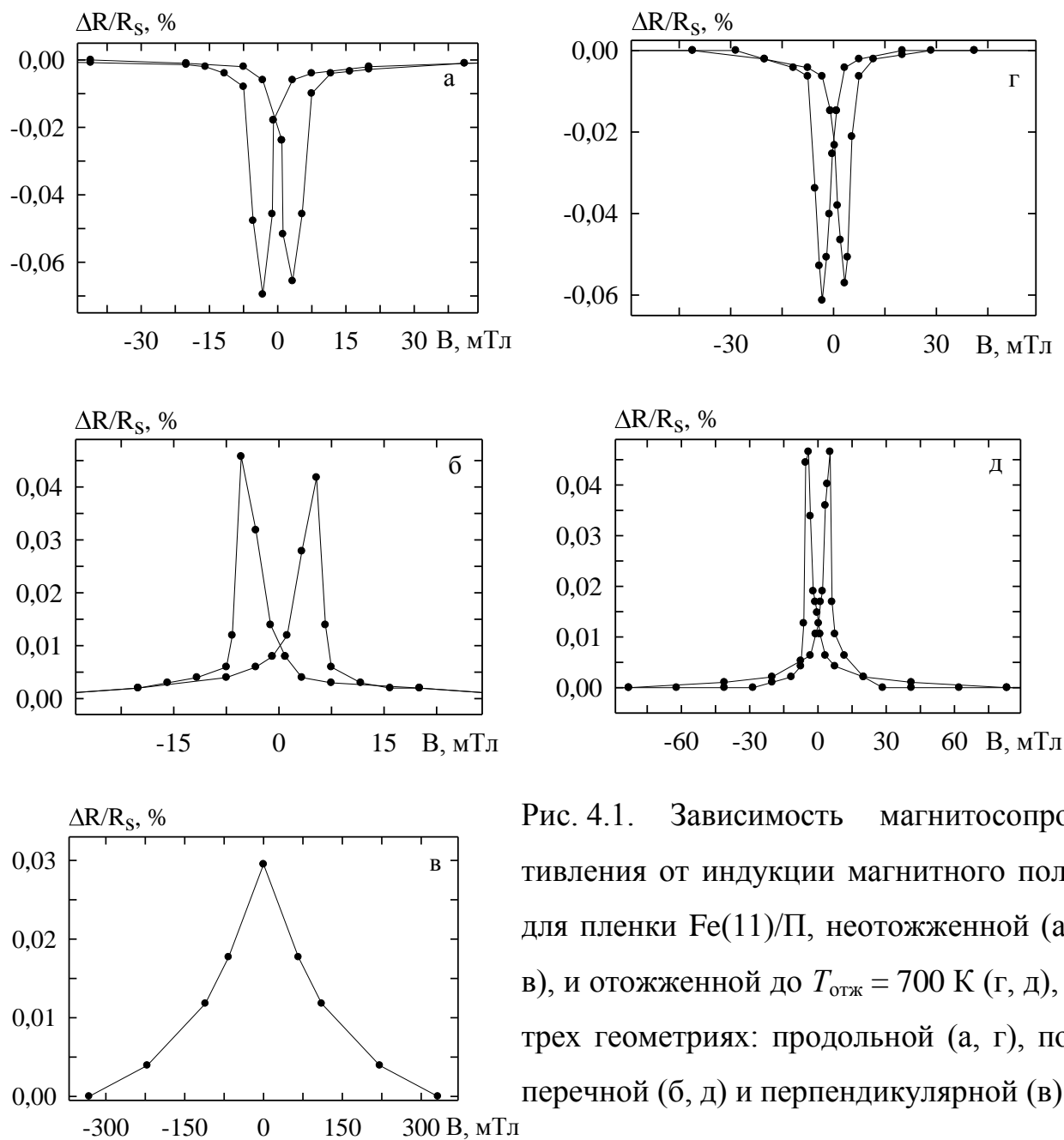


Рис. 4.1. Зависимость магнитосопротивления от индукции магнитного поля для пленки Fe(11)/П, неотожженной (а–в), и отоженной до $T_{\text{отж}} = 700$ К (г, д), в трех геометриях: продольной (а, г), поперечной (б, д) и перпендикулярной (в)

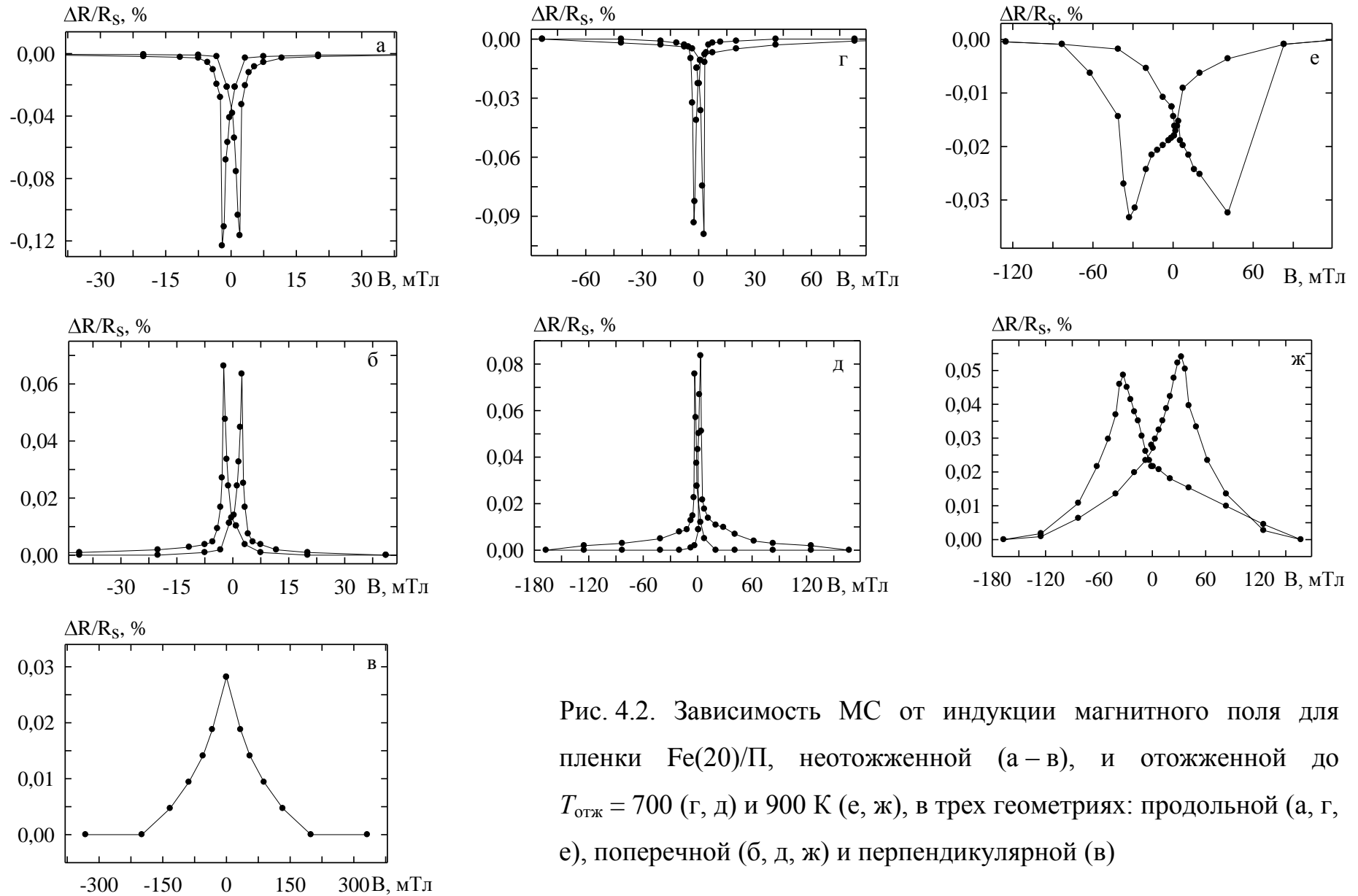


Рис. 4.2. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленки $\text{Fe}(20)/\text{Pi}$, неотожженной (а – в), и отожженной до $T_{\text{отж}} = 700$ (г, д) и 900 К (е, ж), в трех геометриях: продольной (а, г, е), поперечной (б, д, ж) и перпендикулярной (в)

Таблица 4.1

**Магнитосопротивление тонких пленок Fe в неотожженном и
отожженном до $T_{отж} = 700$ и 900 К состояниях**

Образец	$\Delta R/R_s$, %								
	продол. геом.			попереч. геом.			перпенд. геом.		
	300 К	700 К	900 К	300 К	700 К	900 К	300 К	700 К	900 К
Fe(11)/П	-0,070	-0,061	0	0,046	0,047	0	0,030	–	–
Fe(20)/П	-0,123	-0,099	-0,033	0,066	0,084	0,054	0,028	0,035	–
Fe(46)/П	-0,044	-0,029	0	0,040	0,052	0,016	0,043	0,030	–
Fe(60)/П	-0,071	-0,062	-0,028	0,065	0,080	0,062	0,047	0,037	0

перпендикулярной геометриях. Термоотжиг образцов привел к незначительному росту амплитуды $\Delta R/R_s$ ($T_{отж} = 700$ К) и ее падению в случае $T_{отж} = 900$ К в поперечной геометрии, и плавному падению $\Delta R/R_s$ во всем диапазоне температур в продольной и перпендикулярной геометриях (рис. 4.3).

Как отмечается авторами [218, 219], коэрцитивная сила, определенная посредством измерения изменения электросопротивления в магнитном поле, не совпадает с H_c , полученной из зависимости намагниченности M от напряженности магнитного поля H , но при этом в первом случае несет качественную информацию о поведении тонких пленок в процессе перемагничивания. В нашем случае индукцию поля, которая необходима для полного размагничивания образца (назовем размагничивающей индукцией), обозначив ее B_c по аналогии с коэрцитивной силой. Данные о величине индукции размагничивания и насыщения для тонких пленок Fe, неотожженных и отожженных до разных температур, отображены на рис. 4.4 и 4.5. По причине отсутствия коэрцитивности и магнитного насыщения (в исследуемом диапазоне магнитного поля) в перпендикулярной геометрии данные приводятся для двух геометрий, когда B параллельно плоскости образца. В рассматриваемом диапазоне толщин величина размагничивающей индукции лежит в пределах

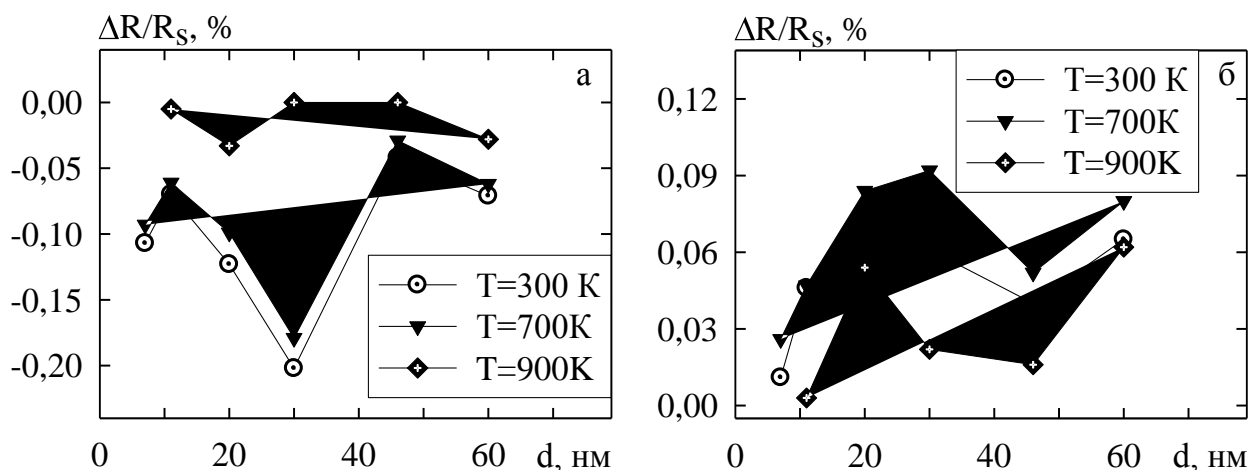


Рис. 4.3. Магнитосопротивление пленок Fe, неотожженных и отожженных до $T_{отж} = 700$ и 900 K при продольной (а) и поперечной (б) геометриях измерения

(2,0÷3,3) мТл в продольной геометрии и (2,0÷5,4) мТл – в поперечной. Подобная разница значений в зависимости от геометрии измерения наблюдается и для величины индукции насыщения B_s . Преимущественное преобладание величин B_c и B_s в поперечной геометрии может свидетельствовать о существовании оси легкого намагничивания в тонких пленках Fe вдоль линии протекания тока.

Отжиг пленок до 700 K не вносит существенных изменений в величину B_c и способствует значительному уменьшению (в среднем в 2 раза) B_s , что может объясняться термостабилизационными процессами в зернах и доменах, залечиванием структурных дефектов. Дальнейший отжиг до 900 K приводит к значительному увеличению величин B_c (до 33 мТл) и B_s (до 167 мТл и выше), чему по всей видимости способствует значительное укрупнение зерен, а следовательно и доменов, для разворота которых необходимы большие магнитные поля.

Судя по пикам на размерных зависимостях МС, B_c и B_s при толщине $d_{Fe} \cong 20 \div 30$ нм, по-видимому, наблюдается переход от неелевского к блоховскому типу доменных стенок, которые характеризуются разной шириной и концентрацией дефектов. С уменьшением толщины пленок увеличивается ширина доменных стенок за счет перемагничивания пленки в направлении

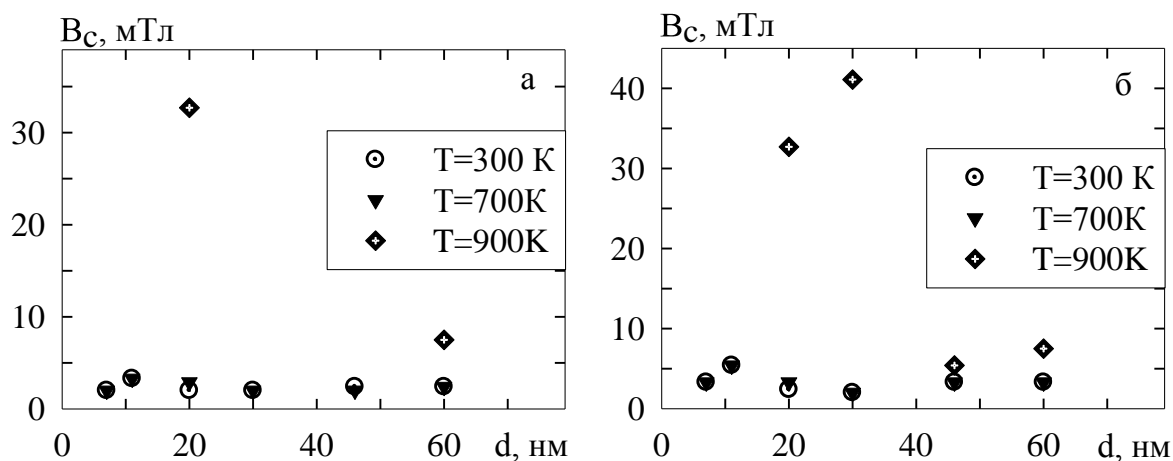


Рис. 4.4. Индукция размагничивания пленок Fe, неотожженных и отожженных до $T_{отж} = 700$ и 900 К, в продольной (а) и поперечной (б) геометриях измерения

меньшего размагничивающего фактора (в плоскость пленки). Такие стенки и называют неелевскими [218].

Необходимо также отметить разницу в величинах МС в зависимости от геометрии измерения. Для свежеконденсированных пленок, равно как и для термостабилизированных, преобладание в величине МС наблюдается для продольной геометрии, что, вероятно, может объясняться анизотропией формы в исследуемых образцах (размеры пленок соотносятся как 1:6). При этом мелкие домены с широкими стенками в тонких пленках ($d_{Fe} \leq 30$ нм) сложнее развернуть до насыщения в магнитном поле, что проявляется в ярко выраженной анизотропии МС и преобладании величины B_s в продольной геометрии. Обратная ситуация наблюдается для более толстых пленок.

4.1.2. Мультислои на основе Fe и Cr [180, 210-213, 217]

Магниторезистивные свойства многослойных пленочных систем на основе Fe и Cr или Cu изучались для двух случаев: послойно напыленных фрагментов Fe/Cr(Cu) в режиме с малой скоростью конденсации ($w \cong 0,1-0,3$ нм/с, $p = 10^{-7}$ Па, $B \cong 1,1$ Тл) с выдержкой отдельных слоев и без неё в режиме со средней скоростью ($w \cong 2-3$ нм/с, $p = 10^{-4}$ Па, $B \cong 0,3$ Тл). Указанные методики были

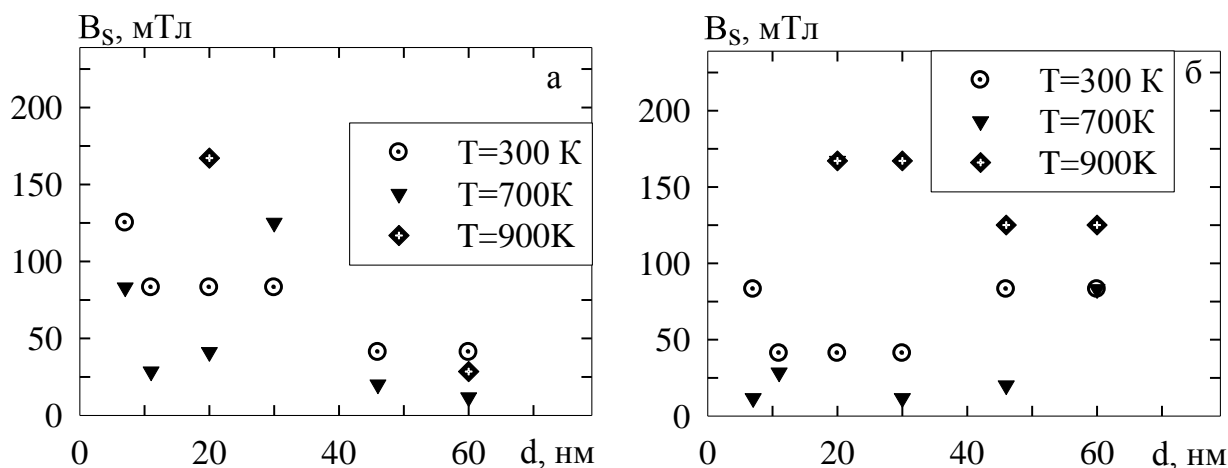


Рис. 4.5. Индукция насыщения B_s пленок Fe, неотожженных и отожженных до $T_{\text{отж}} = 700$ и 900 К при продольной (а) и поперечной (б) геометриях измерения

описаны в Разделе 2.

По данным разных источников (см., например, [3]) оптимальное число фрагментов (бислоев) составляет от 15 до 60 в зависимости от компонент пленочной структуры. При этом на примере NiFe/Cu показано, что при общей толщине системы порядка $70 \div 100$ нм наблюдается насыщение размерных зависимостей $\Delta R/R$ и B_s . В наших исследованиях для случая быстрого напыления без выдержки слоев число фрагментов оставалось постоянным и равным 15. Данные магниторезистивных измерений в мультислоях $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ представлены в табл. 4.2 и 4.3. Как видно, для двух пленочных систем с атомной концентрацией 45 и 50 ат.% Fe характерна изотропность полевых зависимостей $R(B)$ (рис. 4.7 и 4.8), то есть независимо от геометрии измерения наблюдается уменьшение величины электросопротивления в магнитном поле, что является характерным признаком ГМС [4, 206]. Для остальных систем с тонкими (≤ 2 нм) или относительно толстыми (4 нм) слоями Cr характерна анизотропность зависимостей $R(B)$, подобно пленкам Fe, и преобладание величины МС в продольной геометрии по сравнению с двумя другими геометриями. В работе [220] наблюдалось подобное отличие в величине МС многослойных структур $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n/\text{Fe}/\text{П}$ для двух геометрий измерений – продольной и поперечной. В первом случае величина МС была на 15 % больше

при гелиевых температурах и на 30 % – при комнатной температуре. Авторы объясняют такую разницу проявлением эффекта анизотропии магнитосопротивления. Переход анизотропная \rightarrow ГМС - структура происходит в случае, когда преобладающий вклад в величину МС вносит спин-зависимое рассеяние электронов проводимости на интерфейсах магнетик/немагнитный металл или магнитных гранулах по сравнению с рассеиванием на магнитных моментах доменов и их стенках [4].

Термообработка образцов в широком интервале температур (300 ÷ 900 К) в большинстве случаев привела к незначительному росту величины МС во всех трех геометриях, а также исчезновению признаков ГМС в двух образцах при отжиге свыше 700 К (см. рис. 4.7, 4.8, в, г). Подобное поведение температурной зависимости МС наблюдалось авторами [206] на примере системы Co/Cu и [221] – на примере т.р.(Au, Co), когда при отжиге до 500 К происходит рост величины МС и ее спад – в диапазоне высоких температур.

Вопрос влияния термообработки на величину магниторезистивного эффекта в пленочных системах на основе Fe и Cr рассматривался в работах [126, 127, 222]. Так, в случае мультислоев $[\text{Fe}(3,0)/\text{Cr}(1,2)]_{10}/\text{П}$ отжиг до температур свыше 570 К приводит к заметному росту произвольной намагниченности образца и резкому уменьшению поля насыщения, что объясняется преобладанием ферромагнитного (ФМ) взаимодействия между магнитными слоями по сравнению с антиферромагнитным (АФМ) взаимодействием [127]. Отмеченные особенности коррелируют с резким уменьшением (почти в 4 раза) величины МС при $T_{\text{отж}} > 570$ К. Влияние температуры подложки T_s при получении образцов также немаловажно. В [222] показано, что для случая т.р. (Fe, Cr), полученных методом ионного высокочастотного напыления, оптимальной температурой T_s является 470 К, при которой МС в 1,5 раза выше по сравнению с $T_s = 670$ К и составляет при гелиевых температурах 38%. Авторами [126] показано влияние условий термостабилизации на величину МС на примере многослойки $[\text{Fe}(2,7)/\text{Cr}(0,9)]_{25}/\text{П}$: отжиг до 570 К в течение 1-го часа привел к росту МС

почти в два раза, дальнейший отжиг в течение еще одного часа способствовал уменьшению МС по сравнению со значением до отжига (МС сначала возросло от 0,42% до 0,79%, потом уменьшилось до 0,33%). По данным cross-section микроскопии полученные результаты для МС объясняются сглаживанием интерфейсов в первом случае, что усилило АФМ взаимодействие между слоями Fe, и интенсивными диффузионными процессами во втором случае, что способствовало росту шероховатости интерфейсов Fe/Cr и привело к преобладанию ФМ взаимодействия.

Данные по коэрцитивности и полю насыщения в исследуемых нами мультислоях $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ сведены в табл. 4.2. Необходимо отметить большие значения B_s в системах с признаками ГМС (> 200 мТл), что характерно для мультислоев со спин-зависимым рассеянием электронов [3]. Особенности гистерезиса в этих пленках выражаются в наличии двойных пиков на магниторезистивных петлях (см. рис. 4.7, а, б, д) и достаточно большими значениями B_c ($3,3 \div 18,0$ мТл), что может объясняться перемагничиванием слоев Fe, которое наблюдалось авторами [206] на примере гранулированных многослойных пленок Co/Cu. В анизотропных образцах на основе Fe/Cr наблюдается значительное уменьшение величины B_s (до $30 \div 40$ мТл), что существенно влияет на значения чувствительности МС к магнитному полю.

Послойное напыление фрагментов Fe/Cr(Cu) в медленном режиме со скоростью конденсации $w \cong 0,1-0,3$ нм/с в сверхвысоком вакууме ($p = 10^{-7}$ Па) позволяло реализовывать выдержку отдельных слоев без их окисления, а соответственно получить более качественные интерфейсы. В соответствии с данными работ [56, 223], максимально возможная величина антиферромагнитного взаимодействия между слоями Fe в мультислоях $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ реализуется при толщине хрома $d_{\text{Cr}} = 0,9-1$ нм. В случае очень тонких слоев Fe ($d_{\text{Fe}} \cong 0,3 \div 1,5$ нм) кривая намагниченности достигает насыщения в магнитном поле до 1,5 Тл только при $d_{\text{Fe}} \cong 1,5$ нм [223]. Результаты наших исследований магниторезистивных свойств многослойных образцов $[\text{Cr}(1)/\text{Fe}(d_{\text{Fe}})]_{10}/\text{П}$ при

Таблица 4.2

**Значения магнитосопротивления в разных геометриях измерения
для тонких пленок Fe/Cr, неотожженных и отожженных до $T_{отж} = 500, 700$ и 900 К**

Образец	Общая тол- щина, нм	c_{Fe} , ат. %	$\Delta R/R_s$, %											
			продольная геометрия				поперечная геометрия				перпендикулярная геометрия			
			неотож- женный	$T_{отж}$, К			неотож- женный	$T_{отж}$, К			неотож- женный	$T_{отж}$, К		
				500	700	900		500	700	900		500	700	900
послойное быстрое напыление														
[Fe(2,7)/Cr(4,1)] ₁₅ /П	102	41	-0,016	–	–	-0,037	0,080	–	–	0,085	0,075	–	–	0,033
[Fe(2,3)/Cr(2,8)] ₁₅ /П	76	45	0,219	0,220	-0,102	-0,111	0,359	0,354	0,031	0,035	0,207	0,154	0,037	0,054
[Fe(2,7)/Cr(2,7)] ₁₅ /П	82	50	0,375	0,409	-0,076	-0,127	0,413	0,459	0,070	0,061	0,134	0,103	0,034	0,081
[Fe(2,8)/Cr(2,2)] ₁₅ /П	75	57	-0,156	-0,152	-0,176	–	0,059	0,059	0,075	–	0,047	0,028	0,073	0,033
[Fe(3,2)/Cr(2)] ₁₅ /П	78	62	-0,026	–	–	-0,042	0,142	–	–	0,096	0,079	–	–	0,056
[Fe(2,4)/Cr(0,6)] ₁₅ /П	45	80	-0,118	-0,095	–	–	0,020	0,009	–	–	0,021	0	–	–
послойное медленное напыление														
[Fe(2)/Cr(2)] ₄ /П	16	50	0,042	–	–	–	0,126	–	–	–	0,046	–	–	–
[Fe(5)/Cr(5)] ₂ /П	20	50	-0,054	–	–	–	0,054	–	–	–	0,042	–	–	–
[Fe(0,3)/Cr(1)] ₁₀ /П	13	24	-0,023	–	–	–	-0,019	–	–	–	0,017	–	–	–
[Fe(1,5)/Cr(1)] ₁₀ /П	25	60	2,790	–	–	–	2,890	–	–	–	0,892	–	–	–

Таблица 4.3

Значения индукции размагничивания B_C и насыщения B_S в двух геометриях измерения для неотожженных и отоженных до $T_{отж} = 500, 700$ и 900 К мультислоев $[Fe/Cr]_n$

Образец	Общая толщина, нм	c_{Fe} , ат. %	Продольная геометрия								Поперечная геометрия								
			неотожженный		отожженный до $T_{отж}$, К						неотожженный		отожженный до $T_{отж}$, К						
					500		700		900				500		700		900		
			B_C^*	B_S^*	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S	
послойное быстрое напыление																			
$[Fe(2,7)/Cr(4,1)]_{15}/\Pi$	102	41	3,3	41,1	-	-	-	-	7,5	62,1	2,4	167	-	-	-	-	3,3	>167	
$[Fe(2,3)/Cr(2,8)]_{15}/\Pi$	76	45	18,0	>209	11,7	>167	3,3	125	3,3	125	9,6	>209	4,1	>167	4,1	83,1	7,5	125	
$[Fe(2,7)/Cr(2,7)]_{15}/\Pi$	82	50	3,3	>209	2,0	>167	2,0	41,1	2,0	>167	6,6	>209	3,3	>167	2,0	83,1	5,4	>125	
$[Fe(2,8)/Cr(2,2)]_{15}/\Pi$	75	57	4,1	41,1	3,3	28,5	3,3	28,5	-	-	6,6	125	7,5	83,1	5,4	20,1	-	-	
$[Fe(3,2)/Cr(2)]_{15}/\Pi$	78	62	3,3	41,1	-	-	-	-	20,1	125	3,3	83,1	-	-	-	-	3,3	146	
$[Fe(2,4)/Cr(0,6)]_{15}/\Pi$	45	80	2,0	41,1	1,2	41,1	-	-	-	-	7,5	83,1	4,1	11,7	-	-	-	-	
послойное медленное напыление																			
$[Fe(2)/Cr(2)]_4/\Pi$	16	50	0	195	-	-	-	-	-	-	0	170	-	-	-	-	-	-	
$[Fe(5)/Cr(5)]_2/\Pi$	20	50	0	162	-	-	-	-	-	-	0	56,2	-	-	-	-	-	-	
$[Fe(0,3)/Cr(1)]_{10}/\Pi$	13	24	0	215	-	-	-	-	-	-	0	177	-	-	-	-	-	-	
$[Fe(1,5)/Cr(1)]_{10}/\Pi$	25	60	0	1008	-	-	-	-	-	-	0	970	-	-	-	-	-	-	

* B_C и B_S в мТл

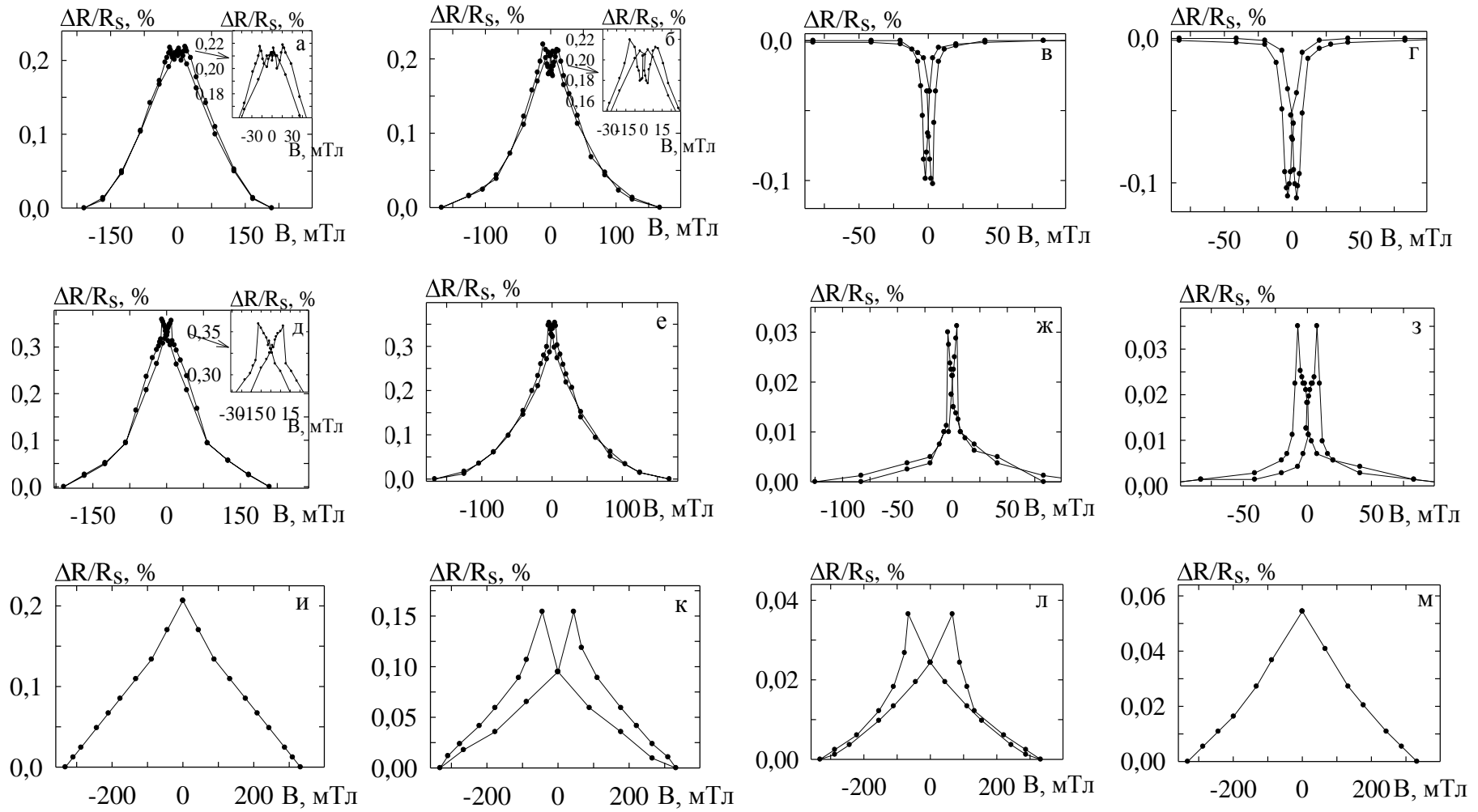


Рис. 4.7. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочной системы $[\text{Fe}(2,3)/\text{Cr}(2,8)]_{15}/\text{Pi}$: неотожженной (а, д, и) и отоженной до $T_{\text{отж}} = 500$ (б, е, к), 700 (в, ж, л) и 900 К (г, з, м) в трех геометриях – продольной (а – г), поперечной (д – з) и перпендикулярной (и – м)

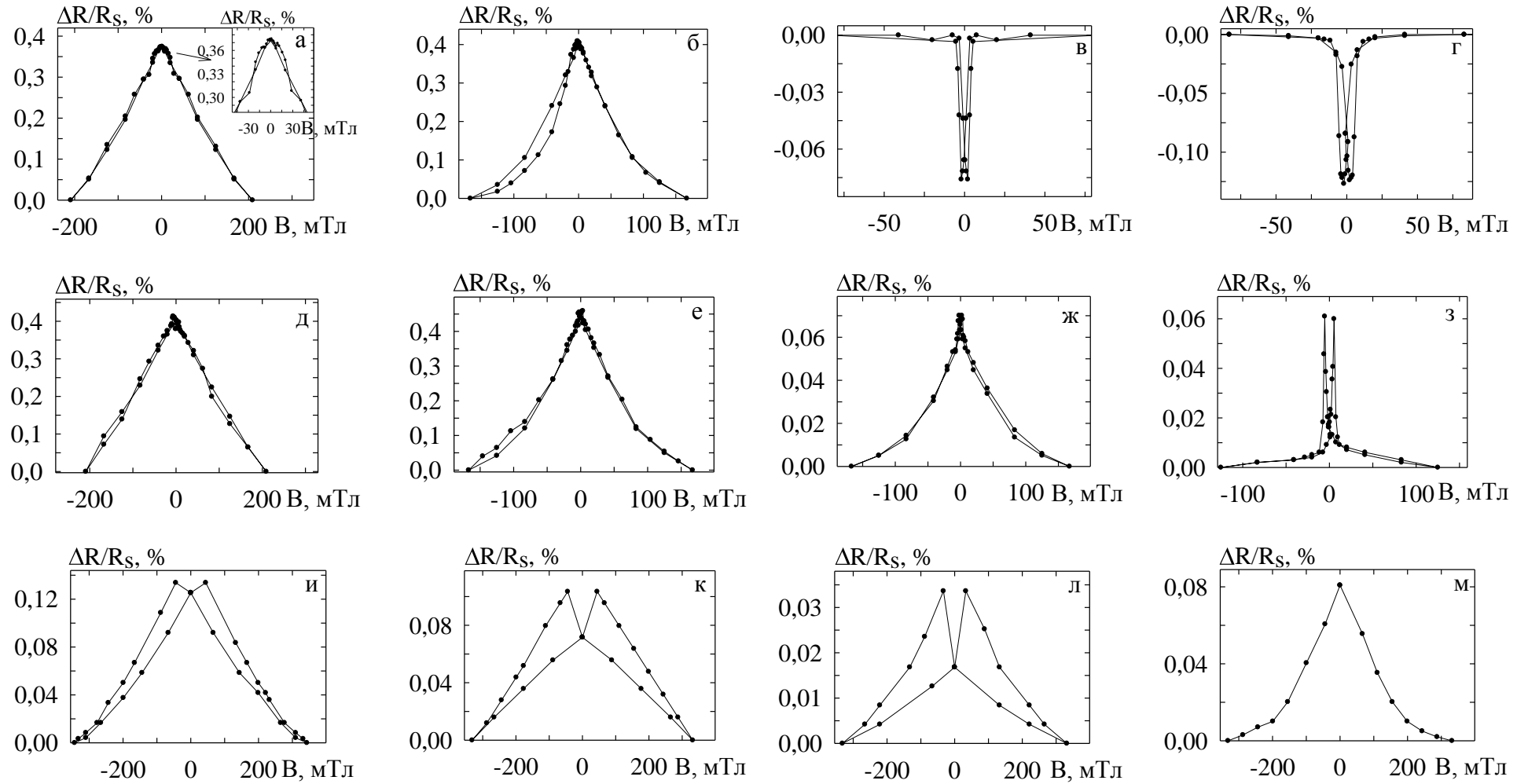


Рис. 4.8. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочной системы $[\text{Fe}(2,7)/\text{Cr}(2,7)]_{15}/\text{Pi}$: неотожженной (а, д, и) и отоженной до $T_{\text{отж}} = 500$ (б, е, к), 700 (в, ж, л) и 900 К (г, з, м) в трех геометриях – продольной (а – г), поперечной (д – з) и перпендикулярной (и – м)

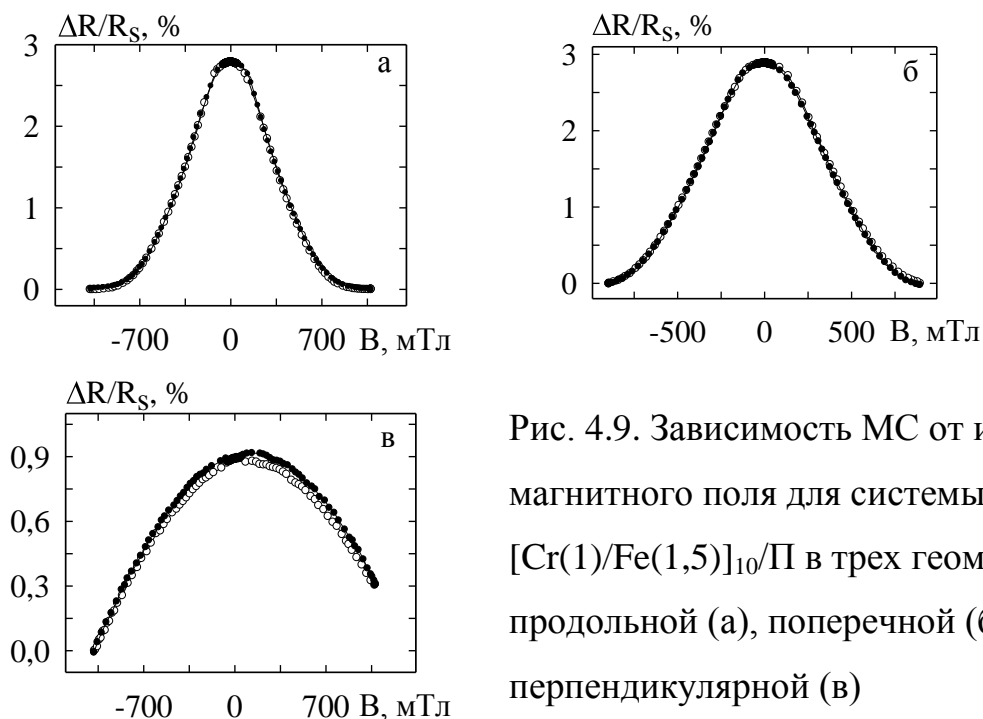


Рис. 4.9. Зависимость МС от индукции магнитного поля для системы $[\text{Cr}(1)/\text{Fe}(1,5)]_{10}/\Pi$ в трех геометриях – продольной (а), поперечной (б) и перпендикулярной (в)

двух значениях d_{Fe} представлены в табл. 4.2. Как видно, изменение толщины железа от 0,3 до 1,5 нм приводит к изменению величины МС в этих системах от $0,03 \div 0,05 \%$ до $1 \div 3 \%$ в зависимости от геометрии измерений. Как видно, в данном случае для многослойных систем $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ характерно отсутствие гистерезиса на магниторезистивных зависимостях, но при этом в геометриях, когда поле параллельно плоскости образца, наблюдается состояние насыщения при величине поля $B_s = 900$ мТл (рис.4.9, а, б), в то время, как в перпендикулярной геометрии насыщения отсутствует (рис. 4.9, в), что, по всей видимости, свидетельствует о преимущественном намагничивании образца в плоскости пленки.

4.1.3. Мультислои на основе Fe и Cu [180, 208, 210, 212-217]

В многослойных пленочных системах на основе Fe и Cu, полученных послойным быстрым напылением, в большинстве случаев наблюдается анизотропность полевых зависимостей $R(B)$, а, следовательно, и $\Delta R/R_s(B)$ (табл. 4.4), которая может быть объяснена различным характером поворота векторов намагниченности в сторону осей легкого или трудного намагничивания [224,

225]. Указанная закономерность характерна для образцов с атомной концентрацией $c_{\text{Fe}} > 50\%$. Необходимо отметить, что для указанных образцов величина МС в большинстве случаев не превышает 0,05%. При меньших значениях c_{Fe} анизотропия исчезает (рис. 4.10), а величина МС значительно увеличивается (для $[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}/\text{П}$ ($c_{\text{Fe}} = 48\%$) $\Delta R/R_s = 0,1 \div 0,2\%$), что может свидетельствовать о наличии ГМС в мультислоях на основе Fe/Cu. Как видно из табл. 4.4, при толщине прослойки Cu 0,5-1 нм, которая соответствует минимуму на осцилляционной зависимости для МС [60], наблюдается значительный спад величины МС.

Также необходимо отметить наличие на магниторезистивных зависимостях гистерезиса и магнитного насыщения в малых полях (табл. 4.5). Термообработка образцов приводит к увеличению магниторезистивного эффекта в поперечной и его уменьшению – в продольной геометрии. При этом в образцах с $d_{\text{Cu}} < 1$ нм наблюдается значительный рост размагничивающей индукции (от $1 \div 2$ до $7,5 \div 30$ мТл – в продольной, и от $2 \div 7,5$ до $12 \div 40$ мТл – в поперечной геометрии) и увеличение поля насыщения (рис. 4.11), что объясняется большим процентным содержанием железа. Подобное поведение коэрцитивности наблюдалось в системе $\text{Fe}(200)/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})/\text{Fe}(200)/\text{П}$ [226], когда с уменьшением d_{Cu} от 60 до 20 нм B_c увеличилась от 18,2 до 30 мТл.

Результаты магниторезистивных измерений для мультислоев $[\text{Cu}/\text{Fe}]_n$, напыленных в режиме с малой скоростью конденсации, представлены на рис. 4.12 и 4.13. Для свежесконденсированных образцов $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_n/\text{П}$ (см. рис. 4.12) максимальный магниторезистивный эффект наблюдается в перпендикулярных геометриях; его величина составляет 0,08% для системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4/\text{П}$ и 0,33% – для $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$. При этом гистерезиса зависимости $\Delta R/R(B)$ не наблюдается. Его появление в параллельных геометриях после термического отжига дает возможность оценить коэрцитивную силу. Для образца $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$ величина $B_c = 60$ мТл. На указанных зависимостях для отожженного образца (см. рис. 4.12 в, е) также наблюдается состояние насыщения (индукция поля насыщения $B_s = 190$ мТл),

Таблица 4.4

**Значения МС в трех геометриях измерения для неотожженных и
отожженных до $T_{отж} = 850$ К мультислоев $[Fe/Cu]_n$**

Образец	Общая тол- щина, нм	c_{Fe} , ат.%	$\Delta R/R_s$, %					
			продольная геометрия		поперечная геометрия		перпендикуляр- ная геометрия	
			300 К	850 К	300 К	850 К	300 К	850 К
послойное быстрое напыление								
$[Fe(1,6)/Cu(1,73)]_{30}/\Pi$	100	48	0,107	0,043	0,184	0,074	0,114	0,059
$[Fe(1,4)/Cu(1,67)]_{15}/\Pi$	46	46	-0,140	-0,063	0,055	0,032	0,069	0,037
$[Fe(2,2)/Cu(1,67)]_{15}/\Pi$	58	57	-0,139	0	0,037	0,030	0,013	0,017
$[Fe(2,87)/Cu(1,73)]_{15}/\Pi$	69	62	-0,124	-0,116	0,010	0,014	0,020	0,034
$[Fe(1,93)/Cu(1,73)]_{15}/\Pi$	55	53	-0,116	-0,103	0,020	0,022	0,012	0,017
$[Fe(1,93)/Cu(1,03)]_{30}/\Pi$	89	65	-0,025	–	0,014	–	0,075	–
$[Fe(2)/Cu(0,6)]_{15}/\Pi$	39	77	-0,048	-0,015	0,015	0,033	-0,032	0,023
$[Fe(2,13)/Cu(0,6)]_{15}/\Pi$	41	78	-0,051	-0,006	0,086	-0,005	0,039	0,013
$[Fe(2,53)/Cu(0,6)]_{15}/\Pi$	47	81	-0,063	-0,026	0,118	0,044	0,078	0,045
$[Fe(2,26)/Cu(0,52)]_{23}/\Pi$	64	81	-0,051	-0,047	0,025	0,040	0,071	0,031
$[Fe(3,67)/Cu(0,4)]_{15}/\Pi$	61	90	-0,023	0,010	0,043	0,023	0,045	0,026
послойное медленное напыление								
$[Cu(5)/Fe(5)]_2/\Pi(Si)$	20	50	0,726	–	0,755	–	0,687	–
$[Cu(5)/Fe(5)]_2/\Pi(ситалл)$	20	50	0,480	–	0,537	–	0,508	–
$[Cu(2)/Fe(2)]_4/\Pi$	16	50	0,210	–	0,199	–	0,083	–
$[Cu(2)/Fe(2)]_{10}/\Pi$	40	50	0,124	0,292	0,176	0,481	0,328	0,300

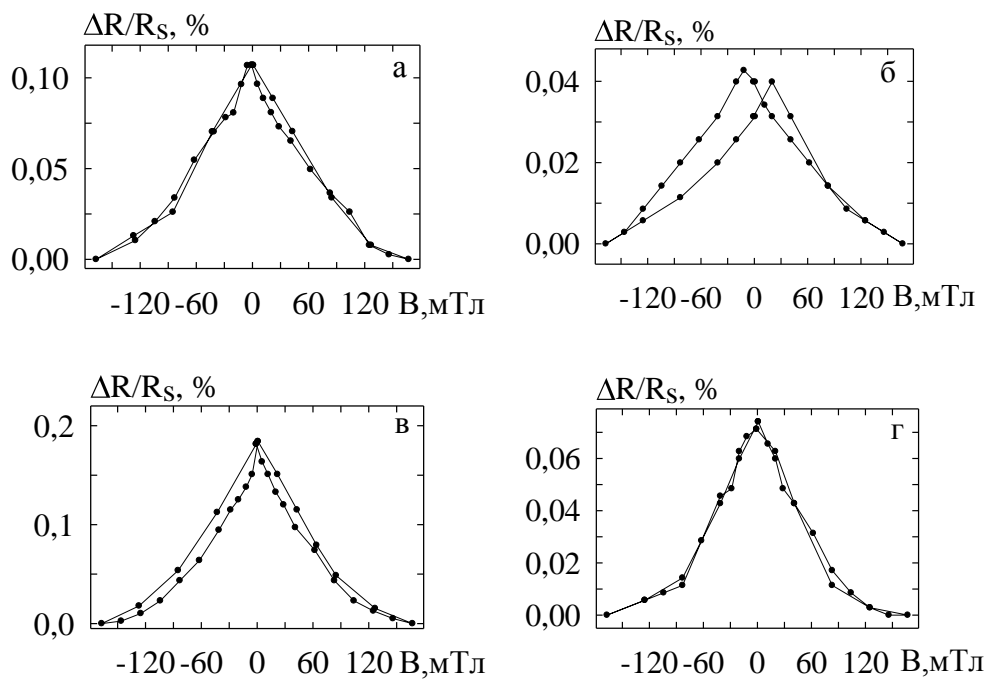


Рис. 4.10. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочной системы $[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}/\text{П}$: неотожженной (а, в) и отоженной до $T_{\text{отж}} = 850 \text{ К}$ (в, г) в продольной (а, б) и поперечной (в, г) геометриях

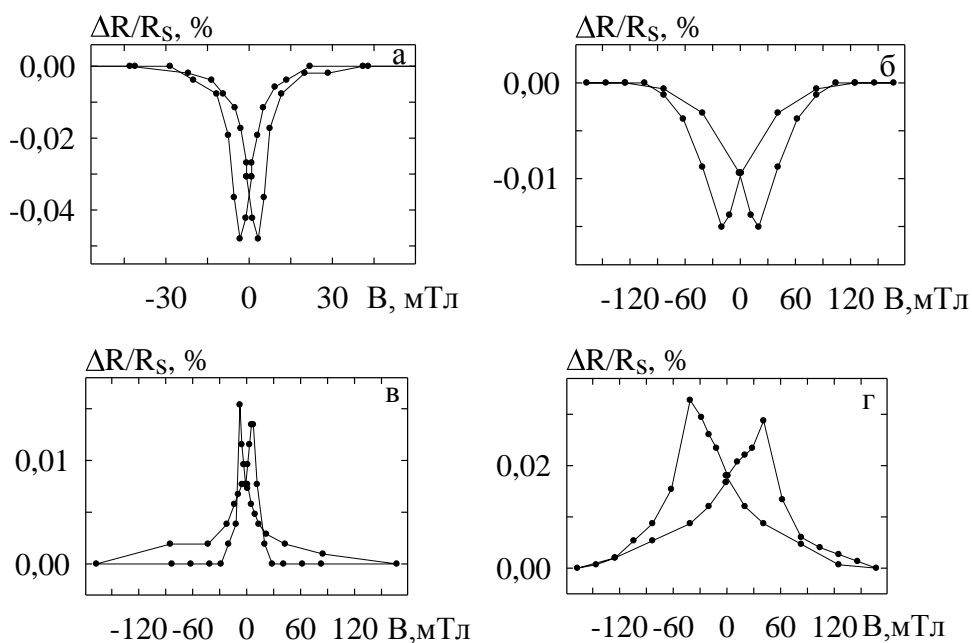


Рис. 4.11. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочной системы $[\text{Fe}(2)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$: неотожженной (а, в) и отоженной до $T_{\text{отж}} = 850 \text{ К}$ (в, г) в продольной (а, б) и поперечной (в, г) геометриях

Таблица 4.5

Индукция размагничивания B_C и насыщения B_S мультислоев $[\text{Fe}/\text{Cu}]_n$ в неотожженном и отожженном до $T_{\text{отж}} = 850 \text{ К}$ состояниях

Образец	Общая тол- щина, нм	c_{Fe} , ат. %	Продольная геометрия				Поперечная геометрия			
			300 К		850 К		300 К		850 К	
			B_C^*	B_S^*	B_C	B_S	B_C	B_S	B_C	B_S
последнее быстрое напыление										
$[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}/\text{П}$	100	48	–	167	11,7	167	–	167	–	167
$[\text{Fe}(1,4)/\text{Cu}(1,67)]_{15}/\text{П}$	46	46	1,2	41,1	0,3	28,5	1,2	7,5	0,3	83,1
$[\text{Fe}(2,2)/\text{Cu}(1,67)]_{15}/\text{П}$	58	57	3,3	125	–	–	2,0	83,1	4,1	167
$[\text{Fe}(2,87)/\text{Cu}(1,73)]_{15}/\text{П}$	69	62	0,3	41,1	0,3	20,1	–	28,5	2,0	125
$[\text{Fe}(1,93)/\text{Cu}(1,73)]_{15}/\text{П}$	55	53	0,3	7,5	0,3	7,5	1,2	167	1,2	83,1
$[\text{Fe}(1,93)/\text{Cu}(1,03)]_{30}/\text{П}$	89	65	5,4	84,9	–	–	3,3	83,1	–	–
$[\text{Fe}(2)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	39	77	3,3	41,1	20,1	125	7,5	28,5	41,1	167
$[\text{Fe}(2,13)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	41	78	2,0	167	28,5	211	2,0	167	28,5	211
$[\text{Fe}(2,53)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	47	81	3,3	41,1	7,5	125	2,0	20,1	11,7	167
$[\text{Fe}(2,26)/\text{Cu}(0,52)]_{23}/\text{П}$	64	81	1,2	41,1	–	83,1	2,0	41,1	–	167
$[\text{Fe}(3,67)/\text{Cu}(0,4)]_{15}/\text{П}$	61	90	4,1	83,1	7,5	83,1	3,7	83,1	20,1	167
последнее медленное напыление										
$[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}(\text{Si})$	20	50	0	37,9	–	–	0	61,0	–	–
$[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}(\text{ситалл})$	20	50	0	32,0	–	–	0	62,9	–	–
$[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4/\text{П}$	16	50	0	>1180	–	–	0	>850	–	–
$[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$	40	50	0	>737	42,1	190	0	>904	55,7	194

* B_C и B_S в мТл

при котором антиферромагнитное обменное взаимодействие между соседними слоями Fe разрушается и магнитные моменты атомов Fe оказываются параллельными друг другу.

Следует более детально остановиться на результатах, полученных в перпендикулярной геометрии (см. рис. 4.12 ж - и) для систем $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_n/\text{П}$. Не смотря на то, что магнитосопротивление относится к категории четных эффектов, зависимости $\Delta R/R_s$ от B внешне имеет характер, типичный для нечетных эффектов, что еще не нашло нами должного объяснения. Хотя можно отметить, что аналогичное поведение МС наблюдается в двухслойных пленках Cr/Co [227] при измерении аномального эффекта Холла (АЭХ), предполагающего наличие перпендикулярной компоненты намагниченности ферромагнитной пленки. В работе [227] отмечается, что так называемый планарный эффект Холла в отличие от аномального может наблюдаться даже тогда, когда магнитные моменты ориентированы целиком в плоскости пленки. Очевидно, что нормальная составляющая намагниченности появляется при намагничивании ферромагнитных слоев Fe перпендикулярным полем, а зависимости, аналогичные представленным на рис. 4.12 ж, з, могут иметь место не только в системах Cu/Fe и Cr/Co, но и в других низкоразмерных магнитонеоднородных пленочных системах. Наблюдаемая нами особенность магниторезистивных зависимостей для системы $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_n/\text{П}$ коррелирует с данными работы [228], где исследовался аномальный эффект Холла в двухслойных системах $\text{Fe}(140)/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})/\text{П}$. При $d_{\text{Cu}} = 2$ нм на размерной зависимости для АЭХ наблюдается пик, что авторы [228] объясняют компенсацией двух факторов, способствующих одновременно увеличению и уменьшению эффекта. Это соответственно рост шероховатости интерфейсов при малых d_{Cu} , что приводит к интенсивному интерфейсному рассеиванию электронов проводимости, и так называемый эффект короткого замыкания, когда тонкий слой Cu ($d_{\text{Cu}} \cong 1-2$ нм) становится превалирующим проводником пропускаемого тока. Подобный эффект наблюдался также в системах CoFe/Cu и Fe/Cr[229]. Одним из возможных объяснений «аномальных» результатов,

представленных на рис. 4.12 ж-з, можно обосновать исходя из предположения, что в неотоженной пленочной системе $[\text{Cu/Fe}]_n/\text{П}$ имеет место перпендикулярная анизотропия с существенным разбросом вектора намагниченности отдельных зерен по углам относительно внешнего магнитного поля. Под действием поля идет естественное упорядочение этих магнитных моментов, что обуславливает уменьшение МС. Процесс перемагничивания сопровождается существенными энергетическими затратами из-за «магнитного трения» ультрадисперсных зерен, каждое из которых представляет собой микродомен. Очевидно, что в этом «аномальном» эффекте решающую роль играет скорость перемагничивания, которая является достаточно эффективной для перемагничивания при продольной и поперечной геометриях измерения и слишком высокой для перемагничивания в перпендикулярной геометрии. Поскольку для эффективности процесса необходимо в относительно слабых полях осуществлять медленное перемагничивание, а сильных – относительно быстрое, то мы видим, что на позиции ж (см. рис. 4.12) тенденция к уменьшению МС намечается при $B \cong 870$ мТл, т.е. в области относительно высоких полей (на рис. 4.12 з эта тенденция не проявляется, поскольку $B_{\text{max}} \cong 750$ мТл). В отожженных, а значит рекристаллизованных, образцах происходит увеличение размеров доменов, система магнитных моментов становится равновесной, что приведет к уменьшению «магнитного трения» доменов при перемагничивании, что и отображено на рис. 4.12 и.

С целью проверки вывода авторов [133] о зависимости МС от материала подложки, нами были проведены исследования магниторезистивных свойств пленочной системы $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}$ на различных подложках (рис. 4.13). Было получено, что при переходе от аморфной ситалловой подложки к монокристаллической Si(111) наблюдается увеличение величины МС на 35%, что можно объяснить эпитаксиальным ростом нижнего слоя Fe и, как следствие этого, его магнитным упорядочением, которое обеспечивает более эффективное антиферромагнитное взаимодействие с верхним слоем Fe. Кроме того, обращает на

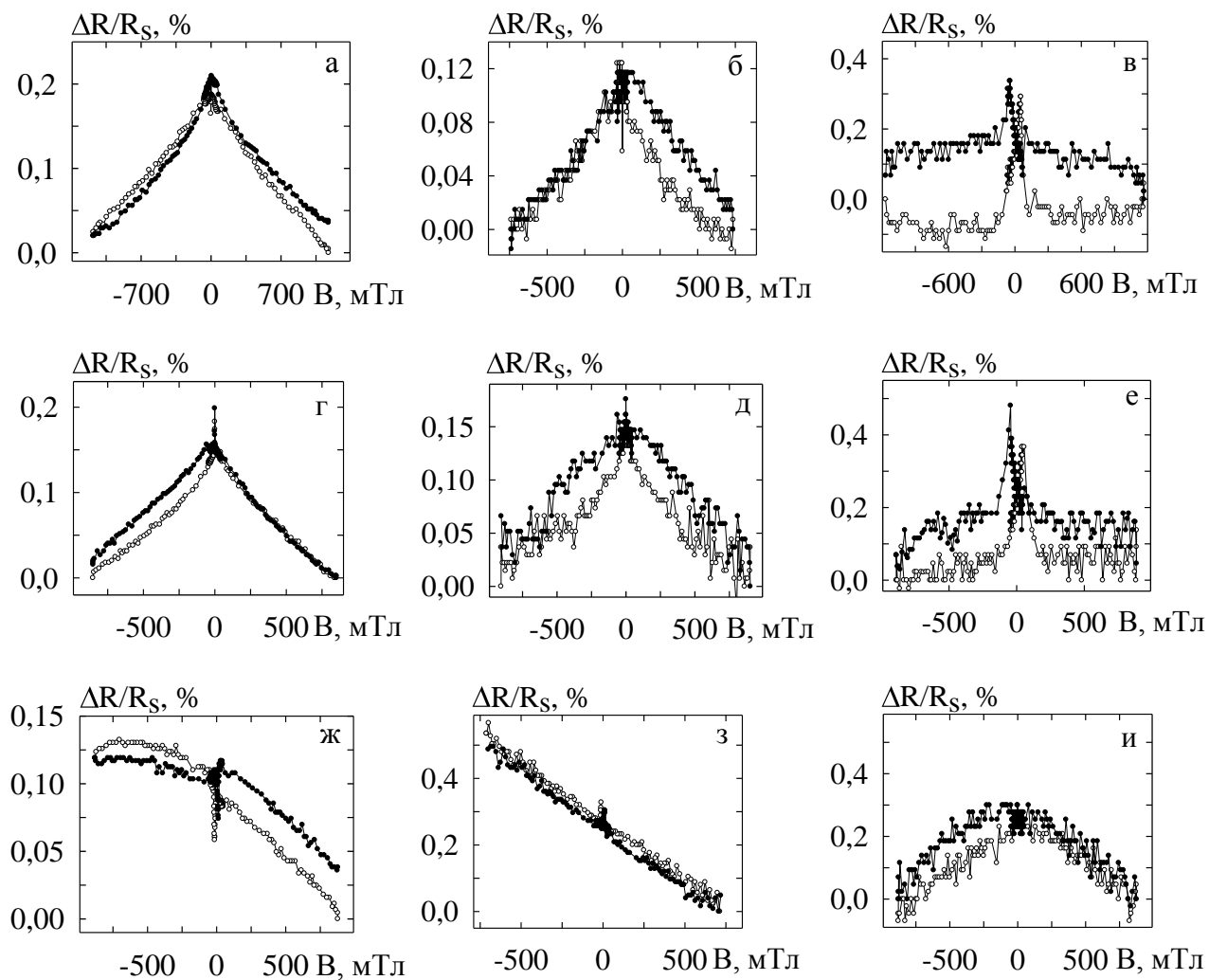


Рис. 4.12. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочных систем $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4/\text{П}$ (а, г, ж) и $[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$ (б, в, д, е, з, и), неотожженной (а, б, г, д, ж, з), и отожженной до $T_{\text{отж}} = 700 \text{ K}$ (в, е, и), в трех геометриях – продольной (а – в), поперечной (г – е) и перпендикулярной (ж – и)

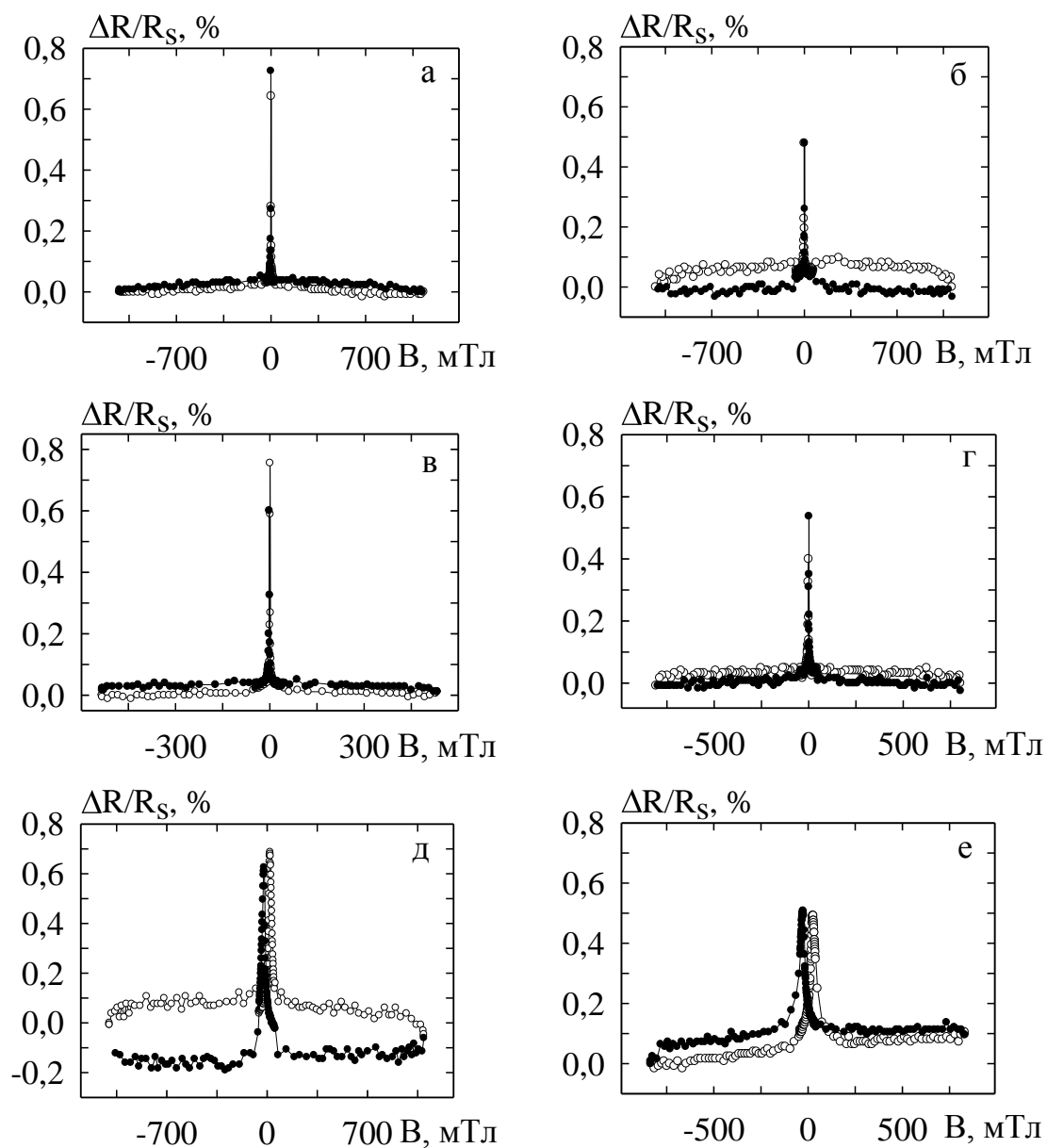


Рис. 4.13. Зависимость МС от индукции магнитного поля для пленочных систем $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{Si}$ (а, в, д) и $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{ситалл}$ (б, г, е) в трех геометриях – продольной (а, б), поперечной (в, г) и перпендикулярной (д, е)

себя внимание относительно малая величина поля насыщения (см. табл. 4.5), что нетипично для данной пленочной системы и, может быть, связано с проявлением анизотропного магниторезистивного эффекта Томсона.

4.2. Обсуждение и обобщение результатов [180, 208, 210, 211]

При выборе пленочной системы в качестве элементной базы микроэлектроники немаловажную роль, кроме величины МС, играет величина поля насыщения. Наименьшие значения B_s достигаются в спин-вентильных структурах за счет разницы величин коэрцитивной силы магнитных слоев, разной толщины или выполненных из разных материалов [3]. В рассматриваемых нами мультислоях величина поля насыщения может быть уменьшена в несколько раз посредством термообработки образца (при этом чем больше $T_{отжс}$, тем резче падение величины B_s). Но также необходимо учитывать и падение величины МС с увеличением температуры отжига, которое может быть как незначительным (почти в 1,5 раза в случае сплавов Fe_xAg_{100-x} [3], системы Co/Cu/Co [219]), так и достигать десятикратного размера (например, в случае системы $[Co/Ni/Cu]_n$ [230]). Поэтому в некоторых работах, посвященных применению ГМС-структур в сенсорной технике и создании головок считывания/записи [3, 231], вводится понятие чувствительности пленочной системы к магнитному полю, максимальное значение которой определяется по формуле:

$$S_B = \left| \frac{(\Delta R / R(B_s))_{\max}}{\Delta B} \right|, \quad (4.1)$$

где $(\Delta R / R(B_s))_{\max}$ – максимальное значение магнитосопротивления;

ΔB – изменение магнитной индукции от насыщения (или максимальной величины) B_s до размагничивания B_c , величина которого фактически равна $\Delta B = B_s + B_c$ (рис. 4.14).

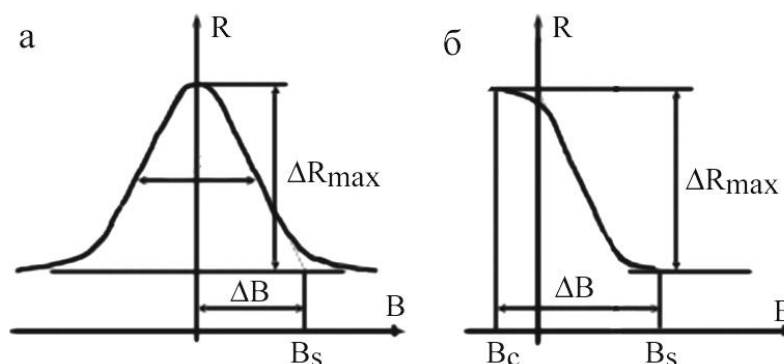


Рис. 4.14. Схема определения чувствительности к магнитному полю для случая магниторезистивной зависимости без (а) и с гистерезисом (б)

Величина S_B измеряется в %/Тл (или в %/кА/м [3]) и дает понятие о соотношении величин магнитосопротивления и поля насыщения.

В пленках Fe величина чувствительности МС к магнитному полю в большинстве случаев растет при отжиге до 500 К и резко падает при дальнейшем отжиге до 900 К (табл. 4.6). Исключениями являются пленки Fe с толщинами 20 и 30 нм, при которых, по всей видимости, происходит изменение типа доменных стенок.

В образцах $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$, где наблюдаются признаки ГМС, величина чувствительности S_B лежит в пределах $1 \div 1,9$ %/Тл, при этом она больше в поперечной геометрии и растет в среднем на 20 % при отжиге до 500 К. При дальнейшем отжиге до 700 или 900 К величина S_B резко падает (табл. 4.7) и на этот раз преобладает в продольной геометрии, что по всей видимости свидетельствует об изменении направления оси легкого намагничивания. В остальных образцах, с анизотропностью полевых зависимостей $R(B)$, проявляется аналогичная картина температурной зависимости S_B , характерной для пленок Fe. Следует отметить, что для образца $[\text{Fe}(1,5)/\text{Cr}(1)]_{10}/\text{П}$, где наблюдался максимальный МРЭ, не смотря на большую индукцию насыщения (> 1 Тл) также характерна большая $S_B = 2,8 \div 3\%$ /Тл.

Другая ситуация наблюдается в пленочной системе $[\text{Cu}/\text{Fe}]_n$. В образцах с $d_{\text{Cu}} \approx 1,7$ нм величина S_B достигает значительных значений ($3 \div 14$ %/Тл) и практически не изменяется после отжига до 850 К (табл. 4.8). При этом заметно

Таблица 4.6

Чувствительность к магнитному полю S_B (в $\% \cdot \text{Тл}^{-1}$) тонких пленок Fe, неотожженных и отожженных до $T_{отж} = 700$ и 900 К

Образец	$S_B, \%/Тл$					
	продольная геометрия			поперечная геометрия		
	300 К	700 К	900 К	300 К	700 К	900 К
Fe(11) /П	0,81	1,92	–	0,99	1,39	–
Fe(20) /П	1,44	2,25	0,16	1,52	0,49	0,27
Fe(46) /П	1,01	1,31	–	0,46	2,22	0,12
Fe(60) /П	1,63	4,39	0,78	0,75	0,92	0,47

уменьшение S_B с отжигом в системах с $d_{Cu} < 1$ нм, что объясняется температурной нестабильностью МРЭ в них. Аномально большие значения S_B в пленочных системах $[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}$ наблюдаются благодаря малым B_s , при этом, как и для большинства остальных систем $[\text{Cu}/\text{Fe}]_n$, заметно преобладание чувствительности к магнитному полю в продольной геометрии.

Как было показано в Разделе 3, пленочные системы на основе Fe и Cr или Fe и Cu, полученные послойным медленным напылением, с точки зрения их структурно-фазового состояния являются представителями двух противоположных типов систем (неограниченная взаимная растворимость атомов в Fe/Cr и сохранение индивидуальности отдельных слоев в Fe/Cu). Таким образом, магниторезистивные свойства исследуемых нами пленочных систем будут определяться, скорее всего, антиферромагнитным упорядочением намагниченности соседних слоев Fe (система Fe/Cu) или гранул из атомов Fe в образцах т.р. (α -Fe, Cr), гомогенных по всей толщине. При этом в первом случае следует отметить полученные большие значения шероховатости интерфейсов в свежесконденсированных образцах ($\bar{\sigma}_{\text{Fe/Cu}} = 1,2$ нм; $\bar{\sigma}_{\text{Cu/Fe}} = 1,4$ нм), которые незначительно увеличиваются после термообработки ($\bar{\sigma}_{\text{Fe/Cu}} = 1,7$ нм; $\bar{\sigma}_{\text{Cu/Fe}} = 1,6$ нм).

Таблица 4.7

**Чувствительность к магнитному полю S_B мультислоев $[Fe/Cr]_n$ в
неотожженном и отожженном до $T_{отж} = 500, 700, 900$ К состояниях**

Образец	Общая тол- щина, нм	c_{Fe} , ат.%	S_B , %/Гл							
			продольная геометрия				поперечная геометрия			
			неотож- женный	$T_{отж}$, К			неотож- женный	$T_{отж}$, К		
				500	700	900		500	700	900
послойное быстрое напыление										
$[Fe(2,73)/Cr(4,07)]_{15}/\Pi$	102	41	0,36	–	–	0,53	0,47	–	–	<0,50
$[Fe(2,27)/Cr(2,8)]_{15}/\Pi$	76	45	<0,96	<1,23	0,79	0,86	<1,64	<2,07	0,35	0,26
$[Fe(2,73)/Cr(2,73)]_{15}/\Pi$	82	50	<1,77	<2,42	1,76	<0,75	<1,91	<2,69	0,82	<0,47
$[Fe(2,8)/Cr(2,2)]_{15}/\Pi$	75	57	3,45	4,78	5,53	–	0,45	0,65	2,94	–
$[Fe(3,2)/Cr(2)]_{15}/\Pi$	78	62	0,58	–	–	0,29	1,64	–	–	0,64
$[Fe(2,4)/Cr(0,6)]_{15}/\Pi$	45	80	2,74	2,24	–	–	0,22	0,57	–	–
послойное медленное напыление										
$[Fe(2)/Cr(2)]_4/\Pi$	16	50	0,22	–	–	–	0,74	–	–	–
$[Fe(5)/Cr(5)]_2/\Pi$	20	50	0,33	–	–	–	0,96	–	–	–
$[Fe(0,31)/Cr(1)]_{10}/\Pi$	13	24	0,11	–	–	–	0,11	–	–	–
$[Fe(1,5)/Cr(1)]_{10}/\Pi$	25	60	2,77	–	–	–	2,98	–	–	–

Таблица 4.8

**Чувствительность к магнитному полю S_B мультислоев $[\text{Fe}/\text{Cu}]_n$
в неотожженном и отожженном до $T_{отж} = 850 \text{ К}$ состояниях**

Образец	Общая тол- щина, нм	c_{Fe} , ат. %	S_B , %/Тл			
			продольная геометрия		поперечная геометрия	
			неотож- женный	$T_{отж} =$ 850К	неотож- женный	$T_{отж} =$ 850К
послойное быстрое напыление						
$[\text{Fe}(1,6)/\text{Cu}(1,73)]_{30}/\text{П}$	100	48	0,64	0,24	1,10	0,44
$[\text{Fe}(1,4)/\text{Cu}(1,67)]_{15}/\text{П}$	46	46	3,31	2,19	6,32	0,38
$[\text{Fe}(2,2)/\text{Cu}(1,67)]_{15}/\text{П}$	58	57	1,08	–	0,43	0,18
$[\text{Fe}(2,87)/\text{Cu}(1,73)]_{15}/\text{П}$	69	62	3,00	5,69	0,35	0,11
$[\text{Fe}(1,93)/\text{Cu}(1,73)]_{15}/\text{П}$	55	53	14,87	13,21	0,12	0,26
$[\text{Fe}(1,93)/\text{Cu}(1,03)]_{30}/\text{П}$	89	65	0,28	–	0,16	–
$[\text{Fe}(2)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	39	77	1,08	0,10	0,42	0,16
$[\text{Fe}(2,13)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	41	78	0,30	0,03	0,51	0,02
$[\text{Fe}(2,53)/\text{Cu}(0,6)]_{15}/\text{П}$	47	81	1,42	0,20	5,34	0,25
$[\text{Fe}(2,26)/\text{Cu}(0,52)]_{23}/\text{П}$	64	81	1,21	0,57	0,58	0,24
$[\text{Fe}(3,67)/\text{Cu}(0,4)]_{15}/\text{П}$	61	90	0,26	0,12	0,50	0,12
послойное медленное напыление						
$[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}(\text{Si})$	20	50	19,16	–	12,38	–
$[\text{Cu}(5)/\text{Fe}(5)]_2/\text{П}(\text{ситагл})$	20	50	15,00	–	8,54	–
$[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_4/\text{П}$	16	50	0,18	–	0,23	–
$[\text{Cu}(2)/\text{Fe}(2)]_{10}/\text{П}$	40	50	0,17	1,26	0,19	1,93

Исследование влияния интерфейсов на магниторезистивные свойства пленочных систем проводилось в ряде экспериментальных и теоретических работ. Хорошее качество интерфейсов в большинстве случаев обуславливает большие значения МС в мультислоях [3, 116, 117, 127, 232]. Так при увеличении шероховатости интерфейсов в мультислоях Fe/Cr величина МС уменьшается [3], а при отжиге – увеличивается за счет роста доли ферромагнитных областей на интерфейсах [127]. Авторы [116, 117] также предполагают формирование «сплавленного» интерфейса в системе Fe/Cu, что приводит к резкому увеличению величины МС с уменьшением толщин слоев. В работах М. Маршалек и др. [232] было показано, что применение сверхтонкой прослойки (сурфактанта) Pb или In в многослойной системе $[Co/Cu]_n$ приводит к сглаживанию межслойных поверхностей (уменьшению шероховатости) и, как следствие, к увеличению магниторезистивного отношения за счет незначительного роста антиферромагнитного взаимодействия магнитных слоев. Однако, помимо качества структурного интерфейса, немаловажную роль играет магнитный интерфейс, несовершенство которого в пленочной системе Fe/Cr обусловлено перемешиванием атомов разного сорта, а, следовательно, и их магнитных моментов [74, 77, 129]. Однако, как отмечают авторы [74], магнитный момент примесных атомов Cr на интерфейсе и в объеме слоя Fe может поменять свое направление под действием большого магнитного момента атомов Fe. В свою очередь можно сделать предположение, что даже при перемешивании атомов по всему объему есть возможность образования «магнитных» интерфейсов, на которых происходит чередование магнитных моментов атомов ферро- и антиферромагнетика и за счет которых реализуется антиферромагнитное упорядочение. Согласно модели [74], магнитный интерфейс реализуется возле структурного интерфейса и имеет устойчивое состояние независимо от того сохраняются или нет в мультислоях индивидуальность отдельных слоев. Такая ситуация становится возможной в результате того, что диффузия атомов Fe в слой Cr менее интенсивная по сравнению с диффузией атомов Cr в слой Fe. Это обстоятельство и служит

предпосылкой для формирования магнитного интерфейса. Под действием магнитных моментов атомов Fe происходит антиферромагнитное упорядочение атомов Cr в 1-3 монослоях, образованных атомами Cr и Fe, которые локализуются по обе стороны структурного интерфейса. Степень антиферромагнитного упорядочения резко уменьшается по мере продвижения в слои Cr и Fe, поскольку диффузионные процессы сопровождаются образованием т.р. Со стороны слоя Cr т.р. будет разбавленным атомами Fe, в то время как со стороны слоя Fe он может быть равновесным. С точки зрения образования магнитных интерфейсов очень важно, чтобы т.р. был упорядоченным, когда чередуются монослои Cr и Fe в решетки т.р. Таким образом, гипотеза [74] позволяет, с одной стороны, не преувеличивать роль шероховатостей на структурном интерфейсе в явлении ГМС, а, с другой стороны, – отказаться от гипотезы о возможной стабилизации гранулированного состояния в решетке т.р. (Fe, Cr). Магнитные интерфейсы обеспечивают антиферромагнитное упорядочение атомов Cr и Fe и, как следствие этого, – реализацию спин-зависящего рассеяния электронов.

Выводы к разделу 4

На основе анализа экспериментальных результатов измерения магнитосопротивления можно сделать следующие выводы:

1. Для пленок Fe характерна анизотропия полевых зависимостей $R(B)$, при этом для свежесконденсированных пленок, равно как и для термостабилизированных, преобладание в величине МС наблюдается для продольной геометрии, что, вероятно, может объясняться анизотропией геометрической формы образца. Термоотжиг образцов привел к незначительному росту ($T_{отж} = 700$ К) и падению амплитуды $\Delta R/R_s$ (900 К) в поперечной геометрии и плавному падению $\Delta R/R_s$ во всем интервале температур в продольной и перпендикулярной геометриях.

2. В пленочных системах Fe/Cr с концентрацией 45 и 50 ат.% Fe характерна изотропность полевых зависимостей $R(B)$, что является характерным признаком ГМС. Термообработка образцов в широком интервале температур (300 ÷ 900 К) в большинстве случаев привела к незначительному росту величины МС во всех трех геометриях, а также ликвидации признаков ГМС в двух образцах при отжиге свыше 700 К.

3. Для магниторезистивного эффекта в пленочной системе Fe/Cu характерна малая величина (0,05 %) и анизотропия при концентрации, большей 50 ат.% Fe, которая исчезает при уменьшении c_{Fe} . Величина МС при этом значительно увеличивается (до 0,2 %), что может свидетельствовать о наличии ГМС в этой системе. Термоотжиг образцов, увеличение толщины немагнитной прослойки и уменьшение толщины магнитного слоя приводят к общему уменьшению значения МС.

4. Проведен расчет величины чувствительности к магнитному полю пленок Fe и мультислоев $[Fe/Cr]_n/\Pi$ и $[Fe/Cu]_n/\Pi$ ($n = 4 \div 30$), который показал что ее величина $S_B = (1 \div 3)\%/Tл$ в неотожженных образцах и постепенно уменьшается до $(0,1 \div 1)\%/Tл$ после отжига до 900 К.

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе решена задача относительно исследования электрофизических и магниторезистивных свойств двух- и многослойных пленочных систем на основе Fe и Cr или Cu и установлена корреляция их с такими физическими процессами как фазообразование, взаимная диффузия атомов, воздействие температуры и магнитного поля.

Основные результаты работы можно сформулировать таким образом:

1. Проведены комплексные исследования взаимосвязи электрофизических и магниторезистивных свойств однослойных пленок Fe, Cr и Cu, мультислоев на их основе $[Fe/Cr]_n/P$ и $[Fe/Cu]_n/P$ ($n = 4 \div 30$) и процессов рассеяния электронов, взаимной диффузии атомов и формирования структурно-фазового состояния:

– рассчитаны величина λ_0 , а также параметры электропереноса p и r , характеризующие поверхностное и зернограничное рассеяния электронов; они соответственно равны 33 нм, 0,22 и 0,98 (Cu) или 35 нм, 0,04 и 0,95 (Cr);

– впервые оценена суммарная величина коэффициентов поверхностного и интерфейсного рассеяния электронов в трехслойных пленочных системах: $p+Q \cong 1,2$ (Cu/Fe/Cu) и 0,7 (Cr/Fe/Cr) при маядасовском приближении и методом рентгеновской рефлектометрии изучена структура интерфейсов Fe/Cr, Cr/Fe, Fe/Cu и Cu/Fe;

– рассчитаны коэффициенты зернограничной конденсационно-стимулированной, ионно-стимулированной и объемной термической диффузии на основе комплексных исследований диффузионных процессов методами ВИМС и ОЭС;

– установлено, что в мультислоях на основе Fe/Cr уже на стадии конденсации происходит образование т.р. (α -Fe, Cr), который термически устойчив; пленочные системы на основе фрагментов Fe/Cu, полученные при малых скоростях конденсации ($\omega \cong 0,01$ нм/с), до и после термоотжига до 770 К имеют фазовый состав ГЦК-Cu+ОЦК-Fe, а при средних скоростях конденсации ($\omega \cong 1-3$ нм/с) – т.р. (α -Fe, Cu) на основе ГЦК решетки Fe при толщинах слоев $d_{Fe} \leq 1,5$ нм и ОЦК решетки на основе α -Fe – в интервале толщин $1,5 < d_{Fe} \leq 2$ нм.

2. Осуществлено дальнейшее развитие феноменологической модели для ТКС с учетом температурной зависимости не только средней длины свободного пробега, а и параметров электропереноса p , r и Q :

- рассчитано термические коэффициенты β_p и β_r ;
- проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных для ТКС систем на основе Cu и Cr, несоответствие между которыми составляет не более 20 %.

3. Получены новые данные по концентрационной и температурной зависимости магнитосопротивления мультислоев $[\text{Fe/Cr}]_n/\text{П}$ и $[\text{Fe/Cu}]_n/\text{П}$ ($n = 4 \div 30$) при трех геометриях измерений, согласно которых установлено:

- для системы Fe/Cr при $c_{\text{Fe}} \geq 45$ ат.% характерна изотропность полевых зависимостей $R(B)$, что является признаком ГМС, которая исчезает при отжиге свыше 700 К;
- в системе Fe/Cu проявляется анизотропия зависимостей $R(B)$ при концентрации $c_{\text{Fe}} > 50$ ат.%, которая исчезает при уменьшении c_{Fe} ;
- для магниторезистивного эффекта в пленочной системе Fe/Cu характерна малая величина (0,05 %) для свежесконденсированных образцов и ее увеличение до 0,2 % после термообработки;
- термоотжиг образцов, увеличение толщины немагнитной прослойки и уменьшение толщины магнитного слоя приводят к общему уменьшению значения МС в пленочной системе Fe/Cr, что объясняется исчезновением антиферромагнитного обменного взаимодействия между гранулами Fe ;
- термоотжиг образцов способствует увеличению величины коэрцитивности B_c в системе Fe/Cu (в 2-5 раз) и ее уменьшению в системе Fe/Cr (в 2 раза), а также значительному уменьшению индукции насыщения B_s , что объясняется рекристаллизационными процессами, а следовательно и увеличением размера доменов.

4. Проведен расчет чувствительности сопротивления к магнитному полю пленок Fe и мультислоев $[\text{Fe/Cr}]_n/\text{П}$ и $[\text{Fe/Cu}]_n/\text{П}$; в неотожженных образцах величина $S_B = (1-3) \% \cdot \text{Тл}^{-1}$ и после отжига до 900 К уменьшается до $(0,1-1) \% \cdot \text{Тл}^{-1}$.

ПРИМЕЧАНИЯ

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в соавторстве с Проценко И.Е., Однодворец Л.В., Проценко С.И., Маршалек М. и Черноусом А.Н.

Проценко И.Е. – предложил тематику работы и идею формирования многослойных пленочных систем методом послойной конденсации; внес определяющий вклад в постановку всех решенных задач.

Черноус А.Н. – предложил идею про возможную роль температурных эффектов в электрофизических свойствах тонких пленок.

Однодворец Л.В. и Проценко С.И. – принимали участие в обсуждении результатов исследований.

Маршалек М. – предложила идею исследования магнитосопротивления многослойных пленок на основе фрагментов Fe/Cu и Fe/Cr; принимала участие в обсуждении результатов исследований.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность научному руководителю Заслуженному деятелю науки и техники, д-ру физ.-мат. наук, профессору Проценко Ивану Ефимовичу за выбор тематики, интерес к работе, постоянную помощь и поддержку. Также хочу поблагодарить д-ра физ.-мат. наук, проф. Черноуса А.Н. и канд. физ.-мат. наук, доц. Однодворец Л.В. за участие в обсуждении результатов исследований, канд. физ.-мат. наук, доц. Проценко С.И. и д-ра Маршалек М. за консультации при проведении исследований методом оже-электронной спектроскопии и атомно-силовой микроскопии. Я также выражаю искреннюю благодарность всему коллективу кафедры прикладной физики Сумского государственного университета за моральную поддержку и активное обсуждение результатов диссертационной работы на научных семинарах.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). – Суми: Сумський державний університет, 2002. – 187 с.
2. Проценко І.Ю., Однодворець Л.В. Технологія одержання і фізичні властивості плівкових матеріалів та основи мікроелектроніки: лабораторні і практичні заняття. Навчальний посібник. – Суми: Сумський державний університет, 2011. – 232 с.
3. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors – London: Institute of Physics Publishing, 2001. – 441 p.
4. Bakonyi I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): Progress and problems / [I. Bakonyi, L. Peter] // Prog. Mater. Sci. – 2010. – V. 55. – P. 107-245.
5. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках. – Москва: Мир, 1972. – 436 с.
6. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты. — Москва: Атомиздат, 1979. – 264 с.
7. Mayadas A.F. Electrical resistivity model for polycrystalline films: the case of specular reflection at external surfaces/ [A.F. Mayadas, M. Shatzkes, J.F. Janak] // Appl. Phys. Lett. - 1969. – V.14, № 11. – P. 345-348.
8. Mayadas A.F. Electrical-resistivity model for polycrystalline films: the case of arbitrary reflection at external surfaces/ [A.F. Mayadas, M. Shatzkes] // Phys. Rev. B. – 1970. – V.1, №4. – P. 1382-1389.
9. Dimmich R. The electrical conductance of continuous thin metallic double-layer films / [R. Dimmich, F. Warkusz] // Thin Solid Films. – 1983. – V. 109, № 2. – P. 103-114.
10. Dimmich R. The influence of the interface electrical transport phenomena of thin metallic double-layer films / [R. Dimmich, F. Warkusz] // Acta Univer. Wrosl.- 1984.-V.XLV, № 782.- P. 109-116.
11. Dimmich R. Electrical conductance and TCR of double-layer films // Thin Solid

- Films. – 1988. – V.158, №1. – P.13-24.
12. Проценко І.Ю. Розмірний ефект в електропровідності двошарових полікристалічних плівок в умовах взаємної дифузії металів / [І.Ю. Проценко, А.М. Черноус] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 1994. – №1. – С.19-25.
 13. Protsenko I. Size effect and processes of interdiffusion in multilayer films / [I. Protsenko, L. Odnodvoretz, S. Petrenko, A. Chornous] // Cryst. Res. Technol. – 1995. – V. 30, № 8. – P. 1079-1083.
 14. Проценко І.Е. Элементный состав и диффузионные процессы в многослойных пленочных системах / [И.Е. Проценко, С.В. Петренко, А.Н. Черноус, Л.В. Оdnodvoretz] // ВАНТ. – 1994. – № 1(27). – С. 88-89.
 15. Protsenko I.E. Electroconductivity and tensosesity of multilayer films / [I.E. Protsenko, A.M. Chornous, L.V. Odnodvoretz] // Met. Phys. Adv. Tech. – 1999. – V. 18, № 1. – P. 47-59.
 16. Дехтярук Л.В. Кінетичні коефіцієнти металевих мультишарів / [Л.В. Дехтярук, Ю.О. Колесніченко] // УФЖ. – 1997. – Т. 42, № 9. – С. 1094-1101.
 17. Оdnodvoretz Л.В. Кінетичні явища в багатошарових плівкових конденсатах на основі Cr, Co, Ni та Ge // Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 // Сумський державний університет. – Суми, 1996. – 25 с.
 18. Токмань В.В. Особенности кристаллической структуры и электрических свойств пленочных материалов на основе Ti, Ni и Co / [В.В. Токмань, И.Е. Проценко, А.Н. Черноус] // ISTFE-12. – Харьков: Харьковский физико-технический институт, 2001. – С. 23-26.
 19. Проценко І.Е. Електрофізическіє свойства і диффузійні процеси в многослойных пленочных структурах // Сборник докладов 15 международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике». – Харьков: НИЦ ХФТИ. – 2003. – С. 167-184.
 20. Fenn M. Electrical resistivity of Cu and Nb thin films and multilayers / [M. Fenn, A.K. Petford-Long, P.E. Donovan] // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 198-199. – P. 231-232.

21. Dekhtyaruk L.V. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of two-layer polycrystalline films / [L.V. Dekhtyaruk, S.I. Protsenko, A.M. Chornous, I.O. Shpetnyi] // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49, № 6. – P. 587-597.
22. Дехтярук Л.В. Транспортні розмірні ефекти у двошарових полікристалічних плівках / [Л.В. Дехтярук, І.Ю. Проценко, А.М. Черноус] // Успехи фізики металлов. – 2007. – Т. 8, № 1. – С. 21-64.
23. Chornous A. Conductivity and the temperature coefficient of resistance of multilayered polycrystalline films / [A. Chornous, L. Dekhtyaruk, M. Marszalek, I. Protsenko] // Cryst. Res. Technol. – 2006. – V. 41, № 4. – P. 388-399.
24. Бенглин Дж., Поут Дж. Взаимодиффузия в системах металл-металл // Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции / Под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. – Москва: Мир, 1982. – С. 309-360.
25. Дехтярук Л.В. Проводимость двухслойных моно- и поликристаллических слоев металла в условиях взаимной диффузии / [Л.В. Дехтярук, И.М. Пазуха, С.И. Проценко, И.В. Чешко] // Физика твердого тела. – 2006. – Т. 48, вып. 10. – С. 1729-1739.
26. Чешко І.В. Фізичні процеси в функціональних елементах на основі плівкових систем Co/Cu (Au, Ag) із спін-залежним розсіюванням електронів: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.01 / Сумський державний університет. – Суми, 2009. – 22 с.
27. Лобода В.Б. Исследование электрических свойств тонких пленок хрома и скандия / [В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, В.Г. Шамомя] // УФЖ. – 1982. – № 9. – С. 1343-1349.
28. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Известия ВУЗ. Физика. – 1988. – № 6. – С. 42-47.
29. Проценко И.Е. Размерная и температурная зависимости электросопротивления пленок кобальта в области промежуточных температур / [И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Шамомя, А.В. Яременко] // УФЖ. – 1984. – Т.29, № 6. – С. 920–921.

30. Kwapulinski P., Rasek J., Gierak Z. Scattering of conductivity electrons of grain boundaries in metals // *phys. stat. sol. (a)*. – 1988. – V. 107, №1. – P.299-304.
31. Говорун Т.П. Електрофізичні властивості плівок міді з тонким покриттям із нікелю / [Т.П. Говорун, А.О. Степаненко, А.М. Чорноус] // *ФХТТ*. – 2004. – Т. 5, № 2. – С. 280-285.
32. Becker J. A. Physical properties of thin metallic films / [J. A. Becker, L. F. Curtiss] // *Phys. Rev.* – 1920. – V. 16, № 6. – P. 457-464.
33. Chopra K. L. Size effects in the longitudinal magnetoresistance of thin silver films // *Phys. Rev.* – 1967. – V. 155, № 3. – P. 660-662.
34. Као Y.-H. Conductivity of thin metallic films in a longitudinal magnetic field // *Phys. Rev. A* – 1965. – V. 138, № 5. – P. 1412-1414.
35. Tellier C. R. Size effects in thin films / [C. R. Tellier, A. J. Tosser]. – A.O.N.-Y.: ESPS, 1982. – 310 p.
36. Колесниченко Ю. А. Влияние диффундирующего слоя примесей на электропроводность тонких металлических пластин // *ФНТ*. – 1995. – Т. 11. – С. 1165-1171.
37. Klama S. Electron dynamics in thin film in an external longitudinal magnetic field // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1987. – V. 20, № 4. – P. 551-563.
38. Панченко О.А. Розмірні явища і поверхневе розсіювання носіїв струму в металах (огляд) / [О.А. Панченко, С.В. Сологуб] // *ФХТТ*. – 2003. – Т. 4, № 1. – С. 7-42.
39. Ткач О.П. Магніторезистивні властивості нанорозмірних плівкових систем на основі Fe і Pd / [О.П. Ткач, Л.В. Однорець, С. Непійко, С.І. Проценко] // *ФІП*. – 2009. – Т. 7, № 3. – С. 256-261.
40. Govindaraj G. Size effects in metallic thin films / [G. Govindaraj, V. Devanathan] // *Phys. Rev. B* – 1985. – V. 32, № 4. – P. 2628-2630.
41. Песчанский В.Г. Магнитосопротивление полуметаллов / [В.Г. Песчанский, М.Я. Азбель] // *ЖЭТФ*. – 1968. – № 55. – С. 1980-1996.
42. Дехтярук Л.В. Розмірний гальваномагнітний ефект у мультишарах з полікристалічною структурою // *ФХТТ*. – 2008. – Т. 9, № 4. – С. 749-756.

43. Viret M. Spin scattering in ferromagnetic thin films / [M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, [J.M.D. Coey](#), [W. Allen](#), [D.S. Daniel](#), [J.F. Gregg](#)] // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 53. – P. 8464-8468.
44. Paul A. Effect of interface roughness on magnetic multilayers of Fe/Tb and Fe/Cr // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 240. – P. 497-500.
45. Морозов А.И. Новый тип доменных стенок – доменные стенки, порождаемые фрустрациями в многослойных магнитных наноструктурах / [А.И. Морозов, А.С. Сигов] // ФТТ. – 2004. – Т. 46, вып. 3. – С. 385-400.
46. Jonkers P.A.E. Magnetoresistance in magnetic domain wall systems // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 247. – P. 178-186.
47. Baibich M.N. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / [M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas] // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61. – P. 2472-2475.
48. Binasch G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / [G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn] // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39. – P. 4828-4830.
49. Grunberg P. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers/ [P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang] // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V.57. – P. 2442-2445.
50. Parkin S.S.P. Spin engineering: direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium / [S.S.P. Parkin, D. Mauri] // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44, № 13. – P. 7131-7134.
51. Bruno P. Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling / [P. Bruno, C. Chappert] // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 46, № 1. – P. 261-270.
52. Hirai K. First-principles study of interlayer exchange coupling in iron metallic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. – 2007. – V. 310. – P.2253–2255.
53. Болеста І. Фізика твердого тіла. – Львів: Видавн. Центр ЛНУ ім. І. Франка. 2003. – 480 с.

54. Johnson M.T. Orientational dependence of the oscillatory exchange interaction in Co/Cu/Co / [M.T. Johnson, R. Coehoorn, J.J. de Vries, N.W.E. McGee, J. de Stegge, P.J.H. Bloemen] // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 69, № 6. – P. 969-972.
55. Okuno S.N. Oscillatory exchange coupling with a period of two Fe monolayers in Au/Fe/Au/Fe/Au(001) / [S.N. Okuno, K. Inomata] // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 51. – № 9. – P. 6139-6142.
56. Parkin S.S.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr / [S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche] // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V. 64. – P. 2304–2308.
57. Parkin S.S.P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 25. – P. 357–388.
58. Gijs M.A.M. Perpendicular giant magnetoresistance of microstructured Fe/Cr magnetic multilayers from 4,2 to 300 K / [M.A.M. Gijs, S.K.J. Lenczowski, J.B. Giesbers] // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V. 70. – P. 3343-3346.
59. Mosca D.H. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers / [D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, R. Laloee] // J. Magn. Magn. Mater. – 1991. – V. 94. – P. L1–L5.
60. Petroff F. Oscillatory interlayer exchange and magnetoresistance in Fe/Cu multilayers / [F. Petroff, A. Barthelemy, D.H. Mosca, D.K. Lottis, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, R. Laloee, S. Lequien] // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44. – P. 5355-5357.
61. Казаков В.Г. Процессы перемагничивания и методы записи информации на магнитных плёнках // Соросовский общобразовательный журнал. – 1997. – № 11. – с. 99-106.
62. Daughton I.M. GMR applications // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 192. – P. 334–342.
63. Grunberg P. Layered magnetic structures in research and application // Acta Mater. – 2000. – V. 48. – P. 239-251.
64. Treutler C.P.O. Magnetic sensors for automotive applications // Sensors and Actuators A. – 2001. – V. 91. – P. 2-6.

65. Duenas T. Micro-sensor coupling magnetostriction and magnetoresistive phenomena / [T. Duenas, A. Sehrbrock, M. Lohndorf, A. Ludwig, J. Wecker, P. Grunberg, E. Quandt] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 242-245. – P. 1132–1135.
66. Greaves S. Read-write issues in ultra-high density perpendicular recording // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – V. 321. – P. 477–484.
67. Romashev L. Magnetic field sensors based on Fe/Cr superlattices / [L. Romashev, A. Rinkevich, A. Yuvchenko, A. Burkhanov] // *Sensors and Actuators A.* – 2001. – V. 91. – P. 30-33.
68. Koziel T. The microstructure of liquid immiscible Fe-Cu-based in situ formed amorphous/crystalline composite / [T. Koziel, Z. Kedzierski, A. Zielinska-Lipiec, K. Ziewiec] // *Scripta Mater.* – 2006. – V. 54. – P. 1991-1995.
69. Hashimoto Y. Spin diffusion length and giant magnetoresistance in spin-valve trilayers / [Y. Hashimoto, S. Katsumoto, C. Murayama, Y. Iye] // *Physica B.* – 2000. – V. 284-288. – P. 1247-1248.
70. Barthelemy A. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / [A. Barthelemy, V. Cros, J.L. Duvail, A. Fert, R. Morel, F. Parent, F. Petroff, L.B. Steren] // *Nanostr. Mater.* – 1995. – V. 6. – P. 217-226.
71. Fert A. Layered magnetic structures: interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance / [A. Fert, P. Grunberg, A. Barthelemy, F. Petroff, W. Zinn] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 140-144. – P. 1-8.
72. Никитин С.А. Гигантское магнитосопротивление // *Соросовский общеобразовательный журнал.* – 2004. – Том 8. – С. 92-98.
73. Duvail J.L. Calculation of the temperature dependence of the giant MR and application to Co/Cu multilayers / [J.L. Duvail, A. Fert, L.G. Pereira, D.K. Lottis] // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V. 75. – P. 7070-7072.
74. Coehoorn R. Relation between interfacial magnetism and spin-dependent scattering at non-ideal Fe/Cr and Fe/V interfaces // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 151. – P. 341–353.
75. Barnas J. Influence of interface roughness and quantum size effect on the giant

- magnetoresistance in magnetic layered structures / [J. Barnas, Y. Bruynseraede] // *Thin Solid Films*. – 1996. – V.275. – P.148-151.
76. Kai T. Influence of spin-dependent scattering at rough interface on the giant magnetoresistance in magnetic multilayers / [T. Kai, K. Shiiki] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 195. – P. 537-544.
77. Uzdin V.M. Fe/Cr interface magnetism in the external magnetic field / [V.M. Uzdin, N.S. Yartseva] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V.203. – P. 280-282.
78. Гудин А.С. Фазовая диаграмма магнитных структур пленок Fe/Cr/Fe с наномасштабными геометрическими неоднородностями интерфейсов / [А.С. Гудин, А.В. Гапонцев, Н.Б. Бакулина, М.И. Куркин, В.В. Устинов] // *ФММ*. – 2009. – Т. 107. - № 3. – с. 232-244.
79. Schad R. Influence of different kinds of interface roughness on the giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices / [R. Schad, J. Barnas, P. Belien, G. Verbanck, C.D. Potter, H. Fischer, S. Lefebvre, M. Bessiere, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 156. – P. 339–340.
80. Hall M.J. The role of the magnetic structure and interface scattering in the GMR of magnetic multilayers / [M.J. Hall, D.B. Jardine, J.E. Evetts, J.A. Leake, R.E. Somekh] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 173. – P. 253–258.
81. Schad R. Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattice with and without bulk scattering / [R. Schad, P. Belien, G. Verbanck, K. Temst] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 198-199. – P. 104-106.
82. Tong H.C. Studies on antiferromagnetic/ferromagnetic interfaces / [H.C. Tong, C. Qian, Miloslavsky, S. Funada, X. Shi, F. Liu, S. Dey] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – V. 209. – P. 56–60.
83. Гарифуллин И.А. Структура границ раздела в многослойных тонкопленочных металлических гетероструктурах / [И.А. Гарифуллин, Н.Н. Гарифьянов, Р.И.Салихов] // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2007. – Т.71. – С.280-282.
84. Чеботкевич Л.А. Влияние кристаллической структуры и межслоевой обменной связи на коэрцитивную силу Co/Cu/Co-плёнок / [Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьёв, А.С. Самардак, А.В. Огнев] // *ФТТ*. – 2003. – Т. 45. –

С. 863-866.

85. Гусев С.А. Влияние термического отжига на магнитные свойства тонких пленок сплава Co/Pd / [С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, Д.Б. Розенштейн, А.Е. Целев] // ЖТФ. – 1998. - Т. 68. - С. 66-70.
86. Erdelyi G. Investigation of Ta grain boundary diffusion in copper by means of Auger electron spectroscopy / [G. Erdelyi, G. Langer, J. Nyeki, L. Kover, C. Tomastik, W.S.M. Werner, A. Csik, H. Stoeri, D.L. Beke] // Thin Solid Films. – 2004. – V. 459. – P. 303 – 307.
87. Hirasawa T. A study of the effect of the fabrication process on diffusion in a layered thin film / [T. Hirasawa, H. Kotera, T. Yamamoto, S. Shima] // Microsystem Technologies. – 1999. – V. 5. – P. 169 – 172.
88. Detzel Th. Substrate diffusion in metastable ultrathin films: Iron on Cu(001) / [Th. Detzel, N. Memmel] // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 49, № 8. – P. 5599-5606.
89. Marszalek M. Auger spectroscopy analysis of interface roughness of Fe/Cr bilayers / [M. Marszalek, V. Tokman, S. Protsenko, M. Кас, A. Polit, Y. Zabala, K. Marszalek] // Vacuum. – 2008. – V.82. – P.1051-1056.
90. Бібик В.В. Дифузійні процеси в нанокристалічних двошарових плівкових системах на основі металів / [В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, М. Маршалек, О.Б. Проценко, С.І. Проценко] // Металлофиз. новейшие технол. – 2006. – Т. 28, № 6. – С. 707-715.
91. Panjan P. Diffusion processes during heat treatment of Al-Cr-Fe thin films / [P. Panjan, M. Sekada, J. Dolinsek, B. Vrtic, A. Zalar, D. Kek-Merl] // Vacuum. – 2008. – V.82. – P.286-289.
92. Sekada M. Analysis of the diffusion processes in Al/Cr, Al/Fe and Cr/Fe multilayers using the MRI model / [M. Sekada, M. Panjan, D. Cimpric, J. Kovac, P. Panjan, J. Dolinsek, A. Zalar] // Vacuum. – 2010. – V.84. – P.147-151.
93. Уивер К. Диффузия в металлических пленках // Фізика тонких пленок. Т. 6 / Под ред. Ф.Х. Франкомба и Р.У. Гофмана. – Москва: Мир, 1973. – С.334-388.
94. Бібик В.В. Дослідження методом ВІМС взаємної дифузії атомів у тонкоплівковій системі Cr/Fe/ [В.В. Бібик, Л.В. Ордодворець, І.О. Шпетний] //

- Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – №9(93). – С. 91-95.
95. Пазуха І.М. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багатошарових металевих плівках (огляд) / [І.М. Пазуха, С.І. Проценко, І.Ю. Проценко, Н.І. Шумакова, І.В. Чешко, Є. Майкова, А.І. Салтикова] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – №9 (93). – С. 7-37.
96. Sumiyama K. Structural difference between Fe/Cu and Fe/Ag granular films produced by a cluster beam method / [K. Sumiyama, T. Hihara, S.A. Makhlof, K. Wakoh, M. Sakurai, Y. Xu, T.J. Konno, S. Yamamuro, K. Suzuki] // Mater. Sci. Eng. – 1996. – V. A217-218. – P. 340-343.
97. Wakoh K. Comparative GMR study of Fe/Cu granular films deposited by co-evaporation and cluster beam techniques / [K. Wakoh, T. Hihara, T.J. Konno, K. Sumiyama, K. Suzuki] // Mater. Sci. Eng. – 1996. – V. A217-218. – P. 326-330.
98. Hihara T. Characteristic giant magnetoresistance of Fe/Cu granular films produced by cluster beam deposition and subsequent annealing / [T. Hihara, K. Sumiyama, H. Onodera, K. Wakoh, K. Suzuki] // Mater. Sci. Eng. – 1996. – V. A217-218. – P. 322-325.
99. Shamsutdinov N.R. The effect of Cu interlayers on grain size and stress in sputtered Fe-Cu multilayered thin films / [N.R. Shamsutdinov, A.J. Bottger, F.D. Tichelaar] // Scripta Mater. – 2006. – V. 54. – P.1727-1732.
100. Gorria P. Magnetism and structure of Fe-Cu binary solid solutions obtained by high-energy ball milling / [P. Gorria, D. Martinez-Blanco, J.A. Blanco, M.J. Perez, M.A. Gonzalez, J. Campo] // Physica B. – 2006. – V. 384. – P. 336–340.
101. Gorria P. Magneto-volume effect in Fe-Cu solid solutions / [P. Gorria, D. Martinez-Blanco, R. Iglesias, S.L. Palacios, M.J. Perez, J.A. Blanco, L. Fernandez Barquin, A. Hernando, M.A. Gonzalez] // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – V. 300. – P. 229–233.
102. He L. Processing and microhardness of bulk Cu-Fe nanocomposites: application of a modified rule of mixtures / [L. He, E. Ma] // Nanostruct. Mater.– 1996.– V. 7,

№ 3. – P. 327-339.

103. Eckert J. Alloy effect and extended solubilities in binary mixtures of nanometer-sized Fe-Cu crystals / [J. Eckert, R. Birringer, J.C. Holzer, C.E. Krill, W.L. Johnson] // *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* – 1992. – V. 238. – P. 739-744.
104. Schilling P.J. Two-phase coexistence region in mechanically alloyed Cu-Fe: an X-ray absorption near-edge structure study / [P.J. Schilling, J.H. He, R.C. Tittsworth, E. Ma] // *Acta Mater.* – 1999. – V. 47, № 8. – P. 2525-2537.
105. Mendes J.A. Giant magnet-resistive granular films grown by laser ablation / [J.A. Mendes, M.M. Pereira de Azevedo, M.S. Rogalski, J.B. Sousa] // *J. Mater. Proces. Technol.* – 1999. – V. 92-93. – P. 534-538.
106. Pereira de Azevedo M.M. Magnetoresistance and phase analysis in splat-cooled Fe-Cu granular alloys / [M.M. Pereira de Azevedo, M.S. Rogalski, J.B. Sousa] // *Solid State Communic.* – 1996. – V. 100, № 9. – P. 639-644.
107. Nowakowska-Langier K. Layers of magnetic alloys produced by impulse plasma deposition / [K. Nowakowska-Langier, K. Zdunek, T. Lucinski] // *Surf. Coat. Techn.* – 2007. – V. 201. – P. 5333-5335.
108. Kuncser V. Fe-Cu granular thin films with giant magnetoresistance by thermionic vacuum arc method: preparation and structural characterization / [V. Kuncser, I. Mustata, C.P. Lungu, A.M. Lungu, V. Zaroschi, W. Keune, B. Sahoo, F. Stromberg, M. Walterfang, L. Ion, G. Filoti] // *Surf. Coat. Techn.* – 2005. – V. 200. – P. 980-983.
109. Nguyen T.D. Structural transition in Cu/Fe multilayered thin films / [T.D. Nguyen, A. Chaiken, T.W. Barbee] // *Fall meeting of the Materials Research Society.* – Boston, 1996. – P. 1-9.
110. Detzel Th. Magnetism and structure of ultrathin Fe/Cu(001) from spin-polarized appearance-potential spectroscopy / [Th. Detzel, M. Vonbank, M. Donath, V. Dose] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 147. – P. L1–L6.
111. Monchesky T.L. Magnetoresistance and magnetic properties of Fe/Cu/Fe/GaAs(100) / [T.L. Monchesky, B. Heinrich, R. Urban, K. Myrtle, M. Klaua, J. Kirschner] // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 60, № 14. – P. 10242-10251.

112. Hammer L. Fe/Cu(100) – a test case for the understanding of epitaxially grown magnetic thin films / [L. Hammer, S. Muller, K. Heinz] // Surf. Sci. – 2004. – V. 569. – P. 1-3.
113. Repetto D. Coupled perpendicular magnetization in Fe/Cu/Fe trilayers / [D. Repetto, A. Enders, K. Kern] // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – V. 300. – P. 479–483.
114. Pan F. Magnetic properties of fcc iron on Fe/fcc metal multilayers / [F. Pan, M. Zhang, B.X. Liu] // Thin Solid Films. – 1998. – V. 334. – P. 196-200.
115. Roig A. Magnetic properties of Fe/Cu multilayers / [A. Roig, X.X. Zhang, R. Zuberek, J. Tejada, E. Molins] // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V.140-144. – P.559–560.
116. Bakkaloglu O.F. A magnetic study of sputtered Fe/Cu multilayer films // J. Magn. Magn. Mater. – 1998. – V. 182. – P. 324–328.
117. Kuprin A.P. Influence of the interfaces on magnetic properties of Fe/Ag and Fe/Cu multilayers prepared by sputtering / [A.P. Kuprin, L. Cheng, Z. Altounian, D.H. Ryan] // Hyperfine Interactions. – 2002. – V.144/145. – P.141-149.
118. Однодворець Л.В. Структурно-фазовий стан і стабільність інтерфейсів двошарових плівкових систем / [Л.В. Однодворець, С.І. Проценко, І.М. Пазуха, В.А. Соломаха, І.В. Чешко] // Наноматеріали. Том 2. Сборник докладов Харьковской нанотехнологической Ассамблеи.– Х.: ХФТИ, 2008. – С.55 – 63.
119. Великодний Д.В. Тензочутливість металевих плівок: теоретичні моделі, експериментальні результати, застосування (огляд) / Д.В. Великодний, Т.М. Гричановська, Л.В. Однодворець, І.Ю. Проценко, С.І. Проценко // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 1. – С. 5-51.
120. Бібик В.В. Формування фазового складу та електрофізичних властивостей плівкових систем Ni/Fe та Cr/Fe: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 / Сумський державний університет. – Суми, 2008. – 22 с.
121. Пазуха І.М. Фізичні процеси в чутливих елементах датчиків температури, деформації і тиску: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.01 // Сумський державний університет. – Суми, 2009. – 25 с.

122. Великодний Д.В. Тензорезистивні властивості плівкових систем Cu/Cr і Fe/Cr в області пружної і пластичної деформації: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.01 // Сумський державний університет. – Суми, 2009. – 24 с.
123. Kuncser V. Fe-Cu granular thin films with giant magnetoresistance by thermionic vacuum arc method: preparation and structural characterization / [V. Kuncser, I. Mustata, C.P. Lungu, A.M. Lungu, V. Zaroschi, W. Keune, B. Sahoo, F. Stromberg, M. Walterfang, L. Ion, G. Filoti] // Surf. Coat. Techn. – 2005. – V. 200. – P. 980-983.
124. Mendes J.A. Giant magneto-resistive granular films grown by laser ablation / [J.A. Mendes, M.M. Pereira de Azevedo, M.S. Rogalski, J.B. Sousa] // J. Mater. Proces. Technol. – 1999. – V. 92-93. – P. 534-538.
125. Rogalski M.S. Phase and particle size distribution in magnetoresistive Fe-Cu granular alloys investigated by Mossbauer spectroscopy / [M.S. Rogalski, M.M. Pereira de Azevedo, J.B. Sousa] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 163. – P. L257–L263.
126. Ho E.M. Magnetoresistance in sputtered Fe/Cr multilayer films / [E.M. Ho, A.K. Petford-Long] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 156. – P. 65-66.
127. Korenivski V. Magnetotransport and exchange coupling / [V. Korenivski, K.V. Rao, D.M. Kelly, I.K. Shuller, K.K. Larsen, J. Bottiger] // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 140-144. – P. 549–550.
128. Miethaner S. Magnetic order at stepped Fe/Cr interfaces / [S. Miethaner, G. Bayreuther] // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V. 148. – P. 42–43.
129. Yartseva N.S. Interface defects and formation of non-collinear magnetic ordering in Fe/Cr multilayers / [N.S. Yartseva, S.V. Yartsev, V.M. Uzdin, C. Demangeat] // Computation Materials Science. – 2000. – V. 17. – P. 468-472.
130. Panaccione G. Magnetic interface formation at Fe/Cr/Fe(100) / [G. Panaccione, F. Sirotti, E. Narducci, N.A. Cherepkov, G. Rossi] // Surf. Science. – 1997. – V. 377-379. – P. 445-449.
131. Ujfalussy B. Magnetic anisotropy in Fe/Cu(001) overlayers and interlayers: the high-moment ferromagnetic phase / [B. Ujfalussy, L. Szunyogh, P. Weinberger] //

- Phys. Rev. B. – 1996. – V. 54, № 14. – P. 9883-9890.
132. Mosca D.H. Influence of Fe and Cu seed layers on Si(111) and CaF₂(111)/Si(111) / [D.H. Mosca, N. Mattoso, E.M. Kakuno, W.H. Schreiner, I. Mazzaro, S.R. Teixeira] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V.156. – P. 391–393.
133. Harada Y. Structural and magnetic properties of epitaxial Fe/Cu multilayers / [Y. Harada, Y. Nakanishi, N. Yoshimoto, A. Yamaguchi, M. Nakamura, M. Yoshizawa] // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – V. 272-276. – P. e969–e970.
134. Schummacher D. The influence of deposition temperature on the electrical resistance of thin Cu films / [D. Schummacher, D. Stark] // Surf. Sci.– 1987. – V. 189, №1-3. – P. 1103-1110.
135. Фізико-хімічні властивості елементів [Справочник] / Под ред. Г.В. Самсонова. – Киев: Наук. думка.– 1965.– 807 с.
136. Шпак А.П. Структура та електропровідність ультратонких плівок міді, золота та срібла / [А.П. Шпак, Р.І. Бігун, З.В. Стасюк, Ю.А. Куницький] // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2010. – Т. 8, № 2. – С. 1001–1050.
137. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронографический анализ металлов. – Москва: ГНТИ, 1963. – 126 с.
138. Binnig G. Atomic force microscope / [G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerber] // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V. 56, № 9. – P. 930-933.
139. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. – Нижний Новгород: Институт физики микроструктур, 2004. – 114 с.
140. Проценко І.Ю. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: Навчальний посібник. / [І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І. Проценко].– Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.
141. Morris V.J. Atomic Force Microscopy for Biologists / [V.J. Morris, A.R. Kirby, A.P. Gunning]. – Norwich: Institute of Food Research, 1999. – 75 p.
142. [Clegg](#) R.G. A practical guide to measuring the Hurst parameter // International Journal of Simulation: Systems, Science and Technology.– 2006. – V. 7(2). – P. 3-14.
143. Butt H.-J. Force measurements with the atomic force microscope: Technique, in-

- terpretation and applications/ [H.-J. Butt, B. Cappella, M. Kapp] // Surface Science Reports – 2005. – V. 59. – P. 1-152.
144. Marszalek M. Characterization of Co/Cu multilayers growth by scanning probe microscopy / [M. Marszalek, J. Jaworski, J. Lekki, K. Marszalek, Z. Stachura, V. Voznyi, O. Bolling, B. Sulkio-Cleff] // Surface Science. – 2002. – V. 507-510. – P. 346-350.
145. Marszalek M. Quantitative analysis of AFM data in materials science: case study of Pb and In surface // Science, Technology and Education of Microscopy: an Overview. – 2006. – V. 1. – P. 52-59.
146. Liu H.D. Thickness dependent electrical resistivity of ultrathin (< 40 nm) Cu films / [H.D. Liu, Y.-P. Zhao, G. Ramanath, S.P. Murarka, G.-C. Wang] // Thin Solid Films. – 2001. – V. 384. – P. 151-156.
147. Crespo-Sosa A. Thermal spikes in Ag/Fe and Cu/Fe ion beam mixing / [A. Crespo-Sosa, M. Munoz, J.-C. Cheang-Wong, A. Oliver, J.M. Saniger, J.G. Banuelos] // Mater. Sci. Eng. B. – 2003. – V. 100. – P. 297-303.
148. Sadashivaiah P.J. Structural, magnetic and electrical properties of Fe/Cu/Fe films/ [P.J. Sadashivaiah, T. Sankarappa, T. Sujatha, Santoshkumar, R. Rawat, P. Sarvanan] // Vacuum. – 2010. – V. 85. – P. 466-473.
149. Jiang Z.Y. Characterisation of thin oxide scale and its surface roughness in hot metal rolling / [Z.Y. Jiang, A.K. Tieu, W.H. Sun, J.N. Tang, D.B. Wei] // Mater. Sci. Eng. – 2006. – V. A 435-436. – P. 434-438.
150. Choi Y.S. Introduction and application of modified surface roughness parameters based on the topological distributions of peaks and valleys / [Y.S. Choi, H.R. Piehler, A.D. Rollett] // Mater. Charact. – 2007. – V. 58. – P. 901-908.
151. Matyi R.J. X-ray reflectometry analyses of chromium thin films / [R.J. Matyi, M.S. Hatzistergos, E. Lifshin] // Thin Solid Films. – 2006. – V. 515. – P. 1286-1293.
152. Гомоюнова М.В. Электронная спектроскопия поверхности твердого тела// Успехи физических наук. – 1982. – Т. 136, вып. 1 – с. 105-148.

153. Tanuma S. Calculations of electron inelastic mean free path / [S. Tanuma, C.J. Powell, D.R. Penn] // Surf. Interface Anal. – 1991. – V. 17. – P. 911-926.
154. Еловигов С.С. Оже-электронная спектроскопия // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т. 7, № 2. – С. 82-88.
155. Childs K.D. Handbook of Auger Electron Spectroscopy / [K.D. Childs, B.A. Carlson, L.A. La Vanier, J.F. Moulder, D.F. Paul, W.F. Stickle, D.G. Watson] [Edited by C.L. Hedberg]. – Minnesota: Physical Electronics, 1995. – 409 p.
156. Smits F.M. Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe // The Bell System Technical Journal. – 1958. – V. 37. – P. 711-718.
157. Topsoe H. Geometric factors in four-point resistivity measurement // Semiconductor division. – 1968. – V. 472-13. – P. 1-63.
158. Kwapulinski P. Scattering of conductivity electrons of grain boundaries in metals / [P. Kwapulinski, J. Rasek, Z. Gierak] // phys. stat. sol. (a). – 1988. – V. 107, №1. – P.299-304.
159. Стасюк З.В. Розмірні кінетичні явища в тонких плівках металів: класичні ефекти (огляд) / [З.В. Стасюк, А.І. Лопатинський] // ФХТТ. – 2001. – Т.2, №4. – С. 521-542.
160. Белевцев Б.И. О взаимосвязи электросопротивления поликристаллических пленок олова с их структурными характеристиками / [Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, В.Е. Копина, Л.А. Яцук] // ФНТ. – 1980. – Т. 6, № 6. – С.754 – 764.
161. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Изв. вузов. Физика. – 1988. – №6. – С.42-47.
162. Волков Ю.А. Исследование температурно-зависимой части удельного электросопротивления в мелкодисперсных пленках Рв / [Ю.А. Волков, Р.П. Волкова] // ФТТ. – 1995. – Т.37, №12. – С.3687-3693.
163. Проценко И.Е. Размерные эффекты в кристаллической структуре и электрофизических свойствах тонких пленок переходных d-металлов: Автореф. дис. ... доктора ф.-м. наук: 01.04.07 // Институт проблем материаловедения АН Украины. – Киев, 1990. – 40 с.

164. Проценко С.І. Внесок температурних ефектів у термічний коефіцієнт опору багат шарових плівкових систем / [С.І. Проценко, О.В. Синашенко, А.М. Черноус] // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2005. – Т.27, №12. – 1621-1633.
165. Проценко С.І. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc / [С.І. Проценко, А.М. Черноус] // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2003. - Т. 25, № 5. – С. 587-601.
166. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багат шарових плівок на основі Cr, Cu і Sc(Co): Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 // Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна. – Харків, 2004. – 21 с.
167. Tossier A.J. Thin polycrystalline metallic-film conductivity under the assumption of isotropic grain-boundary scattering / [A.J. Tossier, C.R. Tellier, C.R. Pichard] // *J. Mater. Sci.* – 1981. – V.16, №4. – P.944-948.
168. Білоус О.А. Вплив ступеню дисперсності кристалітів на параметри електроперенесення металевих матеріалів / [О.А. Білоус, І.Ю. Проценко, А.М. Черноус] // *ФХТТ.* – 2003. – Т.4, №1. – С.48-57.
169. Сынашенко О.В. Диффузионные процессы и интерфейсное рассеяние электронов в пленочных системах на основе Cu/Fe и Fe/Cr / [О.В. Сынашенко, А.И. Салтыкова, И.Е. Проценко] // *Ж. нано- электрон. фіз.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 89-100.
170. Проценко С.І. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / [С.І. Проценко, І.В. Чешко, Д.В. Великодний, І.М. Пазуха, Л.В. Однорець, І.Ю. Проценко, О.В. Синашенко] // *Успехи физ. мет.* – 2007. – Т. 8, № 4. – С. 247-278.
171. Бритова А. Методика визначення впливу зовнішніх і внутрішніх меж поділу на параметри електроперенесення та електрофізичні властивості плівкових матеріалів / [А. Бритова, І. Пазуха, І. Проценко, О. Синашенко] // *Матеріали XI Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем».* – Івано-Франківськ: ПНУ ім. В. Стефаника, 2007. – С. 80-81.

172. Синашенко О.В. Оцінка величини коефіцієнта проходження електронами інтерфейсу в тришаровій плівковій системі Cu/Fe/Cu/ [О. Синашенко, І. Проценко] // Тези доповідей Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2007». – Львів: ЛНУ ім. І.Франка, 2007. – С. D58.
173. Odnodvoretz L. Electrophysical properties of Ni/V and Cr/Fe multilayer films / [L. Odnodvoretz, S. Protsenko, O. Synashenko, D. Velykodnyi, I. Protsenko] // Cryst. Res. Technol.– 2008. – V. 44. – P. 74–81.
174. Кас М. Swift iodine ion modification of the structural and magnetotransport properties of Fe/Cr systems / [М. Кас, J. Zukrowski, M. Toulemonde, R. Kruk, V. Tokman, A. Polit, Y. Zabala, A. Dobrovolska, O. Synashenko, M. Marszalek] // Nucl. Instr. and Meth. B.– 2009. – V. 267. – P. 925–930.
175. Сынашенко О.В. Магниторезистивные свойства многослойных наноразмерных пленочных систем / [О.В. Сынашенко, Е.П. Ткач, И.П. Бурый, Л.В. Однедворець, С.И. Проценко, Н.И. Шумакова] // ВАНТ. – 2009. – № 6. – С. 169–174.
176. Protsenko S.I. Diffusion processes in nanoscale two-layer film systems based on Fe and Cu or Fe and Cr / [S.I. Protsenko, O.V. Synashenko, Y. Zabala, M. Marszalek] // J. Surf. Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2011. – V. 5, № 4. – P. 787–790.
177. Synashenko O. AES studies of diffusion processes in Cu/Fe multilayers / [O. Synashenko, Y. Zabala, M. Marszalek, K. Marszalek, I. Pazukha, I. Protsenko] // XLII Zakopane school of physics international symposium. – 2008. – P.43.
178. Сынашенко О.В. Диффузионные процессы в двухслойных пленочных системах на основе Fe и Cr или Fe и Cu / [О.В. Сынашенко, А.И. Салтыкова, Х. Ширзадфар, И.Е. Проценко] // Матеріали 9-ї Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах». – Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2009. – С. 88-89.
179. Синашенко О.В. Дифузійні процеси в нанорозмірних плівкових системах на основі Fe і Cu та Fe і Cr / [О.В. Синашенко, С.І. Проценко] // Тези

- доповідей IV Міжнародної науково-практичної конференції «Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій». – Запоріжжя, 2008. – С. 154-156.
180. Сынашенко О.В. Магниторезистивные свойства пленок Fe и мультислоев на их основе / [О.В. Сынашенко, Д.Н. Кондрахова, И.Е. Проценко] // Ж. нано- электрон. физ. – 2010. – Т. 2, № 4. – С. 96-114.
181. Проценко С.И., Черноус А.Н. Методика разделения вклада зернограничного и поверхностного рассеяния в величину удельного сопротивления и ТКС металлических пленок // ВАНТ. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники. – 1999. – Т.2, №10. – С.107-109.
182. Забіла Є.О. Вплив розсіювання електронів на міжфазній межі на величину коефіцієнта тензочутливості металевих плівок / [Є.О. Забіла, Л.В. Однодворець, С.І. Проценко, А.М. Черноус] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2003. – №8(54). – С. 71-78.
183. Пазуха І.М. Вплив інтерфейсного розсіювання на електрофізичні властивості плівкових матеріалів / [І.М. Пазуха, С.І. Проценко] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2005. – № 8(80). – С. 148 – 153.
184. Artunc N. The effect of grain boundary scattering on the electrical resistivity of single-layered silver and double-layered silver/chromium thin films / [N. Artunc, M.D. Bilge, G. Utlu] // Surf. Coat. Technol. – 2006. – V.1, №4. – P. 1382-1389.
185. Bailey W.E. Electronic scattering from Co/Cu interfaces: In situ measurement and comparison with theory / [W.E. Bailey, S.X. Wang, E.Yu. Tsymbal] // Phys.Rev.B. – 2000. – V.61, №2. – P.1330 - 1335.
186. Свиркова Н.Н. Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, вып. 3. – С. 14 – 19.
187. Zhang S. Interplay of the specular and diffuse scattering at interface of magnetic

- multilayers / [S. Zhang, P.M. Levy] // *Phys. Rev. B.* –1998. – V. 57, № 9. – P. 5336–5339.
188. Schep K.M. Theory of interface resistance / [K.M. Schep, J.B.A.N. van Hoof, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer, J.E. Inglesfield] // *J. Magn. Magn. Mater.* –1998. – V. 177-181. – P. 1166–1167.
189. De Vries J.W.C. Interface scattering in triple layered polycrystalline thine Au/X/Au films (X=Fe, Co, Ni) // *Solid State Commun.* – 1998. – V. 65, №3. – P. 201-204.
190. Vand V. Theory of the irreversible electrical resistance changes of metallic films evaporated in vacuum // *Pros. Phys. Soc.* – 1943. – № 55. – P. 222-246.
191. Опанасюк Н.М. Розмірно-кінетичні явища в тонких плівках хрому, міді та кобальту з низькою концентрацією дефектів кристалічної будови: автореф. дис...к. ф.-м. наук: 01.04.07 / СумДУ. – Суми, 1999. – 19 с.
192. Marszalek M. Influence of the roughness of the buffer layer on the magnetoresistance of Co/Cu multilayers / [M. Marszalek, J. Jaworski, V. Voznyi, O. Bolling, B. Sulkio-Cleff] // *Phys. Stat. Sol. B* – 2002. – № 3. – P. 653-658.
193. Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз. – Москва: Машиностроение, 1991. – 447 с.
194. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции / Под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. – Москва: Мир, 1982. – 576 с.
195. Whipple R.T.P. Diffusion in metals // *Phil. Mag.* – 1954. – V. 45. – P. 1225-1300.
196. Егоров В.К. Применение РОР-спектроскопии для изучения диффузии в пленочных структурах / [В.К. Егоров, П.В. Куркин] // *Поверхность: Физика, химия, механика.* – 1995. – № 5. – С. 84-91.
197. Лариков Л.Н., Исайчев В.И. Диффузия в металлах и сплавах. – Киев: Наукова думка, 1987. – 473 с.
198. Волошко С.М., Гусак А.М., Климачев И.И., Сидоренко С.И., Шалаев А.М.

- Теоретические модели описания диффузии в двухслойных тонкопленочных системах. – Киев: ВИНТИ, 1989. – 54 с.
199. Шпилевский Э.М., Шпилевский М.Э. Тонкие пленки в электронике, МСТПЭ-12. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001. – 120 с.
200. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Том 2. / Под ред. Н.П. Лякишева. – Москва: Машиностроение, 1996. – 1022 с.
201. Levin A.A. X-ray investigation of metastable crystalline phases in co-deposited Fe-Cr alloy nanometer films / [A.A. Levin, D.C. Meyer, A. Tselev, A. Gorbunov, W. Pompe, P. Paufler] // J. Alloys and Comp. – 2002. – V. 334. – P. 159-166.
202. Gupta A. Interface modification in Fe/Cr epitaxial multilayers using swift heavy ion irradiation / [A. Gupta, D. Kumar] // Nucl. Instr. Meth. Phys. B. – 2006. – V. 244. – P. 202-205.
203. Гесь А.П. Спиральные домены в монокристаллических пленках ферритов-гранатов в статических магнитных полях / [А.П. Гесь, В.В. Федотова, А.К. Богущ, Т.А. Горбачевская] // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 52, вып. 9. – С. 1079-1081.
204. Стогней О.В. Изотропное положительное магнитосопротивление наногранулированных композиционных материалов $\text{Co-Al}_2\text{O}_n$ / [О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, С.Ф. Авдеев, М.Н. Копытин] // ФТТ. – 2007. – Т. 49, вып. 1. – С. 158-164.
205. Sugawara T. Study of giant magnetoresistance behavior in sputter-deposited Cr-Fe alloy films / [T. Sugawara, K. Takanashi, K. Hono, H. Fujimori] // J. Magn. Mater. – 1996. – V. 159. – P. 95–102.
206. Васьковский В.О. Элементы гранулированного состояния в многослойных пленках Co/Cu / [В.О. Васьковский, А.А. Ювченко, В.Н. Лепаловский, Н.Н. Щеголева, А.В. Свалов] // ФММ. – 2002. – Т. 93, № 3. – С. 43-49.
207. Синашенко О.В. Кореляція між структурно-фазовим станом і електрофізичними властивостями плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів / [О.В. Синашенко, І.М. Пазуха, І.Ю.Проценко, І.В. Чешко] // Матеріали конференції «Сучасні проблеми фізики твердого тіла». – Київ. –

2007. – С. 158.
208. Ткач Е.П. Электрофизические и магниторезистивные свойства наноразмерных пленочных систем на основе Fe и Pd или Fe и Cu / [Е.П. Ткач, О.В. Сынашенко, Л.В. Ордворец, А.В. Пилипенко, И.Е. Проценко] // Материалы IV Международной научной конференции «Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур». – Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2010. – С. 38-42.
209. Проценко С.І. Феноменологічна модель електрофізичних властивостей гранульованих плівкових сплавів / [С.І. Проценко, Л.В. Ордворець, І.В. Чешко] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2008. – №1. – С.22-27.
210. Synashenko O.V. Magnitoresistive properties of multilayer film systems based on Fe/Cu and Fe/Cr / [O.V. Synashenko, C.J. Panchal, I.Yu. Protsenko] // Ж. нано-електрон. фіз. – 2009. – Т. 1, № 3. – С. 16-23.
211. Cheshko I.V. Crystal structure and magnetoresistance of multilayer films based on Fe and Pd or Cr / [I.V. Cheshko, S. Nepijko, L.V. Odnodvoret, O.V. Synashenko, O.P. Tkach, I.Yu. Protsenko] // International Workshop Magnetic Phenomena in Micro- and Nano-Structures. – Донецк: ДНУ, 2010. – С. 158-159.
212. Чешко И.В. Магниторезистивные свойства пленочных материалов со спин-зависимым рассеиванием электронов / [И.В. Чешко, О.В. Сынашенко, С.И. Проценко, Н.И. Шумакова] // Тези доповідей 2-ї Всеукраїнської наукової конференції молодих вчених «Фізика низьких температур». – Харків: ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна, 2009. – С. 110.
213. Синашенко О.В. Магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем Cu/Fe і Fe/Cr / [О.В. Синашенко, Є.О. Забіла, Л.В. Ордворець, І.Ю. Проценко, М. Маршалек] // Тезиси докладов II-й Международной школы-семинара молодых ученых «Рост кристаллов». – Харьков: Институт монокристаллов НАН Украины, 2008. – С. 38.
214. Синашенко О. Магніторезистивні та магнітооптичні властивості нанокристалічних плівкових матеріалів на основі Co, Cu, Ag, Au та Fe / [О. Синашенко,

- I. Чешко, С. Проценко, Н. Шумакова] // Матеріали Всеукраїнської науково-практичної конференції «Фізика, технічні науки: стан, досягнення і перспективи». – Полтава: ПДПУ ім. В.Г. Короленка, 2008. – С. 11-15.
215. Marszalek M. Magnetoresistive properties of nanocrystalline films based on Cu and Fe / [M. Marszalek, O. Synashenko, Ye. Zabala, I.Yu. Protsenko] // XLIV Zakopane School of Physics international symposium. – 2009.
216. Олнодворець Л.В. Магніторезистивні властивості плівкових матеріалів на основі Fe і Pd та Fe і Cu / [Л.В. Олнодворець, О.В. Синашенко, О.П. Ткач, І.Ю. Проценко] // Матеріали II-ї Міжнародної конференції «Сучасні проблеми фізики конденсованого стану». – Київ: КНУ ім. Т. Шевченка, 2010. – С. 17.
217. Олнодворець Л.В. Магніторезистивніе свойства многослойных пленочных материалов с различной степенью взаимной растворимости / [Л.В. Олнодворець, О.В. Сынашенко, И.Е. Проценко] // Тезисы II Международной научной конференции «Наноструктурные материалы – 2010: Беларусь, Россия, Украина». – Киев: Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАНУ, 2010. – С. 611.
218. Андре В., Валента Л., Малек З. Тонкие ферромагнитные пленки. – М.: Мир, 1964. – 360 с.
219. Чеботкевич Л.А. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co / [Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, И.Н. Буркова, А.В. Корнилов] // ФММ. – 2000. – Т. 89, № 3. – С. 56-61.
220. Barnas J. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: theory and experiment / [J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camlej, P. Grunberg, W. Zinn] // Phys. Rev. B – 1990. – V. 42, № 13. – P. 8110-8120.
221. Kitada M. Magnetoresistance and microstructure of sputtered Au-Co thin films // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – V. 208. – P. 244–250.
222. Sugawara T. Study of giant magnetoresistance behavior in sputter-deposited Cr-Fe alloy films / [T. Sugawara, K. Takanashi, K. Hono, H. Fujimori] // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159. – P. 95–102.

223. Drovosekov A.B. Investigations of Fe/Cr multilayer structures with ultrathin iron layers / [A.B. Drovosekov, N.M. Kreines, M.A. Milyaev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – V. 290-291. – P. 157–160.
224. Буравихин В.А., Христосенко В.С. Физика магнитных пленок. – Иркутск: Типография ИОУП, 1967. – 304 с.
225. Завражная Е.М. Диаграмма состояний антиферромагнитных фторида кобальта / [Е.М. Завражная, Г.К. Чепурных] // *ФТТ.* – 2006. – Т. 48, вып. 7. – С. 1239–1243.
226. Sadashivaiah P.J. Structural, magnetic and electrical properties of Fe/Cu/Fe films / [P.J. Sadashivaiah, T. Sankarappa, T. Sujatha, Santoshkumar, R. Rawat, P. Sarvanan] // *Vacuum.* – 2010. – V. 85. – P. 466-473.
227. Аронзон Б.А. Особенности эффекта Холла в двухслойных пленках Cr/Co / [Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский В.О., С.Н. Николаев, Д.Ю. Ковалев, Н.С. Петров, В.В. Рыльков] // *ФТТ.* – 2004. – Т. 46, вып. 8. – С. 1441-1445.
228. Xu W.J. Scaling law of anomalous Hall effect in Fe/Cu bilayers / [W.J. Xu, B. Zhang, Z. Wang, S.S. Chu, W. Li, Z.B. Wu, R.H. Yu, X.X. Zhang] // *Eur. Phys. J. B.* – 2008. – V. 65. – P. 233-237.
229. Sato H. Oscillations of Hall resistivity and thermoelectric power in Co(Fe)/Cu multilayers / [H. Sato, Y. Kobayashi, Y. Aoki, Y. Saito, K. Inomata] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – V. 156. – P. 247–249.
230. Лобода В.Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / [В.Б. Лобода, В.О. Кравченко, Ю.О. Шкурдода] // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 21-27.
231. Lenssen K.-M.H. Giant magnetoresistance and its application in recording heads / [K.-M.H. Lenssen, H.W. van Kesteren, Th.G.S.M. Rijks, J.C.S. Kools, M.C. de Nooijer, R. Coehoorn, W. Folkerts] // *Sens. Actua. A.* – 1997. – V. 60. – P. 90-97.
232. Marszalek M. The effect of surfactants on the growth of Co/Cu multilayers/ [M. Marszalek, A.Polit, V.Tokman, Y.Zabila, I.Protsenko] // *Surf. Sci.* – 2007. – V. 601. – P. 4454 – 4458.