

Monografia de Pós-graduação
R\$ 15,00

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do Comportamento Magnético e
Magnetoresistivo em Multicamadas de Filmes
Finos *

Luis Gustavo Pereira

Tese realizada sob a orientação
dos Drs. W. H. Schreiner e I.
J. R. Baumvol apresentada ao
Instituto de Física da UFRGS,
em preenchimento parcial dos
requisitos para a obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre

1994

*Trabalho parcialmente financiado por CNPq e CAPES.

UFRGS
Instituto de Física
Biblioteca

FT 75.50.B
PU 302

15420
15420

Aos meus pais,
Assis e Aguilar Pereira

Agradecimentos

O ser humano é um ser sociável, não sobrevive sozinho. Um físico experimental, além de ser humano precisa de colaboradores. Por isto, esta página é dedicada não somente às pessoas que colaboraram com o meu trabalho, mas também aquelas que estiveram presentes no dia-a-dia e que de uma forma ou outra me auxiliaram nesta *batalha*.

Agradeço

aos meus orientadores W. H. Schreiner e I. J. R. Baumvol por terem me acolhido no Laboratório de Filmes Finos e me incentivado à pesquisa em Física Experimental, assim como pela confiança que depositaram no meu trabalho;

ao Prof. Albert Fert por ter me recebido junto ao Laboratoire de Physique des Solides, orientando o meu trabalho de estágio de forma entusiástica e pelas inúmeras discussões tanto em Física como em outros assuntos;

aos Professores S. R. Teixeira, F. P. Missel e M. Baibich por terem me auxiliado durante o meu período de tese, colaborando bastante para a realização da mesma;

aos colegas D. H. Mosca, R. Hubler e D. K. Lottis que participaram intensamente na minha formação de físico experimental;

aos colegas João Francisco, Charles, Hercules, Rudi, Giba, Alaor, Krebs & Virgínia, Nisia e Schelp que estiveram presentes dando apoio durante o meu trabalho de tese;

aos colegas de Orsay F. Petroff, R. Morel, J-L. Duvail, J. Childress, L. W. Bernardi, L. Steren, P. Sotta e em especial A. Barthélémy e J. M. George com os quais tive o prazer de conviver intimamente dentro e fora do laboratório;

à Ana Catarina, Zuleika, Seu Joaquim e Arthur por seus serviços de grande valia.

Prefácio

Esta tese é resultado do trabalho de cooperação na formação de pessoal entre o Laboratório de Filmes Finos do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, com o Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, Orsay, França.

O trabalho teve início em agosto de 1989, sob a orientação dos Professores W. H. Schreiner e I. J. R. Baumvol, com a colaboração do Professor F. P. Missel (USP-São Paulo), desenvolvemos um estudo sobre o comportamento magnético e a formação de fases no sistema $Fe - Nd - B$. Dois anos após, na forma de doutorado sanduíche, trocou-se Porto Alegre por Orsay. Participando de diversos projetos de pesquisa ligados ao estudo da magnetoresistência gigante, sob a orientação do Professor Albert Fert, permanecemos por dois anos em Orsay, retornando ao Brasil em setembro de 1993.

Resumo

Este trabalho envolve o estudo de multicamadas de filmes finos magnéticos e está dividido em duas partes: estudo do comportamento magnético e formação de fases em sistemas de multicamadas de $Fe/Nd(B)$ e o estudo da magnetoresistência gigante em diversos sistemas.

Na primeira parte do trabalho estão dispostos os resultados do estudo do comportamento magnético e a formação de fases em sistemas de multicamadas de $Fe/Nd(B)$. Partindo de uma multicamada estudou-se a evolução magnética do sistema após implantação de B^+ e Fe^+ e tratamentos térmicos.

O estudo da magnetoresistência gigante está dividido em três itens: (a) análise do comportamento magnetoresistivo do sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$, onde se explorou de forma sistemática a otimização com respeito à magnetoresistência gigante; (b) estudo do efeito válvula de spin inverso, tema que está intimamente ligado ao modelo de duas correntes aplicado a sistemas de multicamadas; e (c) a obtenção de uma expressão analítica para a condutividade no modelo semiclássico de Camley-Barnaś aplicado a multicamadas de filmes finos magnéticos.

Abstract

This work concerns the study of magnetic thin film multilayers and is divided in two parts: study of the magnetic behavior and phase formation in the *Fe/Nd* multilayers systems and the study of the giant magnetoresistance in several systems.

In the first part of this work we present the results of the study of the magnetic behavior and phase formation in the *Fe/Nd* multilayers system. Starting from a multilayer we study the systems evolution after B^+ and Fe^+ ion implantation and annealing.

We divide the magnetoresistance study in three sections: (a) analysis of the magnetoresistive behavior of the *NiFe/Cu/Co/Cu* system, we explore on a systematic base the optimization of the giant magnetoresistance; (b) study of the inverse spin valve effect, which is deeply linked to the two-current model applied to multilayer systems and (c) obtention of an analytical expression for the semiclassical Camley-Barnaś model applied to magnetic thin film multilayers.

Índice

I	Introdução	2
II	Estudo do Comportamento Magnético e Formação de Fase em Filmes Finos de $FeNd(B, Fe)$	10
II.1	Apresentação das amostras	14
II.2	Técnicas de Análise	17
II.2.1	Retroespalhamento de Rutherford (RBS)	17
II.2.2	Espectroscopia Mössbauer de Elétrons de Conversão (CEMS)	19
II.2.3	Difração de Raios-X (XRD)	20
II.2.4	Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM)	21
II.3	Resultados Experimentais	23
II.3.1	Bicamadas de Fe/Nd	23
II.3.2	Multicamadas de Fe/Nd , $Fe/Nd(B)$ e $Fe/Nd(Fe)$	32
II.4	Conclusão	41
III	Estudo da Magnetoresistência Gigante no Sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$	44
III.1	Introdução: Acoplamento Magnético e Efeito Válvula de Spin	45
III.1.1	Acoplamento Magnético	45
III.1.2	Efeito Válvula de Spin	49
III.1.3	Interpretação do Efeito Válvula de Spin e Aplicação em Multicamadas Magnéticas	53

III.2 Medidas de Magnetoresistência	60
III.3 Introdução ao sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$	61
III.3.1 Apresentação do Sistema	62
III.4 Dados Experimentais	64
III.5 Sistema $NiFe_x/Cu_{50}/Co_y/Cu_{50}$	67
III.5.1 Introdução	67
III.5.2 Análise da Série $(NiFe)_x Cu_{50} Co_{50}$	68
III.5.3 Análise da Série $(NiFe)_{50} Cu_{50} Co_x$	72
III.6 Estudo do Comportamento Magnetoresistivo do Sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$ a Pequenas Espessuras de Cu	76
III.6.1 Introdução	76
III.6.2 Resultados Experimentais	77
III.6.3 Estudo do Comportamento Magnetoresistivo para amostras com es- pessuras de Cu fixada em $1.07nm$	79
III.7 Discussão e Conclusão	82
IV Efeito de Válvula de Spin Inverso: Um Teste Para o Modelo de Duas Correntes	91
IV.1 Efeito de Válvula de Spin Inverso	92
IV.2 Apresentação das amostras	95
IV.3 Observação do Efeito Válvula de Spin Inverso	99
IV.4 Discussão	101
IV.5 Conclusão	106
V Uma Solução Analítica para o Modelo Semiclássico de Camley-Barnás Aplicado à Magnetoresistência Gigante	107
V.1 Introdução	107

Índice	iii
V.2 Considerações Gerais	110
V.3 Cálculo da Condutividade	113
V.3.1 Solução da Equação de Boltzmann no Caso de Inversão de Spin . .	113
V.3.2 Expressão Geral para $A_{\sigma i}(v_z)$	115
V.3.3 Expressão Analítica para a Condutividade em Multicamadas	119
V.4 Efeitos de Temperatura	121
V.5 Comparação Entre a Teoria e os Resultados Experimentais	122
V.6 Conclusão	129
VI Conclusões	131

Relação das Tabelas

II.1	Tabela dos parâmetros de Mössbauer para as multicamadas Fe/Nd (A), Fe/Nd tratada termicamente a $600^{\circ}C$ ($A(600^{\circ}C)$), $Fe/Nd(B)$ (B) e $Fe/Nd(B)$ recozida a $600^{\circ}C$ ($B(600^{\circ}C)$).	38
II.2	Relação dos campos coercivos(Oe) para as multicamadas (A) Fe/Nd , $Fe/Nd(B)$, $Fe/Nd(Fe)$ e as mesmas após o (B) tratamento térmico a $600^{\circ}C$	41
III.1	Tabela de MR para diferentes espessuras de Co e $NiFe$	81
III.2	Tabela de $MR_{H=0}$ para diferentes espessuras de Co e $NiFe$	81
V.1	Tabela dos coeficientes para as curvas experimentais das resistividades massivas do Cu , Cr , Co e Fe	122
V.2	Tabela dos coeficientes para as curvas experimentais das resistividades ρ^{11} massivas para o Co e Fe	122

Relação de Figuras

I.1	Representação esquemática de uma multicamada	3
I.2	Distribuição de energia do fluxo de partículas que chegam ao substrato por desbastamento a uma pressão de 10 mT, com uma distância de 6 cm entre o alvo e o substrato, e por evaporação térmica.	5
II.1	Cronologia do desenvolvimento de ímãs desde 1900.	11
II.2	Diagrama de fases para o sistema $Fe - Nd$ proposto por Schneider et alii.	12
II.3	Esquemática do sistema de deposição UMS500P Balzers.	14
II.4	Figura esquemática das amostras de Fe/Nd , em <i>a</i>) a bicamada Fe_{500}/Nd_{500} e em <i>b</i>) a estrutura de multicamada Fe_{80}/Nd_{80}	15
II.5	Figura esquemática de uma experiência de retroespalhamento de Rutherford.	17
II.6	Figura esquemática do aparato usado para medidas de Mössbauer.	19
II.7	Figura esquemática do aparato usado para as medidas de raios-X.	21
II.8	Figura esquemática do aparato usado para as medidas de magnetização.	22
II.9	Espectro de RBS da bicamada Fe_{500}/Nd_{500} (<i>a</i>) "como depositada" e (<i>b</i>) após o tratamento térmico a uma temperatura de $300^{\circ}C$	25
II.10	Espectro de RBS da bicamada Fe_{500}/Nd_{500} , após os tratamentos térmicos em temperaturas de (<i>a</i>) 400 e (<i>b</i>) $600^{\circ}C$	26
II.11	Espectro de raios-X para as bicamadas (<i>a</i>) como depositada e tratadas termicamente a (<i>b</i>) 100, (<i>c</i>) 200, (<i>d</i>) 300, (<i>e</i>) 400, (<i>f</i>) 500 e (<i>g</i>) $600^{\circ}C$	27

II.12	Curvas de histerese magnética para as bicamadas Fe_{500}/Nd_{500} após os tratamentos térmicos de (a) 100 e (b) $600^{\circ}C$	28
II.13	Espectro de RBS das bicamadas "como depositada" (linha cheia) e após tratamento térmico de $600^{\circ}C$ durante 60 minutos (linha pontilhada). . . .	30
II.14	Simulação de uma curva de histerese magnética para um sistema composto por duas fases magnéticas independentes.	31
II.15	Espectro de RBS para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} (linha cheia), (b) $Fe/Nd(B)$ (linha tracejada) e (c) $Fe/Nd(B)$ (linha pontilhada).	32
II.16	Espectro de RBS da multicamada Fe_{80}/Nd_{80} após um tratamento térmico de 150 min a $600^{\circ}C$. As linhas cheia e pontilhada corresponde ao resultado experimental e à simulação via RUMP, respectivamente.	34
II.17	Espectro de raios-X para as multicamadas Fe_{80}/Nd_{80} . (a) multicamada como depositada e (b) após tratamento térmico a $600^{\circ}C$	35
II.18	Espectro CEMS para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} b $Fe_{80}/Nd_{80}(B)$, c $Fe_{80}/Nd_{80}(Fe)$ e d Fe_{80}/Nd_{80} após tratamento térmico de $600^{\circ}C$	36
II.19	Curvas de magnetização para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} b $Fe_{80}/Nd_{80}(B)$, c $Fe_{80}/Nd_{80}(Fe)$ e d Fe_{80}/Nd_{80} após tratamento térmico de $600^{\circ}C$	40
III.1	Representação esquemática do acoplamento antiferromagnético numa multicamada	46
III.2	Tabela de elementos espaçadores onde foram encontrados acoplamento de troca, tendo o Co como elemento magnético [7]	48
III.3	Magneto-resistência para super-redes de Fe/Cr [1].	49
III.4	Oscilações da magneto-resistência para os sistemas Fe/Cu e Co/Cu	51
III.5	Representação esquemática de um sistema granular. As "bolhas" representam os grânulos magnéticos embebidos dentro da matriz composta de uma metal não magnético	52

III.6	Representação esquemática da difusão dependente do spin numa multicamada. A figura corresponde a) alinhamento ferromagnético; b) alinhamento antiferromagnético.	55
III.7	Representação esquemática da variação da resistividade de uma multicamada magnética com relação a um campo aplicado. Em <i>a</i> tem-se a curva de histerese magnética, em <i>b</i> a evolução magnetoresistiva e em <i>c</i> é mostrado uma visão simplificada do comportamento magnético das camadas.	57
III.8	Esquema da montagem experimental do sistema utilizado para fazer as medidas de magnetoresistência. Em <i>A</i> , tem-se o porta-amostra (a figura no canto direito superior mostra detalhadamente: a) posição da amostra, b) resistência de aquecimento e c) posição do <i>Carbon Glass</i>); <i>B</i> criostato; <i>C</i> eletroimã; <i>D</i> medidor de nível de Hélio; <i>E</i> haste do porta-amostra e <i>F</i> sensor Hall	58
III.9	Representação esquemática da geometria utilizada para as medidas de transporte	59
III.10	Multicamada de <i>NiFe/Cu/Co/Cu</i> esquematizada	65
III.11	Variação do campo coercivo do <i>Co</i> e do <i>NiFe</i> com as suas respectivas espessuras. Nas medidas feitas variando a espessura do <i>Co</i> , fixou-se as espessuras do <i>NiFe</i> e do <i>Cu</i> em 50Å. Para os experimentos onde se variou a espessura do <i>NiFe</i> as espessuras do <i>Co</i> e do <i>Cu</i> foram fixadas em 5nm.	66
III.12	MR \times H para a série $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$	69
III.13	Evolução da variação da resistividade $\Delta\rho$ com respeito à temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$	70
III.14	Evolução da resistividade ρ com respeito à temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$	71
III.15	MR \times t_{NiFe} para a série $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$ a T=4.2 e 300K	72

III.16	Evolução da magnetoresistência com respeito a temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$	73
III.17	MR(4.2) e MR(300) para diversas espessuras de cobalto	74
III.18	MR x H para a série $NiFe_xCo_{50}$	75
III.19	MR(4.2)/MR(300) versus espessura (Co e NiFe)	76
III.20	MR vs t_{Cu}	78
III.21	MR _{max} /MR ₀ para as amostras $t_{Cu} = 1.07nm$ com $X=10,100$	80
III.22	Dependência da magnetoresistência com o número de períodos elementares.	83
III.23	MR para as amostras $X=10,100$ da série $(NiFe)_X/Cu_{50}/Co_{50}$	85
III.24	MR para as amostras $X=10,100$ da série $NiFe_{50}Cu_{50}Co_X$	86
III.25	MR para as amostras da série $NiFe_{50}/Cu_X/Co_{20}/Cu_X$	87
III.26	Medidas de magnetoresistência para as amostras $X=10,100$ da série $(NiFe)_{50}/Cu_{10.7}/Co_X/Cu_{10.7}$	88
III.27	MR para as amostras $X=10,100$ da série $(NiFe)_X/Cu_{10.7}/Co_{50}/Cu_{10.7}$	89
IV.1	Figura esquemática para o efeito de válvula de spin nas configurações de (a) efeito normal e (b) inverso.	94
IV.2	Figura esquemática da multicamada $Fe/Cr/Fe/Cu/Fe$	96
IV.3	Curvas de (a) magnetoresistência, (b) histerese magnética e (c) uma figura esquemática para o sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{16}/Fe_{24}$	98
IV.4	Curvas de magnetoresistência para as multicamadas a $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_X/Fe_{15}$, onde $X = 12, 16$ e 20 e a curva de histerese magnética sobreposta à curva de magnetoresistência para o sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{16}/Fe_{24}$ b.	100
IV.5	Variação da magnetoresistência gigante com a espessura de Cu. A parte superior da figura corresponde ao sistema Fe/Cu , ou seja, a magnetoresistência normal. A parte inferior estão colocados os resultados obtidos para o efeito de válvula de spin inverso	102

IV.6	Figura esquemática da magnetoresistência anisotrópica (a) altas temperaturas e (b) baixas temperaturas e (c) curvas experimentais de resistividade feitas nas direções de corrente paralela ($I//H$) e perpendicular ($H\#I$) ao campo magnético aplicado.	103
IV.7	Evolução da magnetoresistência segundo a situação II, veja o texto.	105
V.1	Multicamada esquematizada	112
V.2	Comparação entre os resultados experimentais obtidos por Parkin e a simulação para o sistema $Cr_9(Cr_9/Fe_{18})_N Cr_9$	124
V.3	Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a magnetoresistência e a resistividade no sistema (Co_{15}/Cu_X) a $T = 4.2K$	126
V.4	Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a magnetoresistência e a resistividade no sistema (Co_{15}/Cu_X) a temperatura de $300K$	127
V.5	Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a variação da magnetoresistência com a temperatura para o sistema (Co_{15}/Cu_9)	128

Capítulo I

Introdução

Define-se como filme fino a estrutura onde as propriedades, as quais deseja-se investigar, são influenciadas pelos efeitos de interface. Esta definição não determina uma espessura "universal" para que um sistema seja considerado um filme fino. A espessura de um filme fino é determinada pelo tipo de material usado e pelas propriedades físicas de interesse. Uma certa estrutura pode ter as propriedades de filme fino para experimentos de ótica, por exemplo, e no entanto ter um comportamento magnético característico de um sistema massivo.

Uma bicamada de filmes finos é uma estrutura composta por duas camadas de filme fino sobrepostas. Um sanduíche de filmes finos é constituído de uma camada de filme fino de um elemento *A* interfaceada, em ambos os lados, por camadas de um elemento *B*. Quando a estrutura modulada apresentar mais de três camadas de filmes finos, ela é denominada de *multicamada*. Uma super-rede é uma estrutura modulada (tal qual a multicamada), onde cada camada possui um número inteiro de planos atômicos com simetrias e espaçamento interatômicos nos planos dos dois materiais coerentes.

A espessura de uma camada de filme fino é, geralmente, dada em Ångstroms (10^{-1} nm)¹, entretanto existem alguns textos que utilizam como parâmetro a monocamada, *ML* (*mo-*

¹Ångstroms não é unidade do Sistema Internacional (SI), entretanto a grande maioria dos trabalhos publicados nesta área usam esta unidade para especificar as espessuras das camadas.

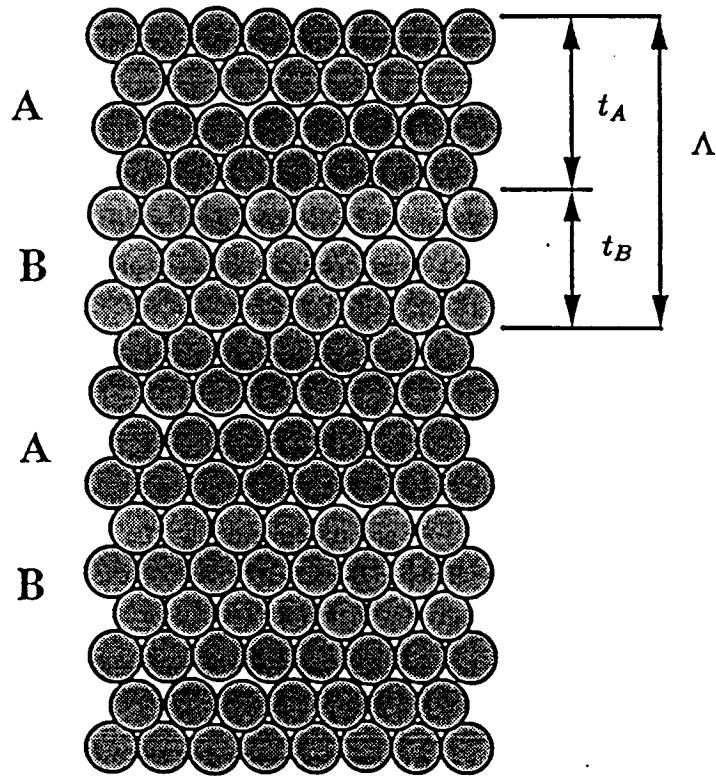


Figura I.1: Representação esquemática de uma multicamada

nolayer). Uma monocamada corresponde ao diâmetro ocupado por um átomo e depende do elemento, por exemplo, $1 ML_{Fe} \simeq 0.235nm$.

A espessura de uma camada de um material A é designada por t_A (*thickness*). Para uma multicamada composta pela repetição de N vezes a bicamada formada de $t_A nm$ de um elemento A e $t_B nm$ um elemento B adota-se a notação: $(A_{t_A}/B_{t_B})_N$. O termo entre parênteses é chamado de célula química unitária da multicamada. A soma das espessuras individuais de cada camada da célula unitária é chamada de período elementar da multicamada, $\Lambda = t_A + t_B$. A figura I.1 mostra uma representação esquemática de uma multicamada.

Multicamadas de filmes finos magnéticos são estruturas moduladas de filmes finos onde,

no mínimo uma das camadas é composta por elementos magnéticos. Denomina-se de espaçador a camada de elemento não magnético que compõe a multicamada magnética. Uma das primeiras propriedades interessantes previstas para filmes finos magnéticos foi a anisotropia perpendicular induzida pelos efeitos de interface, feita em 1954 por Louis Néel [1]. Entretanto, a dificuldade de se elaborar uma estrutura com tais características não permitiu a observação deste tipo de comportamento na época.

O avanço tecnológico destes últimos anos tem permitido não só a elaboração de uma infinidade de novos materiais, mas também caracterizá-los. Desta forma, em pouco tempo a física de filmes finos apresentou um surpreendente crescimento, ocupando um lugar de destaque dentro das linhas de pesquisas em física. As técnicas de deposição de filmes finos mais difundidas, dentro de centenas de outras, são: o desbastamento iônico (*sputtering*) e a evaporação térmica. O desbastamento iônico consiste em bombardear um alvo² com íons ou um plasma ionizado de um determinado gás. O gás pode ser inerte (por exemplo, argônio) que não reage quimicamente com o material desbastado ou um gás reativo (nitrogênio, oxigênio) formando compostos durante a deposição. A pressão e a distância do alvo ao substrato controlam a distribuição de energia das partículas que chegam ao substrato. Para crescer um filme usando a técnica de evaporação térmica, geralmente se usa um sistema de canhão de elétrons colimados que incide sobre o alvo. Os elétrons são freados pelo alvo liberando energia sob a forma de calor. A taxa de evaporação é dada pela potência do feixe e pelas características físicas do material. Este tipo de sistema exige uma câmara de deposição a alto vácuo e a espessura do filme é controlada geralmente por um monitor de quartzo. Uma variante de evaporação é a chamada *Molecular Beam Epitaxy* ou simplesmente MBE, consiste em usar células de Knudsen ou um canhão de elétrons em vácuo ultra-alto (*ultrahigh vacuum* -UHV), tipicamente 10^{-11} Torr e que permite um grande controle sobre o material depositado. Esta técnica tem sido extensivamente usada para se

²A palavra *alvo* é comumente usada para designar o material que se está depositando.

fazer a deposição de super-redes. A figura I.2 faz uma comparação da energia dos átomos de *Cu* que chegam ao substrato sob uma deposição por desbastamento ou evaporação [2].

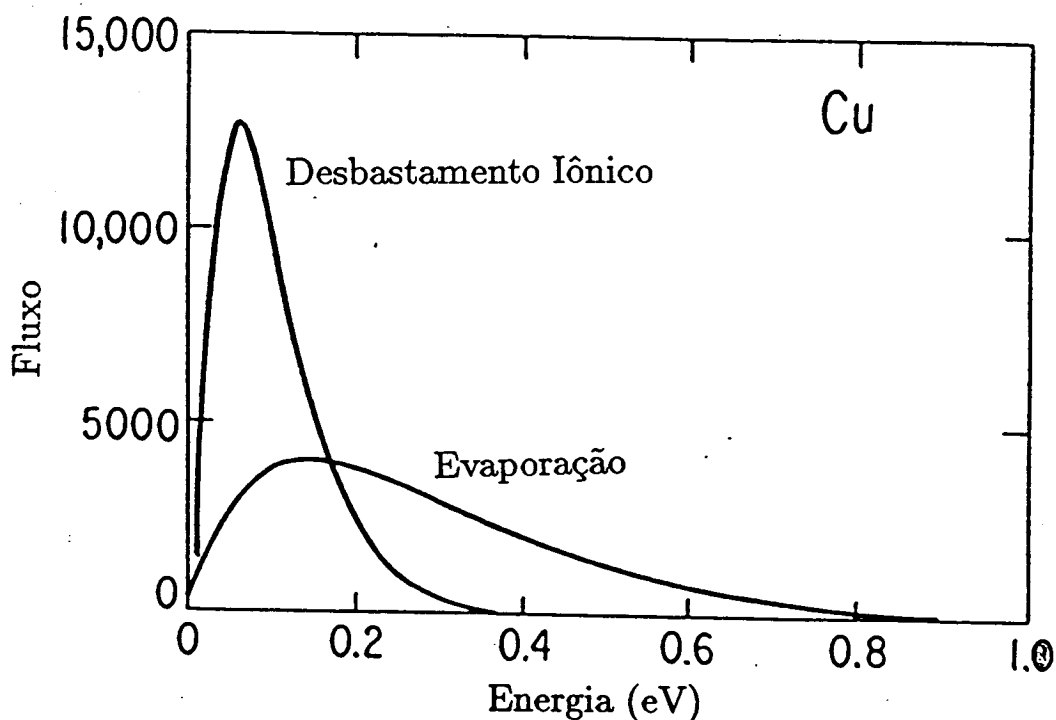


Figura I.2: Distribuição de energia do fluxo de partículas que chegam ao substrato por desbastamento a uma pressão de 10 mT, com uma distância de 6 cm entre o alvo e o substrato, e por evaporação térmica.

Com esta sustentação tecnológica, novos sistemas foram artificialmente "inventados". Com estes materiais surgiram novas propriedades e conseqüentemente novas teorias para tentar compreender os fenômenos observados. Previsões teóricas, tais como aquela feita por L. Néel, deixaram os papéis e tornaram-se realidades físicas. Dentre as propriedades magnéticas que aparecem em sistemas de baixa dimensionalidade tem-se:

- a. **Novas Fases.** A possibilidade de estabilizar novas fases cristalinas, que em sistemas

massivos somente existem em condições muito especiais, a técnica de filmes finos é atualmente uma poderosa ferramenta, pois permite não só o estudo da fase *in situ*, como também a análise das propriedades físicas destas fases. Um bom exemplo disto é a obtenção de uma fase *hcp* de *Fe*, quando depositado sobre *Ru* [3]. A formação de fases em multicamadas de filmes finos será discutida no capítulo II desta tese;

b. Efeitos de interface e superfície. Os momentos magnéticos dos terras raras são dados pelos elétrons da banda *f* que está situada no interior do átomo e desta forma sofrem menos os efeitos de interface ou superfície. Os únicos efeitos de baixa dimensionalidade que afetam os terras raras são as modificações do campo cristalino pela simetria dos diferentes sítios de interface e superfície. Por outro lado, para um metal de transição ferromagnético, a magnetização é dada pelos elétrons da banda *d*, que não são tão localizados e portanto são bastante sensíveis aos efeitos de interface e superfície. Estes efeitos em metais de transição ferromagnéticos podem mudar sensivelmente o valor das magnetizações, diminuindo ou aumentando-a;

c. Anisotropia de interface. Em multicamadas de filmes finos metálicos a quebra de simetria na superfície ou nas interfaces, imposta pela estrutura, implica num comportamento magnético anisotrópico para os momentos magnéticos superficiais ou interfaciais. Para filmes ultrafinos, ou multicamadas com espessuras bastante reduzidas de metal magnético, a contribuição dos efeitos de interface podem se tornar predominantes e orientar as magnetizações segundo a normal da superfície ou interfaces, como por exemplo o sistema *Fe/Nd* [27];

d. Efeitos de Acoplamento. Algumas das interessantes propriedades dos filmes finos é consequência da interação de troca entre as magnetizações de diferentes camadas magnéticas através da camada espaçadora não magnética. Esta propriedade tem sido intensamente estudada nestes últimos anos. Ela está relacionada com a interação de troca RKKY (Ruderman, Kittel, Kasuya e Yosida) [53], mas com um período de interação bem

maior do que aquele previsto pela teoria original. Os efeitos de acoplamento entre camadas magnéticas em uma multicamada apresentam um caráter oscilatório com respeito à espessura do material espaçador. Ou seja, dependendo da espessura os momentos magnéticos de duas camadas vizinhas podem estar acoplados ferromagneticamente (com os momentos magnéticos das camadas magnéticas vizinhas alinhados paralelamente) ou antiferromagneticamente (antiparalelamente). Os efeitos de acoplamento entre camadas magnéticas em uma multicamada serão discutidos no capítulo III;

e. **Propriedades de transporte.** Quando a espessura do filme fino for da ordem ou menor que o livre caminho médio dos elétrons de condução, o sistema começa a apresentar interessantes propriedades de transporte. Entre estas está a chamada magnetoresistência do tipo válvula de spin, ou também chamada de magnetoresistência gigante (ver capítulo III). Estes efeitos magnetoresistivos, dependendo do material, podem levar a variações de mais de 100% na resistividade do sistema. Este tipo de comportamento é um dos principais tópicos desta tese.

As possibilidades de aplicações ligadas às novas propriedades de transporte, como por exemplo a magnetoresistência gigante, têm sido um dos grandes suportes para a pesquisa de multicamadas magnéticas. Entre as possíveis aplicações estão:

- a. Armazenamento de dados perpendicular;
- b. Armazenamento de dados magneto-óticos;
- c. Cabeçote de leitura magnetoresistivo.

Mais recentemente G. A. Prinz [6] e M. Johnson [7] propuseram a fabricação de dispositivos microeletrônicos usando multicamadas de filmes finos magnéticos.

Esta tese está dividida em duas partes. A primeira delas, capítulo II, foi dedicada ao estudo do comportamento magnético e a formação de fases em bi e multicamadas de Fe/Nd . Em algumas dessas amostras foram implantados íons de B^+ ou íons de Fe^+ . Devido às diversas mudanças de interface, assim como a baixa dimensionalidade, este tipo

de sistema se comporta de forma especial. Suas características magnéticas não podem ser atribuídas como a soma das propriedades de cada camada individual. O objetivo desta pesquisa consiste em observar a variação do comportamento magnético do sistema, usando tratamentos térmicos, até a completa destruição do sistema modulado. O estudo foi sistematicamente desenvolvido num conjunto de experimentos, onde as amostras foram caracterizadas estrutural e magneticamente. Estes estudos foram transcritos em forma de artigos científicos e publicados em revistas especializadas na área [8, 9, 10]. Esta parte da tese foi realizada no Laboratório de Filmes Finos do IF-UFRGS em Porto Alegre, com a colaboração do Professor F. P. Missel da USP-São Paulo.

A segunda parte da tese consiste no estudo do fenômeno de transporte em multicamadas magnéticas denominado de válvula de spin (*spin valve*). Este estudo está dividido em três capítulos :

a. Estudo da magnetoresistência gigante em multicamadas de filmes finos de *NiFe/Cu/Co/Cu* (capítulo III), onde se desenvolveu sistematicamente um grande número de experimentos visando conhecer o comportamento desse tipo de sistema quanto às propriedades de transporte. Além do estudo de otimização do efeito de magnetoresistência gigante, este trabalho resultou na observação, pela primeira vez, do acoplamento de troca entre camadas de materiais diferentes como *NiFe* e *Co* através de camadas de *Cu*. Estes resultados estão publicados em revistas especializadas [11, 12];

b. Estudo da magnetoresistência inversa (capítulo IV). A magnetoresistência gigante "normal" prevê a diminuição da resistividade do material com o campo magnético aplicado. A teoria atualmente aceita para explicar o efeito, o modelo de duas correntes, inicialmente proposto por Mott [13], sugeria também a existência do comportamento inverso. Entretanto, este efeito não havia ainda sido confirmado. Baseado no modelo de válvula de spin, depositou-se um conjunto de amostras nas quais, se a teoria estivesse correta, o efeito inverso seria observado. As conseqüências destes experimentos são de grande importância para

a comprovação do modelo de Mott. Os resultados deste trabalho estão também publicados [14];

c. Uma solução analítica para a condutividade no modelo semiclássico de Camley-Barnás [15] aplicado à magnetoresistência gigante. Para tentar descrever o efeito de magnetoresistência em multicamadas de filmes finos, Camley-Barnás usaram a teoria semi-clássica de Boltzmann. Entretanto, devido à complexidade do problema, estes cálculos não mostram um resultado analítico. Mesmo os mais modernos trabalhos na área apresentam algumas restrições, tais como aproximações sobre o tipo de espalhamento considerado ou a aproximação denominada multicamada infinita. Neste trabalho encontrou-se uma expressão analítica para o modelo de Camley-Barnás. Este trabalho foi apresentado no Workshop em filmes finos realizado em Brasília [16] e está sendo redigido um artigo para ser submetido à publicação numa revista especializada.

Todos os trabalhos referentes à segunda parte desta tese foram desenvolvidos no Laboratoire de Physique des Solides em Orsay sob a orientação do Professor Albert Fert.

Capítulo II

Estudo do Comportamento Magnético e Formação de Fase em Filmes Finos de $FeNd(B, Fe)$

Neste capítulo estudar-se-á o comportamento magnético e a formação de fases em sistemas de multicamadas de filmes finos de Fe/Nd implantadas com B^+ ou Fe^+ .

A fase $Fe_{14}Nd_2B_1$ quando massiva tem como principal aplicação o uso em ímãs permanentes. Ímãs permanentes baseados em $FeNdB$ foram introduzidos no início dos anos 80. Estas ligas compõem o mais recente avanço na tecnologia de materiais magneticamente duros. A figura II.1 mostra os últimos progressos na área. O eixo x corresponde ao tempo (dado em anos) e o eixo y corresponde ao produto de máxima energia, $(BH)_{max}$ (parâmetro comumente usado para medir a qualidade do ímã) [17]. Como pode ser observado na figura, os ímãs de $Fe - Nd - B$ apresentam um produto $(BH)_{max}$ quatro vezes maior que os materiais usados na década de 60.

Os sistemas massivos $Fe - Nd$ e $Fe - Nd - B$ têm sido bastante explorados devido às suas qualidades de $(BH)_{max}$ alto. Este tipo de sistema faz parte do conjunto de ímãs permanentes denominados de *Superímãs*. Findler [18] foi o primeiro a reportar a existência de fases magneticamente duras em compostos ricos em Nd , usando microanálise em materiais sinterizados. Estas fases foram encontradas nos limites dos grãos, com uma fração

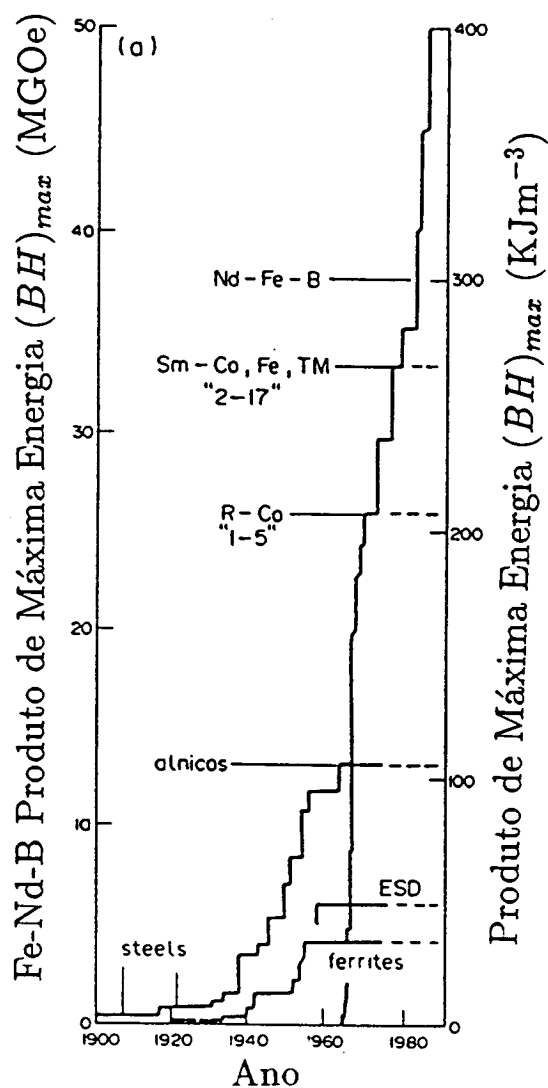


Figura II.1: Cronologia do desenvolvimento de ímãs desde 1900.

de volume de aproximadamente 10%. Os primeiros estudos em $Fe - Nd$ foram feitos por Drozzina and Janus [19], Croat [20], Coey [21] e Sagawa [22]. Estes autores encontraram diferentes fases metaestáveis em sistemas $Fe - Nd$. Estas fases foram recentemente identificadas por Schneider et alii [23] e denominadas de A_1 e A_2 . A primeira delas apresenta uma temperatura de Curie $T_C = 245^\circ C$ e é magneticamente dura; a temperatura de Curie

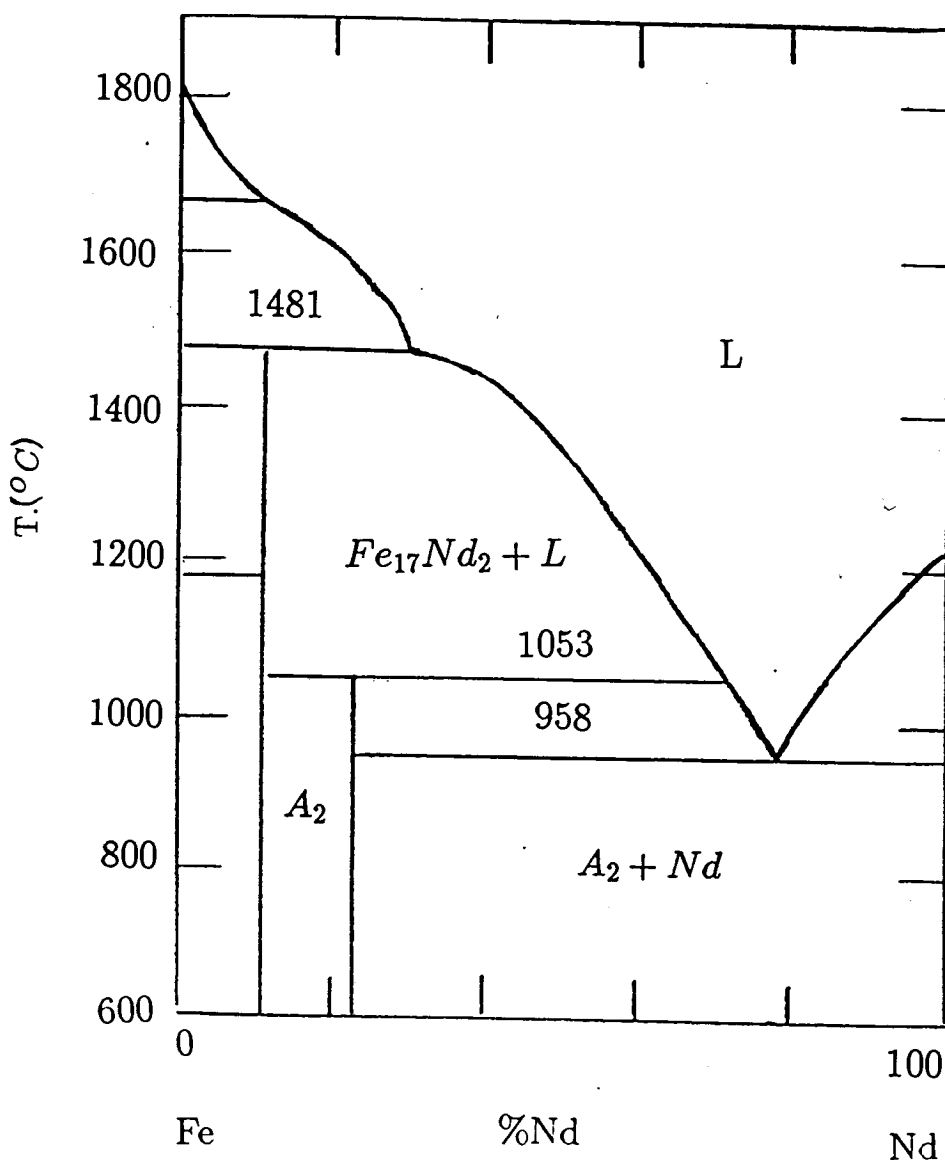


Figura II.2: Diagrama de fases para o sistema $Fe - Nd$ proposto por Schneider et alii.

para A_2 é um pouco menor, $T_C = 231^\circ C$, e é magneticamente mole. A fase A_2 aparece após o tratamento térmico de A_1 a $600^\circ C$. A_1 também é encontrada em compostos $FeNdB$. Considerando que A_1 também desaparece após o tratamento térmico a $600^\circ C$ em ligas $FeNdB$, os autores sugerem que o tratamento térmico desse sistema transforma A_1 em $Nd_2Fe_{14}B_1$. A fase A_2 foi identificada por Moreau et alii [24] como sendo Nd_5Fe_{17} . O diagrama de fases proposto por Schneider et alii [23] está mostrado na figura II.2. Apesar destes esforços restam muitas dúvidas sobre exatamente o que causa as excelentes

qualidades dos superímãs.

O crescente interesse em estudar multicamadas magnéticas tem como objetivo a busca de novas propriedades destas estruturas. Além de novas propriedades físicas, soma-se o fato de que um sistema de multicamadas pode servir como ponto de partida para o estudo de fases intermetálicas. Usando técnicas auxiliares tais como implantação iônica e tratamento térmico, pode-se encontrar fases metálicas de difícil obtenção em sistemas massivos. Espera-se, muitas vezes, obter informações em sistemas de filmes finos que podem explicar o comportamento massivo.

As pesquisas em filmes finos de $Fe - Nd$ têm crescido rapidamente em número neste últimos anos. Taylor et alii [25] estudaram as propriedades magnéticas em filmes amorfos de Nd_xFe_{1-x} e Nd_xCo_{1-x} . Sellmyer et alii [26] discutiram o relacionamento entre a microestrutura e as propriedades magnéticas em multicamadas de Fe/Nd . Hosoito et alii [27] observaram uma reorientação de spin do Ferro com a diminuição da temperatura nas multicamadas de Fe/Dy e Fe/Nd . Estes estudos foram estendidos, de maneira sistemática, por Mibu et alii [28]. Baczewisk et alii [32] encontraram uma forte anisotropia perpendicular ao plano, com altos campos coercivos e remanências a baixas temperaturas em multicamadas de Fe/Nd .

Partindo de filmes finos de Fe/Nd (bicamadas e multicamadas) e usando como técnicas auxiliares o tratamento térmico e a implantação de íons, propõe-se estudar o comportamento magnético e a formação de fases em sistemas de multicamadas de filmes finos Fe/Nd implantadas com B^+ ou Fe^+ . A próxima secção é dedicada à apresentação das amostras. Na secção seguinte, II.2, serão apresentadas, acompanhadas de uma breve discussão, as técnicas utilizadas para a caracterização das amostras. Na secção II.3 estão colocados os resultados experimentais, seguido da conclusão, secção II.4.

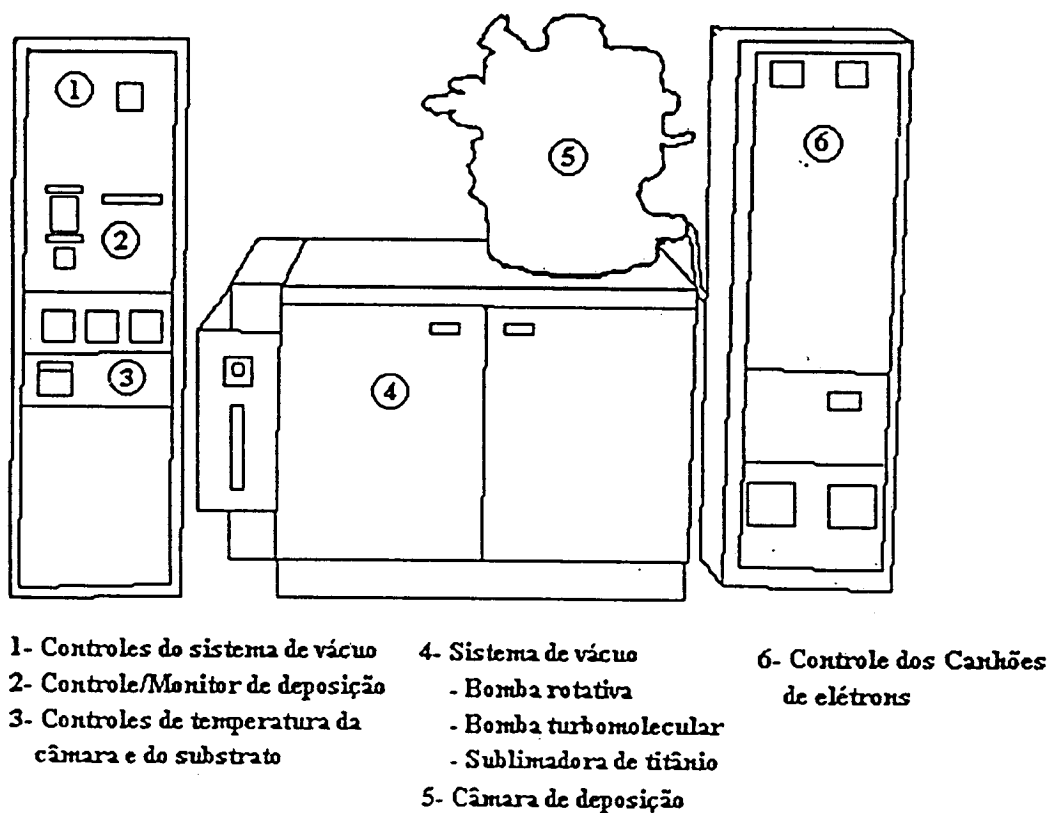


Figura II.3: Esquematização do sistema de deposição UMS500P Balzers.

II.1 Apresentação das amostras

As multicamadas de *Fe/Nd* foram preparadas por evaporação térmica, por canhão de elétrons a alto vácuo, em uma câmara de deposição Balzers UMS500P. A pressão de base foi de 10^{-8} mbar. A câmara de deposição UMS500P é equipada dos seguintes recursos

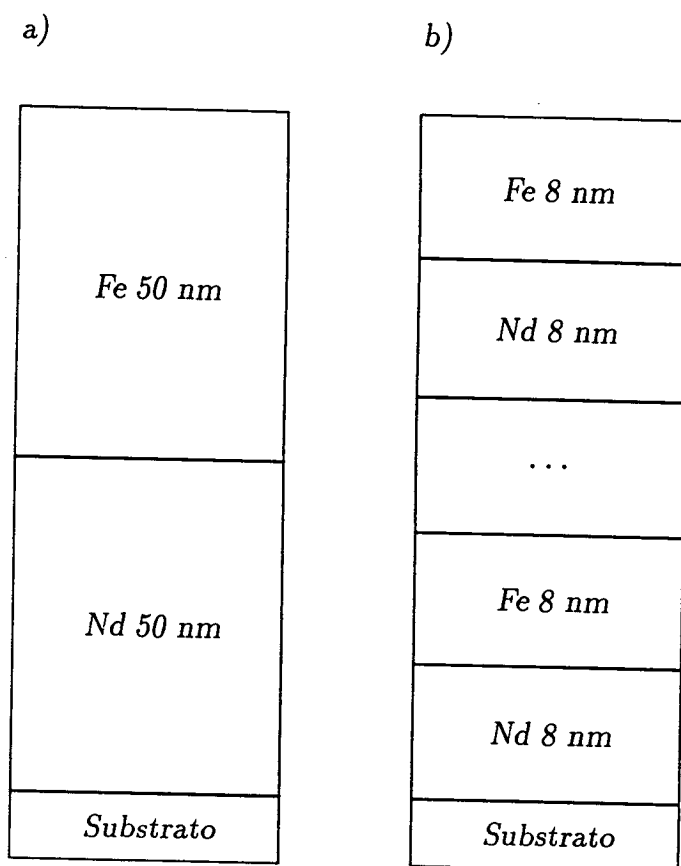


Figura II.4: Figura esquemática das amostras de Fe/Nd, em a) a bicamada Fe_{500}/Nd_{500} e em b) a estrutura de multicamada Fe_{80}/Nd_{80} .

(figura II.3):

- a. Dois sistemas diferentes de evaporação, mas que podem ser usados simultaneamente:
 - a.1. Dois canhões de elétrons reguláveis, tanto posição quanto energia do feixe de elétrons, que podem incidir em quatro cadinhos;
 - a.2 Um evaporador resistivo.
- b. Um medidor de espessura a base quartzo;
- c. Um porta amostra fixo que pode ser aquecido até $900^{\circ}C$;
- d. Um sistema de vácuo composto por uma bomba primária, uma turbo e uma sublimadora de titânio, com aquecimento integrado.

O controle da evaporação é automatizado, sendo que além dos recursos operacionais, conta-se com um analisador de gás residual que pode ser monitorado simultaneamente com a operação de deposição.

Nestes experimentos usaram-se duas séries de amostras:

a) Bicamadas de Fe_{500}/Nd_{500} . Para estas amostras usou-se como substrato silício (100) oxidado. Para evitar o problema de oxidação, devido ao contato com o ar, depositou-se primeiro Nd (veja figura II.4 a). A escolha destas espessuras, como será mostrado mais tarde, está vinculada ao tipo de caracterização a ser feita.;

b) Multicamadas de Fe_{80}/Nd_{80} , o número de bicamadas foi de 23 vezes, fazendo uma espessura total de $368nm$ (veja figura II.4 b). A multicamada foi depositada sobre um substrato de silício (111) oxidado. Este conjunto de amostras se subdivide em outros três:

a. Amostras como depositadas, que serão designadas simplesmente por Fe/Nd ;

b. Amostras implantadas com boro, simbolizadas por $Fe/Nd(B)$. As implantações com B^+ foram feitas com uma dose de $10^{16} íons/cm^2$ com uma energia de $150 keV$.

c. Amostras implantadas com Fe^+ , simbolizadas por $Fe/Nd(Fe)$. Estas implantações foram feitas com uma dose de $10^{16} íons/cm^2$ com uma energia de $250 keV$.

Os sistemas de bi e multicamadas de Fe/Nd foram tratados termicamente em vácuo (a pressão da câmara de recozimento era de $10^{-7} mbar$), visando observar a mistura entre os diferentes elementos junto às interfaces. Para as bicamadas as temperaturas utilizadas para os recozimentos foram de 100, 200, 300, 400, 500 e $600 ^\circ C$, num tempo de uma hora cada. As multicamadas Fe/Nd , $Fe/Nd(B)$ e $Fe/Nd(Fe)$ foram tratadas termicamente em temperaturas de $600 ^\circ C$ durante 150 minutos cada.

As amostras foram caracterizadas por Retroespalhamento de Rutherford - RBS, Espectroscopia Mössbauer - CEMS, Magnetômetro de Amostra Vibrante - VSM e por Difração de Raios-X - XRD.

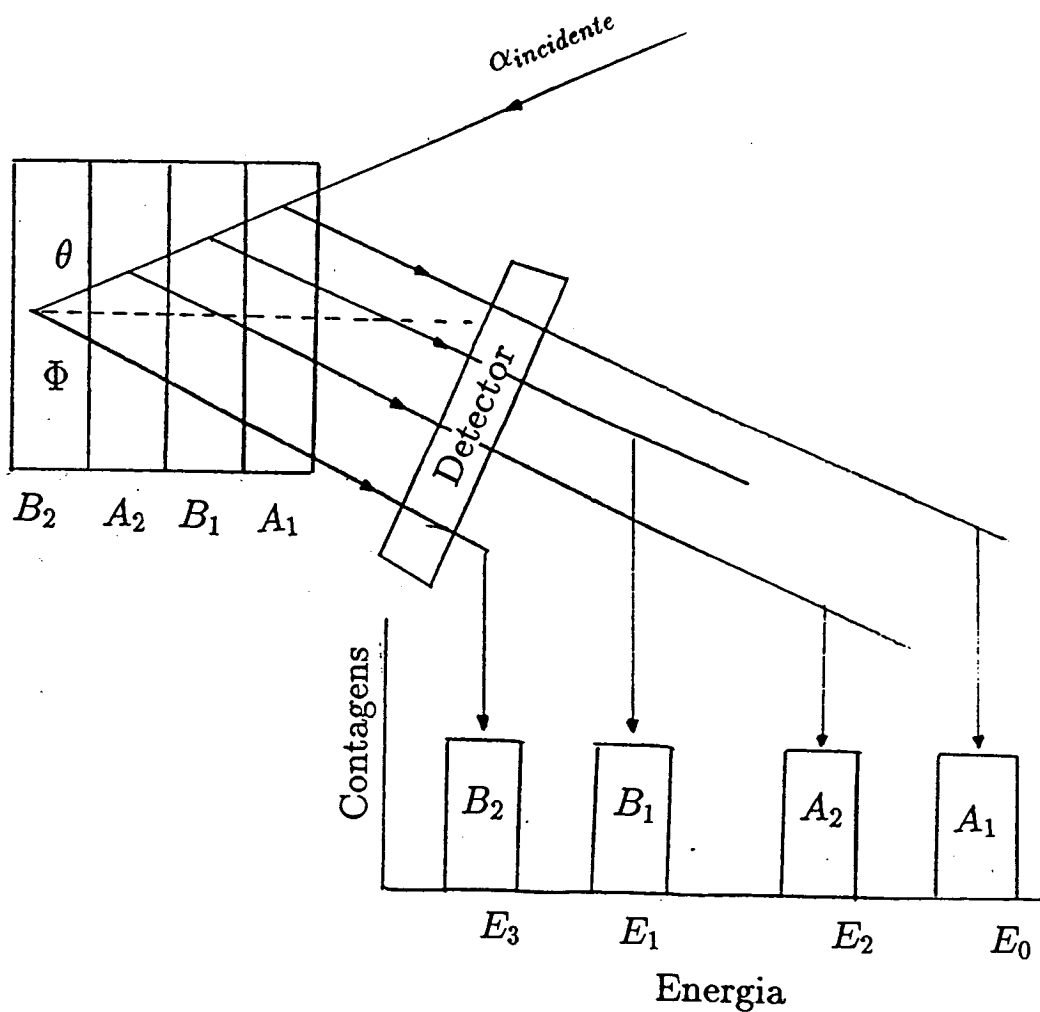


Figura II.5: Figura esquemática de uma experiência de retroespalhamento de Rutherford.

II.2 Técnicas de Análise

Esta secção é dedicada à apresentação das técnicas de análise de filmes finos utilizadas neste capítulo. Aqui não se pretende fazer uma discussão completa dessas técnicas, mas somente uma breve descrição de cada uma delas.

II.2.1 Retroespalhamento de Rutherford (RBS)

A técnica de retroespalhamento de Rutherford (*Rutherford Backscattering Spectrometry* -RBS), consiste em projetar um feixe monocromático de partículas α (núcleo de átomos de *He*) e medir a quantidade e a energia das partículas retroespalhadas a um determinado ângulo ϕ . Se o espalhamento for inelástico e ocorrerem apenas perdas de energia por freamento eletrônico, a partícula conterà informações sobre a profundidade em que se encontra e o tipo de átomo com o qual colidiu.

Para melhor explicar a técnica RBS usar-se-á um exemplo:

Supõe-se uma quadricamada de filme fino¹ constituído do empilhamento alternado de dois elementos (A e B) de números atômicos Z_A e Z_B ($Z_A > Z_B$), massas atômicas M_A e M_B e espessuras d_A e d_B , respectivamente. Um feixe de partículas α com energia E_0 incide na superfície da quadricamada com um ângulo ϕ com a normal, sendo que o detector que coleta as partículas retroespalhadas encontra-se num ângulo $\theta = \pi - 2\phi$. Cada partícula que penetra no detector produz um pulso elétrico proporcional a sua energia. O resultado desta experiência é um gráfico de número de contagens *versus* energia, comumente chamado de espectro de RBS.

As energias das partículas α que incidem em cada interface são E_0, E_1, E_2 e E_3 (onde $E_0 > E_1 > E_3$ e $E_2 > E_1$ devido ao freamento eletrônico), portanto cada uma dessas partículas produzirá no detector pulsos de amplitudes diferentes. Desta forma cada interface terá um valor bem determinado no espectro de RBS. A energia da partícula espalhada depende da massa do elemento espalhador, se A e B tiverem massas suficientemente diferentes, estas energias aparecerão bem resolvidas, como na figura II.5, sendo imediata a identificação dos elementos constituintes do filme. Os vales observados na figura II.5 entre as contagens do elemento A (B) correspondem à espessura de d_B (d_A). A diferença do número de contagens de A e B é resultante da diferença dos números atômicos Z_A e Z_B . Um texto mais completo sobre o assunto pode ser encontrado em P. H. Dionisio [34]

¹A escolha de uma quadricamada como exemplo é conveniente pois, como será visto na seqüência deste capítulo a técnica foi utilizada para caracterizar multicamadas de filmes finos.

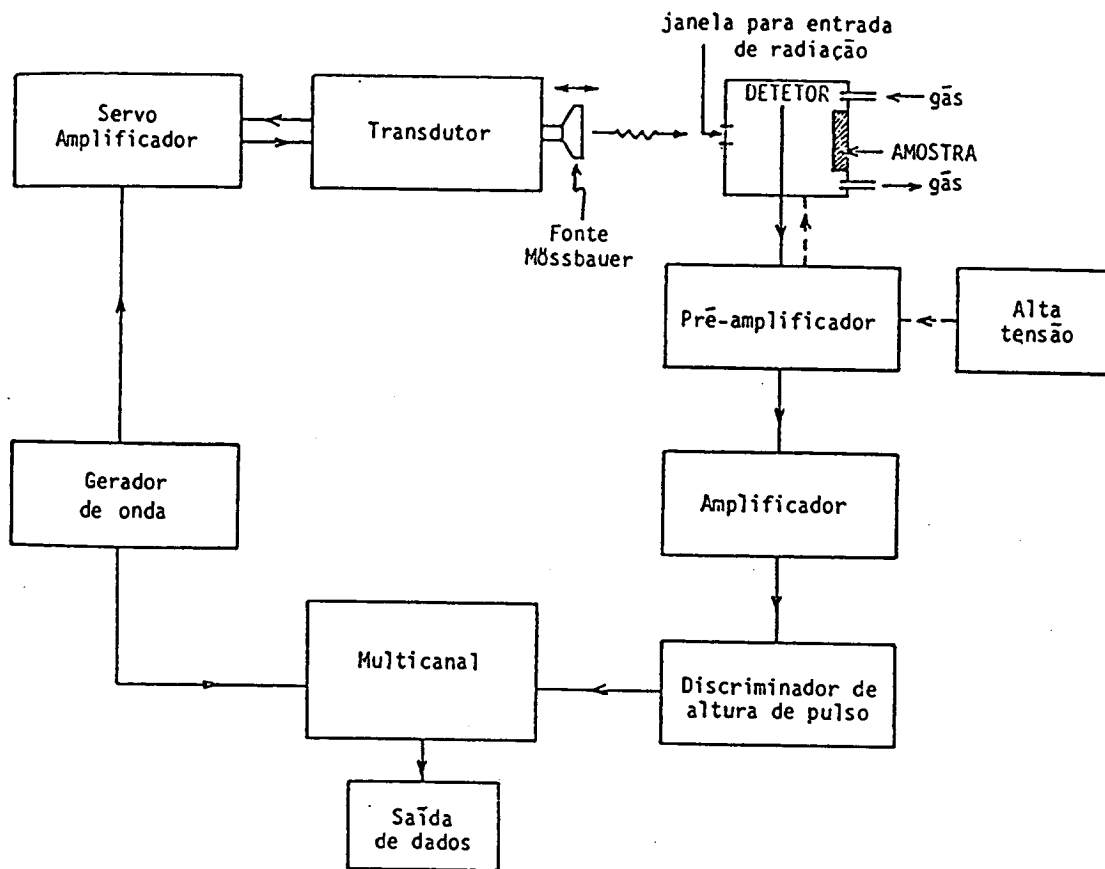


Figura II.6: Figura esquemática do aparato usado para medidas de Mössbauer.

II.2.2 Espectroscopia Mössbauer de Elétrons de Conversão (CEMS)

A espectroscopia Mössbauer é uma técnica baseada na possibilidade de ocorrência de absorção ressonante de radiação eletromagnética por núcleos atômicos. Quando um núcleo atômico absorve ressonantemente a radiação, a desexcitação pode dar-se por dois processos diferentes: pela emissão de um fóton γ , ou via conversão interna de um elétron. Os processos de conversão interna são seguidos da emissão de elétrons Auger e de raios-X decorrentes do rearranjo da coroa eletrônica. As ressonâncias podem ser observadas mediante dois tipos de arranjos geométricos: por meio de espectros de absorção, em que se mede a redução da intensidade do feixe de raios- γ que passa através da amostra; ou por meio de espectros de

reemissão, em que se coletam fótons ou elétrons decorrentes da desexcitação nuclear. Esta é uma técnica basicamente de superfície. Para o caso do Fe , por exemplo, a profundidade de análise está limitada a aproximadamente 2000 \AA .

O aparato experimental para as medidas de CEMS está esquematizado na figura II.6. A fonte radioativa é colocada sob um suporte móvel que executa um movimento de vai-e-vem. Devido ao efeito Doppler, os fótons emitidos estarão distribuídos numa larga região de energia. A velocidade da fonte é conhecida a cada instante e pode ser diretamente associada com as contagens feitas pelo detector, ou seja, cada contagem corresponde a uma determinada velocidade da fonte. Como resultado deste procedimento, obtém-se um gráfico do número de contagens *versus* velocidade relativa. Este gráfico é chamado de *espectro Mössbauer* e é característico para cada composto.

Neste trabalho utilizou-se como detector um contador proporcional a gás construído de maneira a permitir que a superfície da amostra fique exposta à radiação dentro do detector. O gás utilizado consiste de uma mistura de He com 5% de metano que flui constantemente pelo detector.

II.2.3 Difração de Raios-X (XRD)

Dentro das diversas técnicas de difração o método mais popular é o chamado Bragg-Brentano ou $\theta - 2\theta$, cujo princípio de funcionamento será descrito a seguir (veja figura II.7.a). Um feixe monocromático (por exemplo $Cu_{K\alpha}$, $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$) é produzido por um gerador de raios-X usando um tubo de filamentos a alta voltagem e um alvo de Cu . O feixe incide num ângulo θ_i com o plano atômico da amostra (figura II.7.b). Cada átomo espalha o feixe em todas as direções, mas a interferência construtiva só vai ocorrer na direção $\theta_f = \theta_i$ se o ângulo θ_i satisfizer a relação de Bragg

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (\text{II.1})$$

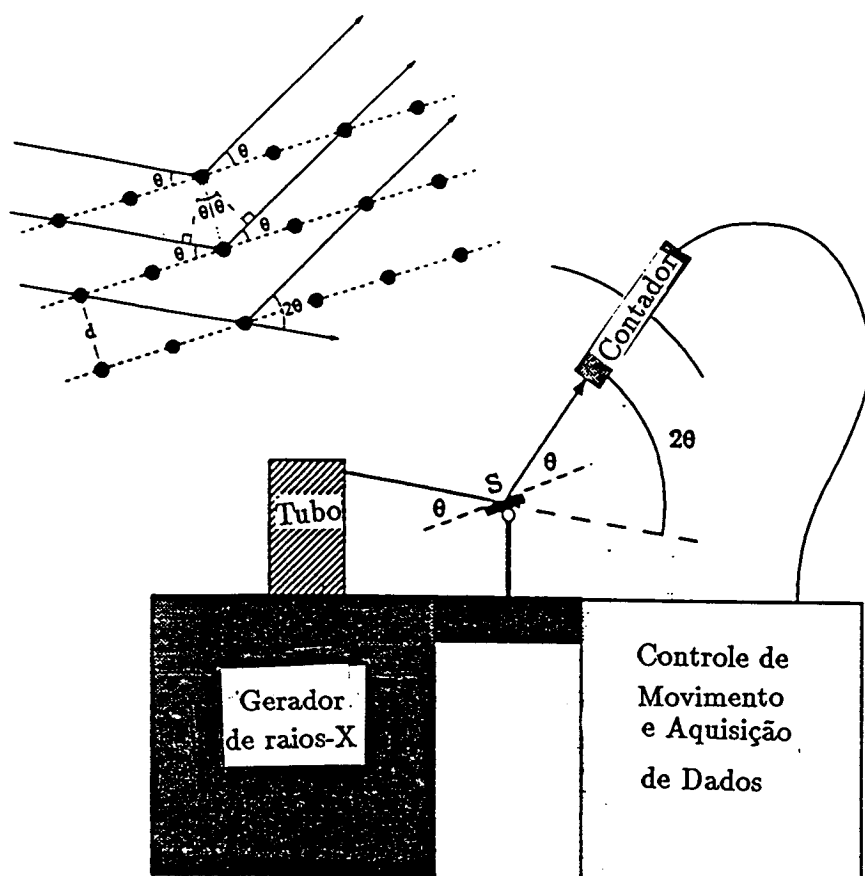


Figura II.7: Figura esquemática do aparato usado para as medidas de raios-X.

onde d é a distância interplanar e n é um número inteiro.

Variando o ângulo de incidência θ_i e detectando os raios-X difratado na posição $\theta_f = 2\theta_i$, pode-se encontrar todos os ângulos que satisfazem a relação de Bragg II.1 e desta forma determinar a estrutura do cristal e o espaçamento d da rede. Um espectro de raios-X consiste de máximos de difração *versus* o ângulo θ .

II.2.4 Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM)

O magnetômetro de amostra vibrante (*vibrating sample magnetometer* - VSM) é um instrumento que mede momento magnético. O princípio de funcionamento está baseado

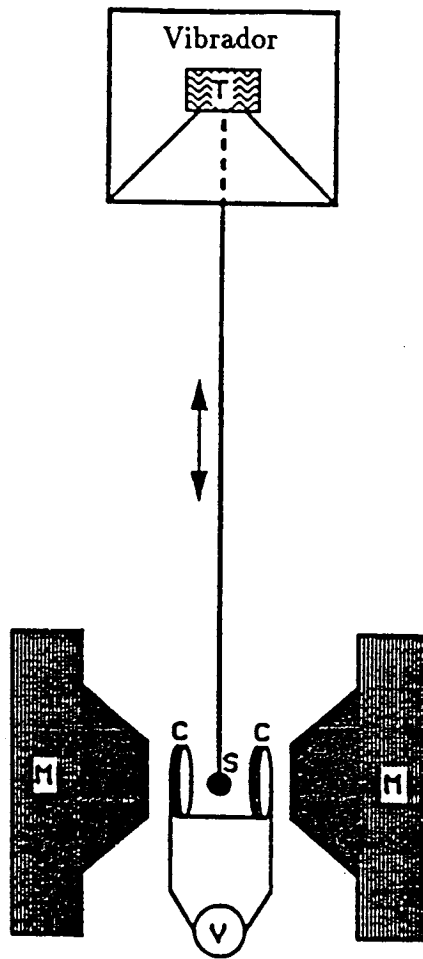


Figura II.8: Figura esquemática do aparato usado para as medidas de magnetização.

na detecção da força eletromotriz (*fem*) produzida numa bobina por um fluxo magnético variável. O diagrama esquemático de um VSM típico é mostrado na figura II.8. Neste sistema a amostra é colocada na extremidade de uma haste não-magnética, à qual é imposto um movimento vibracional, num campo magnético externo. Duas bobinas sensoras são colocadas em série, uma em cada lado, próximas da amostra.

Para uma amostra com momento M_s , o fluxo magnético pode ser escrito como:

$$\Phi = AH + B(4\pi - D)M_s \sin \omega t \quad (\text{II.2})$$

onde A e B são fatores que dependem da geometria das bobinas, D é o fator desmagnetizante da amostra e ω é a frequência de vibração. Como a *fem* é proporcional à variação

do fluxo Φ com o tempo ($fem \propto \frac{d\Phi}{dt}$), tem-se

$$fem = C(4\pi - D)M_s\omega \cos\omega t \quad (\text{II.3})$$

onde C é uma constante determinada pela calibração do instrumento. Para sistemas massivos e filmes finos medidos no plano da amostra o fator desmagnetizante D é desprezível.

As medidas de momento magnético como função de um campo magnético aplicado permitem determinar a magnetização inicial, a magnetização de saturação, a magnetização remanente e o campo coercivo. As curvas de magnetização por campo magnético aplicado são comumente chamadas de curvas de histerese magnética (ou *hysteresis loop*).

II.3 Resultados Experimentais

Esta secção está dividida em duas partes. Na primeira delas estudar-se-á a evolução térmica em uma bicamada de Fe/Nd com o objetivo de conhecer o processo de difusão na interface Fe/Nd . Este estudo é importante para um entendimento, no mínimo qualitativo, do processo de formação de fases neste sistema. A segunda parte é dedicada ao estudo da evolução térmica e formação de fases em sistemas de multicamadas após implantação de B^+ e Fe^+ e tratadas termicamente a $600^\circ C$.

II.3.1 Bicamadas de Fe/Nd

Na primeira parte desta secção apresentar-se-á os resultados experimentais obtidos no estudo de interdifusão na interface Fe/Nd em bicamadas de Fe/Nd , após o tratamento térmico nas temperaturas de 100, 200, 300, 400, 500 e $600^\circ C$, de uma hora cada. Para cada recozimento usou-se uma nova amostra e o tratamento térmico era feito a temperatura desejada sem apresentar passos intermediários. Nestes estudos utilizou-se espectroscopia RBS e raios-X e de curvas de histerese magnética para a caracterização das amostras.

A espessura de cada camada foi convenientemente escolhida após um conjunto de simulações feitas com o programa RUMP ² [33]. Nestas simulações objetivou-se a obtenção do máximo de espessura das camadas e que permitisse uma boa resolução instrumental (RBS), pois o estudo de interdifusão térmica exige que as interfaces *Nd/Substrato* e *Fe/Meio – Ambiente* não influenciem no processo de interdifusão da interface *Fe/Nd*. Ou seja, as camadas devem ser fontes "infinitas" para o processo de difusão na interface de interesse. Após estas considerações escolheram-se os seguintes valores para as espessuras individuais: $t_{Fe} = 50nm$ e $t_{Nd} = 50nm$.

Com estas espessuras o comportamento magnético do sistema é dominado pelas propriedades magnéticas massivas, entretanto estas bicamadas servem como ponto de partida para o estudo da interdifusão atômica na interface *Fe/Nd*.

A figura II.9.a mostra o espectro de RBS para a bicamada "como depositada". O pico situado a mais alta energia corresponde ao espectro de RBS da camada de *Nd*, ao lado deste, com energia menor, vê-se o *Fe*. Os patamares que aparecem no início do espectro são relativos ao substrato. A figura mostra que os espectros relativos ao *Fe* e ao *Nd* aparecem perfeitamente resolvidos. Neste espectro, o pico do *Nd* tem como interfaces o *substrato* à direita e o *Fe* à esquerda. Para o *Fe* tem-se a interface *Fe/meio – ambiente* à direita e *Nd* à esquerda. Ou seja, no estudo da difusão na interface *Fe/Nd* as mudanças de interesse no espectro de RBS estão situadas a direita do pico de *Nd* e a esquerda do pico do *Fe*.

As bordas de cada um dos espectros para a amostra como depositada, figura II.9.a, são quase verticais, o que indica que, dentro do limite de resolução do aparelho, a interface *Fe/Nd* é abrupta. Após o tratamento térmico a $300^{\circ}C$, durante 1 hora, este quadro permanece (figura II.9.b), como pode se observar comparando estas duas figuras. Ou seja, não existiu interdifusão na interface *Fe/Nd*.

²RUMP é um programa de análise e simulação de RBS bastante difundido na comunidade científica afim. Este programa permite inferir tanto nas características da amostra como também nas características do instrumento de medida.

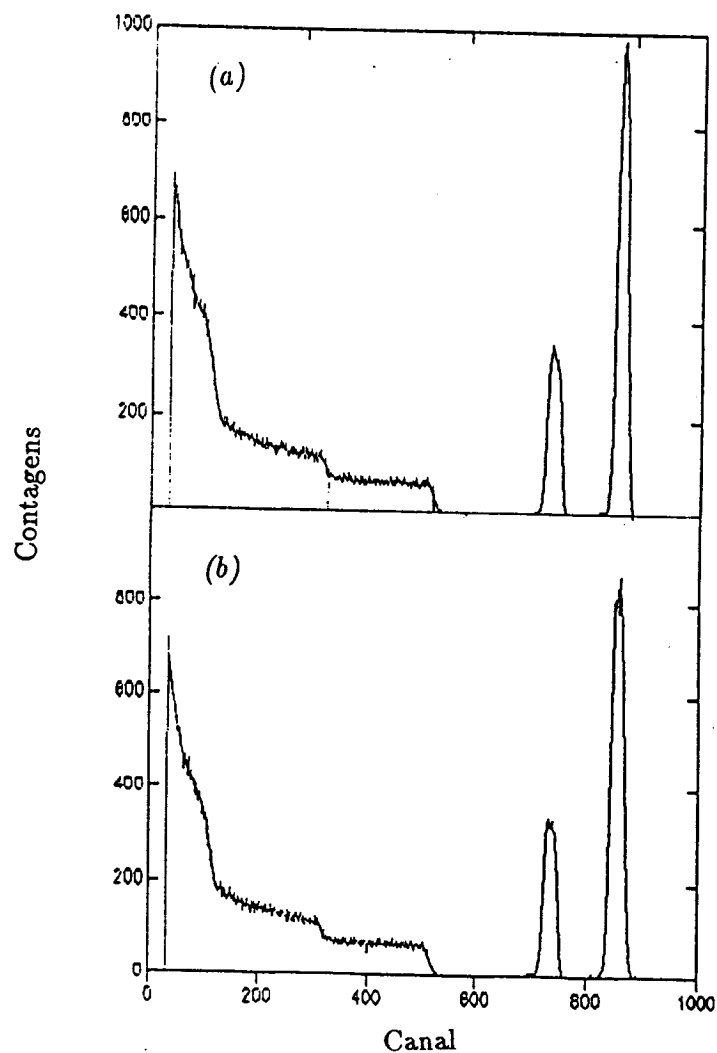


Figura II.9: Espectro de RBS da bicamada Fe_{500}/Nd_{500} (a) "como depositada" e (b) após o tratamento térmico a uma temperatura de $300^{\circ}C$.

A difusão começa a ser visível no espectro de RBS após o tratamento a $400^{\circ}C$. Isto pode ser observado na figura II.10.a. O pequeno pico que surge ao lado esquerdo do espectro do Fe , mostra que existiu uma difusão do Fe dentro da camada de Nd . O espectro de RBS para a bicamada tratada termicamente a $500^{\circ}C$ não apresenta uma mudança significativa do quadro acima reportado. Entretanto, após o recozimento a $600^{\circ}C$, figura II.10.b, a amostra começa a apresentar um forte aumento na concentração do Fe na camada de Nd .

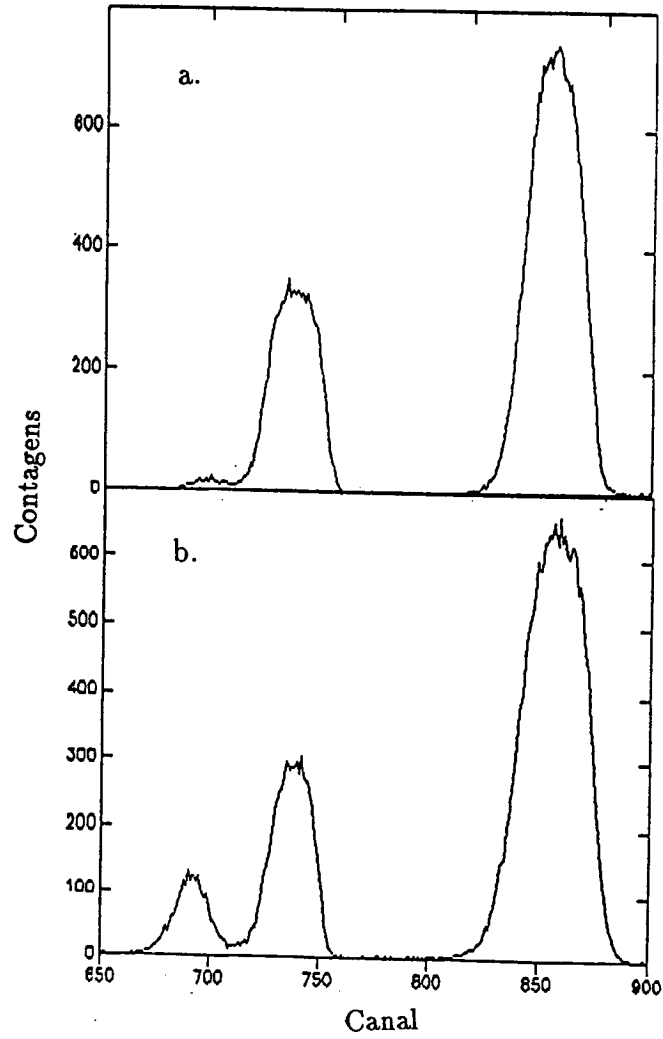


Figura II.10: Espectro de RBS da bicamada Fe_{500}/Nd_{500} , após os tratamentos térmicos em temperaturas de (a) $400^{\circ}C$ e (b) $600^{\circ}C$.

Comparando os dois espectros, a $400^{\circ}C$ e $600^{\circ}C$ na figura II.10, pode-se ver que o pico ao lado do espectro inicial do Fe aumentou sensivelmente.

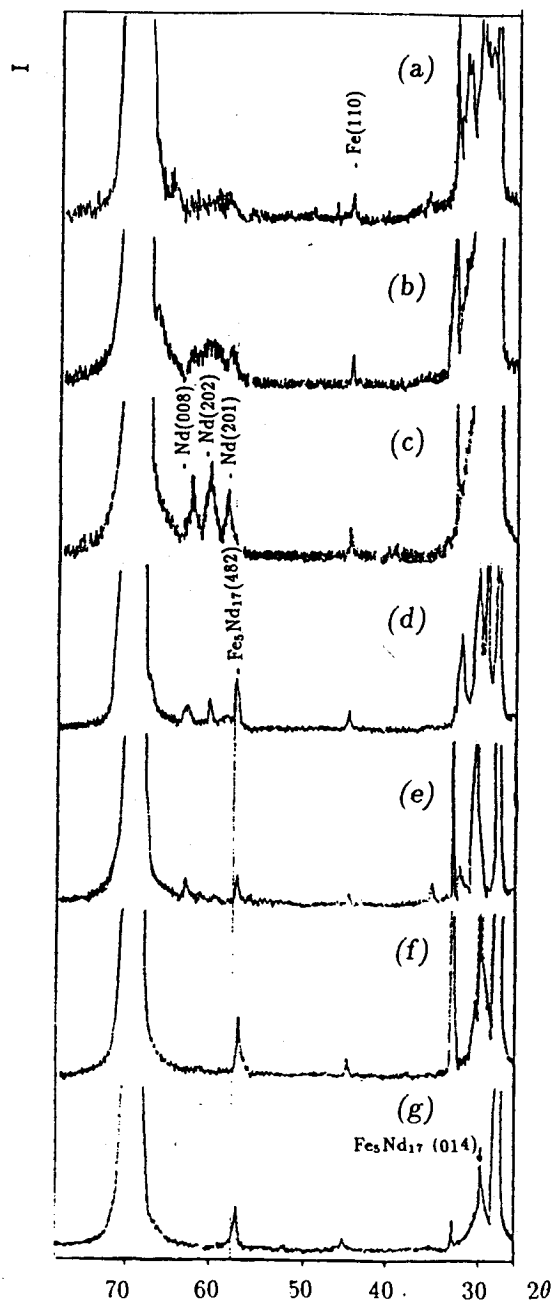


Figura II.11: Espectro de raios-X para as bicamadas (a) como depositada e tratadas termicamente a (b) 100, (c) 200, (d) 300, (e) 400, (f) 500 e (g) 600°C

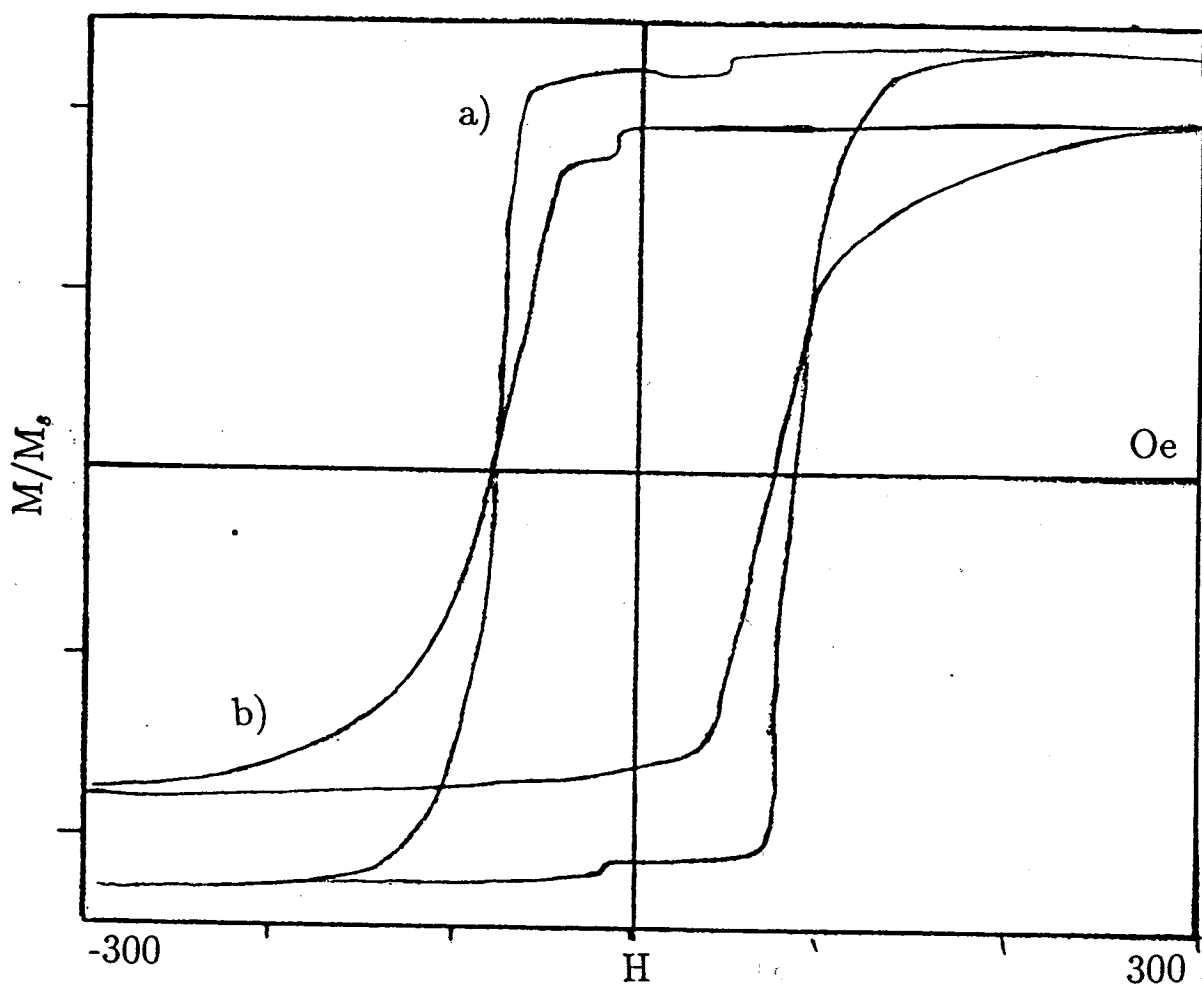


Figura II.12: Curvas de histerese magnética para as bicamadas Fe_{500}/Nd_{500} após os tratamentos térmicos de (a) 100 e (b) 600°C.

A figura II.11 mostra os espectros de raios-X para as bicamadas. Como se pode observar, a multicamada "como depositada" (figura (a)) apresenta poucos picos bem definidos. Isto é consequência da desorganização estrutural, principalmente do Nd , pois, vê-se perfeitamente o pico relativo ao Fe situado a 44.7° . Existem dois outros picos que estão bem definidos, 28 e 70° , mas estes não são de interesse nesta série de experimentos pois correspondem ao espectro de raios-X do Si . Na figura (c) tem-se o espectro para a amostra após

o tratamento térmico a $200^{\circ}C$. Aqui os picos relativos ao Nd estão bem definidos, pelo menos na região entre $58 < 2\theta < 64$. Isto significa que a camada de Nd apresenta uma estrutura cristalina organizada. No passo seguinte, tratamento térmico a $300^{\circ}C$, surgem os primeiros indícios de uma mistura na interface. Os picos situados a 30.2 e 57.7° são provavelmente devido à fase Fe_5Nd_{17} . Na seqüência, figuras (d), (e) e (f), observa-se o desaparecimento dos picos de Nd puro. Em (g), amostra tratada termicamente a $600^{\circ}C$, a maioria dos traços de Nd puro desaparecem. Entretanto, o pico relativo ao Fe puro permanece.

A figura II.12 mostra as curvas de histerese magnética, feitas no plano das amostras, para as bicamadas tratadas termicamente a 100 e $600^{\circ}C$. Comparando estas duas curvas, observa-se que a bicamada tratada a $600^{\circ}C$ inverte os seus momentos magnéticos de forma mais suave. Nota-se também que o campo magnético aplicado necessário para saturar (H_S) a bicamada tratada a $600^{\circ}C$ é aproximadamente duas vezes maior que o H_S para a bicamada tratada a $100^{\circ}C$. Este comportamento sugere a formação de uma fase magneticamente dura a partir do tratamento térmico a $600^{\circ}C$. A curva de histerese magnética para um sistema composto por duas fases magneticamente independentes está esquematizada na figura II.14. As medidas de histerese magnética para as amostras "como depositada" e tratadas termicamente a 100 , 200 , 300 , 400 e $500^{\circ}C$ não apresentam diferenças significativas. Isto se deve, provavelmente, ao volume percentual dessa nova fase ser muito pequeno com relação à quantidade de Fe puro.

Os resultados acima descritos sugerem que a difusão na interface Fe/Nd é dada pela migração dos átomos de Fe para dentro da camada de Nd . Esta afirmação fica evidenciada quando se compara os espectros de RBS das bicamadas "como depositada" e a $500^{\circ}C$. A figura II.13 mostra a sobreposição destes dois espectros. As linhas cheia e pontilhada correspondem, respectivamente, aos espectros de RBS da bicamada "como depositada" e tratada a $500^{\circ}C$. Observa-se após o recozimento que o pico do Nd fica menor e mais largo.

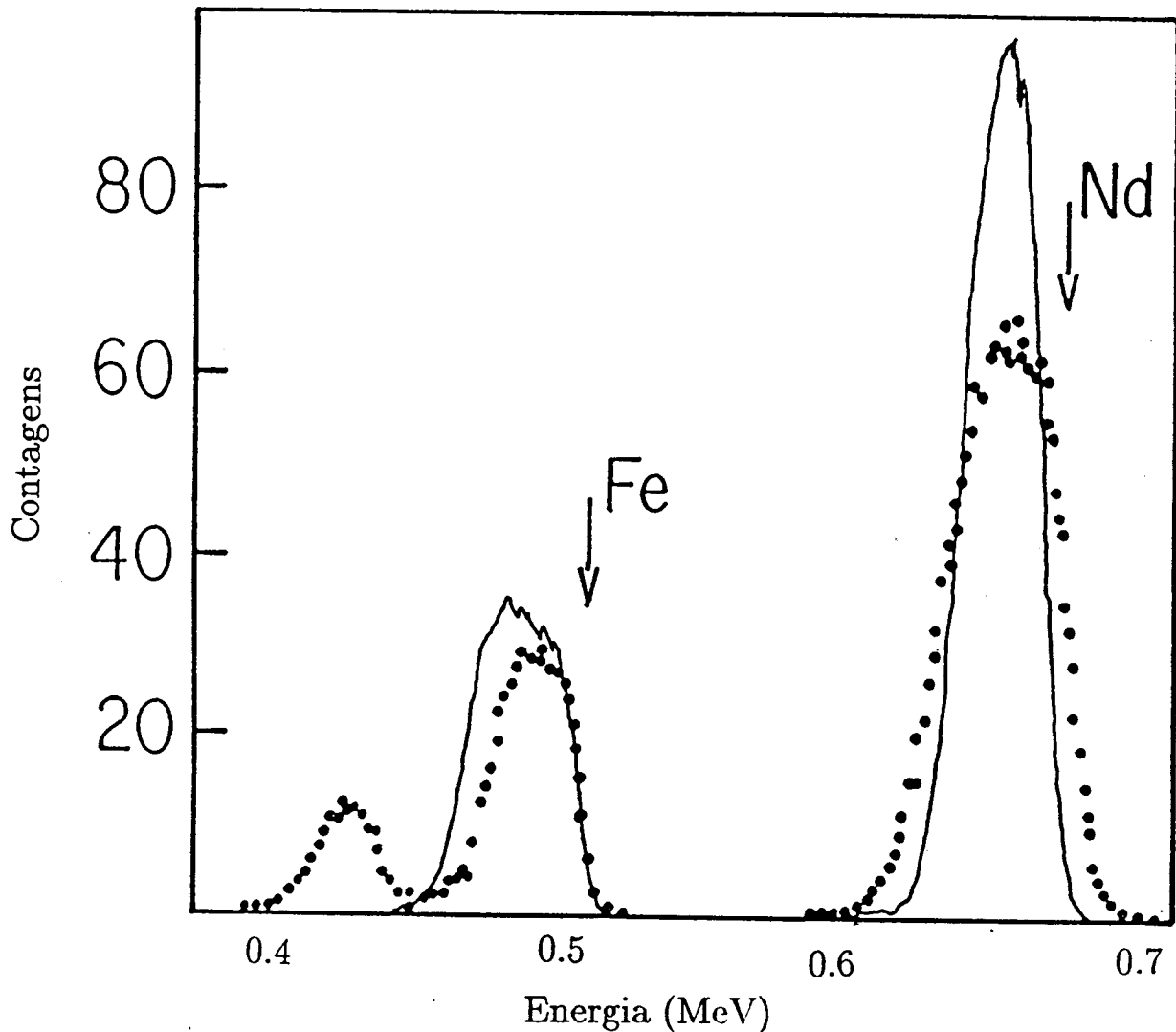


Figura II.13: Espectro de RBS das bicamadas "como depositada" (linha cheia) e após tratamento térmico de 600°C durante 60 minutos (linha pontilhada).

O avanço para a esquerda é uma consequência de uma pequena difusão do *Nd* no substrato, entretanto a posição do *Nd* correspondente à interface com o *Fe* permanece imutável. Isto significa que não houve difusão do *Nd* na camada de *Fe*. Por outro lado, pode-se ver na mesma figura o surgimento de um pico de *Fe* situado à esquerda de sua posição inicial, ou seja, o *Fe* começou a se difundir na camada de *Nd*. A comparação entre os espectros de RBS das bicamadas "como depositada" e tratada a 600°C , figura II.13.b, mostra uma

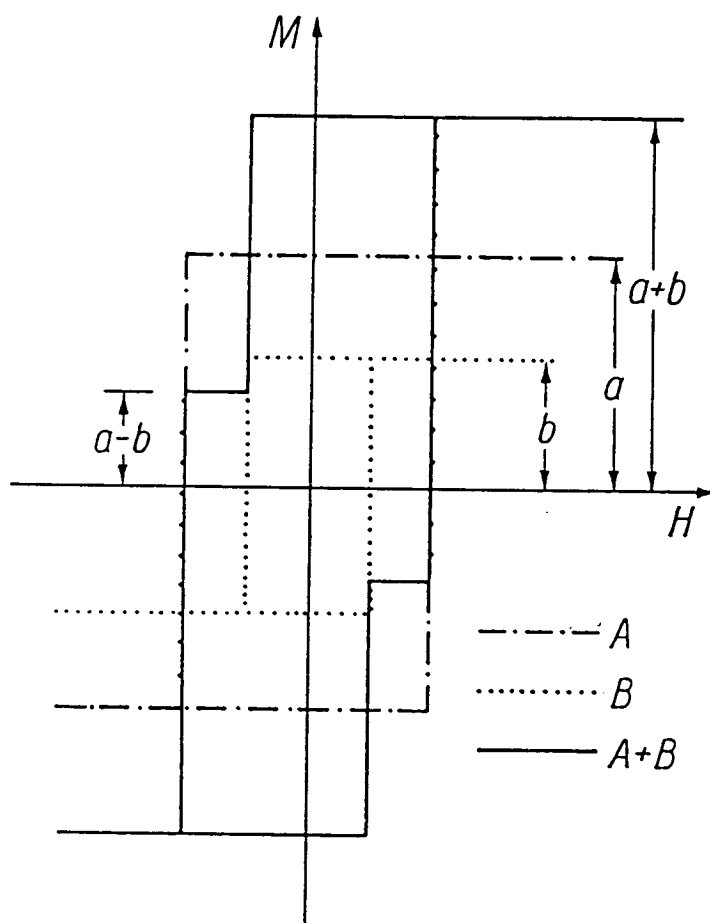


Figura II.14: Simulação de uma curva de histerese magnética para um sistema composto por duas fases magnéticas independentes

forte difusão do *Fe* na camada de *Nd*.

As informações dadas pelos espectros de raios-X são mais sensíveis à formação de fases do que aquelas fornecidas por RBS. Nestes espectros pode-se notar que a primeira etapa na evolução térmica do sistema está na cristalização da camada de *Nd*. O processo de difusão na interface *Fe/Nd* começa logo após a cristalização, numa temperatura de 300°C . Vê-se também que a difusão do *Fe* para dentro da camada de *Nd* é rápida e após o tratamento

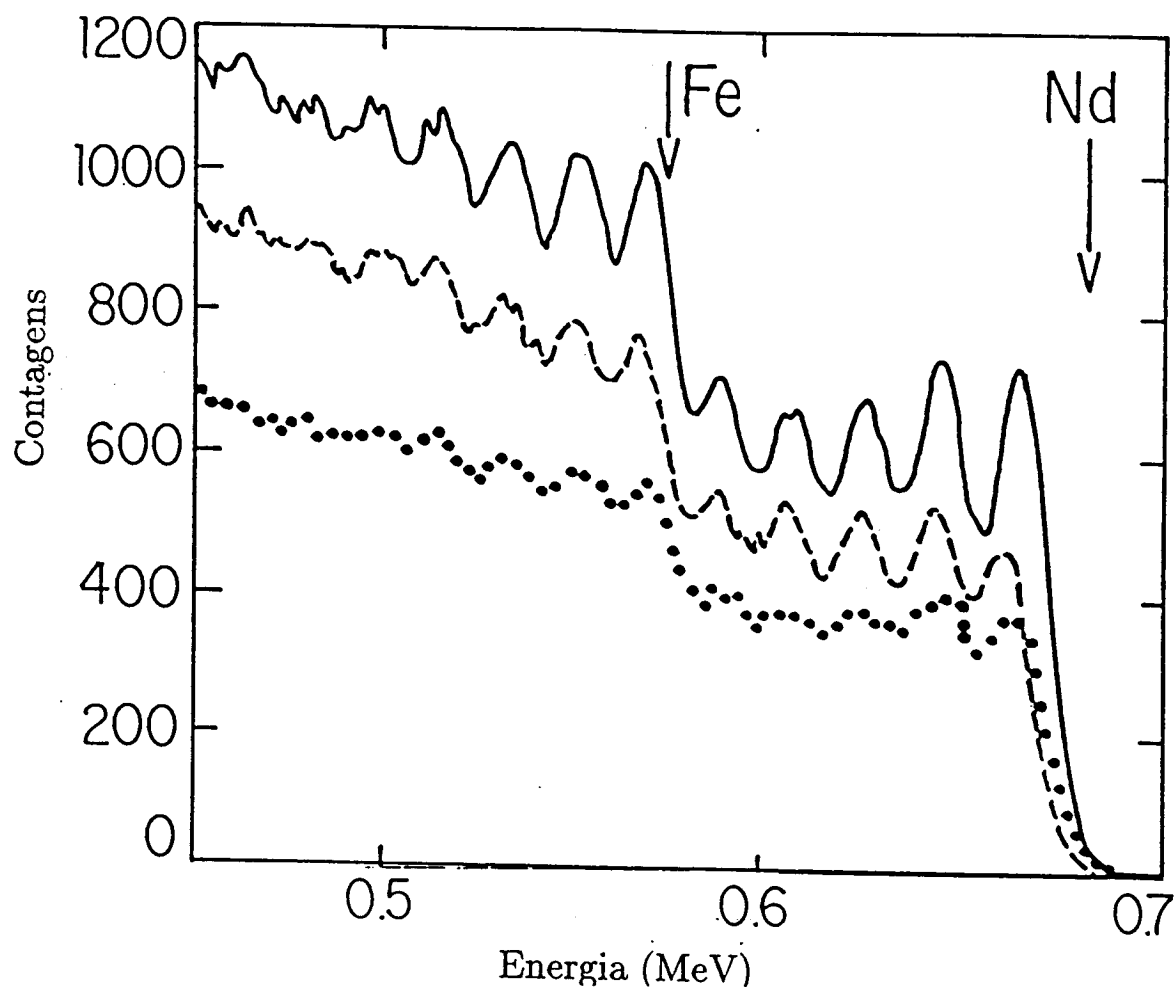


Figura II.15: Espectro de RBS para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} (linha cheia), (b) $Fe/Nd(B)$ (linha tracejada) e (c) $Fe/Nd(B)$ (linha pontilhada).

a $600^{\circ}C$ os traços de Nd desaparecem, sugerindo a formação de fases de $Fe - Nd$ dentro da camada de Nd . O que confirma as observações feitas com RBS.

II.3.2 Multicamadas de Fe/Nd $Fe/Nd(B)$ e $Fe/Nd(Fe)$

Nesta parte do trabalho estudar-se-á o comportamento magnético e a formação de fases em multicamadas de Fe/Nd . Para este estudo escolheu-se um sistema de multicamadas

composto pela célula unitária Fe/Nd repetida 23 vezes. As espessuras de cada camada foi de $8nm$.

As multicamadas foram implantadas com B^+ e Fe^+ , segundo as especificações apresentadas na secção I.1. As implantações de B^+ tiveram como objetivo a introdução de B na multicamada para formar compostos do tipo $Fe-Nd-B$. Estas implantações provocaram uma pequena mistura de Fe e Nd nas interfaces. As implantações de Fe tiveram como objetivo misturar as camadas de Fe e Nd , pois como foi observado na secção anterior o Nd não difunde termicamente para dentro da camada de Fe . Devido a sua grande massa, com relação ao B , o Fe processa uma forte mistura nas interfaces, chegando mesmo a destruir completamente a estrutura modulada do sistema.

O aspecto modular das multicamadas pode ser observado nos espectros de RBS (figura II.15). Note-se que devido a resolução da técnica não se pode fazer uma análise quantitativa. Qualitativamente vê-se que após a implantação de B^+ (b) a amplitude dos picos foi reduzida com relação ao espectro da multicamada não implantada (a), enquanto que a modulação desaparece quase totalmente após a implantação de Fe^+ (c). Isto significa que a implantação de B^+ na multicamada produziu uma pequena mistura nas interfaces Fe/Nd . Por outro lado a implantação de Fe^+ destruiu completamente a multicamada.

A figura II.16 corresponde ao espectro de RBS feito para a multicamada após o tratamento térmico de $600^{\circ}C$. Como se pode observar, a estrutura modulada encontrada para o sistema como depositado não existe mais. Usando o programa de simulação RUMP (linha pontilhada), encontrou-se um perfil de concentração que começa com a proporção $(7Nd/1Fe)$ e evolui gradativamente até atingir $(9Nd/7Fe)$. Logo a seguir o sistema passa a ter uma concentração rica em Fe , com proporções de $(1Nd/4Fe)$. Junto ao substrato a razão (Nd/Fe) é de $(5/7)$. Os espectros de RBS para as amostras $Fe/Nd(B)$ e $Fe/Nd(Fe)$, após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$ durante $150 min$, apresentam uma estrutura semelhante.

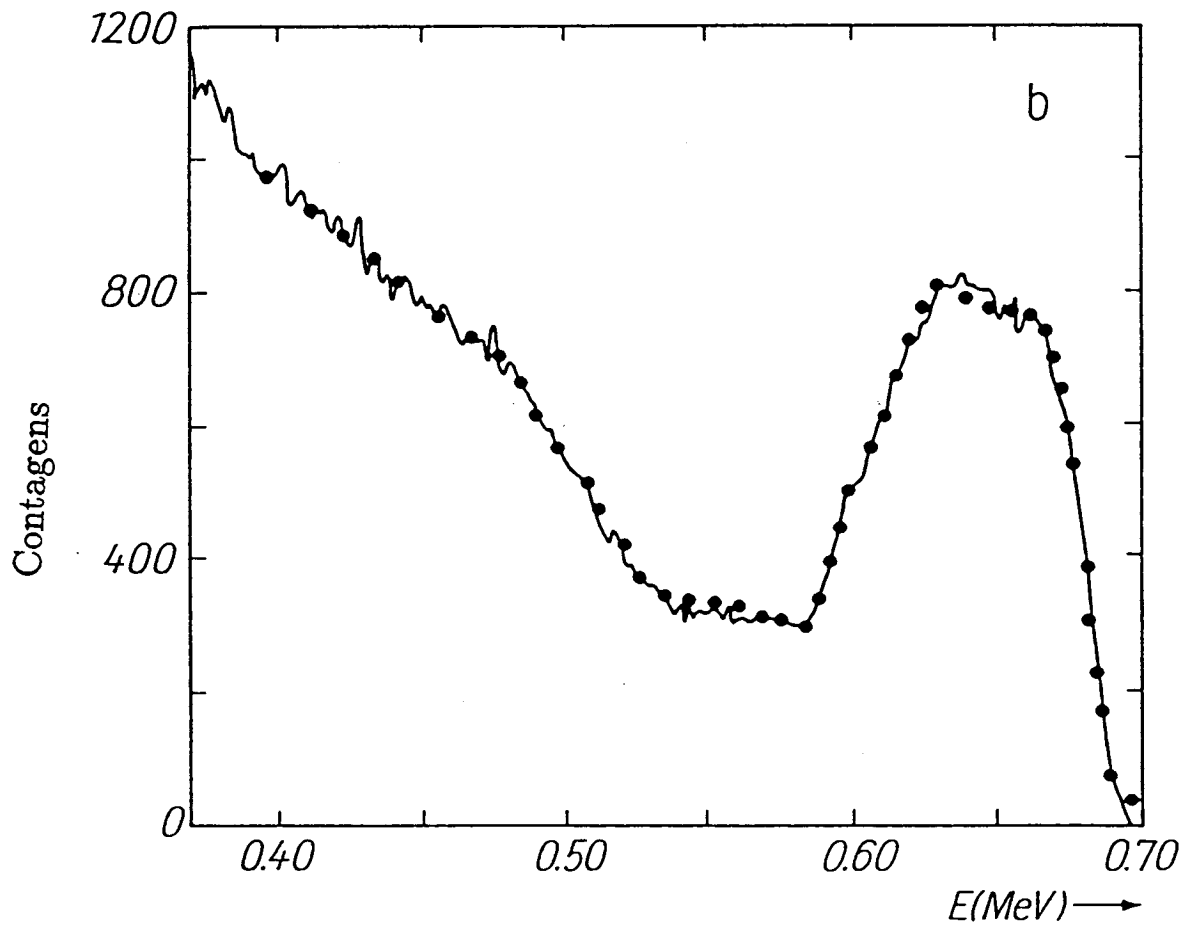


Figura II.16: Espectro de RBS da multicamada Fe_{80}/Nd_{80} após um tratamento térmico de 150 min a $600^{\circ}C$. As linhas cheia e pontilhada corresponde ao resultado experimental e à simulação via RUMP, respectivamente.

A figura II.17.a mostra o espectro de difração de raios-X obtido para a multicamada como depositada. Os picos situados a 30.5° e 63° são relativos ao Nd . As linhas relativas ao Fe não são visíveis neste espectro. Na figura II.17.b vê-se o resultado das medidas

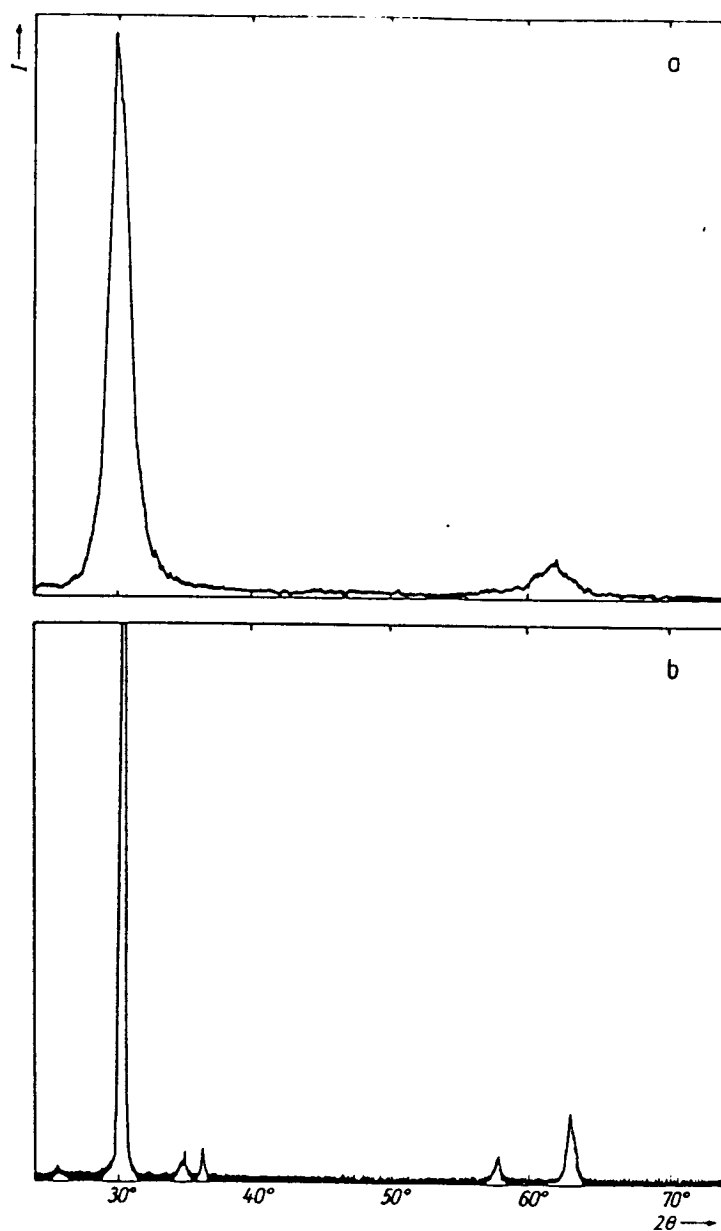


Figura II.17: Espectro de raios-X para as multicamadas Fe_{80}/Nd_{80} . (a) multicamada como depositada e (b) após tratamento térmico a $600^{\circ}C$.

de raios-X para a multicamada não implantada, após o tratamento térmico de $600^{\circ}C$. O estreitamento dos picos indica uma recristalização do filme. Na mesma figura observa-se o aparecimento de três novos picos a 33 , 35 e 58° , aos quais associa-se a fase Nd_5Fe_{17} [23]. A análise de raios-X a grandes ângulos das multicamadas implantadas com B^+ e Fe^+ são similares. Estes resultados são pouco conclusivos, note-se que mesmo para o caso das multicamadas "como depositada" não aparece nenhuma linha correspondente ao Fe .

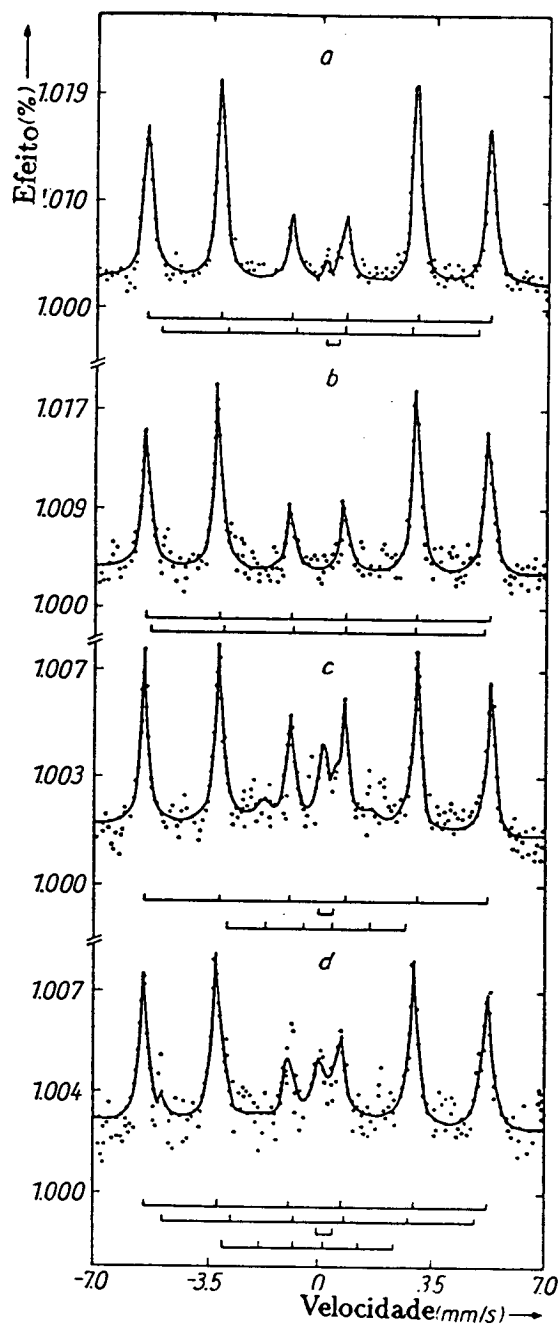


Figura II.18: Espectro CEMS para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} b $Fe_{80}/Nd_{80}(B)$, c $Fe_{80}/Nd_{80}(Fe)$ e d Fe_{80}/Nd_{80} após tratamento térmico de $600^{\circ}C$.

A figura II.18 mostra os espectros de CEMS para este conjunto de amostras. A intensidade de cada pico fornece informações sobre a direção da média das magnetizações do Fe através da relação $3 : x : 1 : 1 : x : 3$, onde x é dado por [27, 29]

$$x = \frac{4 \sin^2 \theta}{(1 + \cos^2 \theta)} \quad (\text{II.4})$$

onde θ é o ângulo entre a média das direções dos momentos magnéticos do Fe e o raio- γ incidente. Como se pode observar na figura $x \simeq 4$, o que corresponde a um ângulo θ em torno de 90° . Ou seja, os momentos magnéticos do Fe estão situados, preferencialmente, no plano da multicamada. Estes resultados estão de acordo com os experimentos feitos por Mibu et alii [28, 29, 30, 31]. Os referidos autores mostraram que para multicamadas de Fe/Nd onde as espessuras de Nd são maiores que 40\AA , a temperatura ambiente, os momentos magnéticos estão situados no plano da amostra.

Como pode ser visto na figura II.18 o sexteto relativo ao $\alpha - Fe$ está presente em todas as amostras. Para o caso da amostra "como depositada", figura II.18.a, observa-se que existem além do espectro da $\alpha - Fe$ um sexteto e um dubleto. Este espectro, não foi identificado, quando comparado com aqueles do Nd_2Fe_{14} e Nd_5Fe_{17} [25, 35, 36, 37]. Para a multicamada tratada termicamente a $600^\circ C$, figura II.18.b, os resultados indicam que houve uma reação entre as camadas de Fe e Nd , entretanto, como no caso da amostra "como depositada" não se pode fazer uma identificação das fases presentes no espectro. O espectro de Mössbauer (CEMS) para a multicamada implantada com B^+ , figura II.18.c, mostra o desaparecimento do dubleto, enquanto que os sextetos permanecem. A amostra implantada e tratada termicamente a $600^\circ C$, figura II.18.d, mostra algumas modificações. Ao lado dos dois campos hiperfinos que aparecem na figura II.18.c aparece um novo campo hiperfino, ao mesmo tempo que o pequeno dubleto reaparece. Existem indícios que estes espectros correspondem à fase $Nd_2Fe_{14}B_1$ [38, 41, 40, 42].

A tabela II.1 mostra os parâmetros que melhor se adequaram aos espectros de CEMS obtidos experimentalmente. Devido ao fato de que não fora possível identificar estas fases, usou-se o símbolo "?" para designar fases sem similares na literatura e " $?(Nd_2Fe_{14}B_1)$ " para representar as fases que se suspeita ser $Nd_2Fe_{14}B_1$.

Amostra	$\Delta H(10^2 mT)$	$\Delta E_q(mm/s)$	$IS(mm/s)$	$\Gamma(mm/s)$	ident.
A	327	0	-0.11	0.28	$\alpha - Fe$
	304	0	-0.088	0.25	?
	0	0.36	0.29	0.26	?
A(600°C)	330	0	-0.11	0.27	$\alpha - Fe$
	250	0	-0.001	0.69	?
	0	0.35	0.22	0.31	?
	173	0	-0.11	0.53	?
B	330	0	-0.11	0.27	$\alpha - Fe$
	320	-0.04	-0.09	0.26	? ($Nd_2Fe_{14}B_1$)
B(600°C)	332	0	-0.11	0.27	$\alpha - Fe$
	303	0	-0.001	0.42	? ($Nd_2Fe_{14}B_1$)
	0	0.47	0.24	0.59	?
	167	0	-0.31	0.54	?

Tabela II.1: Tabela dos parâmetros de Mössbauer para as multicamadas Fe/Nd (A), Fe/Nd tratada termicamente a 600°C (A(600°C)), Fe/Nd(B) (B) e Fe/Nd(B) recozida a 600°C (B(600°C)).

As medidas de magnetização das multicamadas Fe/Nd e $Fe/Nd(B)$ estão apresentadas na figura II.19. Em (a) tem-se a curva de histerese magnética para a multicamada Fe/Nd "como depositada". O campo coercivo é de aproximadamente $204Oe$, ou seja duas vezes maior que o H_C das bicamadas. A figura II.19.b, mostra a curva de histerese magnética para a amostra (a) após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$. Pode-se ver que o sistema apresenta duas fases coexistindo independentemente.

As curvas de magnetização feitas para as multicamadas implantadas com B^+ e Fe^+ , mostradas nas figuras II.19.c e d, mostram uma sensível redução nos campos coercivos das multicamadas. Os novos valores de H_C são de, aproximadamente, $25Oe$ e $67Oe$ para as amostras implantadas com B^+ e Fe^+ , respectivamente. O comportamento magnético do sistema após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$ é similar ao encontrado para a amostra não implantada e também tratada termicamente.

O espectro de RBS da multicamada Fe_{80}/Nd_{80} confirma a estrutura modulada característica do sistema. Estes resultados foram reproduzidos consistentemente usando o programa de simulações RUMP. Entretanto, numa visão mais aguçada, o espectro de Mössbauer mostra a presença de fases que só podem ser explicadas pela mistura de Fe e Nd nas interfaces. Do ponto de vista magnético, vê-se um endurecimento do sistema com relação à bicamada. O campo coercivo é duas vezes maior na multicamada.

A implantação de B^+ e Fe^+ produziram efeitos drásticos tanto a nível estrutural quanto ao comportamento magnético. Ao implantar B^+ ocorre uma mistura nas interfaces Fe/Nd , assim como o desaparecimento de uma das fases (tabela II.18). Os efeitos da difusão causados pela implantação de B^+ são relativamente pequenas quando comparado àqueles provocados pela implantação de Fe^+ . Para este último caso, a estrutura modulada da multicamada foi completamente destruída. Em ambos os experimentos houve uma significativa redução da coercividade (veja tabela II.2). Os mecanismos responsáveis pela redução da coercividade não são necessariamente os mesmos em ambos os casos. De um

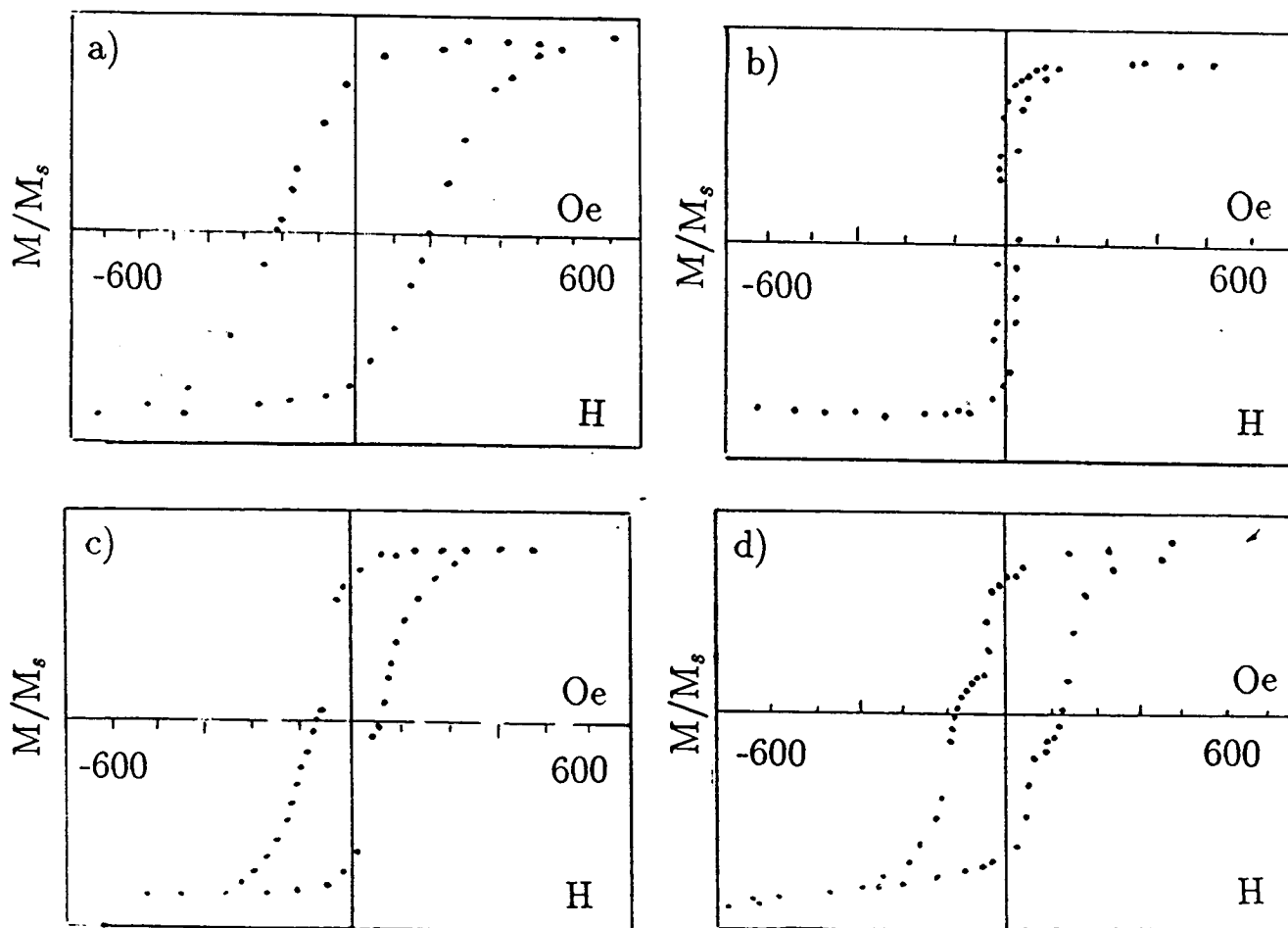


Figura II.19: Curvas de magnetização para as multicamadas (a) Fe_{80}/Nd_{80} (b) $Fe_{80}/Nd_{80}(B)$, (c) $Fe_{80}/Nd_{80}(Fe)$ e (d) Fe_{80}/Nd_{80} após tratamento térmico de $600^{\circ}C$.

lado tem-se o boro, elemento estranho ao sistema, que causa uma mistura de interface pequena, de outro está o ferro que causa uma grande mudança na estrutura da multicamada.

As amostras tratadas termicamente a $600^{\circ}C$ mostram uma redistribuição dos átomos de Fe e Nd , com a destruição da estrutura periódica da multicamada. A análise de RBS

	Fe/Nd	$Fe/Nd(b)$	$Fe/Nd(Fe)$
A	204	25	67
B	253	235	238

Tabela II.2: Relação dos campos coercivos(Oe) para as multicamadas (A) Fe/Nd , $Fe/Nd(B)$, $Fe/Nd(Fe)$ e as mesmas após o (B) tratamento térmico a $600^{\circ}C$.

indica que as proporções relativas de Fe e Nd não são constantes ao longo da espessura do filme. Um corte em profundidade mostra que o Fe tende a migrar para a interface com o substrato e o Nd para a superfície exterior. As medidas de magnetização mostram, independentemente da multicamada primitiva, que existem duas fases magnéticas coexistindo.

II.4 Conclusão

A evolução térmica das bicamadas, acompanhada pelos estudos de RBS, raios-X e curvas de magnetização, mostraram que:

- a) A camada de Nd da bicamada "como depositada" não apresenta uma estrutura perfeitamente cristalina. Ao contrário, a camada de Nd é quase amorfa;
- b) Após o tratamento térmico a $200^{\circ}C$ o sistema não apresenta interdifusão, as características de uma bicamada permanecem. A diferença desta amostra para a "como depositada" está na forma dos picos de raios-X. Neste caso os espectros estão bem definidos, o que indica o início da cristalização da camada de Nd ;
- c) A difusão na interface Fe/Nd é dada pelo deslocamento do Fe para dentro da camada de Nd . Este processo só ocorre depois que a camada de Nd cristaliza (após tratamento térmico a $300^{\circ}C$);
- d) Com a migração de Fe para dentro da camada de Nd , estes átomos começam a

formar uma segunda fase, identificada como sendo Nd_5Fe_{17} ;

e) A mudança no comportamento magnético do sistema somente foi observada após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$. Isto se deve à pequena percentagem de Nd_5Fe_{17} no volume da bicamada. Entretanto, o valor do campo de saturação, duas vezes maior quando comparada à bicamada "como depositada", é ainda pequeno para que se possa dizer que é uma fase magneticamente dura.

Estes resultados podem ser comparados com aqueles obtidos por Mibu et alii [30]. No referido artigo os autores mostram que após o tratamento térmico a $200^{\circ}C$ durante 24 horas, ocorreu uma difusão negativa do Fe . Este comportamento, segundo os autores, é devido à cristalização da camada de Fe . Os estudos apresentados neste capítulo também mostram que não existe difusão nas interfaces a $200^{\circ}C$. Entretanto, neste trabalho propõe-se que a camada de Nd na amostra "como depositada" é quase amorfa, diferentemente dos autores acima citados, que supõem que apenas a camada de Fe é amorfa.

Os estudos feitos com a multicamada $Fe/Nd(B, Fe)$ mostraram que:

a) A multicamada "como depositada" apresenta uma modulação característica deste tipo de sistema. Entretanto, os espectros de CEMS mostram que existem, juntamente com a fases $\alpha - Fe$, duas outras fases (não identificadas). Isto indica que houve uma mistura de Fe e Nd nas interfaces. O campo coercivo desta multicamada é de aproximadamente $200Oe$;

b) As multicamadas implantadas com B^+ , sofreram uma pequena mistura nas interfaces. O comportamento magnético desta amostra foi alterado, com relação à amostra não implantada, o campo coercivo mudou de 200 para $25Oe$. O espectro de CEMS mostra que houve o desaparecimento de uma fase não magnética, que estava presente na multicamada "como-depositada";

c) A implantação de Fe^+ destruiu completamente a estrutura modulada da multicamada, chegando a formar fases magnéticas distintas. O campo coercivo desta amostra é da

ordem de $670e$;

d) após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$ destas multicamadas, tanto as medidas de RBS como de magnetização, mostram um comportamento semelhante. O espectro de RBS mostra que o Nd tende a se deslocar para a superfície, enquanto que o Fe migra para a interface com o substrato. As medidas de magnetização destas amostras evidenciam a coexistência de duas fases magneticamente independentes.

Excetuando o $\alpha - Fe$, nenhuma outra das fases encontradas nos espectros de CEMS puderam ser claramente identificadas. Suspeita-se que nas amostras $Fe/Nd(B)$ e $Fe/Nd(B)$ tratada termicamente a $600^{\circ}C$ durante uma hora, uma das fases observadas seja a fase $Nd_2Fe_{14}B$. Entretanto os espectros de raios-X indicam uma possível formação da fases $Nd_5Fe_{17}B_1$.

Capítulo III

Estudo da Magnetoresistência Gigante no Sistema NiFe/Cu/Co/Cu

Neste capítulo se discutirá o efeito de magnetoresistência em multicamadas de filmes finos de *NiFe/Cu/Co/Cu*. Entretanto, antes de focalizar o problema diretamente, apresentar-se-á um breve relato sobre alguns conceitos importantes para o desenvolvimento do tema.

Um campo magnético aplicado produz uma mudança na resistividade elétrica de um metal e também induz uma voltagem na direção perpendicular ao campo e à corrente. O primeiro dos efeitos é chamado de magnetoresistência e o segundo de efeito Hall. A magnetoresistência e o efeito Hall são os principais fenômenos de magnetotransporte. Em metais normais estes efeitos são devidos à força de Lorentz que curvam as trajetórias dos elétrons. Em metais e ligas magnéticas estes efeitos, chamados de *efeitos normais*, também existem, mas são geralmente muito pequenos quando comparados aos efeitos que aparecem devido à interação dos elétrons de condução com os elétrons das bandas *d* e *f*. Metais de transição, onde os elétrons responsáveis pelo momento magnético pertencem à banda *d* e não são localizados, exibem um efeito peculiar de magnetoresistência chamado de válvula de spin. Este fenômeno foi inicialmente observado em multicamadas de *Fe/Cr* por Baibich et alii [43] e será discutido mais tarde.

Este trabalho é dedicado ao estudo da magnetoresistência do tipo válvula de spin, também chamada de magnetoresistência gigante em multicamadas metálicas de filmes finos magnéticos.

A partir deste capítulo, entende-se como multicamada metálica magnética o arranjo periódico composto pelo empilhamento de camadas de filmes finos de metais diferentes, intercaladas da seguinte forma: *metal não magnético/ metal magnético*.

Inicialmente apresentar-se-á os principais modelos para o efeito de acoplamento magnético entre camadas numa multicamada, assim como a atual interpretação do efeito da magnetoresistência gigante. A secção III.2 será dedicada à apresentação do aparato instrumental onde foram realizadas as medidas de magnetoresistência. A secção III.3 é dedicada à apresentação do grupo de amostras estudados neste capítulo. Nas secções seguintes serão apresentados os resultados das medidas de magnetoresistência gigante para o sistema de multicamadas *NiFe/Cu/Co/Cu*. O capítulo se encerra com a discussão e conclusão dos resultados obtidos para este sistema.

III.1 Introdução: Acoplamento Magnético e Efeito Válvula de Spin

O acoplamento magnético e o efeito de válvula de spin estão intimamente ligados historicamente. Embora estes fenômenos sejam independentes, as primeiras observações do efeito de magnetoresistência gigante somente foram possíveis em sistemas acoplados antiferromagneticamente. Esta secção é dedicada à apresentação destes dois tópicos.

III.1.1 Acoplamento Magnético

Num sistema de multicamadas metálicas, a interação de troca pode acoplar camadas magnéticas através das camadas não magnéticas. Este acoplamento apresenta um caráter oscilatório em função da espessura do material espaçador, podendo alinhar as camadas

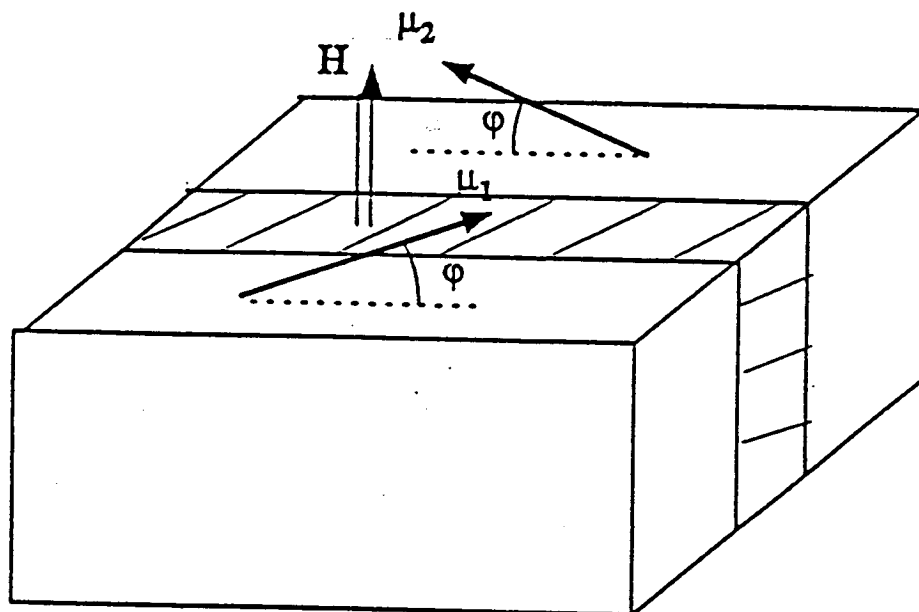


Figura III.1: Representação esquemática do acoplamento antiferromagnético numa multicamada magnéticas paralelamente ou antiparalelamente. As primeiras observações experimentais foram feitas em super-redes de Terras Raras Dy/Y e Gd/Y [44, 45]. Em 1986 a equipe de P. Grünberg observou pela primeira vez o acoplamento antiferromagnético em sanduíches de metais de transição ($Fe/Cr/Fe$) [46]. Estes resultados foram confirmados posteriormente por Carbone [47], Baibich [43] e Barthélémy [48]. A natureza oscilante deste acoplamento com a espessura do metal não magnético foi observada por Parkin em 1990 [49] em multicamadas de Fe/Cr , Co/Cr e Co/Ru , com períodos de 18 a 21Å para o Cr e de 12Å para o Ru .

O mais simples dos formalismos utilizados para explicar a intensidade de um acoplamento antiferromagnético em multicamadas [48] supõe que cada camada magnética apresenta um momento magnético fixo μ_i na direção \vec{u}_i (veja figura III.1). A energia total (por unidade de área) em um período é então dada por:

$$E = J\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 - M_s t_M H \sin \phi = -J \cos 2\phi - M_s t_M H \sin \phi \quad (\text{III.1})$$

onde J é a constante de acoplamento (por unidade de área), H o campo magnético aplicado, M_s a magnetização de saturação e t_M a espessura das camadas magnéticas. Minimizando a energia com respeito ao ângulo ϕ , obtém-se o valor de J para $H = H_s$,

$$J = \frac{H_s M_s t_M}{4} \quad (\text{III.2})$$

Uma descrição mais completa sobre acoplamento magnético em multicamadas pode ser encontrado em A. Barthélémy [48].

Existem, atualmente, duas interpretações para explicar o acoplamento magnético em multicamadas compostas por metais de transição. A primeira delas está baseada no cálculo de estruturas de bandas. O procedimento básico deste modelo é o de calcular a diferença de energia entre as configurações ferromagnética e antiferromagnética. Este tipo de cálculo foi utilizado por Stoeffler et alii [50] para super-redes de (*Fe/Cr*), onde os autores encontraram oscilações de curto período, de duas monocamadas, devido à tendência de acoplamento antiferromagnético do *Cr*. Entretanto, o modelo não prevê a existência de oscilações de grande período, como o encontrado por Parkin [49] (veja tabela III.2). Este modelo apresenta pelo menos duas limitações: a) os cálculos numéricos são demasiadamente extensos, o que limita em termos práticos o número de camadas nas simulações; b) em alguns casos o "ruído" numérico é da ordem da diferença entre as energias.

O segundo modelo é inspirado nas interações RKKY. A camada magnética M1 interage com os elétrons de condução do espaçador. Estes elétrons propagam a polarização até a camada magnética M2. Desta forma, estas duas camadas estarão indiretamente acopladas via elétrons de condução. Este modelo foi inicialmente proposto por Yafet [51]

Ti ○	V ⊕	Cr ⊕	Mn ⊕	Fe ⊕	Co ○	Ni ⊕	Cu ⊕		
No Coupling	9	3	7	7	Ferro-Magnet	Ferro-Magnet	Ferro-Magnet	8	3
	0.1	9	24	18				0.3	10
2.89	2.62	2.50	2.24	2.48	2.50	2.49	2.56		
Zr ○	Nb ⊕	Mo ⊕	Tc ○	Ru ○	Rh ⊕	Pd ⊕	Ag ⊕		
No Coupling	9.5	2.5	5.2	3	3	3	No Coupling	No Coupling	
	.02	*	.12	11	5	11			7.9
3.17	2.86	2.72	2.71	2.65	2.69	2.75	2.89		
Hf ○	Ta ⊕	W ⊕	Re ○	Os ○	Ir ⊕	Pt ⊕	Au ⊕		
No Coupling	7	2	5.5	3	4.2	3.5	No Coupling	No Coupling	
	.01	*	.03	*	.41	10			4
3.13	2.86	2.74	2.74	2.68	2.71	2.77	2.88		

⊕ fcc ⊕ bcc
 ○ hcp ⊕ complex cubic

Figura III.2: Tabela de elementos espaçadores onde foram encontrados acoplamento de troca, tendo o Co como elemento magnético [7]

para o sistema Gd/Y . O período de acoplamento aparente corresponde à intersecção das oscilações de curto período do tipo RKKY com os planos atômicos do elemento espaçador. Mais recentemente, Bruno e Chappert [53] desenvolveram um cálculo onde consideraram a natureza discreta dos planos atômicos nas diversas orientações do crescimento cristalino da multicamada. Os autores encontraram coexistência de diferentes períodos para certos tipos de estruturas e orientações cristalinas da camada não magnética.

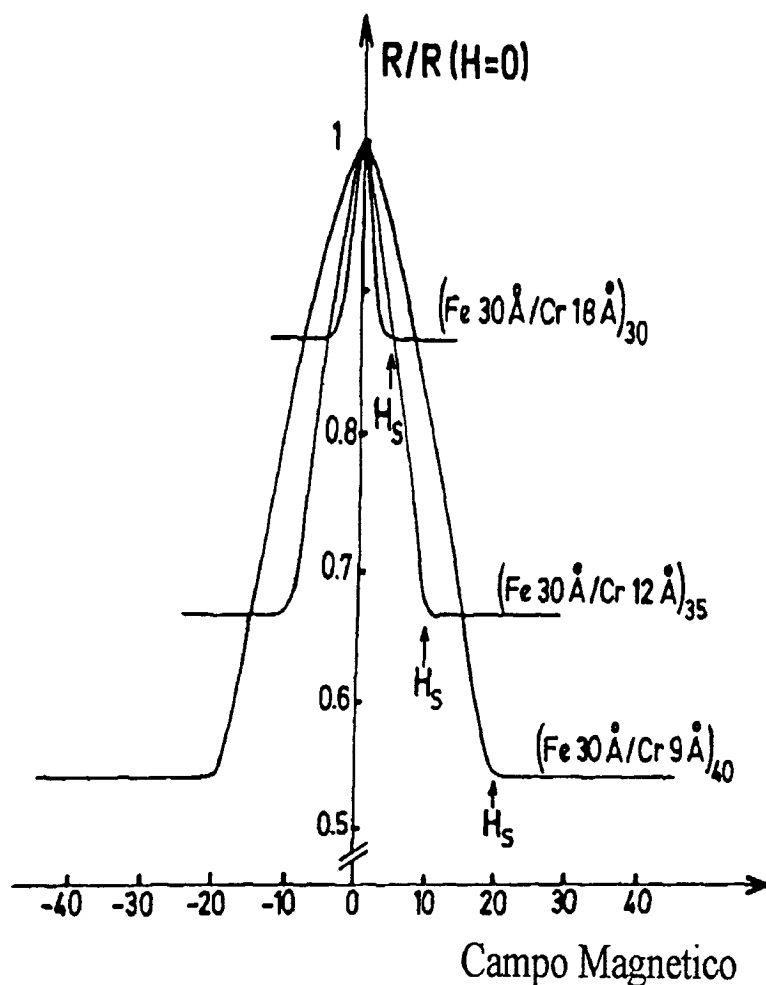


Figura III.3: Magnetoresistência para super-redes de Fe/Cr [1].

Parkin et alii [49] realizaram um conjunto de experiências visando a observação do acoplamento de troca através de diversos elementos espaçadores. A tabela III.2 mostra os elementos onde os autores encontraram acoplamento magnético. Como elemento magnético utilizou-se o Co [49]. Em experimentos recentes observou-se acoplamento através do Pd [54], Au [58] e Ag [55, 56, 57], os quais não constam na tabela acima.

III.1.2 Efeito Válvula de Spin

A magnetoresistência gigante foi observada pela primeira vez em 1988 em super-redes Fe/Cr por Babich et alii [43]. Este efeito está associado ao acoplamento antiferromagnético entre as camadas de Ferro. Quando se aplica um campo magnético, observa-se uma di-

minuição da resistividade que pode ser de até um fator dois a baixas temperaturas. Esta diminuição da resistividade acompanha a passagem do alinhamento antiferromagnético a campo nulo até a configuração paralela. A figura III.3 mostra os resultados de magnetoresistência para o sistema Fe/Cr [43]. As três curvas apresentadas mostram uma importante dependência da magnetoresistência com a espessura da camada de Cr . Posteriormente, Parkin [49] mostrou que este decréscimo está associado com o sinal do acoplamento magnético entre as camadas de ferro através do cromo. Isto é, para determinadas espessuras de Cr o acoplamento é antiferromagnético, enquanto que para outras ele é ferromagnético. Como será discutido mais tarde, somente o acoplamento antiferromagnético favorece o efeito de válvula de spin.

Os trabalhos feitos nesta área tiveram um grande avanço desde a descoberta de Baibich et alii até os dias atuais. Efeitos de magnetoresistência foram encontrados em diversos outros sistemas. Entre eles pode-se citar: $Co/Ru(6\%)$, $Co/Cr(1\%)$ [59], $Co/Cu(80\%)$ [60, 49] e $Fe/Cu(13\%)$ [61]. Os valores entre parênteses correspondem à magnetoresistência medida para estes sistemas. Os períodos de oscilação são aqueles encontrados por Parkin [49] (veja tabela III.2). A figura III.4 mostra o comportamento oscilatório da magnetoresistência para os sistemas Co/Cu e Fe/Cu [61] com respeito à espessura do Cu . Pode-se notar que embora as oscilações tenham o mesmo período (aproximadamente 12 \AA) as fases não coincidem. Estas oscilações na magnetoresistência são atribuídas única e exclusivamente à oscilação do acoplamento troca entre as camadas magnéticas através do Cu .

Embora o efeito de magnetoresistência tenha sido inicialmente descoberto em sistemas de multicamadas magnéticas com acoplamento de troca antiferromagnético, existem outros dois tipos de sistemas onde o efeito de válvula de spin ocorre independentemente do acoplamento:

- a) Multicamadas compostas por camadas magnéticas com diferentes campos coercivos;
- b) Sistemas magnéticos granulares.

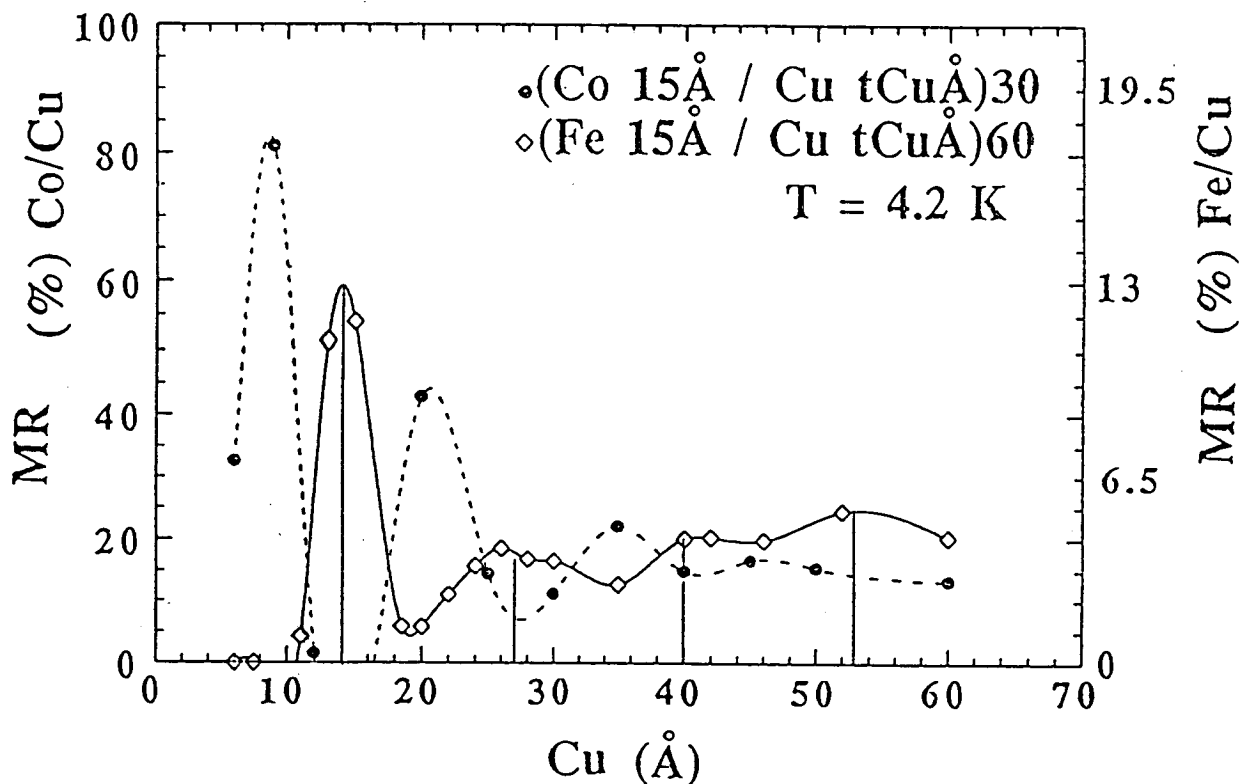


Figura III.4: Oscilações da magnetoresistência para os sistemas Fe/Cu e Co/Cu

O item *a* será discutido detalhadamente na secção dedicada ao sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$, neste mesmo capítulo.

Os sistemas granulares magnéticos são compostos de uma matriz, por exemplo Cu ou Ag , contendo grânulos de um material magnético (Co , Fe). O fenômeno de magnetoresistência neste tipo de sistema foi apresentado pela primeira vez por Berkowitz e Xiao [62, 63] em 1992. O princípio de funcionamento é o seguinte (veja figura III.5): quando o sistema está a campo nulo, a magnetização das partículas magnéticas está orientada aleato-

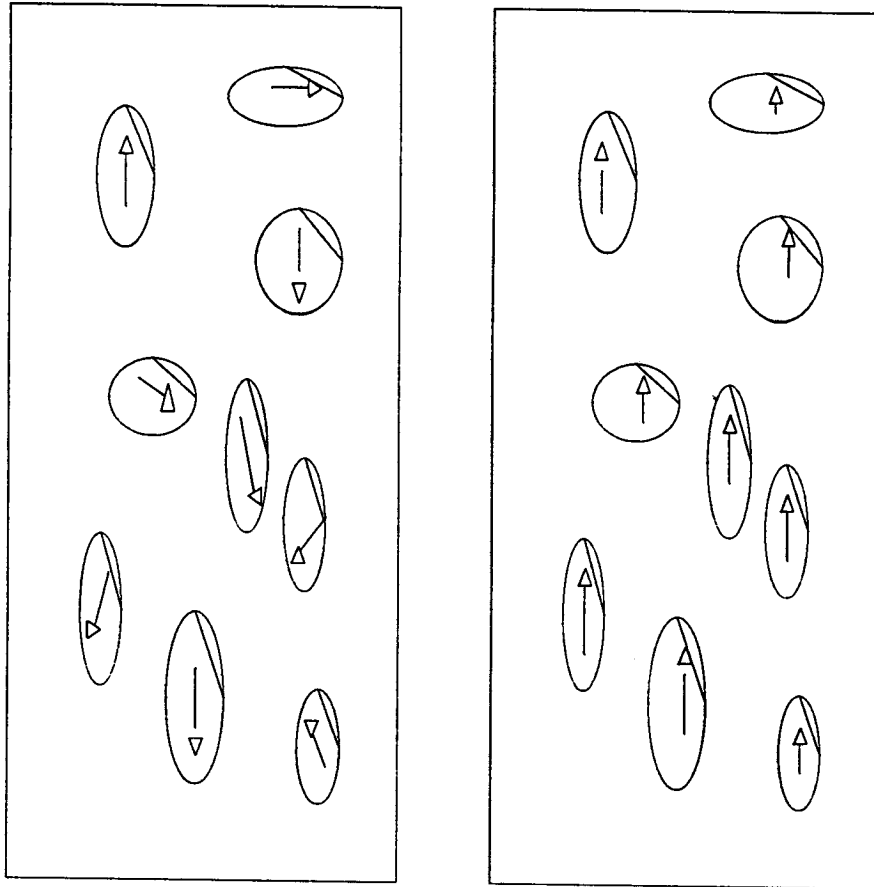


Figura III.5: Representação esquemática de um sistema granular. As "bolhas" representam os grânulos magnéticos embebidos dentro da matriz composta de uma metal não magnético

riamente. Quando o sistema está imerso num campo magnético suficientemente forte estas partículas terão suas magnetizações paralelas. Portanto, assim como no caso das multicamadas acopladas, a resistividade do sistema é reduzida à medida que o campo magnético aplicado aumenta. Este tipo de sistema pode apresentar efeitos de magnetoresistência da ordem de 80% a $T = 4.2K$ [64]. Do ponto de vista de deposição deste tipo de sistema existem dificuldades a serem superadas, como por exemplo: a obtenção de grânulos de forma regulares com uma distribuição espacial homogênea e uma distribuição de tamanhos

de grânulos regular. Na verdade, o efeito de magnetoresistência pode ocorrer para diversas formas e tamanho de grânulos, mas a forma esférica com tamanhos suficientemente pequenos para formarem monodomínios magnéticos, distribuídos homoganeamente na amostra, leva às condições mais apropriadas para uma otimização da magnetoresistência.

Um outro fator importante para a magnetoresistência é a escolha da configuração a ser usada. Divide-se o experimento em dois tipos, segundo a sua configuração: a) CIP (*current in plane*) e b) CPP (*current perpendicular to plane*).

As medidas de CIP são feitas com a corrente elétrica ao longo do plano da multicamada. Este tipo de experimento tem como vantagens a facilidade de montagem e de medida. Entretanto, os efeitos de difusão dependente do spin são minimizados devido ao percurso eletrônico apresentar uma relação caminho/interface pequena. Por exemplo, num sistema configurado em CIP as distâncias entre os contatos de medida são da ordem de milímetros, enquanto que a espessura das amostras é da ordem de Ångstroms. A maior parte dos experimentos de magnetoresistência è feito com este tipo de configuração.

As medidas CPP são feitas com a corrente elétrica atravessando o plano das camadas. Este tipo de configuração dificulta bastante a sua montagem, principalmente por problemas de contato com a amostra, pois em geral tem-se a resistência dos contatos muito maior que a resistência da multicamada. Este tipo de experimento apresenta altos valores percentuais da magnetoresistência. A razão disto é que a direção da corrente é perpendicular às interfaces. Em alguns casos ela chega a aproximadamente 180% (*Co/Cu*, T=4.2 K) [65].

III.1.3 Interpretação do Efeito Válvula de Spin e Aplicação em Multicamadas Magnéticas

O modelo de duas correntes prevê que num metal de transição ferromagnético, a baixas temperaturas, a corrente eletrônica é dada por dois canais paralelos e independentes. Um canal para os elétrons de *spin up* (por convenção de spin paralelos aos elétrons minoritários)

com uma resistividade ρ^\uparrow e um outro canal com elétrons de *spin down* (de spin paralelo aos elétrons majoritários) cuja resistividade é ρ^\downarrow . A resistividade total ρ do sistema é dada por

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow} \quad (\text{III.3})$$

A altas temperaturas estes dois canais deixam de ser independentes, e as colisões elétron-magnon tendem a igualar a corrente eletrônica destes dois canais. Para considerar os efeitos de transferência entre os dois canais introduziu-se um termo de mistura de spin ($\rho^{\uparrow\downarrow}$). Campbell e Fert [66] mostraram que a resistividade ρ pode ser escrita como:

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow + \rho^{\uparrow\downarrow}(\rho^\uparrow + \rho^\downarrow)}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow + 4\rho^{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{III.4})$$

Para o caso $\rho^{\uparrow\downarrow} \gg \rho^\uparrow, \rho^\downarrow$ a resistividade ρ se resume a

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow}{4} \quad (\text{III.5})$$

Uma multicamada magnética é uma sucessão de camadas empilhadas de forma alternada *Metal Magnético/Metal Não-Magnético*. Este tipo de arranjo não é único, mas para simplificar supõe-se que as camadas magnéticas são compostas pelo mesmo elemento químico, assim como para as camadas não magnéticas. No capítulo dedicado ao estudo da magnetoresistência Inversa discutir-se-á um outro tipo de arranjo das multicamadas.

O comportamento magnetoresistivo de uma multicamada é uma consequência do espalhamento eletrônico dependente do spin, seja no interior das camadas magnéticas (por impurezas ou defeitos) ou nas interfaces, e depende das orientações das magnetizações das camadas magnéticas. As figuras III.6 e III.7 mostram de uma maneira simplificada o comportamento resistivo de uma multicamada magnética. Na figura III.6 faz-se uma comparação entre a condução eletrônica numa multicamada com um circuito de resistores, onde R_i^σ e r_i^σ correspondem às resistividades dos elétrons de spin σ da camada i . Aqui definiu-se $R_i^\sigma > r_i^\sigma$. Em paralelo tem-se os canais de spin, (+) ou (-), e os resistores em série

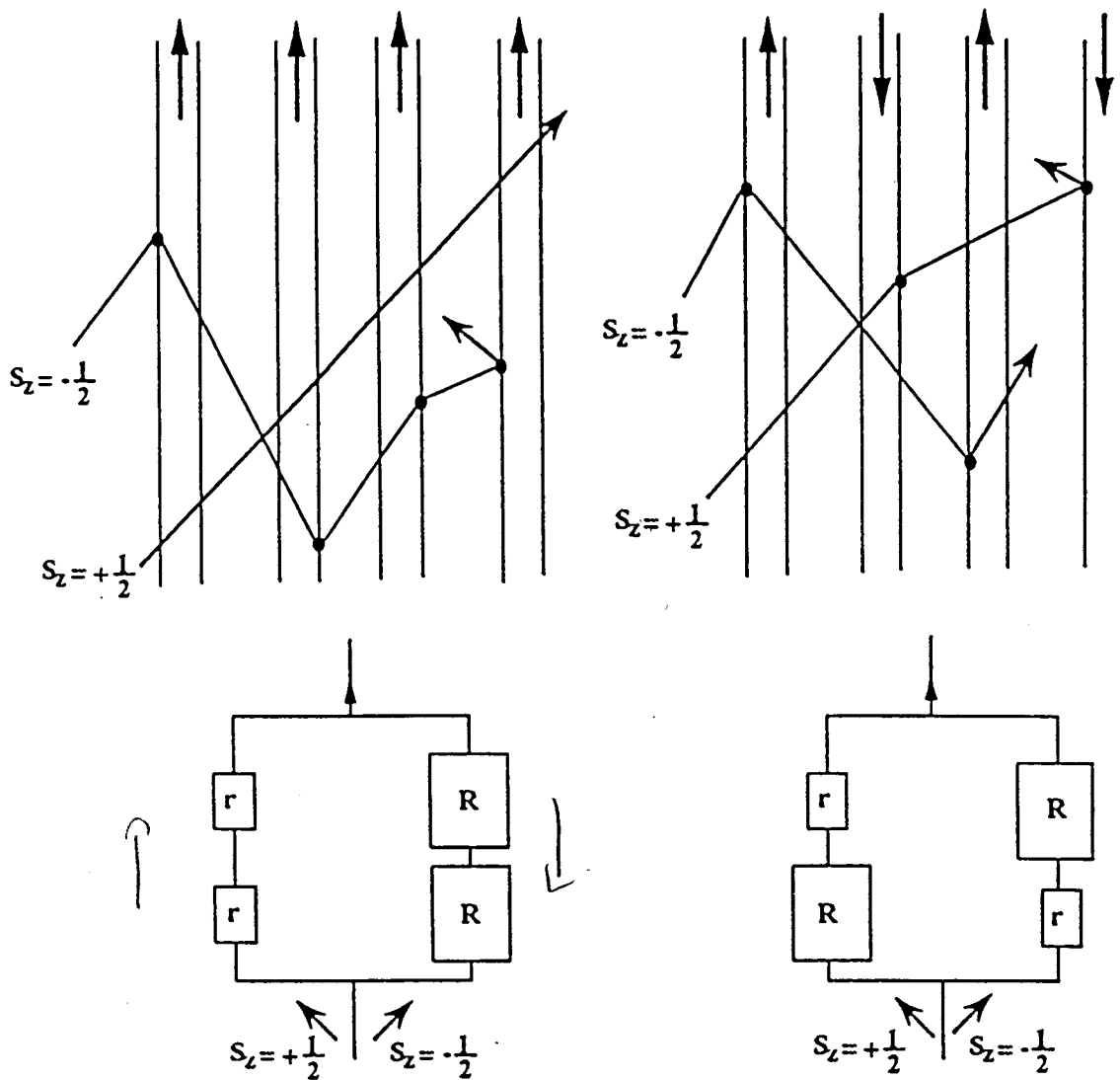


Figura III.6: Representação esquemática da difusão dependente do spin numa multicamada. A figura corresponde a) alinhamento ferromagnético; b) alinhamento antiferromagnético.

correspondem às diferentes camadas magnéticas, $M1$ ou $M2$, do sistema experimental. As camadas magnéticas, cuja direção de magnetização está representada com um vetor apontando para cima, são definidas como se os portadores majoritários sejam os elétrons de spin (+). Supõe-se o inverso como verdadeiro, ou seja, as camadas magnéticas onde a direção de magnetização está representada por um vetor apontando para baixo, correspondem a camadas cujos portadores minoritários são os elétrons de spin (-). Para a situação, onde as magnetizações estão orientadas paralelamente (figura a) tem-se um forte espalhamento dos elétrons de spin (-), em todas as camadas magnéticas, enquanto que os elétrons de

spin (+) são pouco espalhados, ou seja, há um *curto circuito* nesta direção de spin. Para a situação onde as magnetizações estão orientadas antiparalelamente, figura b, tem-se que os elétrons (+) são fortemente espalhados nas camadas onde estes são minoritários, enquanto na camada magnética vizinha estes elétrons serão pouco espalhados. Os elétrons de spin (-) apresentam um comportamento semelhante, mas em camadas diferentes. Desta forma, a resistividade da multicamada na configuração paralela é menor do que a da configuração antiparalela. Este mesmo tipo de análise será rediscutida no capítulo dedicado ao estudo da magnetoresistência inversa.

Este comportamento magnetoresistivo é comumente chamado de Válvula de Spin (*spin valve*), pois o sistema funciona como se fosse uma válvula : para a configuração onde as camadas magnéticas estão alinhadas paralelamente tem-se uma resistividade baixa, ou seja a válvula está aberta; na configuração antiparalela a resistividade é alta, válvula fechada.

A figura III.7 mostra esquematicamente: uma curva típica de histerese magnética para um sistema de multicamadas composto por camadas magnéticas com diferentes campos coercivos; uma curva de magnetoresistência e um diagrama mostrando as magnetizações das camadas vizinhas. Para a configuração paralela tem-se uma resistividade ρ_0 . Entretanto, quando as magnetizações estão configuradas antiparalelamente, a resistividade do sistema aumenta e mantém este valor até uma nova mudança na configuração magnética. A resistividade do sistema não depende da orientação absoluta das camadas magnéticas, mas das suas orientações relativas. Portanto o valor da resistividade do sistema é a mesma para os extremos de campo magnético.

As relações para as resistividades nas diferentes configurações de magnetização são:

a. Configuração paralela ($\rho^{\uparrow\downarrow} = 0$):

$$\rho^P = \frac{\rho^{\uparrow}\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}} \quad (\text{III.6})$$

b. Configuração antiparalela ($\rho^{\uparrow\downarrow} \gg \rho^{\uparrow}, \rho^{\downarrow}$):

$$\rho^{AP} = \frac{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}}{4} \quad (\text{III.7})$$

Figura III.7: Representação esquemática da variação da resistividade de uma multicamada magnética com relação a um campo aplicado. Em a tem-se a curva de histerese magnética, em b a evolução magnetoresistiva e em c é mostrado uma visão simplificada do comportamento magnético das camadas.

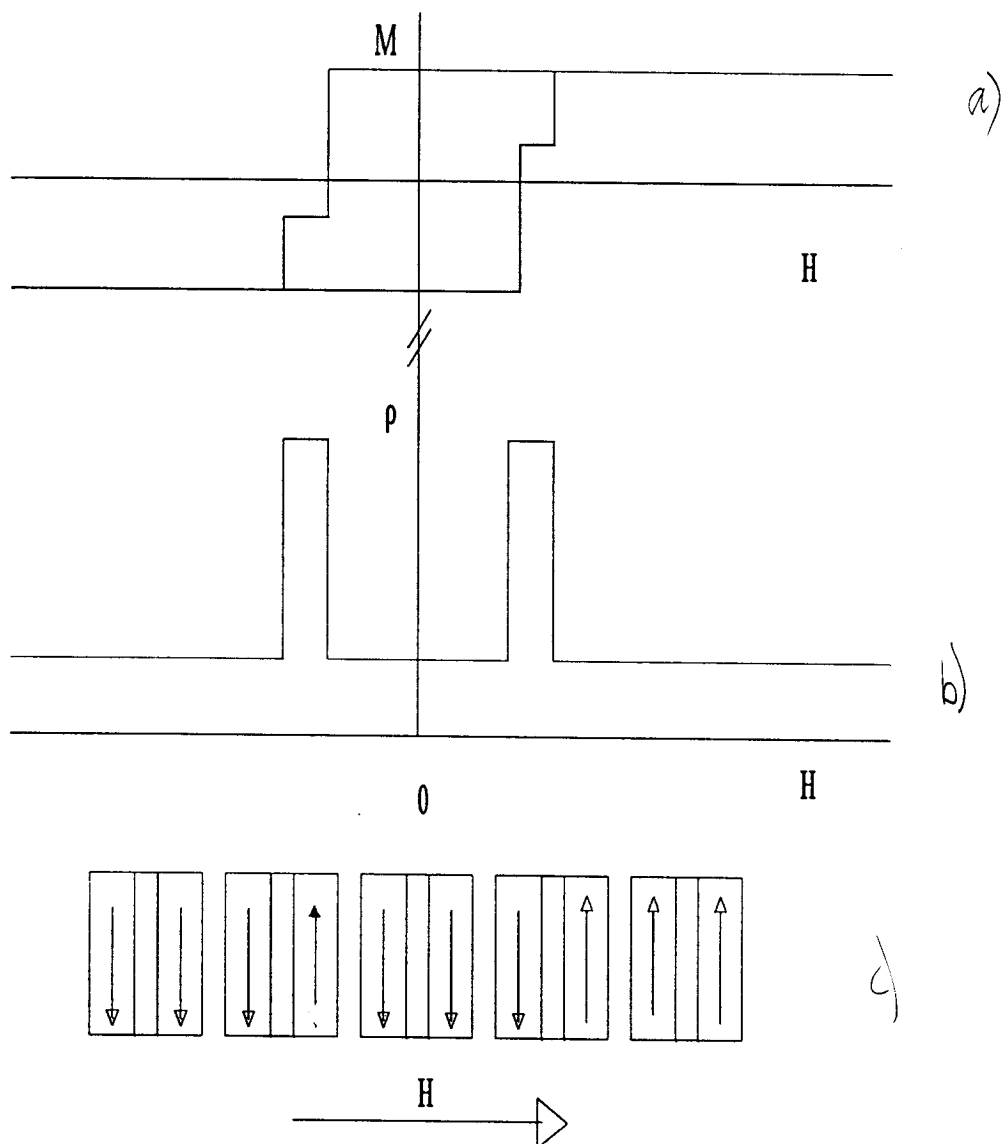
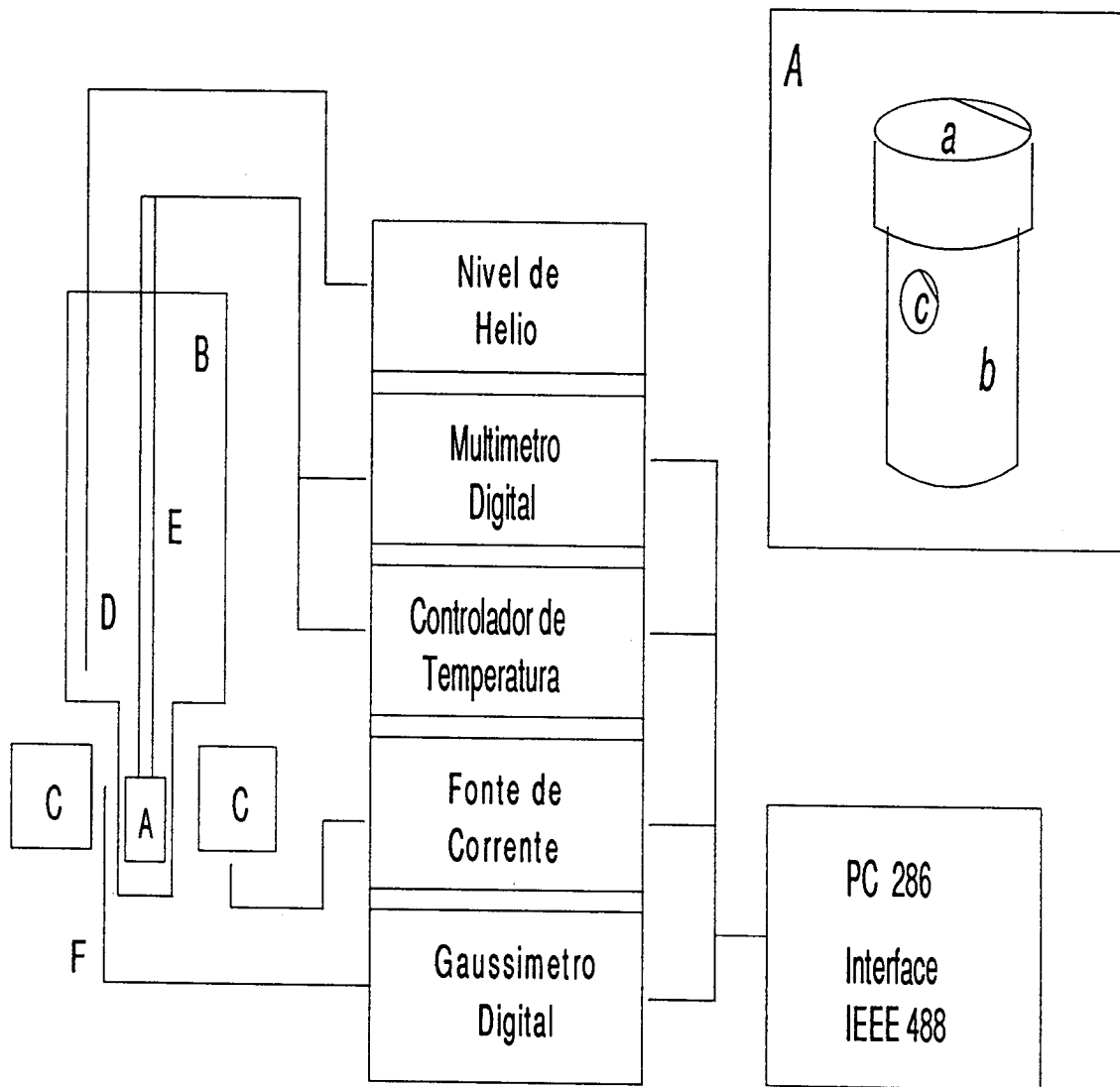


Figura III.8: Esquema da montagem experimental do sistema utilizado para fazer as medidas de magnetoresistência. Em A, tem-se o porta-amostra (a figura no canto direito superior mostra detalhadamente: a) posição da amostra, b) resistência de aquecimento e c) posição do Carbon Glass); B criostato; C eletroimã; D medidor de nível de Hélio; E haste do porta-amostra e F sensor Hall



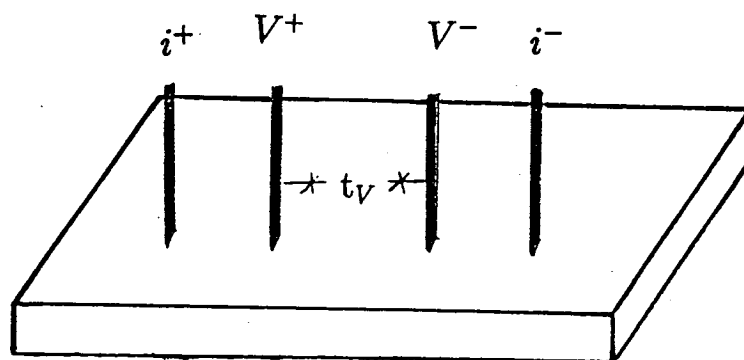
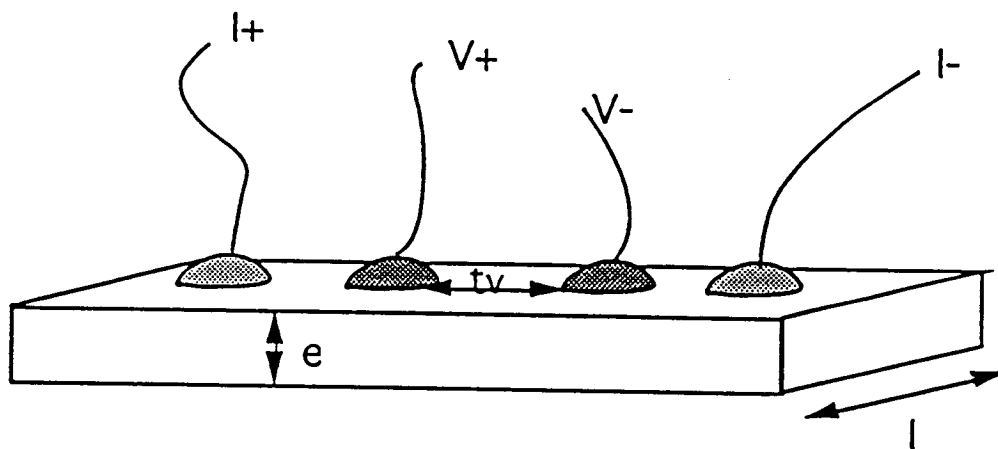


Figura III.9: Representação esquemática da geometria utilizada para as medidas de transporte

Portanto, a magnetoresistência que é definida como a variação da resistividade normalizada pela resistividade de saturação, pode ser escrita como:

$$MR = \frac{\rho^{AP} - \rho^P}{\rho^P} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \quad (\text{III.8})$$

onde

$$\alpha = \frac{\rho^{\perp}}{\rho^{\parallel}} \quad (\text{III.9})$$

A relação apresentada acima é uma simples aproximação. Um modelo mais comple-

to será discutido no capítulo dedicado ao modelo semiclássico para a magnetoresistência gigante.

III.2 Medidas de Magnetoresistência

As medidas de resistividade e magnetoresistência foram feitas usando o método convencional de quatro pontas em linha. Este tipo de dispositivo permite, em princípio, eliminar os efeitos da resistência dos contatos na montagem experimental. O sistema experimental é computadorizado, usando como interface uma placa IEEE-488.

O aparato experimental está dividido em três partes (veja figura III.8):

a. Um eletroímã convencional, cujo $H_{max} \approx 5500 Oe$, alimentado por uma fonte Kepco modelo *BOP 20-10M* controlada por computador;

b. Um criostato composto por:

b.1. Um reservatório para nitrogênio líquido, 7l e um outro para hélio líquido de 3.5l. Esta configuração dá uma autonomia de aproximadamente oito horas de trabalho sem precisar repor *He*.

b.2. Uma haste, onde numa de suas extremidades, está fixado o porta-amostras.

c. Um sistema de controle e obtenção de dados composto pelos seguintes instrumentos:

c.1. Multímetro Keithley 195A *Digital Multimeter*

c.2. Controlador de temperatura Lake Shore DRC 82 *Temperature Controller*. A medida de temperatura é feita através de um diodo de *Carbon Glass* colocado no porta-amostra.

c.3 Gaussímetro Digital Oxford;

c.4. Controlador de nível de *He*

Os contatos elétricos a nível de amostras foram feitos de duas formas (figuras III.9):

- a. Contato com fios de cobre aderidos sobre a amostra por uma cola especial a base de prata (figura a);
- b. através de um sistema de pontas (figura b).

A resistividade das amostras é obtida através da relação:

$$\rho = \frac{Vle}{It_V} = R \frac{le}{t_V} \quad (\text{III.10})$$

onde R é a resistência elétrica medida, e e l são, respectivamente, a espessura e a largura da amostra e t_V corresponde à distância entre os contatos de tensão.

Todas as medidas de magnetoresistência apresentadas nesta Tese foram feitas na configuração CIP, ou seja, com a corrente elétrica fluindo no plano da amostra.

III.3 Introdução ao sistema *NiFe/Cu/Co/Cu* SISTEMA NÃO-ACOPLADO

Em 1990 Shinjo et alii [67] apresentaram os resultados do estudo da magnetoresistência realizados em multicamadas compostas por diferentes materiais magnéticos (*NiFe* e *Co*) intercalados por uma camada de *Cu*. O objetivo deste trabalho era de observar o comportamento magnetoresistivo em sistemas de multicamadas onde o acoplamento de troca entre as camadas magnéticas é desprezível. A configuração antiparalela entre as camadas vizinhas seria uma consequência das diferentes coercividades dos materiais magnéticos que compõe a multicamada. Sistemas com diferentes H_c haviam sido discutidos anteriormente por Dupas [68] (*Au/Co(X₁)/Au/Co(X₂)/Au*), Vélú [69] (*Au/M₁(X₁)/Au/M₂(X₂)/Au*, $M = Co, Fe$) e Mosca [70] (*Co(X₁)/NM/Co(X₂)/NM*, $NM = Ag, Cu$), onde as diferentes coercividades eram consequência das diferentes espessuras (X_1 e X_2) das camadas magnéticas.

A diferença entre este tipo de sistema e aqueles que apresentam acoplamento antiferromagnético é que na maioria dos casos acoplados são necessários altos campos magnéticos

para se obter uma configuração paralela, pois os efeitos de troca para estes sistemas são muito fortes. Por outro lado, o sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$, no limite sem acoplamento, apresenta uma magnetoresistência significativa ($\sim 6\%$ a $300K$ e $\sim 20\%$ a $4.2K$) sem que se necessite de altos campos magnéticos. A idéia aqui é de se jogar com os diferentes campos coercivos dos materiais magnéticos, para obter a configuração antiparalela, enquanto que o valor de saturação será exatamente aquele necessário para inverter a camada mais dura magneticamente (no caso o Co). Em geral este campo não passa de algumas centenas de Oersted, isto comparado com os valores para sistemas acoplados antiferromagneticamente, ordem de $10000 Oe$, é muito pequeno.

O trabalho de Shijo [67] se resumiu a uma amostra ($Co(30)/Cu(50)/NiFe(30)/Cu(50)$) e foi posteriormente expandido por Okuyama et alii [71] para uma série de amostras ($Co(25)/Cu(t_{Cu})/NiFe(25)/Cu(t_{Cu})$), onde o parâmetro variável era a espessura de Cu ($t_{Cu} = 5.5$ e $10nm$). Neste capítulo mostrar-se-á que as espessuras das camadas magnéticas influenciam na magnetoresistência de maneira significativa. Uma outra característica não evidenciada pelos autores acima citados é a existência de oscilações da magnetoresistência com a espessura de Cu [11, 12]. Este efeito ocorre para pequenas espessuras de Cu e está associado ao acoplamento de troca entre as camadas de Co e $NiFe$. Os resultados experimentais apresentados nas próximas secções deste trabalho mostram uma oscilação do efeito magnetoresistivo ligadas ao efeito de acoplamento de troca.

III.3.1 Apresentação do Sistema

Nesta parte do trabalho serão apresentados e discutidos os resultados de medidas de magnetoresistência para multicamadas de $NiFe/Cu/Co/Cu$, que estão divididos em três etapas:

a. Séries $(NiFe)_X/Cu_{50}/Co_Y/Cu_{50}$

O estudo do comportamento magnetoresistivo com respeito à espessura dos elemen-

tos magnéticos (*Co* e *NiFe*) no limite sem acoplamento magnético tem como objetivo otimizar as espessuras das camadas magnéticas a fim de obter um valor máximo de magnetoresistência. Para tanto depositou-se o seguinte conjunto de amostras:

h_{Cu} grande

a.1. Série $(NiFe)_X Cu_{50} Co_{50}$:

Amostra padrão: $(NiFe)_X / Cu_{50} / Co_{50} / Cu_{50}$

$X = 10, 30, 50, 70, 100$;

Espessura total = 200nm;

a.2. Série $(NiFe)_{50} Cu_{50} Co_X$:

Amostra padrão: $(NiFe)_{50} / Cu_{50} / Co_X / Cu_{50}$;

$X = 10, 30, 50, 70, 100$;

Espessura total = 200nm;

b. Série $(NiFe)_{50} Cu_X Co_{20}$

Para o estudo do comportamento magnetoresistivo com respeito à espessura da camada espaçadora (*Cu*), cujo objetivo era observar a existência do efeito de acoplamento de troca entre as camadas magnéticas, foram utilizadas as seguintes amostras:

Amostra padrão: $(NiFe)_{50} / Cu_X / Co_{20} / Cu_X$;

$X = 6, 6.5, 7.2, 7.9, 9, 10.7, 12, 15, 18, 21, 24, 27, 30, 33, 36$;

Espessura total = variável; três períodos;

c. Séries $(NiFe)_X Cu_{10.7} Co_Y$

Para o estudo do comportamento magnetoresistivo com respeito à espessura dos componentes magnéticos no limite de acoplamento de troca antiferromagnético, as amostras foram as seguintes:

Amostra padrão: $(NiFe)_X/Cu_{10.7}/Co_Y/Cu_{10.7}$;

$X, Y = 10, 20, 30, 50, 70, 100$;

Espessura total = variável; três períodos;

d. Série $((NiFe)_{50}/Cu_{10.7}/Co_{20})_N$:

Para estudar os efeitos do número de períodos na magnetoresistência foi examinado o seguinte conjunto de amostras, aqui N corresponde ao número de vezes em que a célula unitária foi repetida:

Amostra padrão: $((NiFe)_{50}/Cu_{10.7}/Co_{20}/Cu_{10.7})_N$;

$N=1,3,4,5$;

Espessura total = $9.14 \times N \text{ nm}$.

III.4 Dados Experimentais

As amostras de $NiFe/Cu/Co/Cu$, esquematizadas na figura III.10, foram preparadas por pulverização iônica (*sputtering*) em um sistema computadorizado Nordiko NS 2000, a uma pressão de base da ordem de 10^{-7} Torr. As multicamadas foram depositadas a temperatura ambiente com uma pressão de Ar da ordem de 5 mTorr. As taxas de deposição se situam entre 0.05-0.1 nm/s, dependendo do material. Todas as amostras apresentam uma camada inicial de 6 nm de Fe sobre um substrato de $Si(100)$. Estas amostras foram feitas por T. Valet no Laboratoire Central de Recherche Thomson CSF, Orsay, França.

A caracterização estrutural de duas amostras pertencentes ao primeiro grupo foram reportadas por T. Valet et alii [73] $((NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{10}/Cu_{50}$ e $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{100}/Cu_{50}$). Os resultados de $X-TEM$ (Microscopia de Transmissão Eletrônica Transversal) mostram que sempre que a espessura total da multicamada for superior a 50nm a estrutura começa

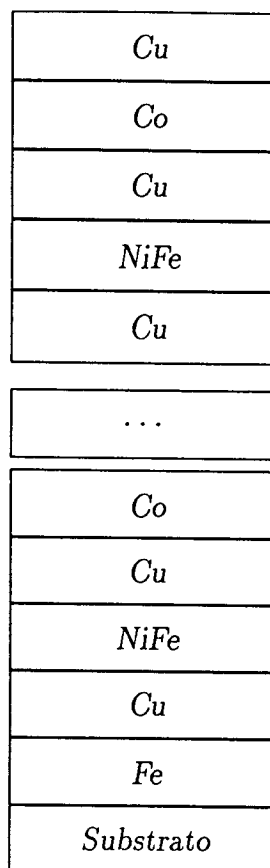


Figura III.10: Multicamada de *NiFe/Cu/Co/Cu* esquematizada

a se degradar independentemente do tipo de amostra. A caracterização por NMR mostrou que a estrutura das camadas é, na sua maior parte, do tipo *fcc*. Pode-se também encontrar alguns traços de *Co hcp* na amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{100}/Cu_{50}$. A profundidade de interdifusão na interface *Co/Cu* é da ordem de $0.5nm$. Portanto, para o caso onde $t_{Co} = 1nm$, não existem planos de *Co* puro, ou seja, a camada de *Co* está completamente misturada com o *Cu*.

As medidas de Magnometria por Efeito Kerr para as amostras onde as espessuras do material espaçador, *Cu*, varia foram feitas por Kergoat et alii [74, 75]. Os experimentos mostraram que para $x \leq 0.7nm$ o sistema é fortemente acoplado ferromagneticamente ,

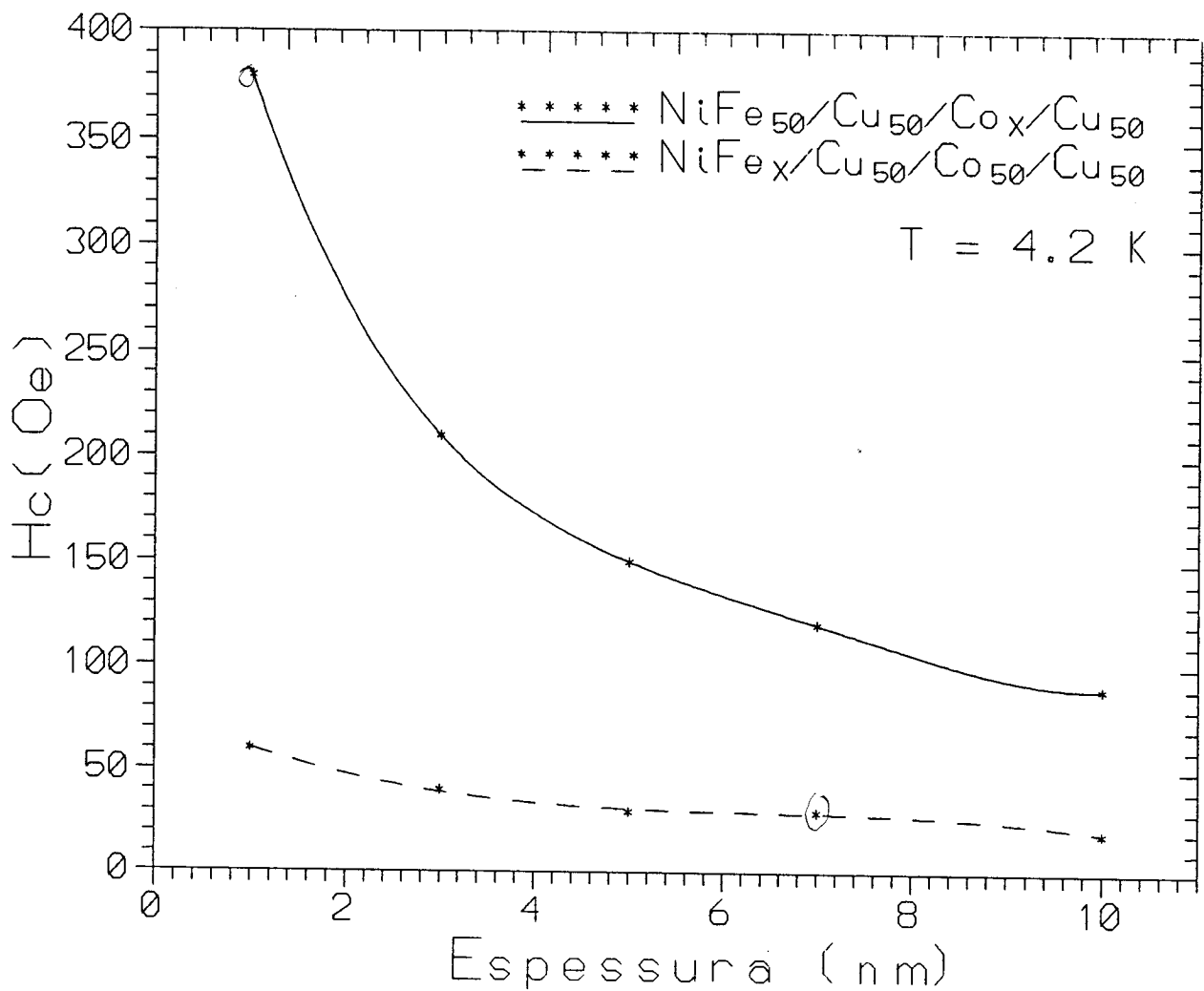


Figura III.11: Variação do campo coercivo do *Co* e do *NiFe* com as suas respectivas espessuras. Nas medidas feitas variando a espessura do *Co*, fixou-se as espessuras do *NiFe* e do *Cu* em 50\AA . Para os experimentos onde se variou a espessura do *NiFe* as espessuras do *Co* e do *Cu* foram fixadas em 5nm .

enquanto que para $x = 1\text{nm}$ o acoplamento é antiferromagnético. Estes resultados, como será mostrado mais tarde, estão de acordo com as medidas de magnetoresistência.

III.5 Sistema $NiFe_x/Cu_{50}/Co_y/Cu_{50}$

III.5.1 Introdução

Quando se considera sistemas massivos o cobalto e o "Permaloy" ~~apresentam uma enorme~~ diferença em seus campos coercivos ($H_c(Co) = 100e$, $H_c(NiFe) = 0.050e$ [76]). Isto não é evidente para o caso de filmes finos pois as estruturas destes dois elementos podem ser bastante modificadas pelos efeitos de deposição e defeitos de interface. Entretanto, como será mostrado logo a seguir, estas características se mantêm para um certo tipo de multicamadas. Com isto a idéia de se obter o efeito de magnetoresistência gigante em sistemas não acoplados pode ser explorada a partir de multicamadas compostas por $NiFe$ e Co , intercalados por um material não magnético. Como material não magnético utilizou-se o Cu , isto porque já são bem conhecidos na literatura os efeitos de magnetoresistência em sistemas do tipo $NiFe/Cu$ [49] e Co/Cu [60, 77]. A fim de minimizar o acoplamento de troca entre as camadas magnéticas, através do Cu , escolheu-se uma grande espessura para o Cu , 5nm.

A importância do campo coercivo para este tipo de amostra é fundamental, isto porque, quando os valores destes campos são muito próximos a configuração antiparalela entre as camadas magnéticas não será perfeita e com isto o valor da magnetoresistividade será atenuado. A figura III.11 mostra a dependência do campo coercivo com respeito às espessuras de Co e $NiFe$. Mas para o caso aqui estudado existem outros parâmetros a serem também considerados. Entre eles está a resistividade do material. Se os componentes das multicamadas são muito resistivos, a influência sobre a magnetoresistência será duplamente sentida: a) o espalhamento dependente do spin será mascarado pela resistividade normal do material; b) a resistência de saturação da multicamada aumenta, o que diminui a magnetoresistência (a magnetoresistência é definida pela razão entre variação da resistividade nas diferentes configurações magnéticas e a resistividade de saturação).

Os resultados das medidas de magnetoresistência para estas duas séries serão apresen-

tados e discutidos a seguir.

III.5.2 Análise da Série $(NiFe)_xCu_{50}Co_{50}$

Nesta série de amostras onde as espessuras de cobalto e cobre foram fixadas em 50\AA , o parâmetro que apresenta maior importância para a magnetoresistência é a relação entre o campo coercivo e a espessura do "Permalloy" (T_{NiFe}). A figura III.12 mostra uma seqüência de curvas de magnetoresistência *versus* campo magnético aplicado para as diversas espessuras de $NiFe$ ($t_{NiFe} = 1, 3, 5, 7, 10nm$). As linhas cheias correspondem às medidas feitas a $4.2K$, enquanto que as linhas pontilhadas correspondem as medidas feitas a temperatura ambiente ($t = 300K$). A forma de cada curva está intimamente ligada à diferença dos campos coercivos do Co e $NiFe$. Vê-se na mesma figura que, a grosso modo, o campo coercivo do Co permanece inalterado para esta série de experimentos ($H_c(Co) \approx 150Oe$). Entretanto, o comportamento magnético do Permalloy indica uma dependência do campo coercivo inversamente proporcional à espessura da camada. Conseqüentemente à medida em que a espessura da camada de Permalloy aumenta, o pico de magnetoresistência torna-se mais largo.

Para as curvas à temperatura ambiente este tipo de análise torna-se mais complexa pois a camada de Permalloy começa a se fragmentar magneticamente, formando domínios, antes da inversão do campo magnético aplicado.

O comportamento da magnetoresistência com a temperatura é dado através de dois fatores: a variação da resistividade com o campo magnético aplicado ($\Delta\rho = \rho_{max} - \rho_{sat}$) e a resistência de saturação (ρ_{sat}) com a temperatura. A figura III.13 mostra o comportamento térmico para a $\Delta\rho$ para um sistema típico desta série ($(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$). A evolução do sistema mostra uma razão de um fator de aproximadamente 2 entre os valores medidos a 4.2 e $300K$, ou seja:

$$\frac{\Delta\rho(4.2)}{\Delta\rho(300)} = 2 \quad (III.11)$$

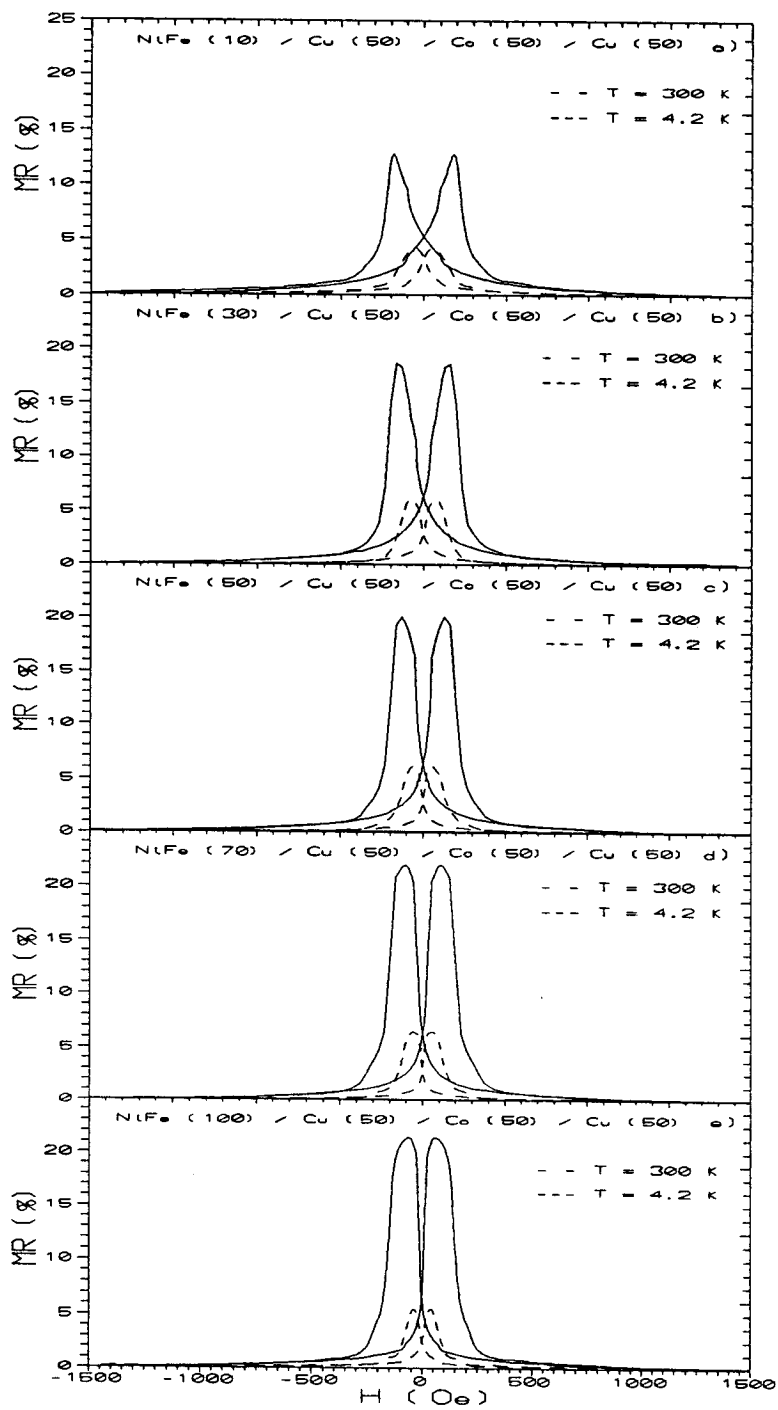


Figura III.12: MR x H para a série $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$

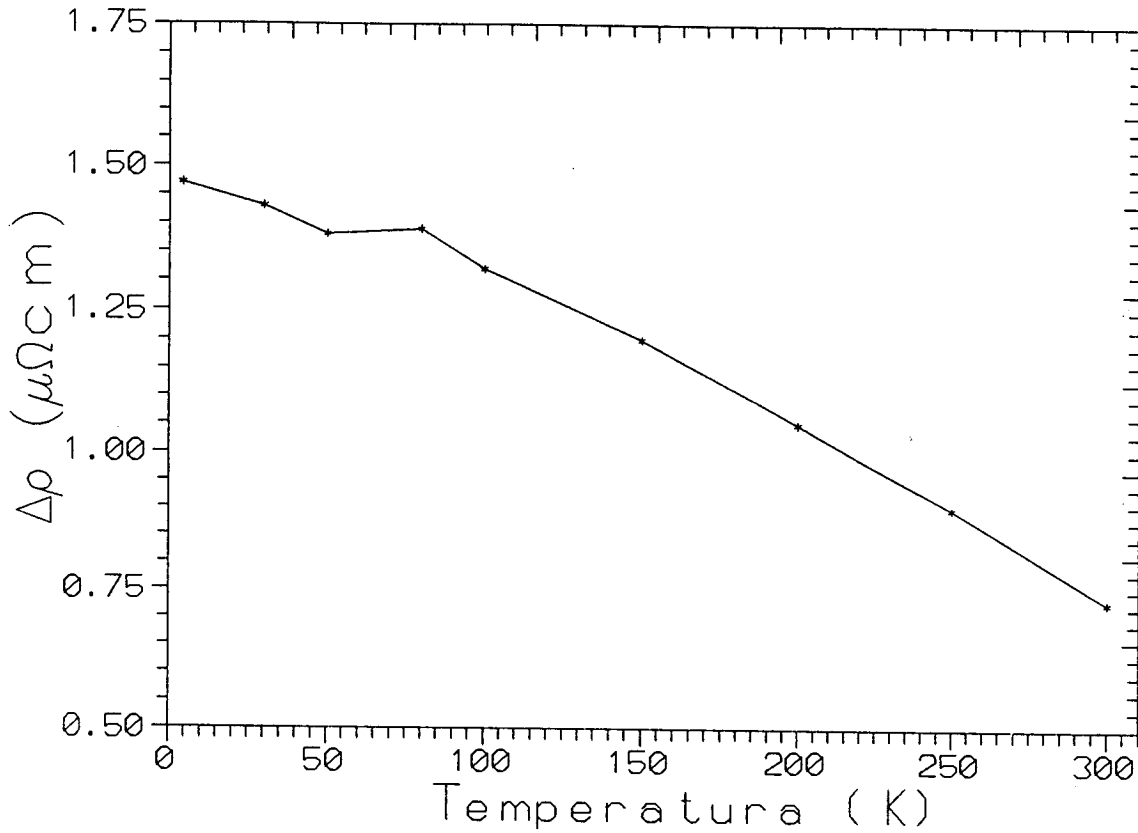


Figura III.13: Evolução da variação da resistividade $\Delta\rho$ com respeito à temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$.

Esta diferença é uma conseqüência da interação elétron-magnon que induz uma inversão nas direção de spin dos elétron de condução.

A resistividade de saturação, ρ_{sat} , aumenta de um fator de aproximadamente 1.5 (figura III.14).

$$\frac{\rho_{sat}(4.2)}{\rho_{sat}(300)} = 1.5 \quad (III.12)$$

A razão entre os valores de magnetoresistência a 4.2 e a 300K é dada por:

$$\frac{MR(4.2)}{MR(300)} = \frac{\frac{\Delta\rho(4.2)}{\rho_{sat}(300)}}{\frac{\Delta\rho(300)}{\rho_{sat}(300)}} = \frac{\rho_{sat}(300)}{\rho_{sat}(4.2)} \frac{\Delta\rho(4.2)}{\Delta\rho(300)} \quad (III.13)$$

Portanto, a magnetoresistência do sistema é reduzida de um fator 3. A figura III.16

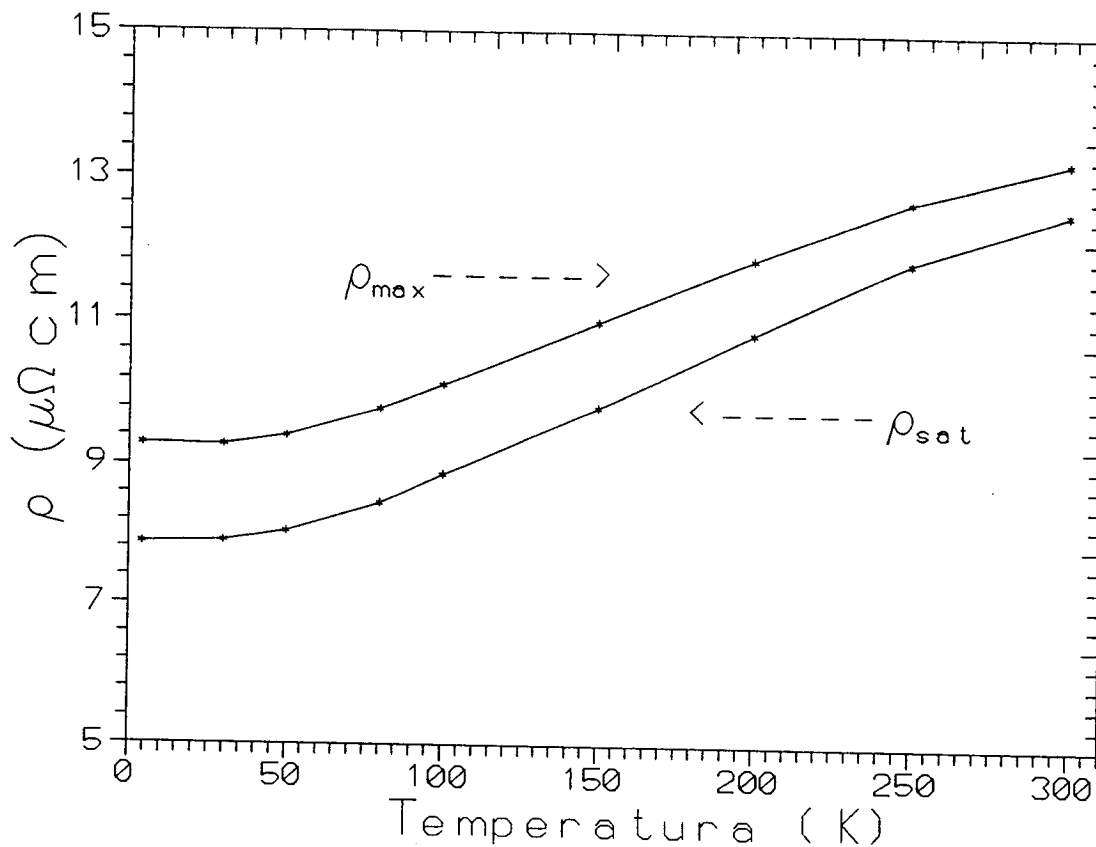


Figura III.14: Evolução da resistividade ρ com respeito à temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$.

mostra a evolução térmica para a multicamada $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$, onde o fator 3 entre a magnetoresistência a 4.2 e a 300K fica bem visível.

A dependência da magnetoresistência com a espessura de $NiFe$ para as temperaturas de 4.2 e 300 K pode ser vista na figura III.15. O comportamento é semelhante para ambas as temperaturas. Vê-se um aumento inicial substancial da magnetoresistência como função da espessura de $NiFe$, assumindo logo em seguida uma inclinação mais leve. Por fim a tendência é de estabilizar. Comparando esta figura com a figura III.12, pode-se perceber a relação entre a largura do pico de magnetoresistência e o valor percentual da mesma.

A figura III.16 b mostra a dependência da magnetoresistência com a temperatura pa-

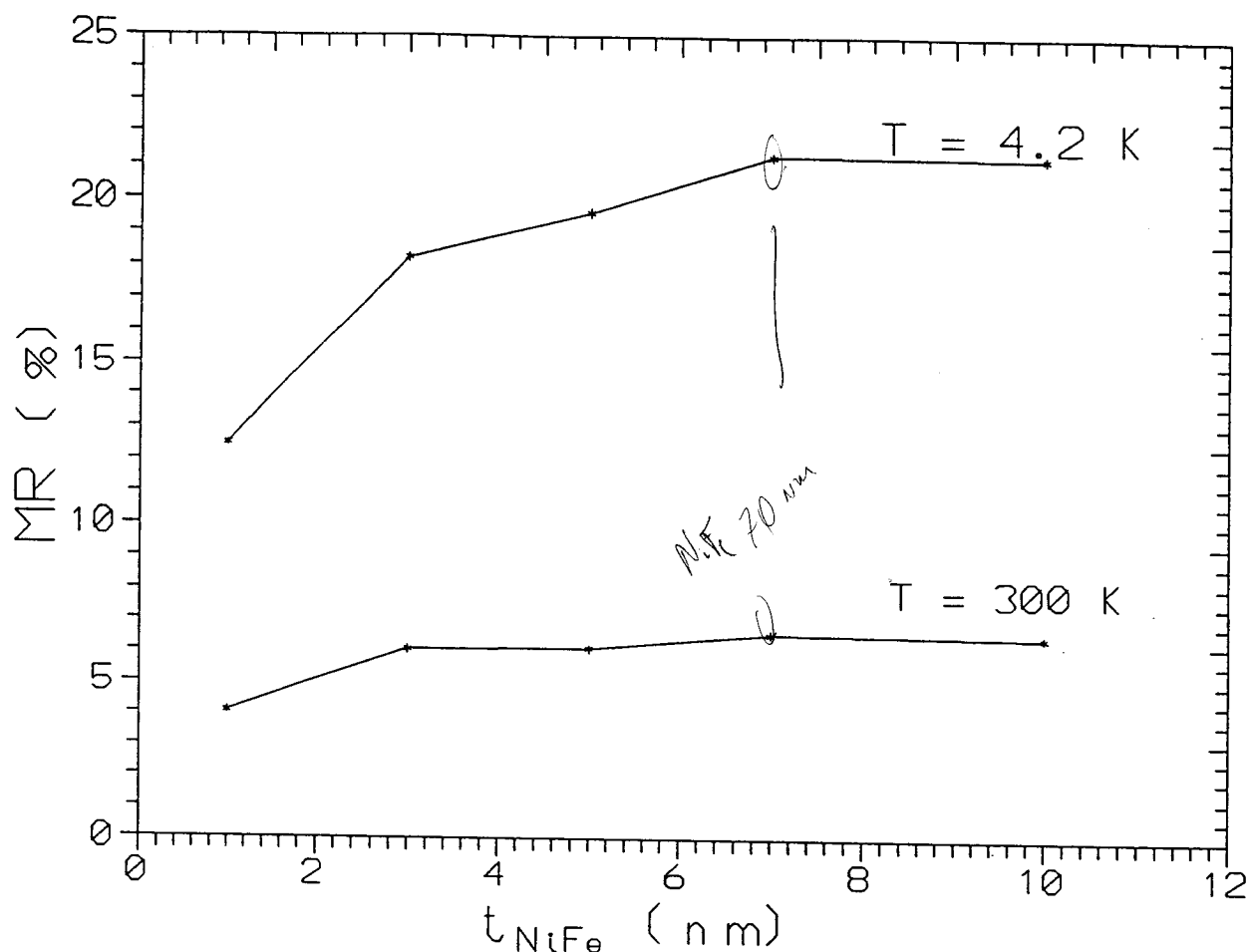


Figura III.15: MR X t_{NiFe} para a série $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$ a $T=4.2$ e $300K$

ra uma amostra típica, $(NiFe)_{30}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$. Note-se que inicialmente o sistema se mostra independente da temperatura, passando logo em seguida a diminuir com a temperatura.

III.5.3 Análise da Série $(NiFe)_{50}Cu_{50}Co_x$

Para esta série de experimentos variou-se a espessura do cobalto, deixando fixas as espessuras do cobre (5nm) e do "Permalloy" (5nm). Os resultados das medidas de magnetoresistência deste conjunto de amostras mostram a importância da espessura da camada de Co para a configuração antiparalela das camadas magnéticas. A figura III.18 apresenta um conjunto de medidas de magnetoresistência *versus* campo aplicado para amostras

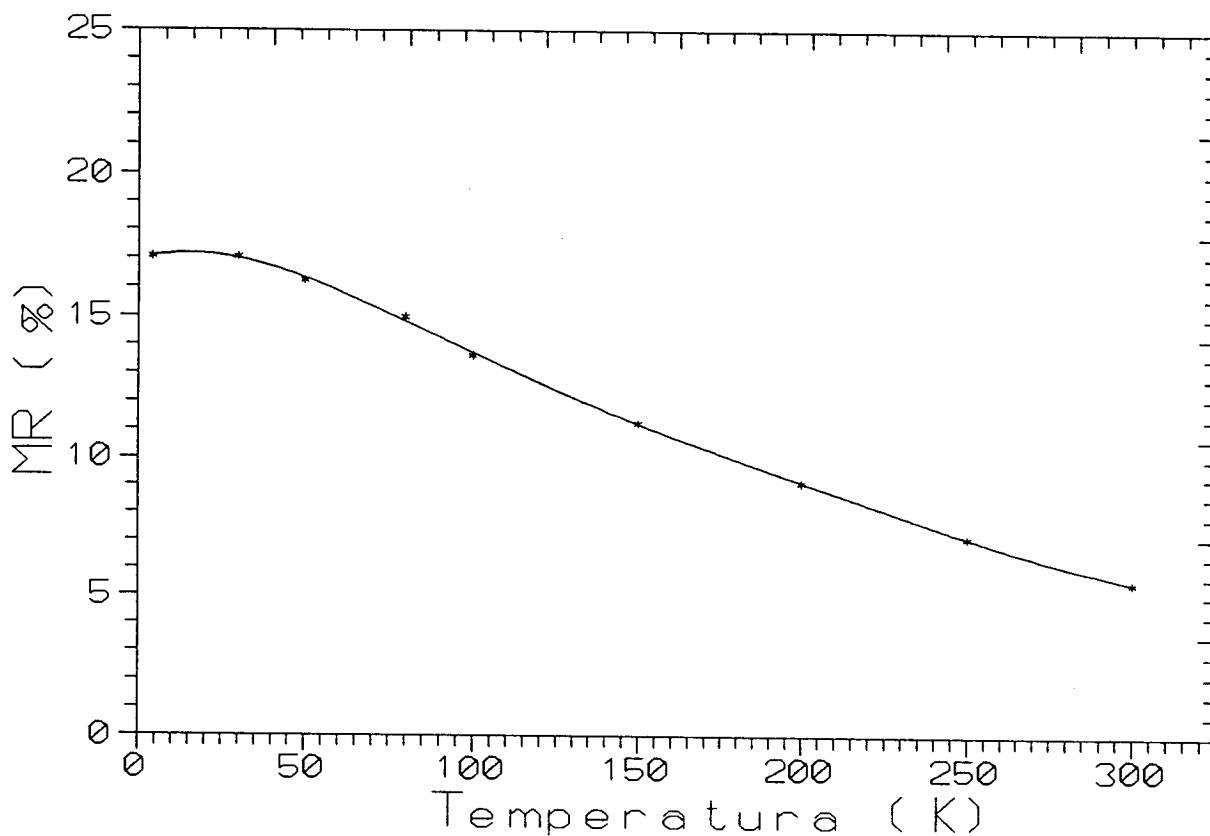


Figura III.16: Evolução da magnetoresistência com respeito a temperatura para a amostra $(NiFe)_{50}/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$.

com diferentes espessuras de cobalto. Semelhantemente à figura III.12, as linhas cheias e pontilhadas correspondem às medidas feitas a 4.2 e 300 K, respectivamente.

A figura III.17 mostra a evolução da magnetoresistência com relação à espessura de cobalto. Ao contrário do que acontece com as amostras da série $NiFe_xCu_{50}Co_{50}$, excetuando o primeiro ponto, a tendência da magnetoresistência é diminuir com o aumento da espessura de Co . Isto está relacionado à variação do campo coercivo do Co .

O valor da coercividade do cobalto, assim como para o $NiFe$ discutido na secção anterior, apresenta um comportamento inversamente proporcional a sua espessura. Com isso a região onde as magnetizações estão em sentidos opostos é reduzida com o aumento da

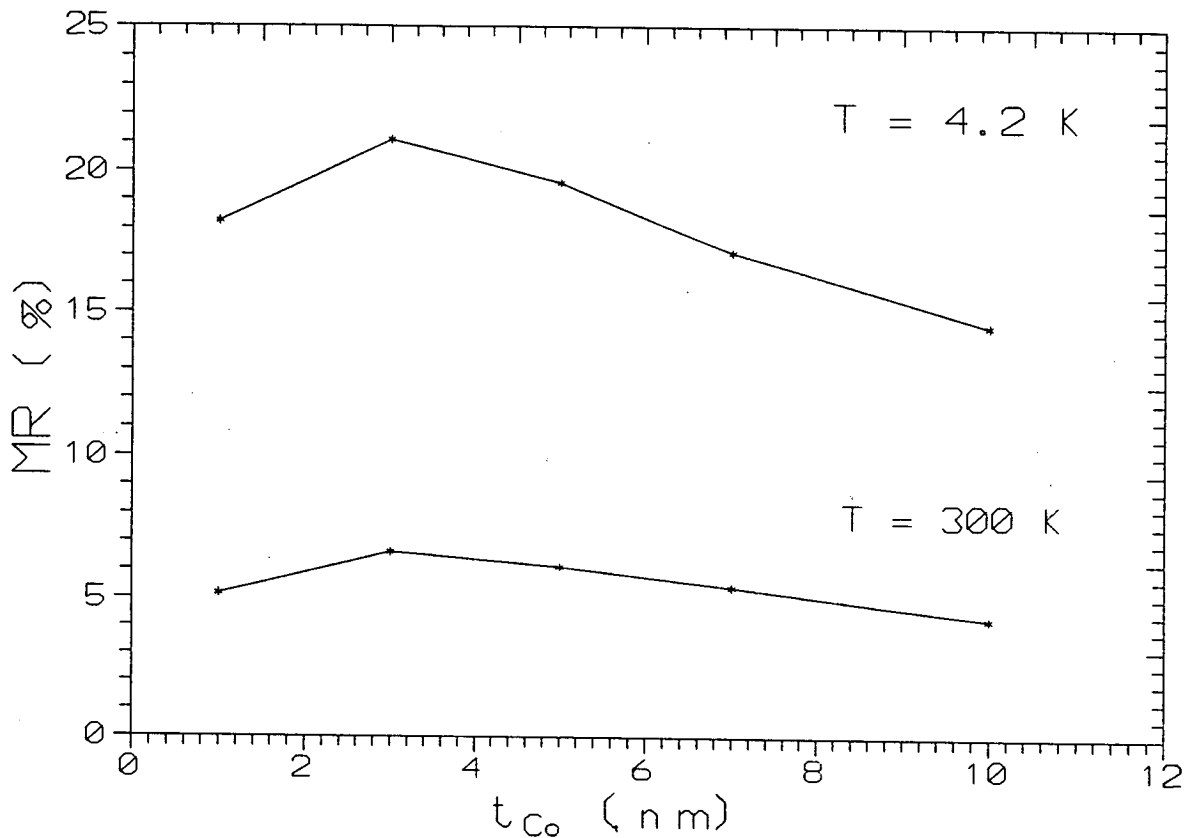


Figura III.17: $MR(4.2)$ e $MR(300)$ para diversas espessuras de cobalto

espessura do Co .

Observe-se que na figura III.17 (ou na figura III.11(a)) o $H_c(Co)$ é de aproximadamente $380Oe$. À medida que a espessura do Co aumenta, $H_c(Co)$ diminui. Para uma espessura de 10 nm de cobalto o valor do campo coercivo chega a ser aproximadamente $\frac{1}{4}$ do valor encontrado para 1 nm de Co . O campo coercivo de $NiFe$ mostra-se aproximadamente constante, entre $25 - 50Oe$. Esta variação do $H_c(NiFe)$ é uma consequência da ação do campo dipolar do Co .

O comportamento com a temperatura desta série é semelhante ao que se viu na secção anterior, mantendo aproximadamente o mesmo quociente para as magnetoresistências e as resistividades a 4.2 e 300 K . A discrepância do primeiro ponto da curva relativa ao sistema

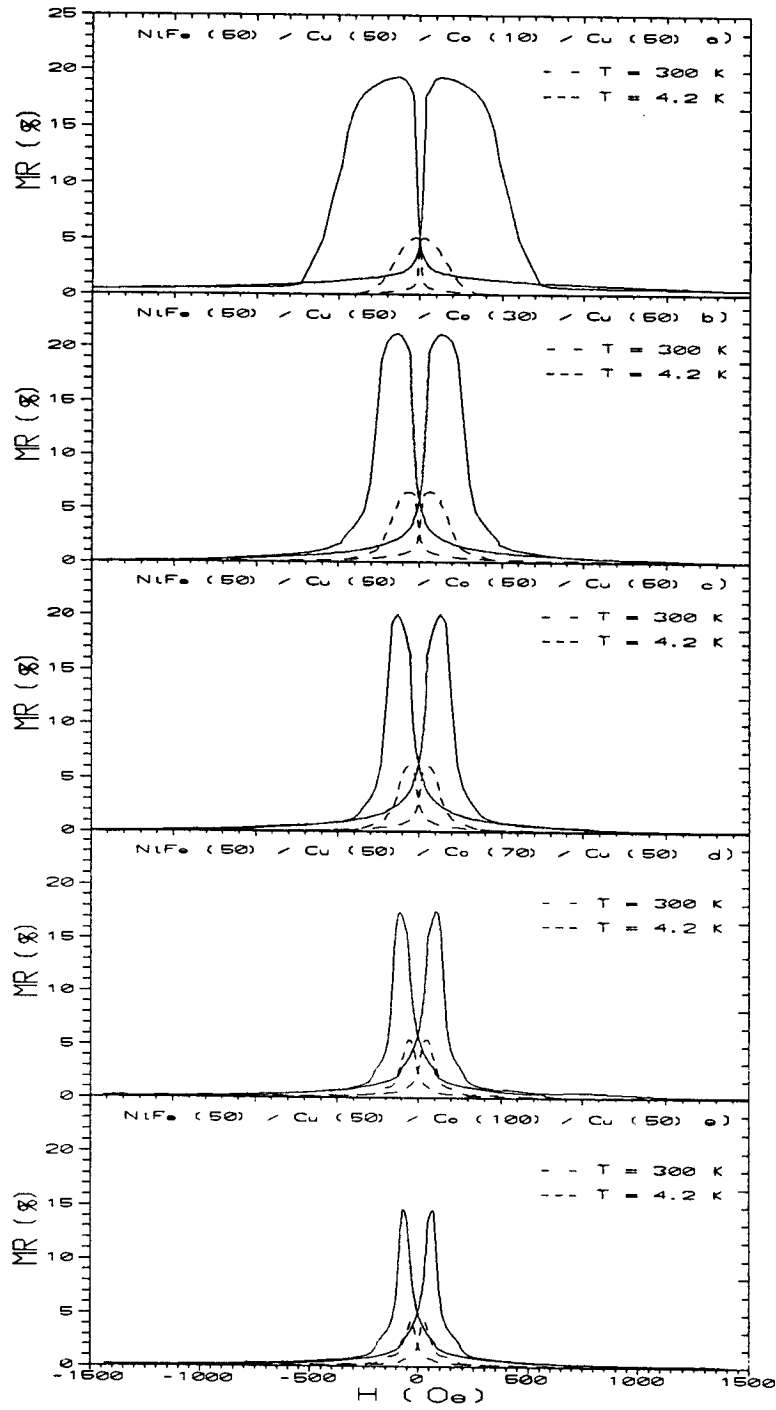


Figura III.18: MR x H para a série NiFeCo50

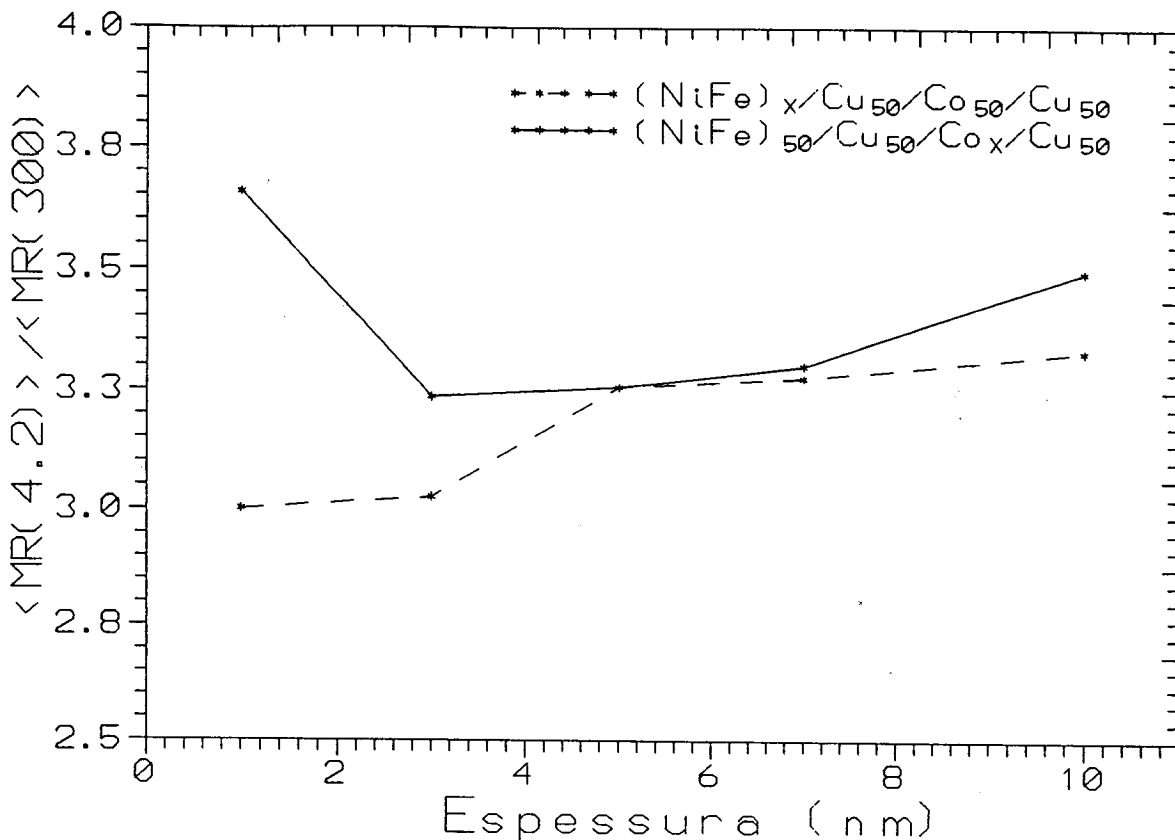


Figura III.19: $MR(4.2)/MR(300)$ versus espessura (Co e NiFe)

$(NiFe)_{50}Cu_{50}Co_x$ na figura III.17, é uma consequência da mistura da camada de cobalto com o cobre. Este problema foi reportado na seção III.4.

A figura III.19 mostra a razão das magnetoresistências a 4.2 e 300K, em função das espessuras do material magnético. Note-se que a influência das espessuras para essas medidas é muito pequena. Em geral, a razão $\frac{MR(4.2)}{MR(300)} = 3.3$.

III.6 Estudo do Comportamento Magnetoresistivo do Sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$ a Pequenas Espessuras de Cu

III.6.1 Introdução

Nas duas seções anteriores apresentaram-se os resultados de magnetoresistência obtidos para um regime sem acoplamento de troca entre as camadas magnéticas do sistema

NiFe/Cu/Co/Cu. O objetivo era estudar a relação entre as espessuras dos materiais magnéticos que compõem a multicamada (*Co* e *NiFe*) e a magnetoresistência, no limite onde o acoplamento de troca entre as camadas era desprezível¹. Nesta secção dar-se-á uma maior ênfase a um outro aspecto fundamental da física: a magnetoresistência gigante na situação em que a interação de troca entre duas camadas magnéticas através de um espaçador não magnético é considerável. A idéia fundamental deste tipo de experiência está na observação de oscilações na magnetoresistência quando a espessura do material espaçador varia. Como já foi comentado anteriormente, este tipo de oscilação foi bastante discutida em sistemas como *Fe/Cu*, *Co/Cu*, *NiFe/Cu*, etc. Entretanto, jamais havia sido observado em sistemas de multicamadas compostos por elementos magnéticos diferentes.

III.6.2 Resultados Experimentais

Os resultados das medidas apresentados nesta secção foram obtidos nas mesmas condições e geometria que os anteriores. Para todos os experimentos foi usado o sistema de pontas para fazer os contatos de corrente e voltagem. Antes de apresentar os resultados experimentais, serão feitas algumas definições sobre a magnetoresistência. Estas são:

- a. MR_{max} é a magnetoresistência obtida a partir da relação:

$$MR_{max} = \frac{\rho_{max} - \rho_{sat}}{\rho_{sat}} \quad (III.14)$$

onde ρ_{max} corresponde ao valor de máxima resistividade;

- b. MR_0 é definido como a magnetoresistência no ponto $H = 0$:

$$MR_0 = \frac{\rho_{H=0} - \rho_{sat}}{\rho_{sat}} \quad (III.15)$$

onde $\rho_{H=0}$ corresponde ao valor da resistividade do sistema a campo nulo;

¹Na época em que foram feitas estas experiências não se sabia que este tipo de sistema poderia apresentar acoplamento magnético de troca.

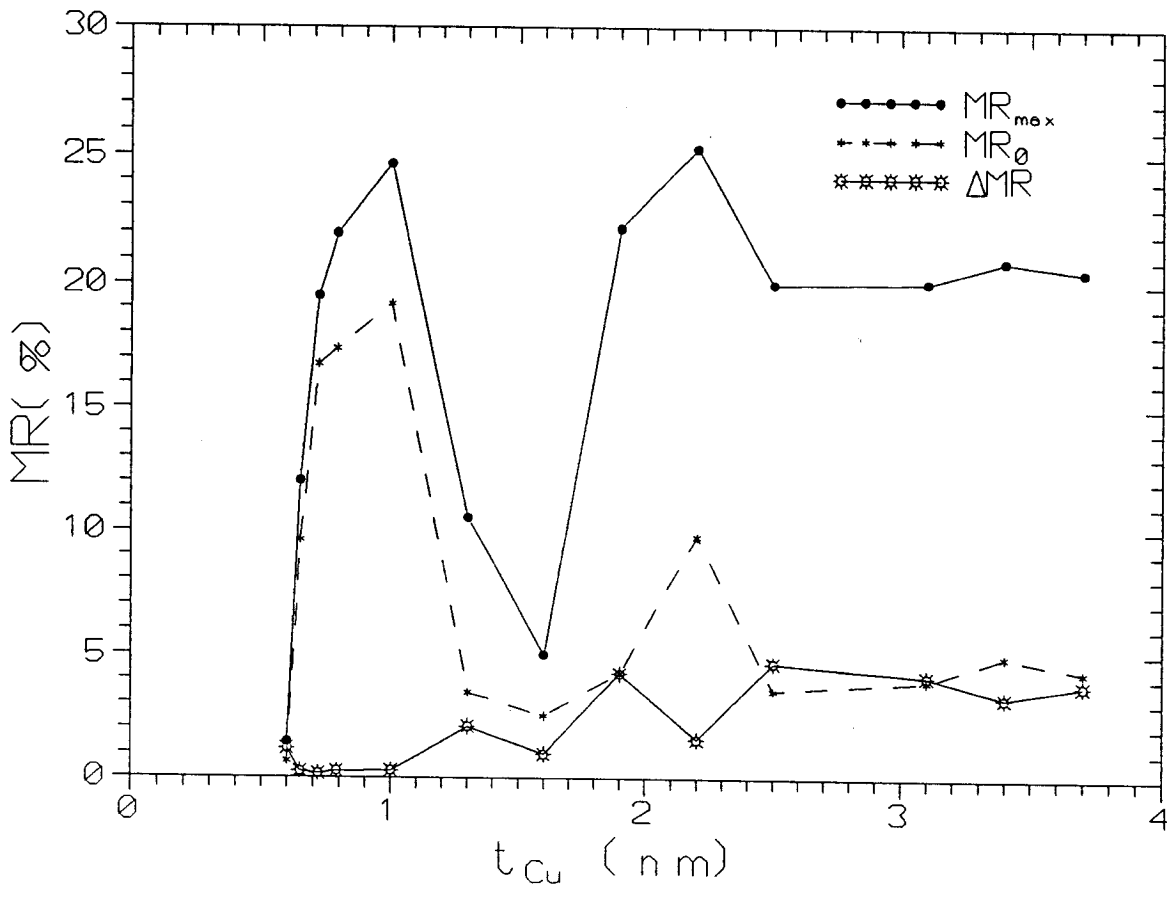


Figura III.20: MR vs t_{Cu}

c. ΔMR é dado pela relação:

$$\Delta MR = \frac{MR_{max} - MR_0}{MR_0} \quad (III.16)$$

ΔMR é um parâmetro que serve para avaliar, qualitativamente, a intensidade do acoplamento entre as camadas magnéticas vizinhas, o que será discutido na seção dedicada à discussão dos resultados.

A figura III.20 mostra a evolução das magnetoresistências do sistema com respeito à espessura de Cu . A oscilação na magnetoresistência, figura III.20, apresenta um período de

aproximadamente 1.2 nm e uma fase que começa numa espessura de 1.07 nm de Cu . Note-se que a curva de MR_{max} apresenta um segundo máximo com valores aproximadamente iguais ao primeiro, enquanto que os mesmos pontos para os dados de MR_0 são bastante diferentes. A curva de ΔMR fornece uma correlação entre as duas curvas acima.

As oscilações encontradas na magnetoresistência como função da espessura de Cu é uma consequência da oscilação do acoplamento de troca entre as camadas magnéticas. Estas observações mostram pela primeira vez este tipo de acoplamento entre NiFe e Co , através do Cu . Mesmo existindo um segundo mecanismo capaz de criar uma configuração antiparalela entre as camadas magnéticas, no caso os diferentes campos coercivos, a oscilação da magnetoresistência pode ser observada. À medida que a espessura do material espaçador aumenta, a influência do acoplamento vai tornando-se menor e desta forma a oscilação é atenuada. Uma discussão mais completa sobre estes resultados será apresentada na próxima secção.

III.6.3 Estudo do Comportamento Magnetoresistivo para amostras com espessuras de Cu fixada em 1.07 nm

Na secção anterior observou-se que o primeiro pico de acoplamento antiferromagnético para o sistema está situado à espessura de 1.07 nm .

Tendo assegurado que o sistema está, nesta espessura, acoplado antiferromagneticamente, é preciso agora otimizar as espessuras de Co e NiFe para obter um efeito de MR máximo. De forma semelhante àquela feita para as séries $(\text{NiFe})_x/\text{Cu}_{50}/\text{Co}_{50}/\text{Cu}_{50}$ e $(\text{NiFe})_{50}/\text{Cu}_{50}/\text{Co}_x/\text{Cu}_{50}$, mas com a diferença que neste caso a configuração antiparalela é garantida pelo efeito de acoplamento de troca, estudou-se o comportamento magnetoresistivo de um conjunto de amostras que apresentam as seguintes espessuras para as camadas de Co e NiFe :

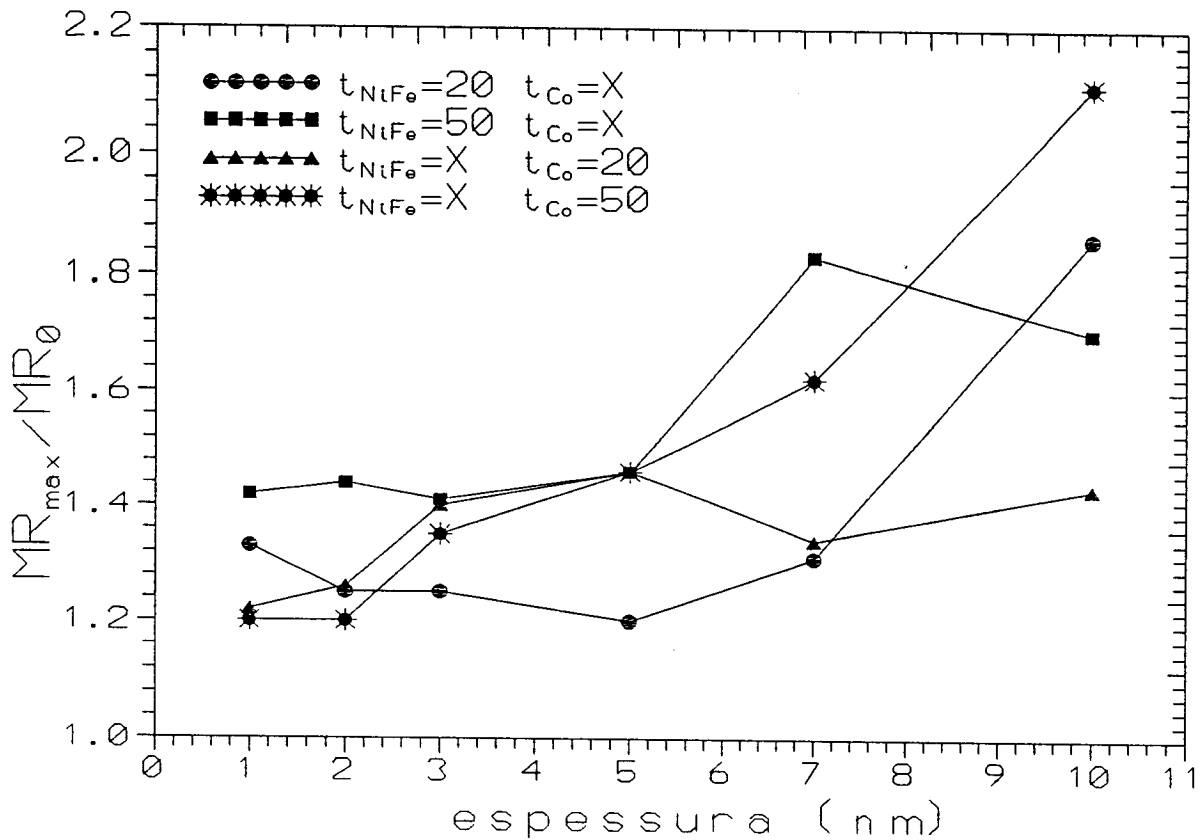


Figura III.21: MR_{max}/MR_0 para as amostras $t_{Cu} = 1.07nm$ com $X=10,100$

$$t_{NiFe} = 1, 2, 3, 5, 7, 10nm$$

$$t_{Co} = 1, 2, 3, 5, 7, 10nm$$

Semelhantemente ao que acontece com as amostras discutidas na secção dedicada à série $NiFe_X/Cu_{50}/Co_{50}/Cu_{50}$, o máximo valor de magnetoresistência ocorre para a multicamada $t_{NiFe} = 5nm$ e $t_{Co} = 2nm$. Estes resultados não são óbvios pois os mecanismos causadores da configuração antiparalela para os dois casos são bastantes distintos. Entretanto,

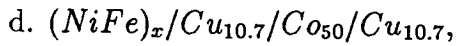
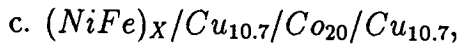
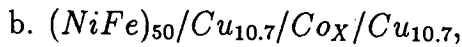
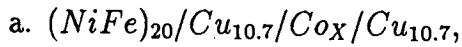
	Co					
NiFe	10	20	30	50	70	100
10	16.7	14.5	-	20.3	-	-
20	23.4	20.8	19.9	23	17.1	8.65
30	-	21.3	21.4	20.9	-	-
50	20.6	26.9	25.3	24.6	15.6	15.2
70	-	20.7	-	19.2	11.4	-
100	-	18.3	-	15.8	-	-

Tabela III.1: Tabela de MR para diferentes espessuras de Co e NiFe

	Co					
NiFe	10	20	30	50	70	100
10	11.8	11.9	-	16.9	-	-
20	17.62	16.7	15.9	19.1	13.1	4.6
30	-	15.3	16.6	15.5	-	-
50	14.5	18.7	17.9	16.9	8.4	9
70	-	15.5	-	11.8	6	-
100	-	12.8	-	7.5	-	-

Tabela III.2: Tabela de $MR_{H=0}$ para diferentes espessuras de Co e NiFe

pode-se observar, a partir da comparação entre as tabelas III.1 e III.2, que a interação de troca para algumas amostras desta série é fraca. Em alguns casos o parâmetro ΔMR chega a 110%. A figura III.21 mostra ΔMR versus espessura das camadas magnéticas, para as seguintes séries de multicamadas:



onde $X = 10, 20, 30, 50, 70, 100$.

Um outro parâmetro de importância para a magnetoresistência gigante é o número total N de períodos da multicamada. Na secção 1.2 afirmou-se que as multicamadas começavam a se degradar a partir de 500\AA independentemente da composição. Isto se traduz numa limitação para o número de períodos da multicamada.

Nesta parte do trabalho apresentar-se-á os resultados de magnetoresistência feitas com um conjunto de amostras similares, $(NiFe)_{50}/Cu_{10.7}/Co_{20}/Cu_{10.7}$, mas com períodos elementares (N) diferentes, $N = 1, 3, 4, 5$. Estes dados mostram uma importante dependência da magnetoresistência com o número N . A figura III.22 mostra um forte crescimento da magnetoresistência gigante com respeito a N , passando logo após para um regime de fraca dependência. A tendência é de se chegar assintoticamente a um valor estável, entretanto este efeito não pode ser observado na figura pois o número de células unitárias não é suficiente para se chegar à saturação.

III.7 Discussão e Conclusão

O estudo do comportamento magnetoresistivo em sistemas do tipo $NiFe/Cu/Co/Cu$ mostram a coexistência de dois mecanismos que favorecem a configuração antiparalela entre as camadas magnéticas. A competição entre estes dois mecanismos é evidenciada a partir

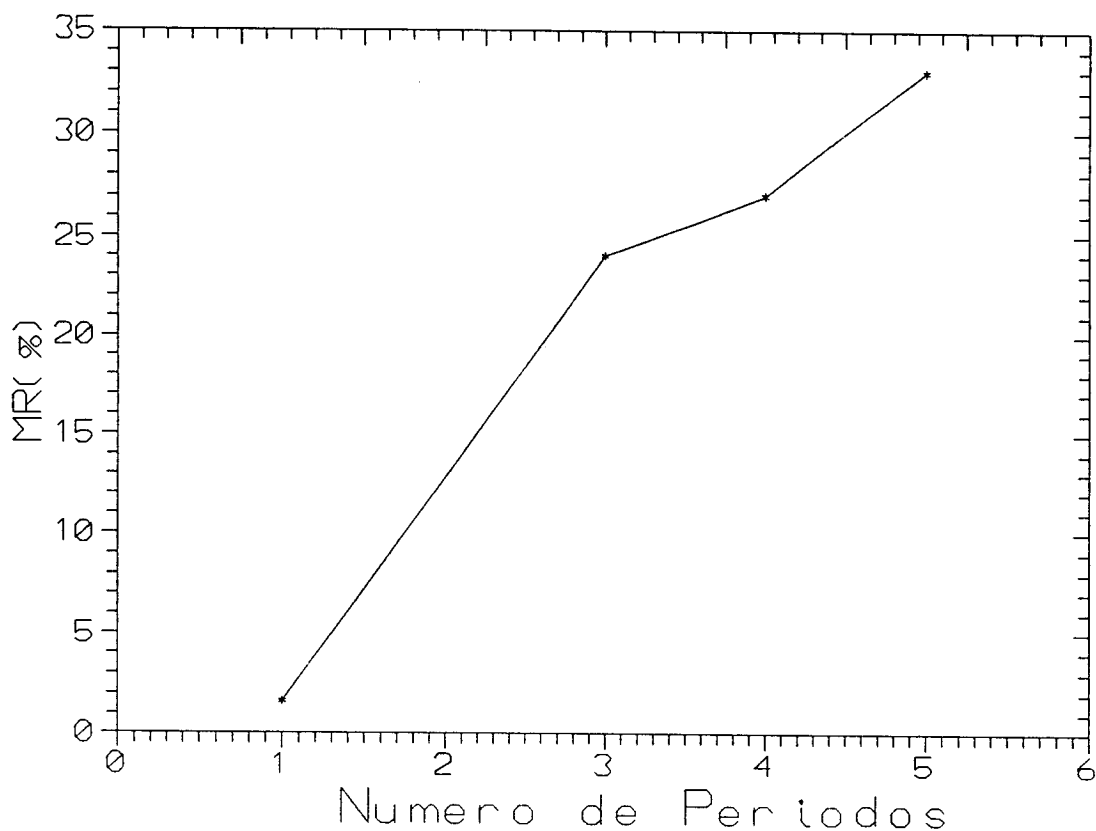


Figura III.22: Dependência da magnetoresistência com o número de períodos elementares.

do parâmetro ΔMR . Os resultados para as séries no limite sem acoplamento de troca entre as camadas magnéticas mostram que a dependência da magnetoresistência com respeito à espessura do material magnético será dada pelas características coercivas e as espessuras de cada material magnético. Um outro ponto importante para este tipo de estrutura está no fato de que a camada de *NiFe* sofre a influência do campo dipolar gerado pelo *Co* [78], com isso a coercividade do Permalloy é aumentada.

Antes de prosseguir com a análise dos dados é preciso fazer algumas considerações a respeito da importância da interação de troca e o efeito válvula de spin:

a. O efeito de troca (que leva ao acoplamento antiferromagnético), embora colabore para que ocorra o efeito de válvula de spin, não é uma condição necessária nem suficiente. Os resultados apresentados na secção $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_{50}$ mostram que não é preciso que o sistema esteja acoplado antiferromagneticamente para que ocorra o efeito;

b. Num sistema onde o acoplamento antiferromagnético é perfeito, tem-se a campo magnético nulo ($H = 0$) uma configuração antiparalela perfeita entre as magnetizações das camadas magnéticas;

c. A magnetoresistência é máxima para a configuração antiparalela entre as camadas magnéticas vizinhas;

Usando os item *b* e *c* pode-se concluir que num sistema fortemente acoplado o efeito de válvula de spin é máximo a $H = 0$. Portanto ΔMR é um bom parâmetro para avaliar a interação de acoplamento de troca.

O efeito de válvula de spin para as amostras da série $(NiFe)_x/Cu_{50}/Co_y$ está intimamente ligado à diferença dos campos coercivos das camadas magnéticas. A explicação é simples: a magnetoresistência gigante é uma consequência do arranjo antiparalelo das magnetizações entre as camadas magnéticas vizinhas. O aumento da diferença entre as coercividades do *Co* e do *NiFe*, estende a região onde a configuração magnética entre as camadas vizinhas é antiparalela, favorecendo o efeito "válvula de spin".

A coercividade das camadas magnéticas é inversamente proporcional à espessura, tanto para o *Co* como para o *NiFe*. A coercividade do *NiFe* é, pelo menos nas amostras estudadas nesta Tese, menor que a do *Co*. Logo quando a espessura do "Permalloy" aumenta, ou a espessura do *Co* diminui, a região onde a configuração entre as camadas magnéticas é antiparalela aumenta. Isto favorece a magnetoresistência. O inverso também é verdadeiro: diminuindo a espessura do "Permalloy" ou aumentando a espessura do cobalto a tendência é de reduzir a magnetoresistência.

O parágrafo acima explica o crescimento da magnetoresistência com o aumento da es-

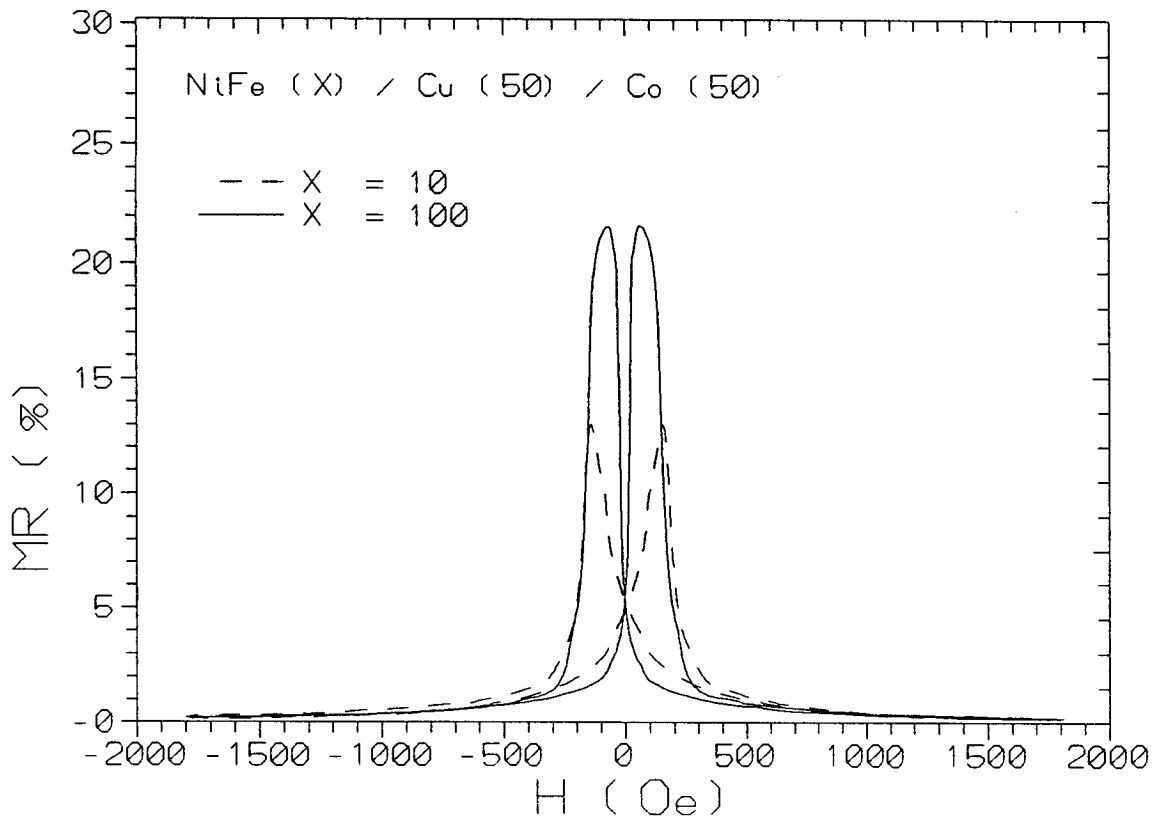


Figura III.23: MR para as amostras X=10,100 da série $(NiFe)_X/Cu_{50}/Co_{50}$

pessa da *NiFe* (veja figura III.16). Em geral, o aumento nas espessuras, tanto para as camadas magnéticas como para as não magnéticas, causa uma redução na magnetoresistência. O comportamento para o cobalto é inverso. Neste caso tem-se uma dupla contribuição para a redução da magnetoresistência: a diminuição da região onde as configurações são antiparalelas e a redução intrínseca da magnetoresistência com o aumento da espessura da camada magnética.

As figuras III.23 e III.24 mostram a dependência da magnetoresistência das multica-

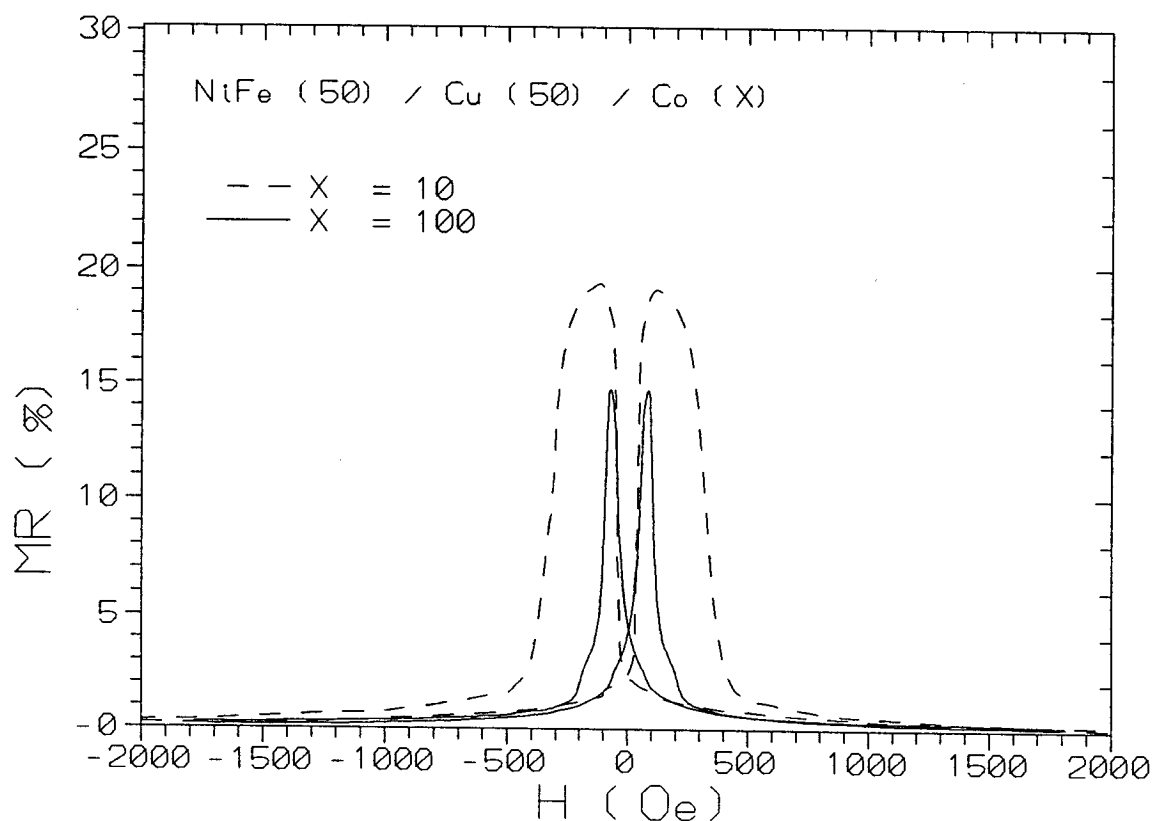


Figura III.24: MR para as amostras $X=10,100$ da série $NiFe_{50}Cu_{50}CoX$

madras nos limites de espessuras. Na figura III.23 tem-se os extremos para as espessuras de $NiFe$ ($t_{NiFe} = 1, 10nm$), onde as espessuras do Co e do Cu permaneceram fixas em $5nm$; a figura III.24 faz o mesmo tipo de comparação, mas desta vez para o Co . Note-se que o máximo de magnetoresistência corresponde à maior espessura de $NiFe$, para a curva III.23, enquanto que o comportamento das amostras onde o parâmetro variável foi a espessura do Co o máximo de magnetoresistência ocorre para um mínimo de espessura de Co .

Os resultados das medidas de magnetoresistência para a série com pequenas espessuras

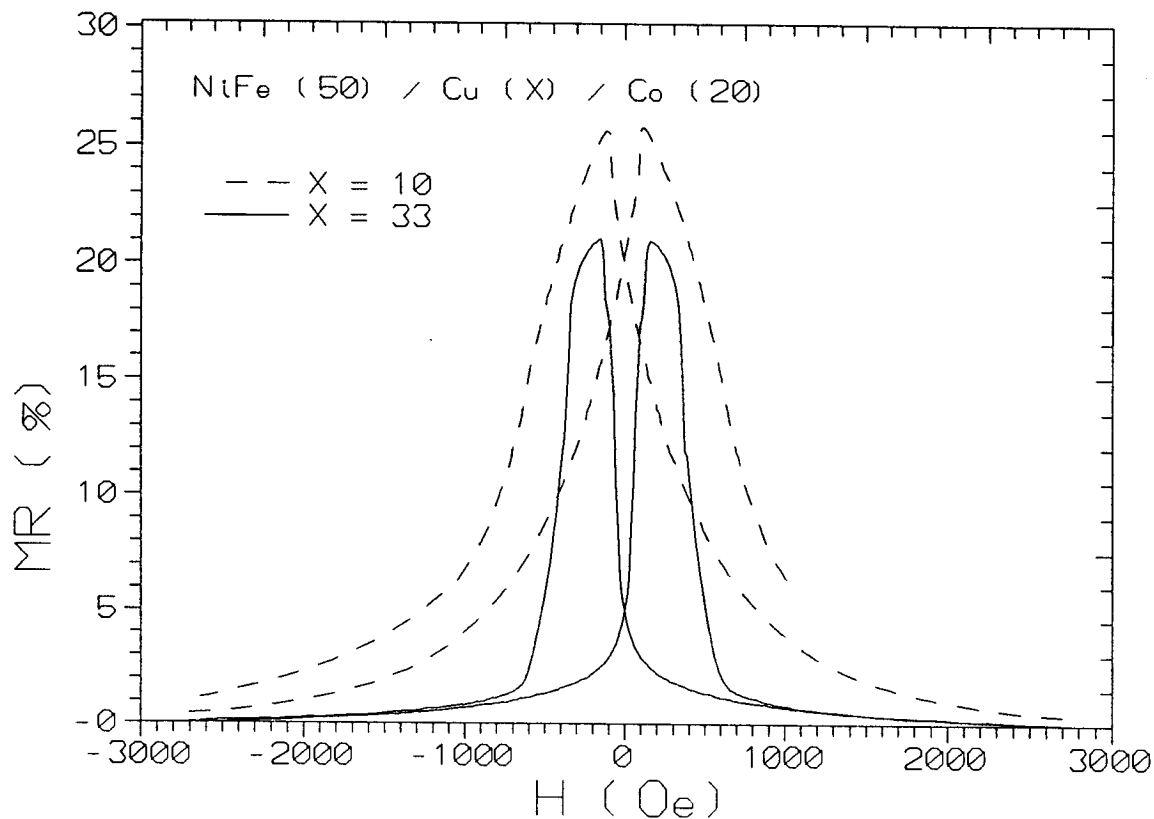


Figura III.25: MR para as amostras da série $NiFe50/CuX/Co20/CuX$

de Cu mostram a existência de oscilações na magnetoresistência. Estas oscilações estão associadas ao acoplamento de troca entre as camadas de Co e $NiFe$ através do espaçador de Cu . Dependendo do tipo de acoplamento a magnetoresistência pode ser aumentada ou reduzida. No caso em que o acoplamento é antiferromagnético a configuração antiparalela das magnetizações é favorecida. No caso em que o acoplamento é ferromagnético as camadas magnéticas vizinhas terão sempre o mesmo sentido. Com isto o efeito de válvula de spin ocorre somente para a situação onde o acoplamento de troca é antiferromagnético.

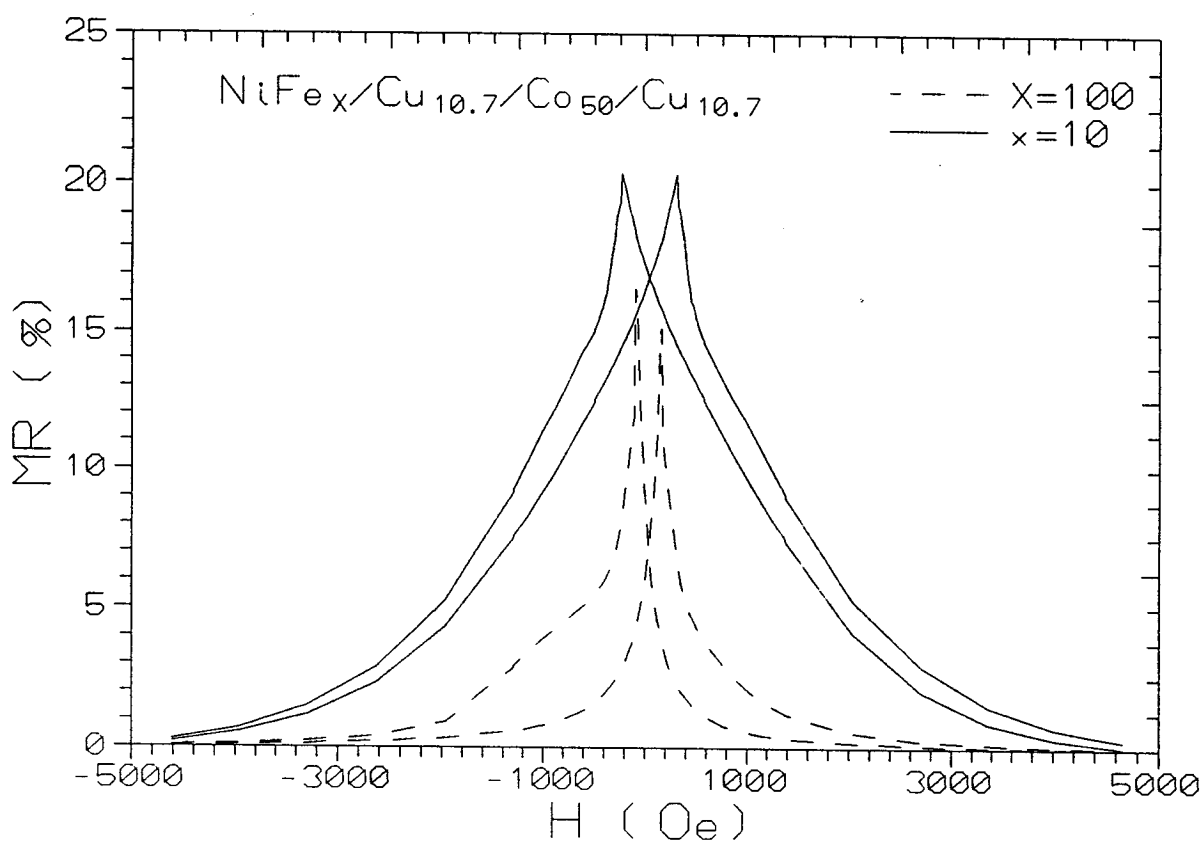


Figura III.26: Medidas de magnetoresistência para as amostras $X=10,100$ da série $(NiFe)_{50}/Cu_{10.7}/Co_X/Cu_{10.7}$

A oscilação da magnetoresistência mostra que o período de acoplamento é de aproximadamente $1.2nm$. O primeiro máximo situa-se a $1.07nm$. Estes resultados são similares àqueles encontrados para sistemas como o de $NiFe/Cu$ e Co/Cu .

A figura III.20 apresenta uma peculiaridade quando comparada a outros sistemas acoplados: o segundo máximo de magnetoresistência tem aproximadamente a mesma altura que o primeiro para a magnetoresistência máxima.

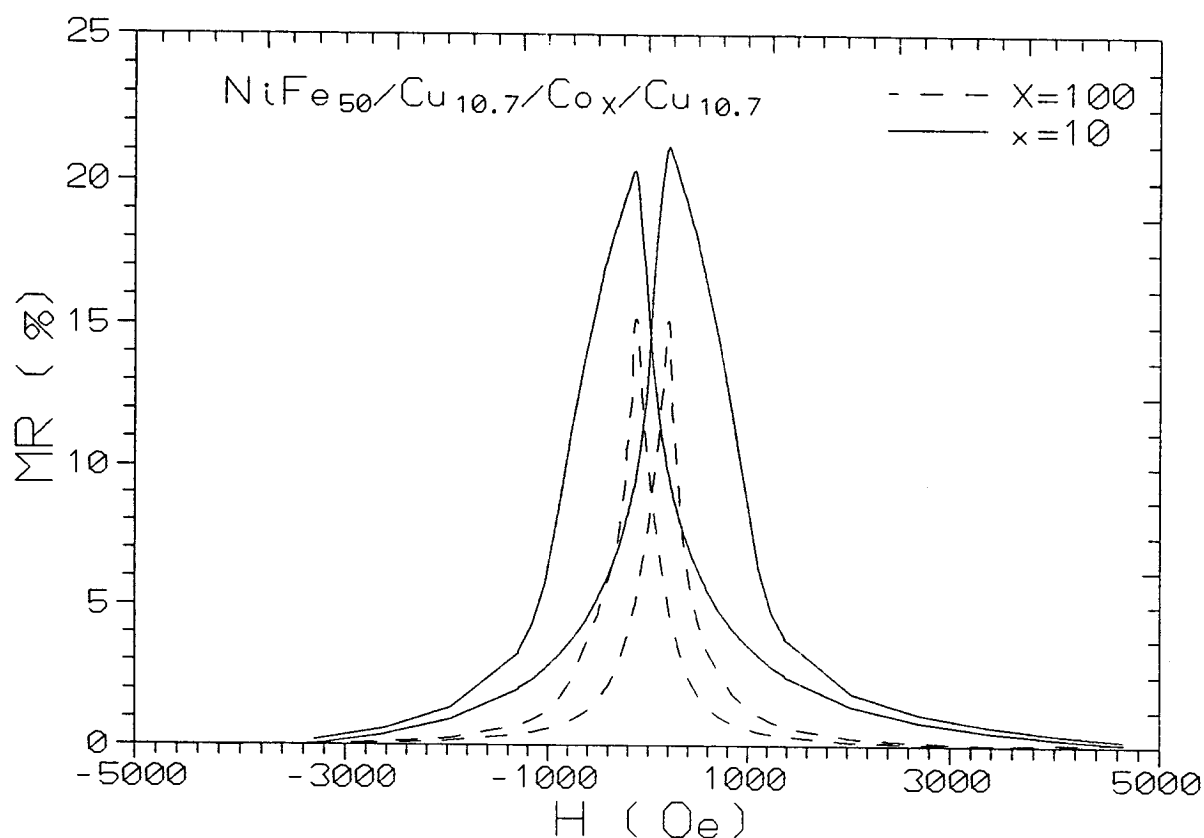


Figura III.27: MR para as amostras $X=10,100$ da série $(NiFe)_x/Cu_{10.7}/Co_{50}/Cu_{10.7}$

Existem duas explicações possíveis para este comportamento: a) no caso do segundo máximo, existem dois fatores que contribuem para a existência da configuração antiparalela. O primeiro destes fatores é a intensidade do acoplamento de troca antiferromagnética; o segundo fator é a diferença dos campos coercivos. Nas multicamadas ordinárias não existe a contribuição deste segundo fator e por isso o decréscimo da magnetoresistência é mais sentido que neste tipo de sistema; b) por problemas de estrutura, tais como buracos nas camadas de Cu , o acoplamento de troca na região (para $x < 1.2nm$) é composto por uma mistura de estados ferro e antiferromagnético e com isso a magnetoresistência é reduzida na primeira região antiferromagnética. O valor de magnetoresistência esperado para esta região seria entre 40 e 50%.

Quando um sistema é fortemente acoplado antiferromagneticamente os dois valores de magnetoresistência, MR_0 e MR_{max} , são iguais e estes se situam no mesmo campo H . Neste tipo de sistema, quando a espessura de Cu aumenta, ΔMR também aumenta. Isto significa que o mecanismo responsável pela configuração antiparalela vai sendo trocado. Inicialmente, para pequenas espessuras de Cu ($t_{Cu} < 1.5nm$) o acoplamento de troca é dominante (embora não seja o único agente pois ΔMR é diferente de zero) e vai aos poucos enfraquecendo, dando lugar ao mecanismo de campos coercivos. A figura III.25 mostra as curvas de MR versus H para duas espessuras limites de Cu . Observe que o ponto de intersecção ($H = 0$) para a amostra $t_{Cu} = 1nm$ está mais próximo do valor da magnetoresistência total que o mesmo ponto para a amostra $t_{Cu} = 3.3nm$.

Quando a espessura do Cu é fixada próxima ao primeiro máximo de magnetoresistência $t_{Cu} = 1.07nm$, tem-se uma forte dependência das espessuras das camadas magnéticas para o acoplamento. Este comportamento, parametrizado pela razão ΔMR , pode ser observado na figura III.27. Note-se na mesma figura que o campo coercivo do Co é reduzido, assim como a magnetoresistência.

A dependência da magnetoresistência gigante com o número de períodos N , apresenta inicialmente um comportamento fortemente dependente de N , passando logo em seguida a um regime de fraca dependência. Este tipo de comportamento pode ser explicado a partir do seguinte raciocínio: cada camada externa contribui com metade de seu potencial espalhador para a magnetoresistência. Portanto, o crescimento do número de períodos elementares diminui a importância das interfaces exteriores resultando num aumento da magnetoresistência. No capítulo dedicado ao tratamento semiclássico para a magnetoresistência gigante voltar-se-á a abordar este assunto.

Capítulo IV

Efeito de Válvula de Spin Inverso: Um Teste Para o Modelo de Duas Correntes

Neste capítulo voltar-se-á a discutir o modelo de duas correntes aplicado a multicamadas magnéticas. Nesta parte do trabalho, as atenções estarão voltadas a uma análise mais detalhada da dissimetria entre as resistividades ρ^\uparrow e ρ^\downarrow . No contexto de magnetoresistência gigante, a combinação de diferentes elementos magnéticos e/ou diferentes interfaces é muito importante. Em alguns casos esta combinação pode até mesmo reduzir a magnetoresistência a zero (isto pode ser facilmente verificado fazendo $\alpha_1 = \frac{1}{\alpha_2}$ e $\beta = 1$ na relação IV.4 e usando este resultado em IV.2).

Uma interessante possibilidade, na combinação dos α s (veja relação IV.1), é o chamado efeito de magnetoresistência inversa. Também é conhecido como magnetoresistência gigante positiva, pois a resistividade da multicamada acompanha o aumento do campo magnético aplicado. A observação do efeito de válvula de spin inverso é o tema principal deste capítulo.

Segundo o modelo de duas correntes a probabilidade de ocorrência do fenômeno de válvula de spin inverso é semelhante àquela da magnetoresistência gigante normal. Entretanto, o efeito inverso somente foi observado recentemente [14]. Cientificamente a observação deste fenômeno é considerado como uma confirmação do modelo de duas correntes aplicado a multicamadas magnéticas. A inexistência do efeito de válvula de spin inverso

significaria um questionamento do modelo.

Na próxima secção serão discutidos os princípios físicos básicos envolvidos neste fenômeno. Na secção IV.1 será apresentado o conjunto de amostras onde se estuda o efeito inverso. Os dados experimentais estão colocados na secção IV.2. Estes resultados serão discutidos na secção de IV.3. Encerra-se o capítulo com uma conclusão.

IV.1 Efeito de Válvula de Spin Inverso

No capítulo precedente definiu-se o quociente α como

$$\alpha = \frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}} \quad (\text{IV.1})$$

onde ρ^{\uparrow} e ρ^{\downarrow} são, respectivamente as resistividades para os canais de condução eletrônica de spin *up* e spin *down*. Portanto, α pode assumir valores entre 0 e infinito, dependendo do tipo de camada magnética ou de interface. Como já foi explicado, o efeito de magnetoresistência gigante ocorre somente quando existir uma diferença entre as resistividades ρ^{\uparrow} e ρ^{\downarrow} , ou seja, $\alpha \neq 1$. Quando os mecanismos espalhadores (interfaces ou massivos magnéticos) têm o mesmo tipo de dissimetria, os α s se situam num mesmo lado da unidade. Ambos são maiores ou menores que 1. Este comportamento foi discutido no capítulo III e corresponde ao efeito de magnetoresistência gigante "normal". No efeito de magnetoresistência gigante normal a resistividade da multicamada na configuração paralela é menor do que aquela da configuração antiparalela. No entanto, se o modelo de duas correntes estiver correto, existe a possibilidade de inverter o efeito de magnetoresistência. Ou seja, a resistividade da multicamada na configuração antiparalela entre camadas magnéticas vizinhas é menor que a resistividade na configuração paralela. Este efeito seria uma consequência da combinação de diferentes α s.

A fim de entender este fenômeno, é conveniente dividir os intervalos de valores possíveis de α em dois:

a. $\rho^\uparrow > \rho^\downarrow$ ou seja $\alpha < 1$;

b. $\rho^\uparrow < \rho^\downarrow$ ou seja $\alpha > 1$.

Para a situação (a) os elétrons de spin *up* são mais espalhados que os elétrons de spin *down*. Para o segundo caso ocorre o inverso.

A relação III.8

$$MR = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \quad (\text{IV.2})$$

foi obtida a partir da suposição de que as camadas magnéticas eram compostas pelo mesmo elemento químico. Ou seja, o quociente α era o mesmo para ambas as camadas. Para o caso em que os coeficientes α s de cada camada magnética vizinha estão situados em lados opostos da unidade, a expressão para a magnetoresistência gigante assume a forma [79]

$$\frac{\rho^{AP} - \rho^P}{\rho^{AP}} = MR = -\frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \quad (\text{IV.3})$$

onde α é uma função de α_1 e α_2 dada por:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 \alpha_2 [(1 + \alpha_1) + \beta(1 + \alpha_2)]}{\alpha_2(1 + \alpha_1) + \beta \alpha_1(1 + \alpha_2)}$$

$$\beta = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (\text{IV.4})$$

onde ρ_1 e ρ_2 correspondem às resistividades das camadas 1 e 2 respectivamente. α_i é dado por

$$\alpha_i = \frac{\rho_i^\downarrow}{\rho_i^\uparrow} \quad (\text{IV.5})$$

Como α é sempre positivo a magnetoresistência gigante dada por IV.3 será sempre menor que zero, ou melhor, a magnetoresistência gigante na configuração antiparalela entre as magnetizações das camadas magnéticas vizinhas será menor que aquela da configuração paralela.

A figura IV.1 mostra esquematicamente o comportamento da resistividade para os dois canais de condução eletrônica: a) para o caso da magnetoresistência gigante normal e b) para o caso da magnetoresistência gigante inversa. Para melhor comparar os dois

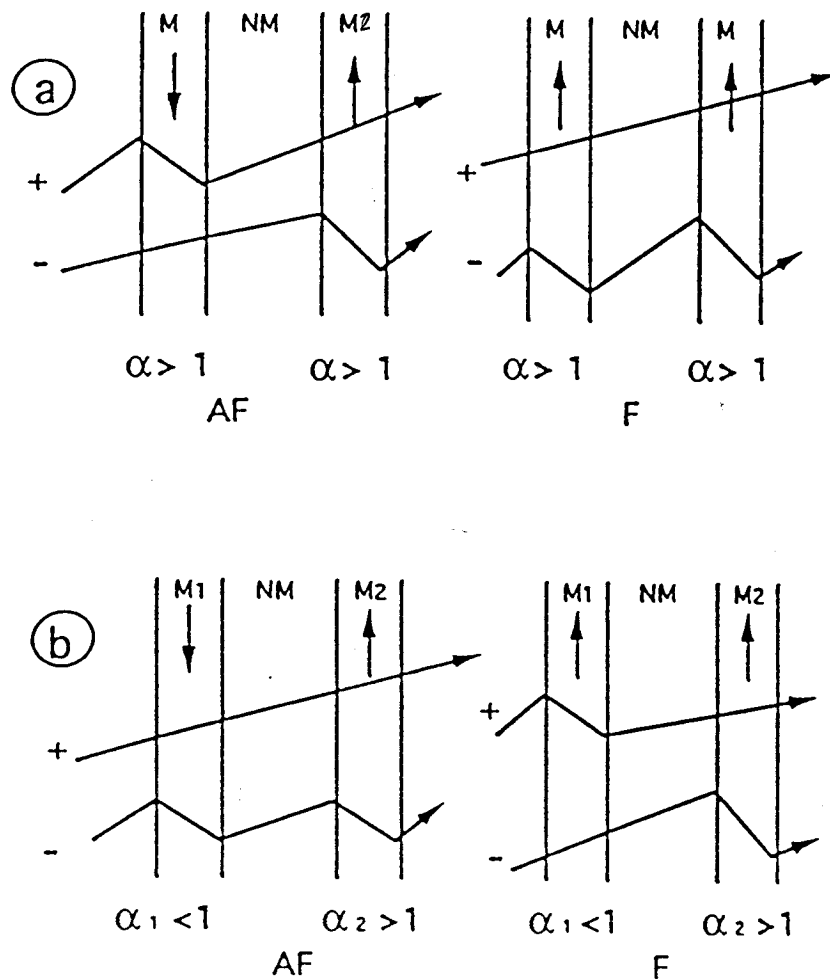


Figura IV.1: Figura esquemática para o efeito de válvula de spin nas configurações de (a) efeito normal e (b) inverso.

efeitos (o de válvula de spin normal e o de válvula de spin inverso), repetiu-se o esquema mostrado no capítulo anterior. Na figura *a*, que corresponde ao efeito normal, quando o sistema está na configuração antiparalela tem-se para a camada *M1* uma forte difusão dos elétrons de spin (+) enquanto que os elétrons de spin (-) são menos difundidos. Na ca-

mada magnética seguinte ocorre o inverso. Desta forma, nesta configuração os dois canais de spin são fortemente espalhados. Para a situação onde as camadas magnéticas estão configuradas paralelamente, tem-se uma forte difusão para os elétrons de spin (-) nas duas camadas, enquanto que o outro canal apresenta um *curto - circuito*. Portanto, para este tipo de sistema a resistividade será menor na configuração antiparalela que na configuração paralela. A figura *b* mostra o efeito de espalhamento dependente do spin para a situação onde as camadas magnéticas apresentam coeficientes α diferentes, mais especificamente, neste caso tem-se $\alpha_1 > 1$ e $\alpha_2 < 1$. O problema é novamente dividido em duas situações. Para a configuração antiparalela tem-se que os elétrons de spin (-) são fortemente difundidos nas camadas *M1* e *M2*, pois para este caso estes elétrons são minoritários nas duas camadas, enquanto que os elétrons de spin (+) são fracamente espalhados em ambas. Para a configuração paralela ocorre que os elétrons de spin (+) são fortemente espalhados na camada *M1*, enquanto que na camada *M2* o espalhamento destes elétrons é desprezível. Os elétrons de spin (-) apresentam um comportamento semelhante, mas em camadas diferentes. Desta forma a resistividade na configuração antiparalela será menor que a resistividade na configuração paralela.

Com base na descrição feita no parágrafo anterior construiu-se um conjunto de amostras visando a obtenção do efeito de magnetoresistência gigante inverso. Na próxima secção serão apresentadas as amostras cujas composições satisfazem as condições para que ocorra o efeito inverso.

IV.2 Apresentação das amostras

Este trabalho é resultado da colaboração entre o Laboratoire de Physique des Solides, Orsay (França) com Michigan State University (MSU). Todas as amostras apresentadas nesta parte do trabalho foram depositadas a MSU pela equipe de P. A. Schroeder, R. Loloee e P. Holody. A técnica de evaporação usada foi o desbastamento iônico. A temperatura de

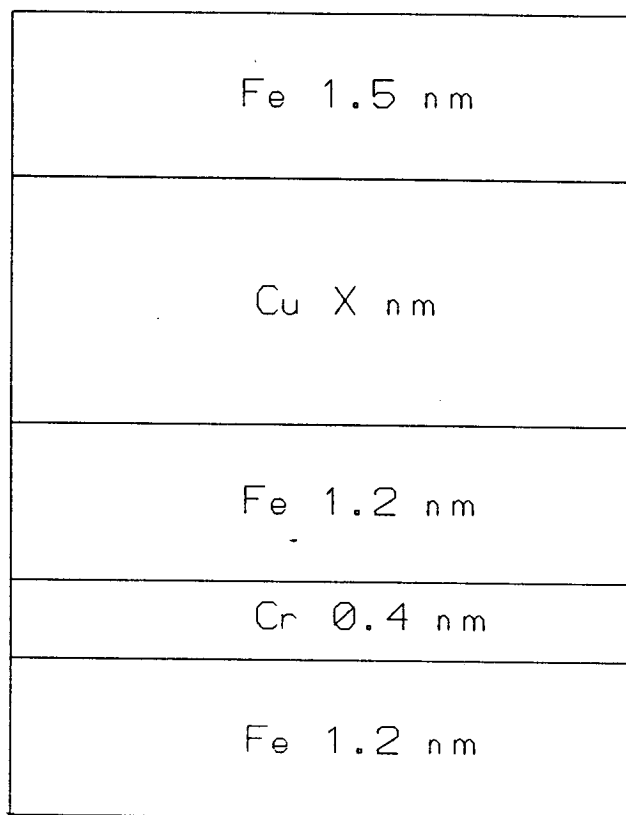


Figura IV.2: Figura esquemática da multicamada Fe/Cr/Fe/Cu/Fe

deposição era da ordem de 170 K. Este último parâmetro tem uma importância crucial no efeito de magnetoresistência inverso, pois as amostras evaporadas a temperatura ambiente apresentam um efeito inverso bastante reduzido. As amostras depositadas a temperatura ambiente não serão discutidas neste trabalho.

Os diversos sistemas estudados até o presente são do tipo magnetoresistência gigante normal. A tendência geral é de se atribuir ao sistema *Co/Cu* um valor de α elevado originário das difusões de interface e massivo (Zhang et alii [81] sugerem os valores $\alpha_{massivo} = 2.25$ e $\alpha_{interface} = 10$). A escolha de $\alpha > 1$ vem de considerações a respeito da estrutura eletrônica [82, 83]. O sistema *Fe/Cu* também apresenta um valor para $\alpha > 1$, entretanto para este sistema α é menor que aquele encontrado para o *Co/Cu*. Por analogia

aos experimentos feitos por Campbell e Fert [80] em ligas, supõe-se que o valor de α para o sistema Fe/Cr seja menor que a unidade. Portanto uma multicamada feita da combinação destes tipos de interfaces é favorável ao efeito de válvula de spin inverso. A figura IV.2 mostra uma célula unitária para uma multicamada composta por $Fe/Cr/Fe/Cu/M$, onde $M = Co, Fe$. A célula $A = Fe/Cr/Fe$ se comporta como se fosse uma só camada magnética, pois o acoplamento ferromagnético entre as camadas do Fe , através do Cr é assegurado pela pequena espessura de Cr . Como será mostrado mais tarde, este acoplamento não é perfeito; sempre existirá uma componente antiferromagnética. Esta componente será responsável pelo efeito magnetoresistivo gigante normal, que acompanha o efeito inverso. Para obter a configuração antiparalela entre o bloco $Fe/Cr/Fe$ e a camada M escolheu-se espessuras de Cu que vão entre 1 e 2nm. Com isto tem-se uma varredura na espessura do Cu na região do primeiro pico de acoplamento antiferromagnético para o caso da multicamada Fe/Cu (veja figura III.4 do capítulo III).

Os sistemas escolhidos foram:

$$(Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_Y/Fe_{24})X5$$

onde $Y = 10, 12, 16, 18, 20$

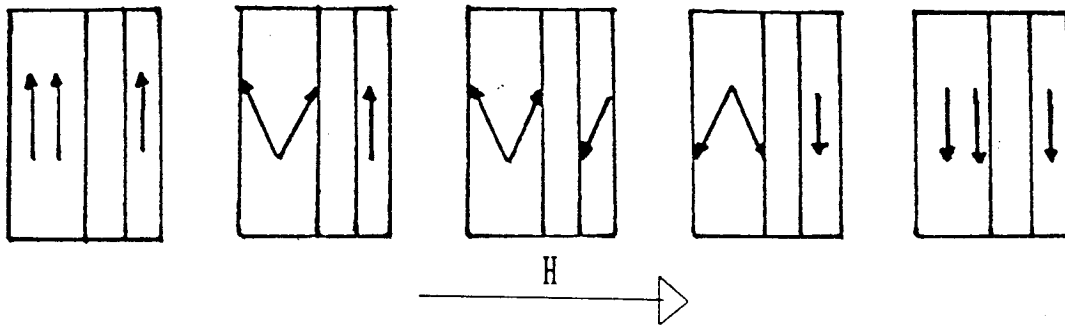
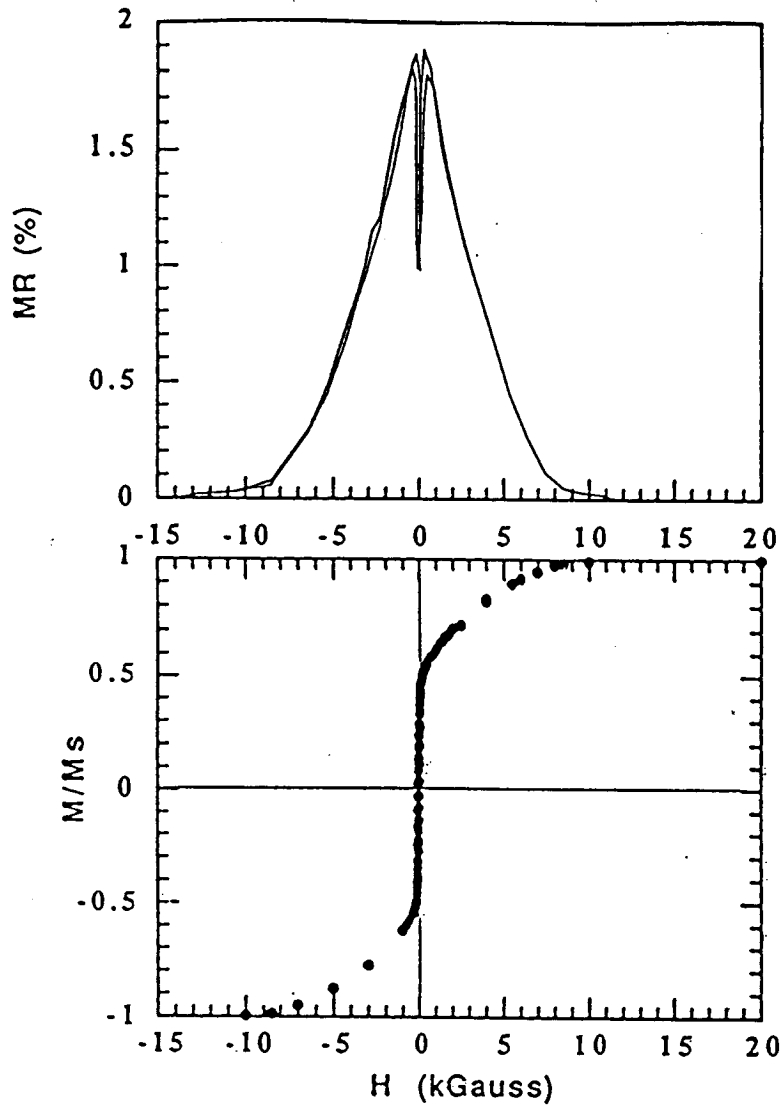


Figura IV.3: Curvas de (a) magnetoresistência, (b) histerese magnética e (c) uma figura esquemática para o sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{16}/Fe_{24}$.

Ainda se observou o efeito inverso em sistemas de $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{14}/Co_{29}$, mas estes não serão comentados aqui. Outros arranjos foram também estudados, tais como $Fe/Cu/Cr/Fe$, $Fe/Cr/Cu/Co$, $NiFe/Cu/NiCr$ e $Co/Cr/Co/Cu$, mas em todos estes casos não foi encontrado efeito de magnetoresistência gigante inversa.

IV.3 Observação do Efeito Válvula de Spin Inverso

Todas as medidas de magnetoresistência gigante apresentadas nesta parte do trabalho foram feitas a temperatura ambiente no aparato experimental descrito no capítulo III. Para fazer os contatos de medida foi utilizado o método de quatro pontas em linhas, também descrito no capítulo III.

A figura IV.3 mostra a curva de magnetoresistência gigante e a curva de histerese para o sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{16}/Fe_{24}$. Pode-se observar que a região onde ocorre o efeito inverso corresponde à região de inversão das magnetizações. Entretanto, o efeito normal acompanha a evolução da curva de histerese magnética até a saturação. Este efeito normal, como pode ser visto na mesma figura, é atribuído à imperfeição do alinhamento entre as camadas de Fe através do Cr .

O esquema na parte inferior da figura IV.3 mostra o comportamento da multicamada com respeito ao campo aplicado. Este esquema considera apenas um semiciclo da curva de histerese, isto é, de $-H$ a $+H$. Salienta-se que os momentos magnéticos das camadas de Fe acopladas ferromagneticamente através do Cr , não permanecem perfeitamente paralelos durante a medida de magnetização. Esta contribuição é magneticamente dura e só vai ser saturada para campos magnéticos da ordem de $10^4 Oe$.

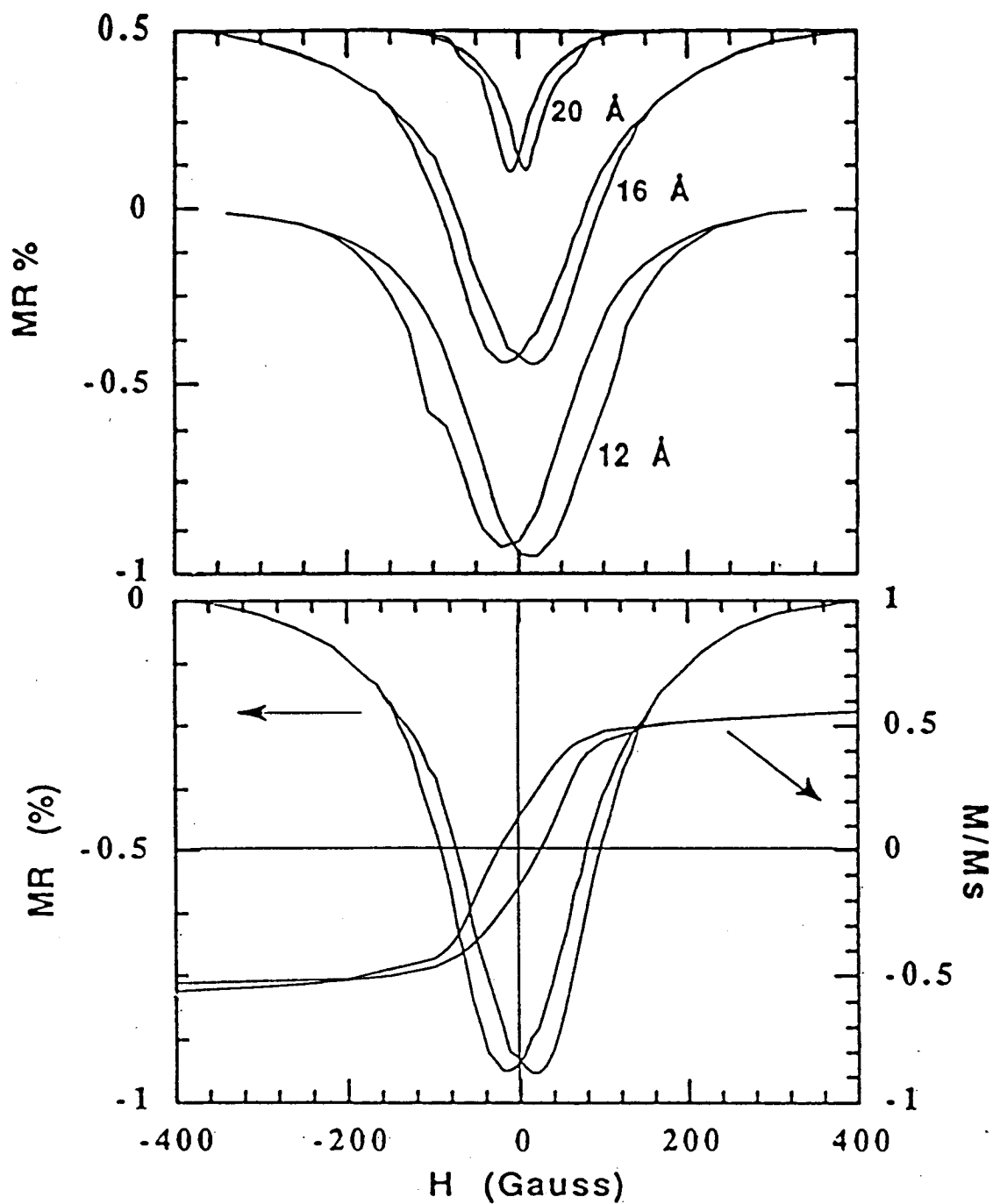


Figura IV.4: Curvas de magnetoresistência para as multicamadas a $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_X/Fe_{15}$, onde $X = 12, 16$ e 20 e a curva de histerese magnética sobreposta à curva de magnetoresistência para o sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_{16}/Fe_{24}$ b.

A figura IV.4 mostra curvas de magnetoresistência para diferentes espessuras do sistema $Fe_{12}/Cr_4/Fe_{12}/Cu_X/Fe_{24}$ na região onde ocorre o efeito de válvula de spin inverso. Na parte inferior da mesma figura está colocada a superposição de uma curva de histerese com uma curva de magnetoresistência gigante. O efeito de válvula de spin observado se restringe à região onde ocorre a inversão das magnetizações. Ou seja, este efeito é uma consequência da configuração antiparalela entre as camadas $Fe/Cr/Fe$ e Fe resultante do acoplamento antiferromagnético, entre estes dois blocos, através do Cu . O valor da magnetização remanente é da ordem de 14%, o que é típico para o acoplamento antiferromagnético de camadas de ferro através do cobre [84, 85].

A influência da espessura do Cu para a magnetoresistência gigante normal foi apresentada no capítulo III, secção III.1.2, figura III.4. A figura IV.5 mostra a variação das magnetoresistências com a espessura do Cu . A parte superior da figura corresponde as medidas feitas para o sistema Fe/Cu [84], enquanto que a parte inferior da figura corresponde às medidas de magnetoresistência gigante feitas para o sistema $Fe/Cr/Fe/Cu/Fe$. Embora o efeito inverso apresente valores de magnetoresistência gigante bem inferiores ao sistema Fe/Cu , existe uma boa concordância entre os "máximos" de magnetoresistência gigante entre estes dois sistemas.

IV.4 Discussão

Nas secções precedentes deste capítulo mostrou-se os resultados experimentais obtidos para as medidas de magnetoresistência gigante para o sistema $Fe/Cr/Fe/Cu/Fe$. O objetivo deste estudo era a observação do efeito de válvula de spin inverso. Em termos de curvas experimentais, se o bloco $A = Fe/Cr/Fe$ está acoplado antiferromagneticamente com a camada de Fe através do Cu , significa um crescimento da resistividade da multicamada quando o campo magnético aplicado aumenta.

A magnetoresistência gigante inversa, no sentido definido no parágrafo anterior foi ob-

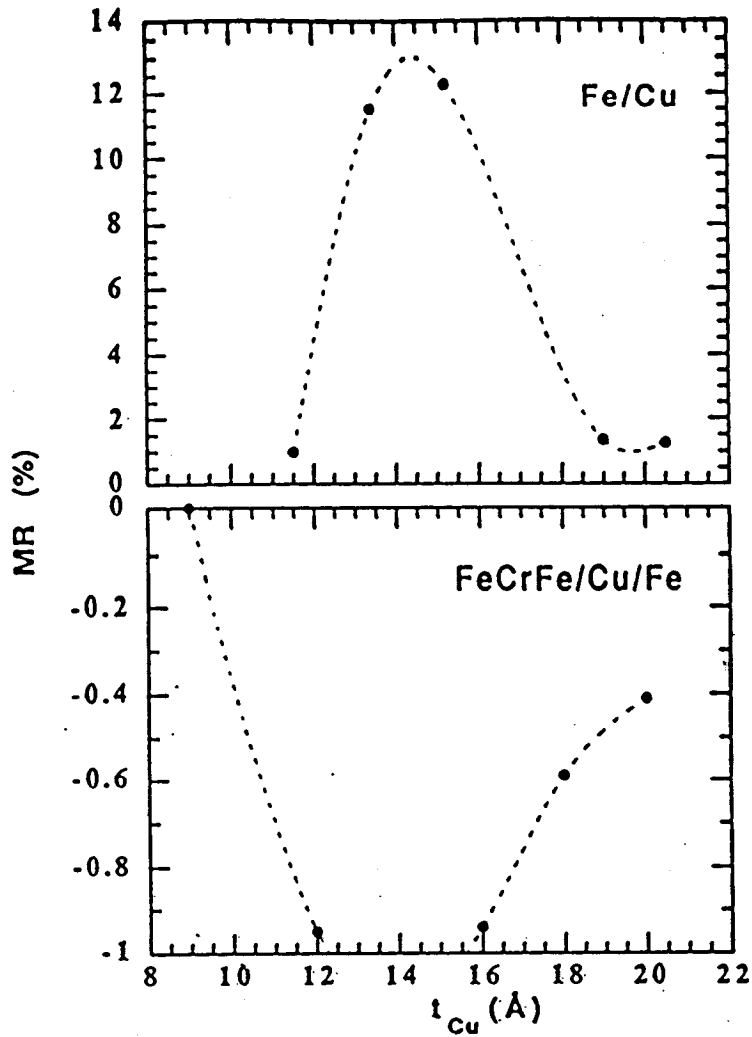
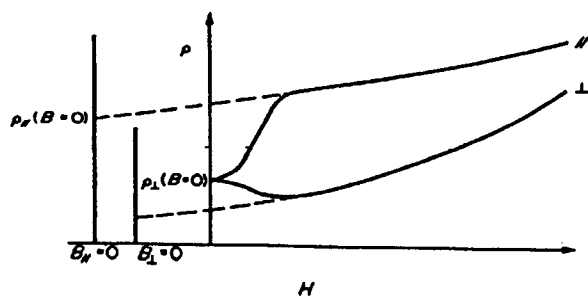


Figura IV.5: Variação da magnetoresistência gigante com a espessura de *Cu*. A parte superior da figura corresponde ao sistema *Fe/Cu*, ou seja, a magnetoresistência normal. A parte inferior estão colocados os resultados obtidos para o efeito de válvula de spin inverso

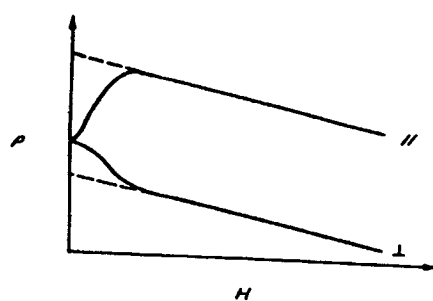
servada. Entretanto, existe um conjunto de outros fatores, excetuando o efeito de válvula de spin inverso, que pode originar o mesmo tipo de comportamento magnetoresistivo.

a. Magnetoresistência anisotrópica [80];

b. Acoplamento ferromagnético entre o bloco $A = Fe/Cr/Fe$ e a camada de *Fe* através do *Cu*, juntamente com um acoplamento biquadrático entre as camadas de *Fe* através do *Cr*.



(a)



(b)

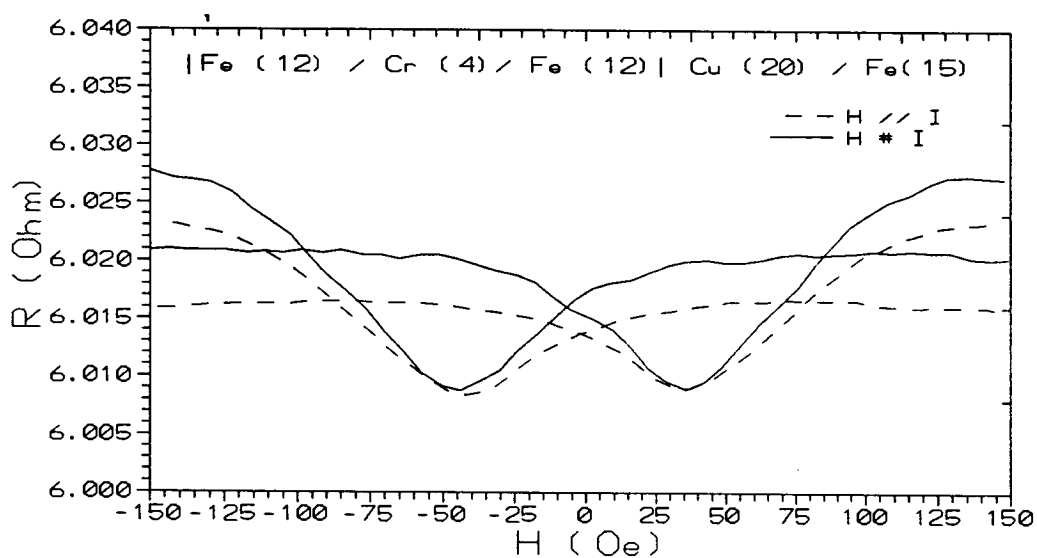


Figura IV.6: Figura esquemática da magnetoresistência anisotrópica (a) altas temperaturas e (b) baixas temperaturas e (c) curvas experimentais de resistividade feitas nas direções de corrente paralela ($I//H$) e perpendicular ($H \perp I$) ao campo magnético aplicado.

A magnetoresistência anisotrópica é atribuída ao arranjo experimental [80]. Ela depende da direção relativa entre o fluxo de corrente e o campo aplicado. A figura IV.6 *a* mostra esquematicamente a magnetoresistência para os casos onde a corrente flui paralela e perpendicular ao campo aplicado. Partindo da saturação e voltando à região onde $H \rightarrow 0$ os dois ramos da resistividade tendem a um mesmo valor. Ou seja, $\rho_{//}$ (resistividade para a configuração onde a corrente I é paralela ao campo aplicado, $I//H$) tende a diminuir até um valor ρ_0 (resistividade do sistema para $H = 0$, $I \# H$), enquanto que $\rho_{\#}$ (resistividade do sistema na configuração I perpendicular a H) tende a aumentar o seu valor. Portanto, para medidas feitas na configuração $I//H$ sempre existirá a contribuição da componente anisotrópica que tende a diminuir a resistividade da multicamada quando $H \rightarrow 0$. Para contornar o problema, basta medir resistividade do sistema em ambas as configurações. A figura IV.6 *b* mostra as curvas de magnetoresistência para estas duas configurações. Como pode-se observar, a diminuição da resistividade para pequenos campos ocorre em ambas as direções de medidas. Vê-se ainda uma pequena diferença nas resistividades $\rho_{//}$ e $\rho_{\#}$ devido à magnetoresistência anisotrópica. Portanto o efeito magnetoresistivo observado nestes sistemas de multicamadas não pode ser explicado pelo efeito magnetoresistivo anisotrópico.

O segundo mecanismo, que também pode explicar o comportamento resistivo da multicamada na região de baixos campos, está esquematizado na figura IV.7 Esta figura mostra esquematicamente um arranjo das magnetizações e a evolução da resistividade com o campo magnético. Em (*a*), H maior que o campo de saturação, as magnetizações estão todas no mesmo sentido. Em (*b*) o campo magnético aplicado é fraco com relação ao acoplamento através do Cr , portanto as magnetizações das camadas de Fe do bloco $Fe/Cr/Fe$ estão defasadas de aproximadamente 90° , mas este mesmo campo não é suficientemente forte para vencer o acoplamento através do Cu . Nesta configuração a resistividade da multicamada é maior que na situação descrita em (*a*) devido à defasagem das camadas de Fe . Em (*c*), a campos muito baixos, a interação de troca ferromagnética entre as camadas de

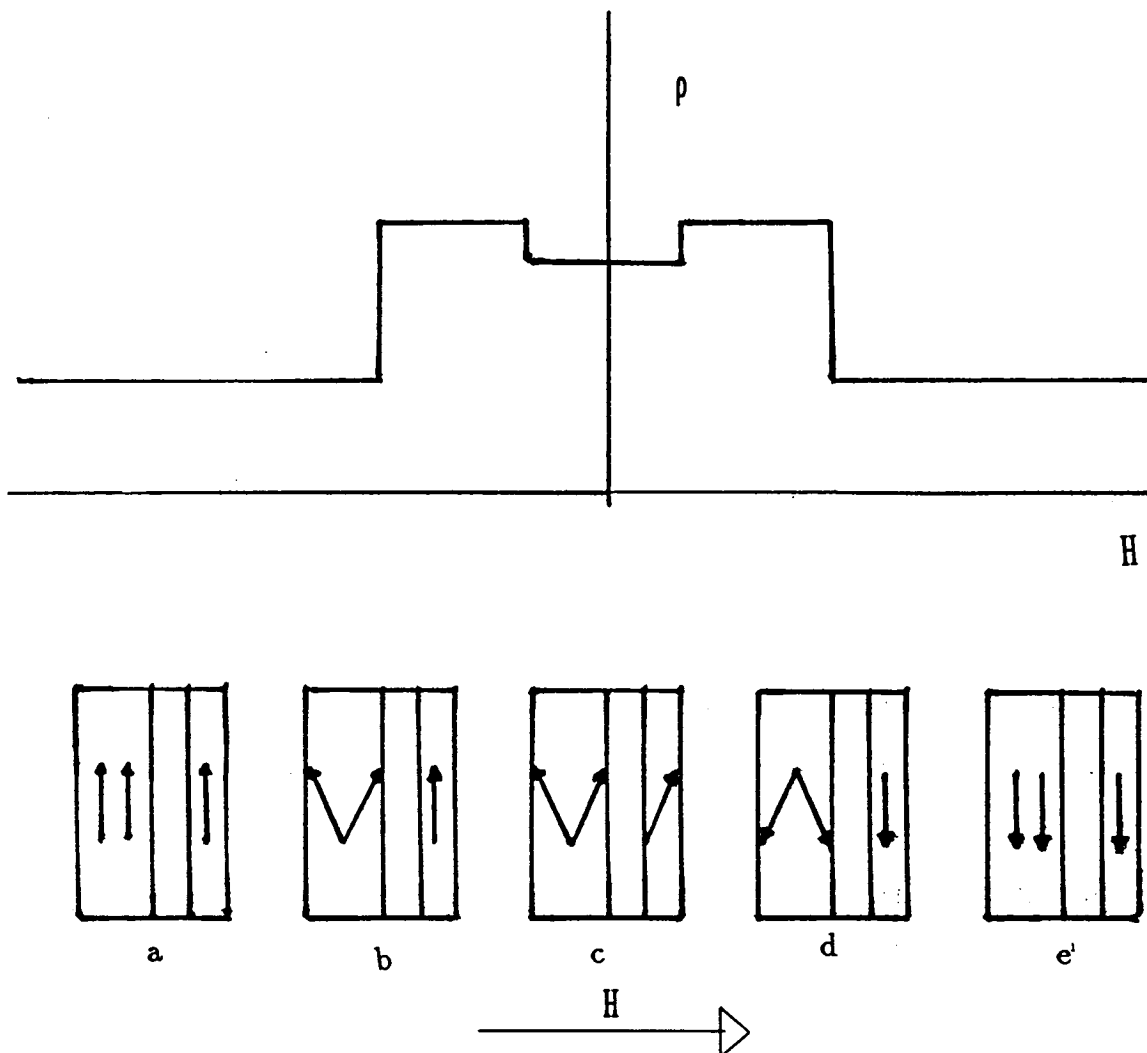


Figura IV.7: Evolução da magnetoresistência segundo a situação II, veja o texto.

Fe através do *Cu* faz com que a camada independente de *Fe* se alinhe paralelamente a camada adjacente de *Fe* do bloco *Fe/Cr/Fe*. Este alinhamento faz com que a resistividade do sistema diminua. Na seqüência tem-se a inversão das magnetizações *d*. Em (*d*) o bloco *Fe/Cr/Fe* mantém-se com o acoplamento biquadrático, enquanto que a camada de *Fe* independente volta a se alinhar com o campo magnético. Esta configuração faz com que a resistividade aumente. Na situação final *e*, todas as magnetizações estão alinhadas com o campo e com isto recupera-se a resistividade mínima do sistema.

Este mecanismo pressupõe a existência de um acoplamento ferromagnético entre as camadas de *Fe* através do *Cu*. Entretanto a comparação entre a magnetoresistência normal e inversa, nas diferentes espessuras de *Cu*, mostra que estas estão em acordo com seus

máximos (veja figura IV.5). Isto mostra que o efeito inverso está associado ao acoplamento antiferromagnético entre as camadas de *Fe* através do *Cu*. Caso contrário as curvas mostradas na figura IV.5 estariam defasadas, ou seja a magnetoresistência gigante inversa seria máxima para as espessuras de *Cu* onde a magnetoresistência gigante normal fosse mínima e vice-versa. Portanto, este mecanismo não pode explicar a redução da resistividade deste tipo de sistema, na região de baixos campos.

IV.5 Conclusão

O estudo desenvolvido neste capítulo teve como objetivo a observação do efeito de válvula de spin inverso. Este efeito seria o complementar do efeito normal. A razão desta busca estava em confrontar o modelo de duas correntes aplicado a multicamadas magnéticas com os resultados obtidos experimentalmente. Com base na teoria depositou-se um conjunto de multicamadas, onde em princípio poderia se observar o efeito inverso. O efeito observado foi testado para diferentes modelos, mas mostrou-se incompatível, restando como única explicação o efeito de válvula de spin inverso. Estes resultados mostram que o modelo de duas correntes, quando aplicado a multicamadas magnéticas, permanece válido.

Capítulo V

Uma Solução Analítica para o Modelo Semiclássico de Camley-Barnaś Aplicado à Magnetoresistência Gigante

V.1 Introdução

A interpretação atual para a magnetoresistência em multicamadas magnéticas está baseada na hipótese do espalhamento eletrônico dependente do spin. Esta dependência é uma propriedade geral dos metais de transição ferromagnéticos e é uma consequência direta da dissimetria entre as sub-bandas de spin *up* e *down* da banda *d* [66]. O mais simples dos modelos para explicar a magnetoresistência foi apresentado no capítulo III, secção III.2. Esta parte da Tese é dedicada a um estudo mais aprofundado do efeito de magnetoresistência gigante. Partindo do modelo semiclássico, propõe-se apresentar uma expressão analítica para a condutividade em uma multicamada magnética, ao contrário dos modelos atualmente conhecidos onde a condutividade é obtida numericamente. A magnetoresistência é calculada comparando as condutividades nas diferentes configurações magnéticas do sistema.

Este trabalho difere dos modelos já existentes em dois aspectos. O primeiro deles diz respeito ao termo de mistura de spins. Em geral este termo não é incluído no formalismo, pois significa uma dificuldade a mais para a resolução da equação de Boltzmann. O sistema

é composto por duas: uma equação correspondente aos elétrons de *spin up* e outra para os elétrons de *spin down*. No caso mais simples, onde não se considera a mistura de spins, tem-se um sistema de duas equações independentes. Quando se considera os efeitos de mistura de spins, as equações que determinam a função distribuição dos elétrons de condução são acopladas pelo termo de mistura de spins. O termo de mistura de spins está ligado principalmente aos efeitos de temperatura. O segundo aspecto diz respeito à forma final da expressão para a condutividade. Só foi possível obter uma forma analítica para a condutividade numa multicamada após encontrar uma expressão genérica para a constante resultante da integração da equação de Boltzmann. Esta é somente constante na posição, pois ela depende das velocidades. Conhecer esta dependência torna-se um problema de fundamental importância no momento de integrar a função distribuição com relação às velocidades, para se obter a densidade de corrente.

Basicamente existem dois modelos quantitativos para a magnetoresistência gigante: a) o Modelo Semiclássico e b) o Modelo Quântico.

O Modelo Semiclássico tem como origem a teoria semiclássica de Fuchs-Sondheimer [88] para a condutividade em filmes finos, onde se dá diferentes tratamentos para o espalhamento no interior do filme e nas superfícies: no interior do filme o espalhamento é uma consequência do tempo de relaxação τ dos elétrons de condução; nas superfícies introduziu-se um coeficiente de reflexão especular. O modelo supõe que os elétrons de condução formam um gás livre e desta forma utiliza-se do formalismo clássico desenvolvido por Boltzmann.

O modelo de Fuchs-Sondheimer foi estendido para multicamadas por Carcia-Suna [86]. Este modelo considera a multicamada como uma sucessão infinita de uma célula unitária composta de uma bicamada de dois metais diferentes. Mais tarde Camley-Barnas [15, 87] adaptaram o modelo introduzindo uma dissimetria nos coeficientes de espalhamento nas interfaces. Este modelo será discutido detalhadamente na próxima secção. Diversos

autores têm acrescentado novas características para o modelo na tentativa de obter uma boa concordância com os resultados experimentais [89, 90, 91, 60, 92].

O modelo quântico para a magnetoresistência gigante foi inicialmente proposto por Levy et alii [93] a partir da teoria quântica de transporte em filmes finos de Tesanovic et alii [94]. Assim como para o modelo clássico, supõe-se que os elétrons de condução formam um gás livre. Usando o formalismo de Kubo, Levy et alii desenvolveram o cálculo com base numa multicamada composta de infinitas camadas onde os elétrons estão sujeitos a potenciais de espalhamentos localizados dependentes do spin. Estes potenciais tem como origem defeitos de estruturas e impurezas no interior da camada magnética, enquanto nas interfaces são originados pelas rugosidades de interface. Este modelo foi aplicado às multicamadas de *Fe/Cr*, *Co/Ru* e *Co/Cu*, onde se encontrou um bom acordo com os resultados experimentais.

Dentro do contexto de modelização da magnetoresistência, é inevitável uma comparação entre as duas teorias. Este confronto é apresentado por Dieny et alii [95], onde os autores mostram que estes dois modelos apresentam uma boa concordância para os efeitos de volume, enquanto que para o espalhamento interfacial a concordância é razoável. Segundo os autores, estes resultados corroboram com a utilização do modelo semiclássico para descrever quantitativamente a magnetoresistência.

A grande diferença entre modelo o semiclássico e o modelo quântico está na complexidade dos cálculos. Neste ponto, dada a sua simplicidade, o modelo semiclássico leva vantagem. Entretanto, existem alguns pontos no modelo semiclássico que permanecem em aberto. Entre eles está o fato de que nenhum dos modelos conhecidos na literatura apresentam uma expressão analítica para a condutividade. Esta falta é uma consequência da dificuldade de se expressar os efeitos de interfaces na multicamada de forma analítica. Em geral os autores usam o método chamado de multicamada infinita, o qual considera uma célula unitária repetida n vezes, calculando numericamente o valor da função distribuição

dos elétrons de condução g . O resultado é considerado satisfatório quando os valores de g nas duas bordas do sistema de n células forem iguais. Desta forma a condutividade é obtida numericamente.

Neste capítulo desenvolver-se-á o cálculo da condutividade para o caso da corrente elétrica fluindo no plano da multicamada, usando o modelo semiclássico de Camley-Barnaś [15], onde o resultado final será apresentado de forma analítica. Na verdade, a expressão final para a condutividade apresenta uma integral não resolvida, mas esta é a chamada Função Exponencial Integral que é conhecida e tabelada. Na próxima secção serão apresentados os princípios gerais para o cálculo da condutividade em multicamadas magnéticas. Na secção seguinte serão desenvolvidos, de maneira genérica, os cálculos para a condutividade. A secção 5.4 é dedicada aos efeitos de temperatura. A secção 5.5 é dedicada á aplicação do modelo, comparando-o com alguns resultados experimentais. O capítulo encerra com uma breve discussão sobre o modelo apresentado e sua aplicação.

V.2 Considerações Gerais

Em uma multicamada magnética a condutividade elétrica depende da configuração relativa das magnetizações das camadas magnéticas. Pode-se dizer, considerando apenas as configurações paralela e antiparalela entre as magnetizações, que existem dois tipos de condutividade: a condutividade para a configuração paralela, σ_P , e a condutividade para a configuração antiparalela, σ_{AP} . A magnetoresistência gigante em uma multicamada magnética, é definida como a razão entre a variação da condutividade ($\Delta\sigma = \sigma_{AP} - \sigma_P$) e a condutividade na configuração antiparalela (σ_{AP})

$$MR(\%) = 100 \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{AP}} \quad (V.1)$$

σ é dado pela relação

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} \quad (V.2)$$

enquanto que a densidade de corrente \vec{J} é encontrada a partir da função distribuição $f(\vec{x}, \vec{v})$ da seguinte forma:

$$\vec{J}_\sigma = -\frac{e}{l} \left(\frac{m}{\hbar}\right)^3 \int \vec{v} f_\sigma(\vec{x}, \vec{v}) d\vec{v} dz \quad (\text{V.3})$$

onde o subscrito σ corresponde à direção de spin, e e m são respectivamente a carga e a massa do elétron, \hbar a constante de Planck e l a espessura total da amostra.

A descrição teórica semiclássica da condutividade em multicamadas considera que os elétrons de condução formam um gás livre. Portanto a função distribuição dos elétrons de condução pode ser determinada pela equação de Boltzmann [89]

$$\frac{\vec{F}}{m} \cdot \partial_{\vec{v}} f^0(\vec{v}) + \vec{v} \cdot \partial_{\vec{x}} g(\vec{x}, \vec{v}) = \partial_t g(\vec{x}, \vec{v})_{col} \quad (\text{V.4})$$

onde $g(\vec{x}, \vec{v})$ é uma perturbação da função distribuição dos elétrons $f(\vec{x}, \vec{v})$ da distribuição de equilíbrio de Fermi-Dirac $f_0(\vec{v})$ ¹. Para uma multicamada a função $g(\vec{x}, \vec{v})$ pode ainda ser escrita como a soma das contribuições individuais de cada camada:

$$g(\vec{x}, \vec{v}) = \sum_i^N g_i(\vec{x}, \vec{v}) \quad (\text{V.5})$$

onde N corresponde ao número total de camadas.

A equação V.4 pode ser simplificada quando se consideram algumas características físicas do problema:

- A multicamada é composta de planos perpendiculares ao eixo z , sendo que não existe nenhuma rugosidade fora das interfaces. Isto significa que g é simétrico com relação ao plano da multicamada, ou $g(\vec{x}, \vec{v}) \Rightarrow g(z, \vec{v})$;

- O campo elétrico é aplicado paralelo ao plano, $\vec{E} = E\vec{e}_x$, ou seja a corrente elétrica está no plano da multicamada;

- As condições de contorno para o sistema de multicamada são:

$$g_0^+(t=0, \vec{v}) = 0$$

¹A equação V.4 está na sua forma linearizada, usando a aproximação $f(\vec{x}, \vec{v}) = f_0(\vec{v}) + g(\vec{x}, \vec{v})$

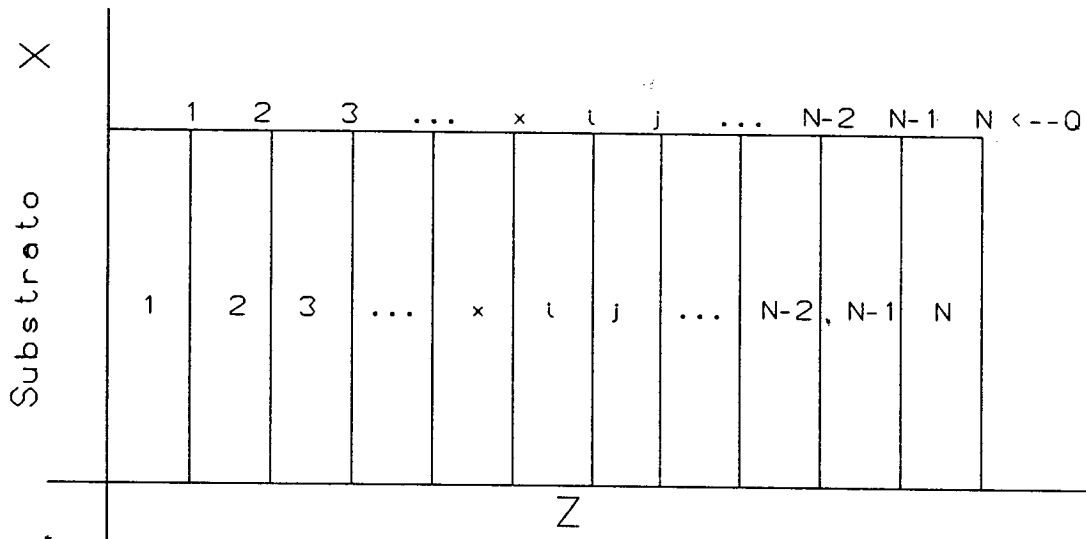


Figura V.1: Multicamada esquematizada

$$\begin{aligned}
 g_N^-(t = total, \vec{v}) &= 0 \\
 g_j^+(t = t_i, \vec{v}) &= Q_i g_i^+(t = t_j, \vec{v}) \\
 g_i^-(t = t_i, \vec{v}) &= Q_j g_j^-(t = t_i, \vec{v}) \\
 j &= i + 1
 \end{aligned}
 \tag{V.6}$$

onde Q_i é o coeficiente de transmissão eletrônico na interface i . O sinal \pm indica o sentido da velocidade dos elétrons com respeito ao eixo z , mas este símbolo será suprimido pois se considera que o sistema é simétrico nas duas direções de velocidade e i, j dizem respeito à posição na camada em relação ao eixo z (veja figura V.1).

Quando se considera o espalhamento dependente do spin a função distribuição g se divide em duas: g^\uparrow para os elétrons de direção de spin majoritária e g^\downarrow para os elétrons de direção de spin minoritária. Assim como g , o coeficiente de transmissão Q_i se divide

em dois $Q_i \rightarrow Q_i^\uparrow, Q_i^\downarrow$. A expressão para o termo de colisão $\partial_t g(z, \vec{v})_{col}$, será discutida na próxima secção.

V.3 Cálculo da Condutividade

V.3.1 Solução da Equação de Boltzmann no Caso de Inversão de Spin

O lado esquerdo da equação V.4 diz respeito à forma na qual a função distribuição relaxa para a situação de equilíbrio. Se o sistema está a baixas temperaturas pode-se fazer a aproximação *tempo de relaxação* [97], onde o termo de espalhamento na equação V.4 é dado por:

$$\partial_t g_\sigma(z, \vec{v})_{col} = -\frac{g_\sigma(z, \vec{v})}{\tau_\sigma} \quad (V.7)$$

onde τ_σ é o tempo de relaxação dos elétrons de condução de spin σ e é uma característica do material.

A temperaturas diferentes de zero *Kelvin* deve-se considerar o fato de que os elétrons podem inverter suas direções de spin através de interações com fonons e magnons. Este efeito tende a igualar os dois canais de spin, reduzindo o efeito de válvula de spin. Como consequência a magnetoresistência também será reduzida. Neste trabalho supõe-se que a inversão de spin ocorre de maneira significativa somente no volume da camada magnética. Os efeitos de temperatura nas interfaces serão incluídos diretamente nos coeficientes de transmissão, como será mostrado mais tarde.

Para o cálculo da condutividade em sistemas com mistura de spins será preciso introduzir um termo de mistura entre os dois canais de spin. Esta contribuição aparece no termo de colisão e é dada por [98]

$$\partial_t g_\sigma(z, \vec{v})_{col} = -\frac{g_\sigma(z, \vec{v})}{\tau_\sigma} - \frac{g_\sigma(z, \vec{v}) - g_{-\sigma}(z, \vec{v})}{\tau^{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{V.8})$$

onde $\tau^{\uparrow\downarrow}$ é o tempo de relaxação de mistura de spin.

O segundo termo do lado direito da equação V.8 é nulo para as camadas espaçadoras. Isto porque se considera que as distribuições de *spin up* e *spin down*, para os elementos não magnéticos, são iguais. Desta forma a equação V.4 resulta num sistema de duas equações:

$$\frac{E}{m} e \partial_{v_x} f^0(\vec{v}) + v \partial_z g_\sigma(z, \vec{v}) = -\frac{g_\sigma(z, \vec{v})}{\tau_\sigma} - \frac{g_\sigma(z, \vec{v}) - g_{-\sigma}(z, \vec{v})}{\tau^{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{V.9})$$

Neste sistema, a equação para a função distribuição para os elétrons de *spin up*, g^\uparrow está acoplada à função g^\downarrow , para os elétrons de *spin down*, através do tempo de relaxação $\tau^{\uparrow\downarrow}$. Ao fazer $\tau^{\uparrow\downarrow}$ muito grande ou $g^\uparrow = g^\downarrow$, recupera-se o sistema de equações para o caso onde não existe mistura de spin.

A solução do sistema de equações acima pode ser escrita de uma forma geral como:

$$g_\sigma^\pm = \frac{E}{m} e \partial_{v_x} f^0(\vec{v}) B_\sigma^\pm (1 - A_\sigma^\pm(v_z) e^{\frac{q_\sigma^\pm z}{v_z}}) \quad (\text{V.10})$$

onde

$$\begin{aligned} B_0 &= \tau \\ q_0 &= -\frac{1}{\tau} \\ B_\sigma^+ &= \frac{\frac{1}{\tau^\downarrow} + \frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}}}{\frac{1}{\tau^\uparrow\tau^\downarrow} + \frac{1}{\tau^\uparrow\tau^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau^\downarrow\tau^{\uparrow\downarrow}}} \\ B_\sigma^- &= \frac{\frac{1}{\tau^\uparrow} + \frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}}}{\frac{1}{\tau^\uparrow\tau^\downarrow} + \frac{1}{\tau^\uparrow\tau^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau^\downarrow\tau^{\uparrow\downarrow}}} \\ q_\sigma^- &= -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\tau^\uparrow} + \frac{1}{\tau^\downarrow} + \frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}} - \sqrt{\left(\frac{1}{\tau^\uparrow} - \frac{1}{\tau^\downarrow}\right)^2 + \left(\frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}}\right)^2} \right\} \\ q_\sigma^+ &= -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\tau^\uparrow} + \frac{1}{\tau^\downarrow} + \frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}} + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau^\uparrow} - \frac{1}{\tau^\downarrow}\right)^2 + \left(\frac{2}{\tau^{\uparrow\downarrow}}\right)^2} \right\} \end{aligned} \quad (\text{V.11})$$

onde B_0 e q_0 dizem respeito às camadas não magnéticas. A função $A_\sigma(v_z)$ é determinada pelas condições de contorno V.6.

Neste ponto é preciso determinar qual das soluções corresponde à função g^\uparrow ou g^\downarrow . Para tanto basta calcular o limite da solução geral V.10 com respeito a $\tau^{\uparrow\downarrow}$ tendendo a infinito. Neste limite $g_\sigma(x, \vec{v})$ deverá assumir a forma da solução do caso sem mistura de spins [15]

$$\lim_{\tau^{\uparrow\downarrow} \rightarrow \infty} g_\sigma(x, \vec{v}) = \frac{E}{m} e^{\partial_{v_z} f^0(\vec{v}) \tau_\sigma} (1 - A_\sigma(\vec{v}) e^{-\frac{z}{\tau_\sigma v_z}}) \quad (\text{V.12})$$

Isto pode ser verificado fazendo-se $\frac{1}{\tau^{\uparrow\downarrow}} = 0$ em V.11, para este limite obtêm-se as seguintes relações:

$$B_\sigma^+ = B^\uparrow$$

$$B_\sigma^- = B^\downarrow$$

$$q_\sigma^+ = q^\uparrow$$

$$q_\sigma^- = q^\downarrow$$

V.3.2 Expressão Geral para $A_{\sigma i}(v_z)$

Uma das principais dificuldades de se tratar a condução eletrônica num sistema de multicamadas está na obtenção de uma expressão analítica para a condutividade. Em geral os textos encontrados na literatura resumem-se a trabalhos feitos em sanduíches. Para o cálculo em multicamadas o problema é contornado usando métodos numéricos para a integração. A origem do problema está na constante de integração $A_{\sigma i}(v_z)$, pois a sua dependência em v_z precisa estar explícita no momento de se fazer a integração V.3. A aplicação das condições de contorno à solução da equação de Boltzmann V.10 determina a forma da constante.

Nesta secção desenvolver-se-á toda uma seqüência de manipulações algébricas, visando a obtenção de uma expressão genérica para $A_{\sigma i}(v_z)$, onde a dependência em v_z é posta de forma explícita. Os cálculos serão desenvolvidos apenas para a direção v_z^+ , pois como já foi comentado anteriormente, o sistema é simétrico quanto às velocidades no eixo v_z .

Usando as condições de contorno V.6 tem-se:

$$\begin{aligned}
g_{\sigma 1}(z = 0, v_z) &= 0 \Rightarrow B_{\sigma 1}(1 - A_{\sigma 1}(v_z)) = 0 \\
A_{\sigma 1} &= c_{\sigma 1}^1 e^{\frac{a_{\sigma 1}^1}{v_z}} \\
c_{\sigma 1}^1 &= 1 \\
a_{\sigma 1}^1 &= 0
\end{aligned} \tag{V.13}$$

e

$$\begin{aligned}
g_{\sigma j}(z = t_i, v_z) &= Q_{\sigma i} g_{\sigma i}(z = t_i, v_z) \\
B_{\sigma j}(1 - A_{\sigma j} e^{-\frac{q_{\sigma j} t_i}{v_z}}) &= Q_{\sigma i} B_{\sigma i}(1 - A_{\sigma i} e^{-\frac{q_{\sigma i} t_i}{v_z}}) \\
A_{\sigma j} &= \alpha_{\sigma i j} e^{\frac{q_{\sigma j} t_i}{v_z}} + \beta_{\sigma i j} A_{\sigma i} e^{(q_{\sigma j} - q_{\sigma i}) \frac{t_i}{v_z}}
\end{aligned} \tag{V.14}$$

onde

$$\begin{aligned}
\alpha_{\sigma i j} &= 1 - \beta_{\sigma i j} \\
\beta_{\sigma i j} &= Q_{\sigma i} \frac{B_{\sigma i}}{B_{\sigma j}}
\end{aligned} \tag{V.15}$$

A partir da relação V.14 pode-se escrever as expressões de $A_{\sigma 2}$, $A_{\sigma 3}$, $A_{\sigma 4}$...

Para $A_{\sigma 2}$:

$$\begin{aligned}
A_{\sigma 2} &= \alpha_{\sigma 1 2} e^{\frac{q_{\sigma 2} t_1}{v_z}} + \beta_{\sigma 1 2} A_{\sigma 1} e^{(q_{\sigma 2} - q_{\sigma 1}) \frac{t_1}{v_z}} \\
A_{\sigma 2} &= c_{\sigma 2}^1 e^{\frac{a_{\sigma 2}^1}{v_z}} + c_{\sigma 2}^2 e^{\frac{a_{\sigma 2}^2}{v_z}} \\
A_{\sigma 2} &= \sum_{n=1}^2 c_{\sigma 2}^n e^{\frac{a_{\sigma 2}^n}{v_z}}
\end{aligned} \tag{V.16}$$

onde

$$\begin{aligned}
c_{\sigma 2}^1 &= \alpha_{\sigma 12} \\
c_{\sigma 2}^2 &= \beta_{\sigma 12} c_{\sigma 1}^1 \\
a_{\sigma 2}^1 &= q_{\sigma 2} t_1 \\
a_{\sigma 2}^2 &= a_{\sigma 1}^1 + (q_{\sigma 2} - q_{\sigma 1}) t_1
\end{aligned} \tag{V.17}$$

Para $A_{\sigma 3}$:

$$\begin{aligned}
A_{\sigma 3} &= \alpha_{\sigma 23} e^{\frac{q_{\sigma 3} t_2}{v_z}} + \beta_{\sigma 23} A_{\sigma 2} e^{(q_{\sigma 3} - q_{\sigma 2}) \frac{t_2}{v_z}} \\
A_{\sigma 3} &= \alpha_{\sigma 23} e^{\frac{q_{\sigma 3} t_2}{v_z}} + \beta_{\sigma 23} (c_{\sigma 2}^1 e^{b \frac{a_{\sigma 2}^1}{v_z}} + c_{\sigma 2}^2 e^{\frac{a_{\sigma 2}^2}{v_z}}) e^{(q_{\sigma 3} - q_{\sigma 2}) \frac{t_2}{v_z}}
\end{aligned} \tag{V.18}$$

$$\begin{aligned}
A_{\sigma 3} &= c_{\sigma 3}^1 e^{b \frac{a_{\sigma 3}^1}{v_z}} + c_{\sigma 3}^2 e^{\frac{a_{\sigma 3}^2}{v_z}} + c_{\sigma 3}^3 e^{\frac{a_{\sigma 3}^3}{v_z}} \\
A_{\sigma 3} &= \sum_{n=1}^3 c_{\sigma 3}^n e^{\frac{a_{\sigma 3}^n}{v_z}}
\end{aligned} \tag{V.19}$$

onde

$$\begin{aligned}
c_{\sigma 3}^1 &= \alpha_{\sigma 23} \\
c_{\sigma 3}^2 &= \beta_{\sigma 23} c_{\sigma 2}^1 \\
c_{\sigma 3}^3 &= \beta_{\sigma 23} c_{\sigma 2}^2 \\
a_{\sigma 3}^1 &= q_{\sigma 3} t_2 \\
a_{\sigma 3}^2 &= a_{\sigma 2}^1 + (q_{\sigma 3} - q_{\sigma 2}) t_2 \\
a_{\sigma 3}^3 &= a_{\sigma 2}^2 + (q_{\sigma 3} - q_{\sigma 2}) t_2
\end{aligned} \tag{V.20}$$

E finalmente para $A_{\sigma 4}$

$$A_{\sigma_4} = \alpha_{\sigma_3 4} e^{\frac{q_{\sigma_4} t_3}{v_z}} + \beta_{\sigma_3 4} A_{\sigma_3} e^{(q_{\sigma_4} - q_{\sigma_3}) \frac{t_2}{v_z}}$$

$$A_{\sigma_4} = \alpha_{\sigma_3 4} e^{\frac{q_{\sigma_4} t_3}{v_z}} \beta_{\sigma_3 4} (c_{\sigma_3}^1 e^{b \frac{a^1_{\sigma_3}}{v_z}} + c_{\sigma_3}^2 e^{\frac{a^2_{\sigma_3}}{v_z}} + c_{\sigma_3}^3 e^{\frac{a^3_{\sigma_3}}{v_z}}) e^{(q_{\sigma_4} - q_{\sigma_3}) \frac{t_3}{v_z}}$$

$$A_{\sigma_4} = c_{\sigma_4}^1 e^{b \frac{a^1_{\sigma_4}}{v_z}} + c_{\sigma_4}^2 e^{\frac{a^2_{\sigma_4}}{v_z}} + c_{\sigma_4}^3 e^{\frac{a^3_{\sigma_4}}{v_z}} + c_{\sigma_4}^4 e^{\frac{a^4_{\sigma_4}}{v_z}}$$

$$A_{\sigma_4} = \sum_{n=1}^4 c_{\sigma_4}^n e^{\frac{a^n_{\sigma_4}}{v_z}} \quad (\text{V.21})$$

onde

$$c_{\sigma_4}^1 = \alpha_{\sigma_3 4}$$

$$c_{\sigma_4}^2 = \beta_{\sigma_3 4} c_{\sigma_3}^1$$

$$c_{\sigma_4}^3 = \beta_{\sigma_3 4} c_{\sigma_3}^2$$

$$c_{\sigma_4}^4 = \beta_{\sigma_3 4} c_{\sigma_3}^3$$

$$a_{\sigma_4}^1 = q_{\sigma_4} t_3$$

$$a_{\sigma_4}^2 = a_{\sigma_3}^1 + (q_{\sigma_4} - q_{\sigma_3}) t_3$$

$$a_{\sigma_4}^3 = a_{\sigma_3}^2 + (q_{\sigma_4} - q_{\sigma_2}) t_3$$

$$a_{\sigma_4}^4 = a_{\sigma_3}^3 + (q_{\sigma_4} - q_{\sigma_2}) t_3 \quad (\text{V.22})$$

A partir dos resultados para A_{σ_1} , A_{σ_2} , A_{σ_3} e A_{σ_4} , pode-se deduzir uma expressão geral para A_{σ_j} :

$$A_{\sigma_j}(v_z) = \sum_{n=1}^j c_{\sigma_j}^n e^{\frac{a^n_{\sigma_j}}{v_z}} \quad (\text{V.23})$$

onde

$$a_{\sigma_1}^1 = 0$$

$$\begin{aligned}
a_{\sigma j}^1 &= t_i q_{\sigma j} \\
a_{\sigma j}^n &= a_{\sigma i}^{n-1} + t_i (q_{\sigma j} - q_{\sigma i})
\end{aligned} \tag{V.24}$$

$$\begin{aligned}
c_{\sigma 1}^1 &= 1 \\
c_{\sigma j}^1 &= \alpha_{i j \sigma} \\
c_{\sigma j}^n &= \beta_{i j \sigma} c_{i \sigma}^{n-1}
\end{aligned} \tag{V.25}$$

A expressão para $A_{\sigma i}$, V.23, apresenta-se na forma desejada, ou seja, com a dependência em v_z explícita. Este resultado permitirá a integração analítica de V.3.

V.3.3 Expressão Analítica para a Condutividade em Multicamadas

Superada a dificuldade de encontrar uma expressão para $A_{\sigma i}$ onde a dependência em v_z é explícita, pode-se prosseguir com o desenvolvimento dos cálculos. Alguns passos serão omitidos a fim de evitar que se desvie a atenção do problema central.

A partir da integração V.3, da expressão V.23 e da definição V.2 encontra-se

$$\sigma = \frac{e^2}{l} \frac{m^2}{\hbar^3} \sum_{\sigma, i} B_{\sigma, i} \int v_x \partial_{v_x} f^0(\vec{v}) \left[1 - \sum_{n=1}^i c_{\sigma i}^n e^{\frac{a_{\sigma i}^n}{v_z}} e^{-\frac{q_{\sigma i}}{v_z}} \right] d\vec{v} dz \tag{V.26}$$

Usando a transformação de coordenadas $(v_x, v_y, v_z) \Rightarrow (v, \varphi, \theta)$, a relação $\partial_\epsilon f^0(\epsilon) = \delta(\epsilon - \epsilon_F)$ onde ϵ_F é a energia do nível de Fermi e integrando sobre φ , v e z obtém-se

$$\sigma = K \sum_{\sigma, i} B_{\sigma i} \left(\frac{4}{3} \Delta t_i - \frac{1}{q_{\sigma i}} \sum_{n=1}^i c_{\sigma i}^n \int F(\mu) (e^{\Gamma_{i\sigma}^{1,n} \mu} - e^{\Gamma_{i\sigma}^{2,n} \mu}) \right) \tag{V.27}$$

onde K é dado por

$$\Gamma_{i\sigma}^{1,n} = a_{\sigma i}^n - t_j q_{\sigma i} \tag{V.28}$$

$$\Gamma_{i\sigma}^{2,n} = a_{\sigma i}^n - t_i q_{\sigma i} \tag{V.29}$$

onde

$$K = \pi \frac{e^2}{l} v_F^3 \frac{m^2}{\hbar^3}$$

$$\begin{aligned}
\mu &= \frac{1}{\cos\theta} \\
F(\mu) &= (1 - \mu^{-2}) \mu^{-3} \\
\Delta t_i &= t_j - t_i
\end{aligned} \tag{V.30}$$

e v_F é a velocidade dos elétrons no nível de Fermi. Aqui usou-se definição

$$\lambda = v_F \tau \tag{V.31}$$

com isso as definições para q e B foram reescritas como:

$$\begin{aligned}
B_0 &= \lambda \\
q_0 &= -\frac{1}{\lambda} \\
B_\sigma &= \frac{\frac{1}{\lambda^{-\sigma}} + \frac{2}{\lambda^{|\sigma|}}}{\frac{1}{\lambda^\sigma \lambda^{-\sigma}} + \frac{1}{\lambda^\sigma \lambda^{|\sigma|}} + \frac{1}{\lambda^{-\sigma} \lambda^{|\sigma|}}} \\
q_\sigma &= -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\lambda^{-\sigma}} + \frac{1}{\lambda^\sigma} + \frac{2}{\lambda^{|\sigma|}} - \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda^{-\sigma}} - \frac{1}{\lambda^\sigma}\right)^2 + \left(\frac{2}{\lambda^{|\sigma|}}\right)^2} \right\}
\end{aligned} \tag{V.32}$$

O superescrito $-\sigma$ indica a direção de spin oposto.

A equação V.27 pode ser facilmente integrada e o resultado é

$$\begin{aligned}
\sigma &= K \sum_i^N B_{\sigma i} \left\{ \frac{4}{3} \Delta t_i - \frac{1}{q_{\sigma i}} \sum_n^i c_{\sigma i}^n (L_{i\sigma}^{1,n} - L_{x\sigma}^{2,n} + M_{i\sigma}^{1,n} - M_{x\sigma}^{2,n}) \right\} \\
L_{i\sigma}^{m,n} &= \left[\frac{1}{4} - \frac{5}{12} \Gamma_{i\sigma}^{m,n} - \frac{1}{24} (\Gamma_{i\sigma}^{m,n})^2 + \frac{1}{24} (\Gamma_{i\sigma}^{m,n})^3 \right] e^{-\Gamma_{i\sigma}^{m,n}} \\
M_{i\sigma}^{m,n} &= \frac{(\Gamma_{i\sigma}^{m,n})^2}{2} \left(1 - \frac{1}{12} (\Gamma_{i\sigma}^{m,n})^2 \right) I_{i\sigma}^{mn}
\end{aligned} \tag{V.33}$$

onde $x = i - 1$ e $I_{i\sigma}^{mn}$ é conhecida como Função Exponencial Integral

$$I = \int \frac{e^{-\Gamma_{i\sigma}^{m,n} \mu}}{\mu} d\mu \tag{V.34}$$

Este resultado tem uma forma semelhante àquela encontrada por Sondheimer [88] para filmes simples. Na próxima secção serão considerados os efeitos de temperatura.

V.4 Efeitos de Temperatura

Para fazer um tratamento a temperaturas diferentes de zero *Kelvin*, deve-se considerar, além do termo de mistura de spins, a influência da temperatura sobre os livres caminhos médios dos elétrons de condução, λ , e sobre as interfaces. Aqui supõe-se que não existam correlações entre estes dois termos, podendo-se, desta forma tratá-los separadamente. Os valores experimentais de referência utilizados nos cálculos são aqueles encontrados para sistemas massivos. Supõe-se aqui que estes permaneçam válidos para o caso de filmes finos.

O livre caminho médio dos elétrons de condução de spin σ , λ^σ , estão relacionados com a resistividade (no canal de spin σ), ρ^σ , pela expressão [15]:

$$\rho^\sigma \lambda^\sigma = \text{Constante} \quad (\text{V.35})$$

Enquanto ρ^σ é obtido a partir de [98]

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow + \rho^{\uparrow\downarrow}(\rho^\uparrow + \rho^\downarrow)}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow + 4\rho^{\uparrow\downarrow}} \\ \rho^\downarrow &= \alpha \rho^\uparrow \end{aligned} \quad (\text{V.36})$$

onde ρ , $\rho^{\uparrow\downarrow}$ e α são dados conhecidos experimentalmente. A partir destas duas equações pode-se obter os valores das resistividades *up* e *down* numa temperatura T qualquer.

Na prática, usou-se um polinômio em T que melhor descrevesse os pontos experimentais. Para a resistividade total a curva que mais se assemelhou aos pontos experimentais foi um polinômio de ordem cinco, enquanto que para a resistividade de mistura o melhor traçado foi dado por um polinômio de segunda ordem. As tabelas V.1 e V.2 mostram os coeficientes dos polinômios para as curvas de ρ [100] e $\rho^{\uparrow\downarrow}$ [92], respectivamente.

Para a variação em temperatura do coeficiente de espalhamento eletrônico Q usou-se a seguinte expressão:

$$Q(T) = Q(0) + \omega T^2 \quad (\text{V.37})$$

	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
Cu	0.231	-0.003	$9.5 \cdot 10^{-5}$	$-3.6 \cdot 10^{-7}$	$4.5 \cdot 10^{-10}$
Cr	0.224	-0.019	$3.87 \cdot 10^{-4}$	$-1.05 \cdot 10^{-7}$	$1.12 \cdot 10^{-10}$
Co	0.064	-0.008	$2.23 \cdot 10^{-4}$	$-7.08 \cdot 10^{-7}$	$8.99 \cdot 10^{-10}$
Fe	0.224	-0.019	$3.87 \cdot 10^{-4}$	$-1.05 \cdot 10^{-7}$	$1.12 \cdot 10^{-10}$

Tabela V.1: Tabela dos coeficientes para as curvas experimentais das resistividades massivas do *Cu*, *Cr*, *Co* e *Fe*

onde $Q(0)$ é o termo de espalhamento a temperatura de zero *Kelvin*. O coeficiente ω é aproximadamente $1.5 \cdot 10^{-6}$.

V.5 Comparação Entre a Teoria e os Resultados Experimentais

Nesta secção serão apresentados os resultados do cálculo da magnetoresistência e da resistividade em função das espessuras das camadas e da temperatura. A comparação entre os resultados teóricos e experimentais será feito a partir dos dados obtidos junto ao Laboratoire Physique des Solides, Orsay, França (*Co/Cu*) e Parkin (*Fe/Cr*) [99]. Uma característica muito importante deste trabalho está no fato de os valores de magnetoresistência

	a_0	a_1	a_2
Co	-0.058	$9.9 \cdot 10^{-4}$	$6.62 \cdot 10^{-5}$
Fe	-0.223	$4.1 \cdot 10^{-4}$	$1.61 \cdot 10^{-5}$

Tabela V.2: Tabela dos coeficientes para as curvas experimentais das resistividades ρ^{11} massivas para o *Co* e *Fe*

e resistividades serem obtidos simultaneamente com uma boa concordância experimental.

O cálculo da magnetoresistência e da resistividade para as multicamadas, foram feitos da seguinte forma:

a. Cálculo da condutividade para a configuração onde os momentos das camadas magnéticas estão alinhados paralelamente;

b. Cálculo da condutividade para a configuração onde os momentos das camadas magnéticas estão alinhados antiparalelamente;

c. O valor experimental da constante $K' = Kl$, veja relação V.30, depende do material, aqui usar-se-á um mesmo valor para qualquer situação. O valor escolhido é o do ferro e pode ser obtido a partir da relação [15]

$$\rho\lambda = \rho\left(\frac{\lambda^{\uparrow} + \lambda^{\downarrow}}{2}\right) = K' \quad (\text{V.38})$$

Para o ferro $K' = 970$ [15].

Os parâmetros usados para reproduzir as curvas de magnetoresistência e resistividade não são únicos. Amostras fisicamente similares (com elementos, espessuras e número de períodos iguais) evaporadas por métodos e condições de deposição diferentes podem apresentar valores de magnetoresistência e resistividades diferentes. Uma mesma amostra, após algum tempo poderá ter estas características modificadas. Entretanto, os valores para os parâmetros λ e Q encontrados aqui são similares àqueles apresentados na literatura, ver por exemplo Diény [96].

O primeiro exemplo mostra a variação da magnetoresistência com o número de camadas. A base experimental usada para fazer a comparação com os valores calculados usando a relação V.33, são os dados apresentados por Parkin [99] para o sistema Fe/Cr . No referido trabalho, o autor apresentou uma curva fenomenológica para descrever os resultados obtidos experimentalmente. Aqui reproduzir-se-á os resultados encontrados por Parkin usando o modelo semiclássico, equação V.33. A amostra em questão apresenta as seguintes

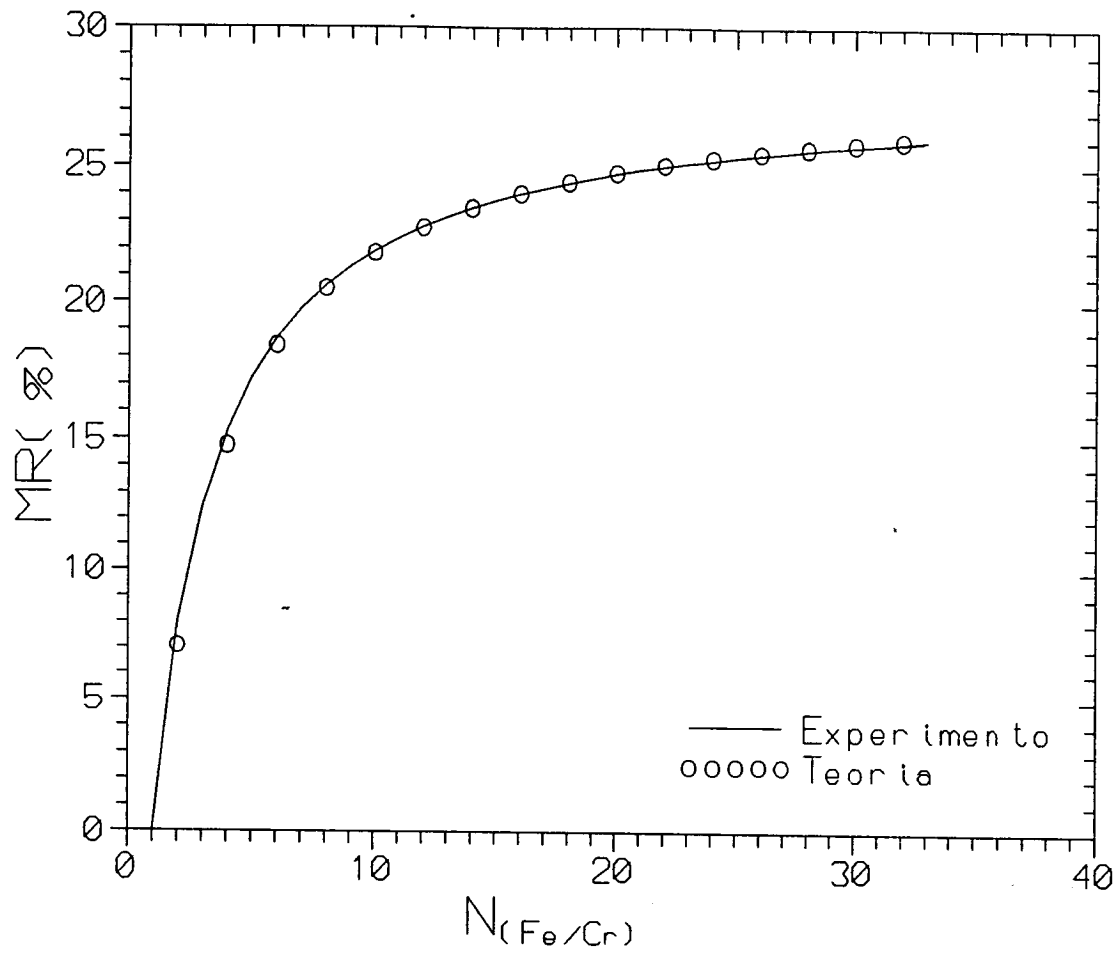
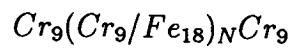


Figura V.2: Comparação entre os resultados experimentais obtidos por Parkin e a simulação para o sistema $Cr_9(Cr_9/Fe_{18})_N Cr_9$

características:



Para estes cálculos, a baixas temperaturas, usaram-se os seguintes valores para λ e os coeficientes de transmissão:

$$\lambda_{Fe} = 7.6nm$$

$$\lambda_{Cr} = 4.5nm$$

$$Q^{\uparrow} = 1$$

$$Q^{\downarrow} = 0.1$$

A figura V.2 mostra a curva experimental, linha cheia obtida a partir da relação fenomenológica

$$MR = 168 \frac{2N - 2}{T_N - 15N} \quad (\text{V.39})$$

onde T_N é a espessura total da multicamada e N é o número de bicamadas. Os pontos são os valores obtidos calculando a magnetoresistência usando o modelo semiclássico. Observe-se que existe uma boa concordância entre os pontos experimentais e os pontos referentes à simulação.

A seguir, apresentar-se-á os resultados das simulações feitas para o sistema Co/Cu . Usando o mesmo conjunto de dados iniciais, calculou-se a magnetoresistência gigante e a resistividade em multicamadas de Co/Cu com diferentes características. Os valores para os parâmetros λ e Q são:

$$\lambda_{Co}^{\uparrow} = 12nm$$

$$\lambda_{Co}^{\downarrow} = 1nm$$

$$\lambda_{Cu} = 21nm$$

$$Q^{\uparrow} = 0.98$$

$$Q^{\downarrow} = 0.2$$

A evolução do sistema com a temperatura é obtida usando os dados apresentados na secção anterior, sem fazer qualquer modificação nos parâmetros iniciais.

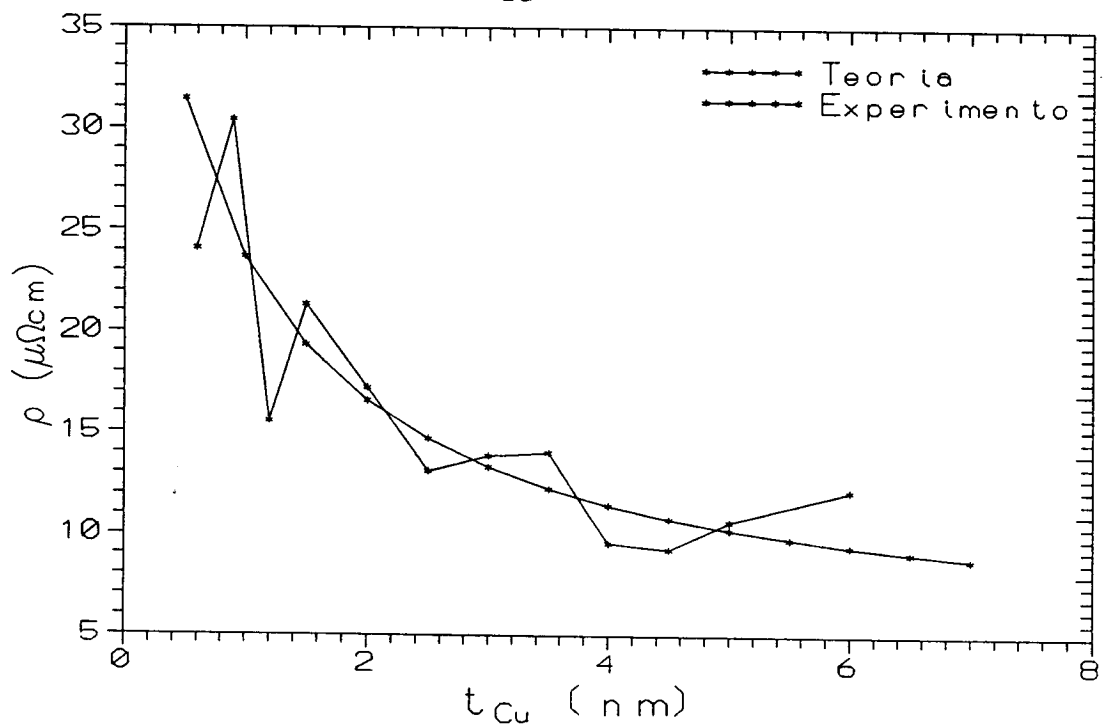
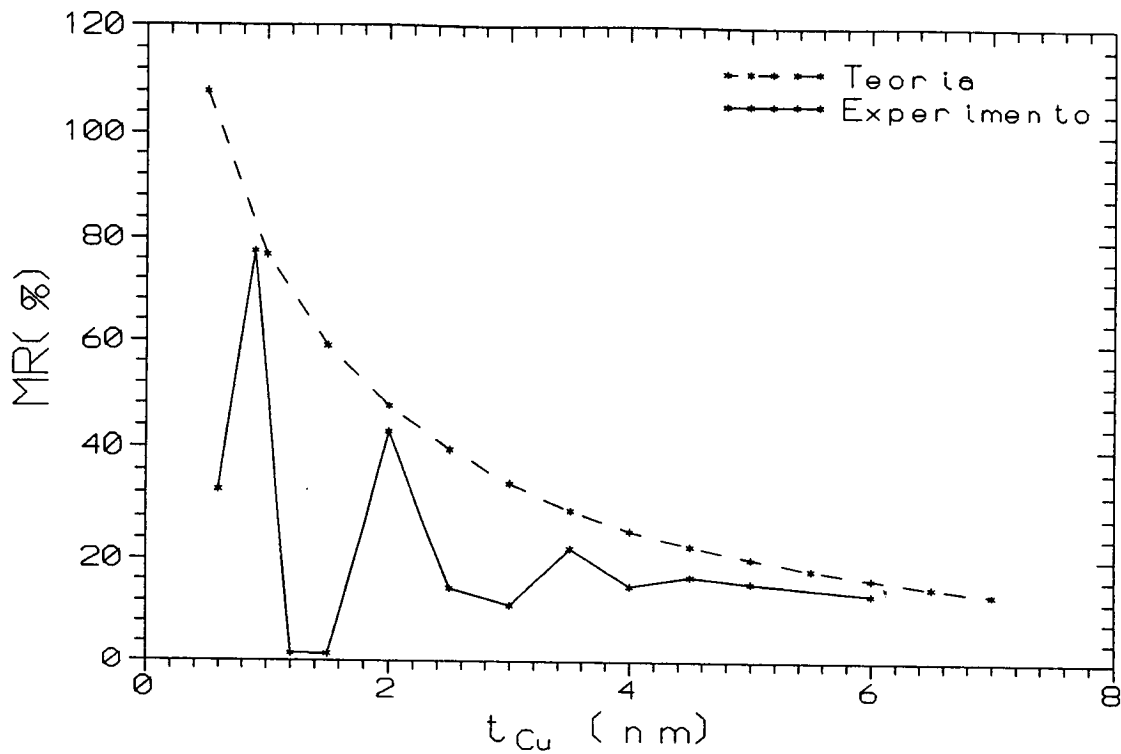


Figura V.3: Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a magnetoresistência e a resistividade no sistema (Co_{15}/Cu_X) a $T = 4.2K$

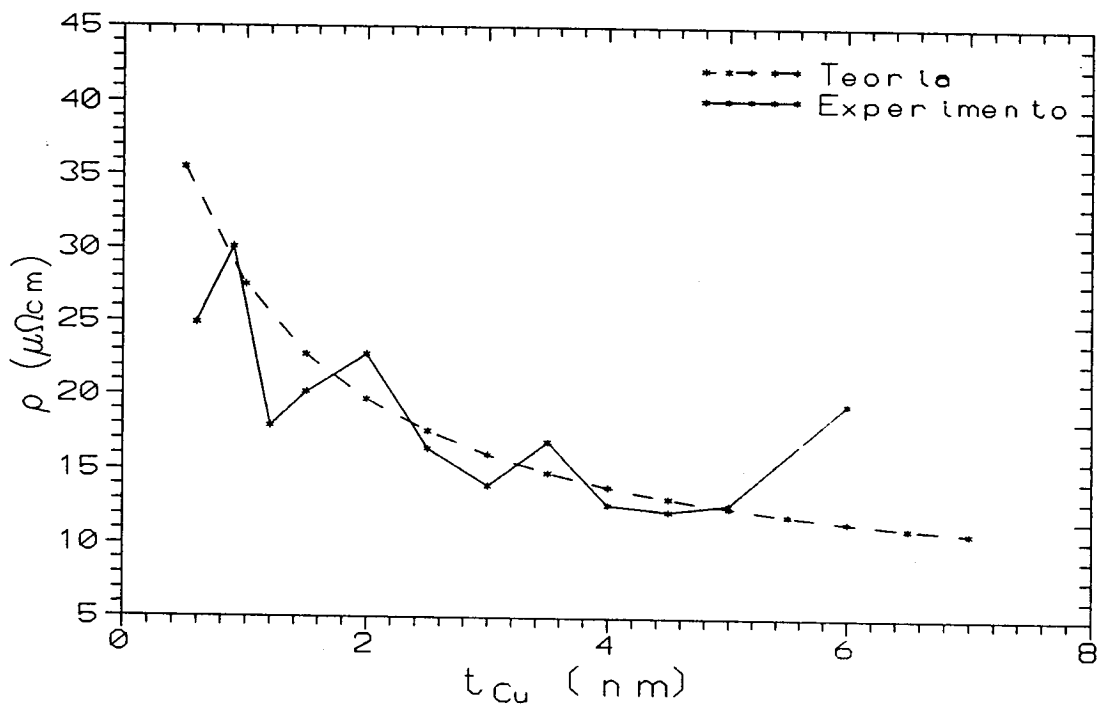
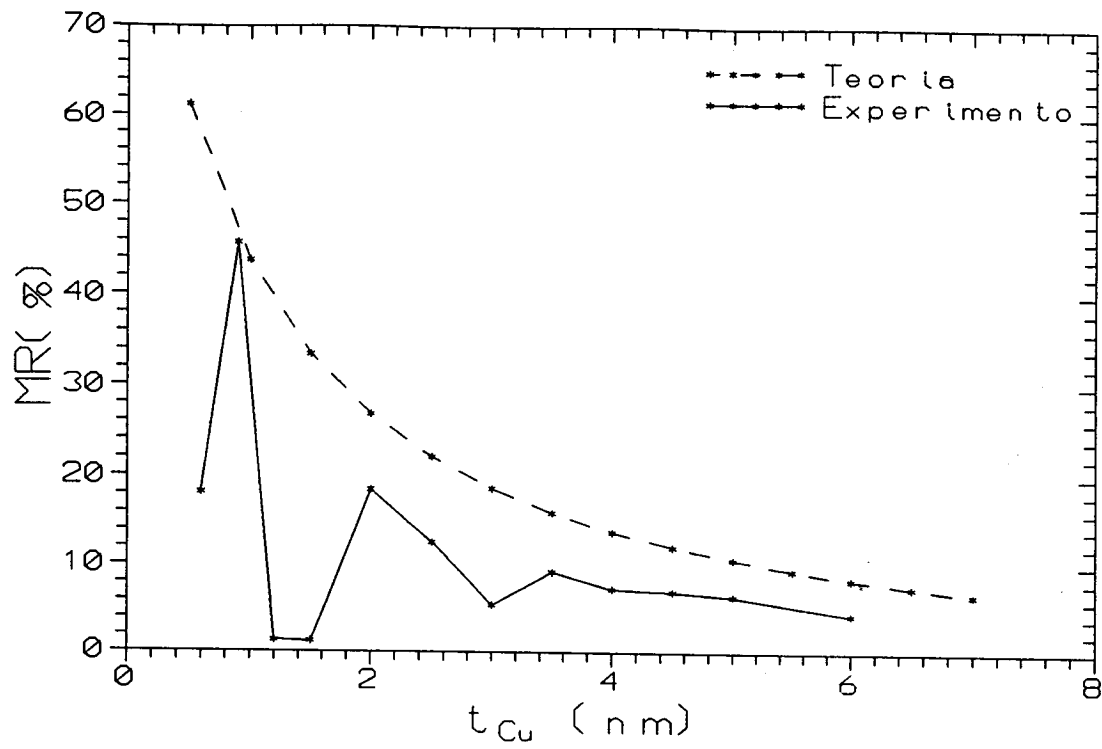


Figura V.4: Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a magnetoresistência e a resistividade no sistema (Co_{15}/Cu_X) a temperatura de 300K

As curvas calculadas para a magnetoresistência e a resistividade para a multicamada Co_{15}/Cu_X , onde $X = 5..60$ foram feitas a duas temperaturas, 4.2 e 300K. Os pontos obtidos na simulação não apresentam as oscilações na magnetoresistência encontradas nos dados experimentais pois este comportamento não é devido ao efeito de válvula de spin. A oscilação da magnetoresistência é uma consequência do acoplamento magnético entre as camadas de Co através do Cu .

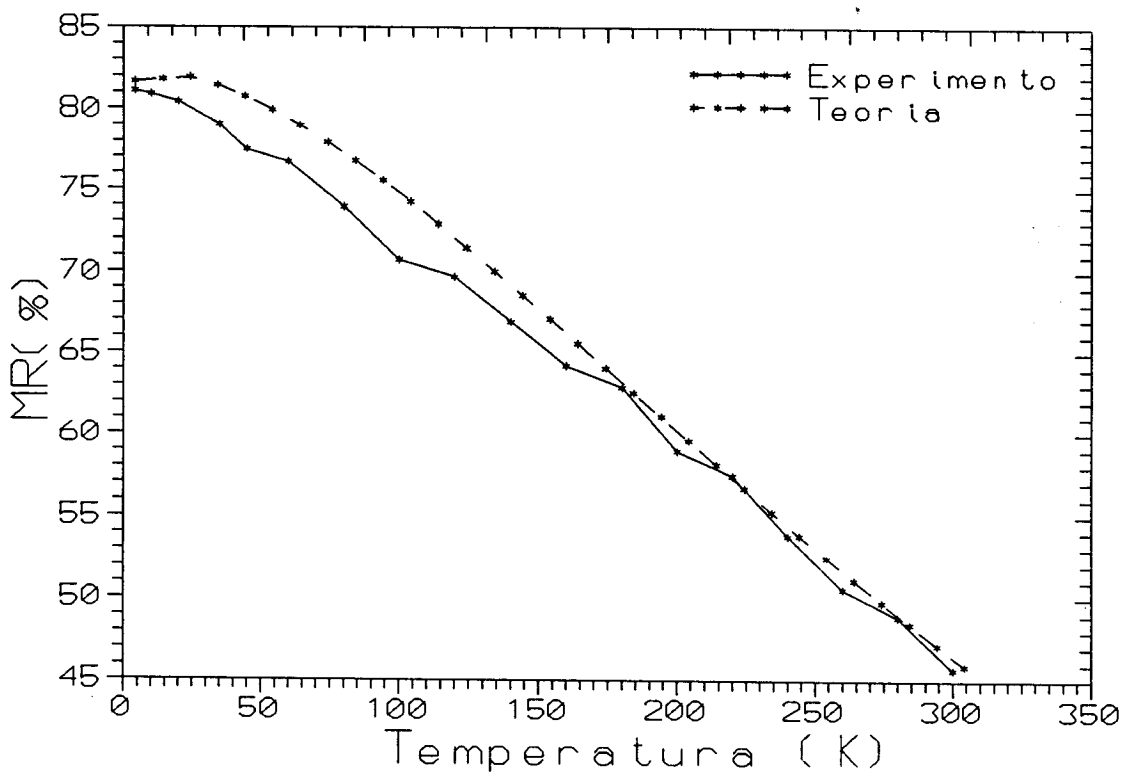


Figura V.5: Comparação entre os resultados teóricos e a simulação para a variação da magnetoresistência com a temperatura para o sistema (Co_{15}/Cu_9)

A figura V.3 mostra os resultados obtidos usando o modelo desenvolvido neste capítulo, comparados aos valores experimentais. A simulação foi feita para a temperatura de 4.2K.

Tanto os dados de magnetoresistência como os de resistividade estão em bom acordo com os resultados experimentais. O estudo a temperatura de $300K$ para este conjunto de amostras também apresenta uma boa concordância entre os valores simulados e os experimentais (figura V.4).

O último conjunto de testes para o modelo apresentado foi feito para a multicamada de Co_{15}/Cu_9 . O objetivo é observar o comportamento da magnetoresistência com a temperatura. Novamente, os parâmetros iniciais são introduzidos para o caso $T = 4.2K$, sem haver nenhuma outra interferência no cálculo. A figura V.5 mostra as curvas teórica e experimental para este exemplo. Os resultados simulados estão, mais uma vez, em bom acordo com os experimentos.

V.6 Conclusão

Neste capítulo desenvolveu-se o cálculo para a condutividade em multicamadas magnéticas. Partindo do formalismo clássico desenvolvido por Camley-Barnas [15], obteve-se uma expressão analítica geral. Esta expressão não apresenta as limitações encontradas nos modelos numéricos, como a aproximação "multicamada infinita", assim como pode ser usada para qualquer número de camadas (as limitações para o cálculo estão a nível de máquina), como acontece com os modelos feitos para sanduíches.

Para comparar a expressão obtida para a condutividade V.33 com os resultados experimentais usou-se um programa computacional. No programa desenvolvido a evolução dos cálculos é autônoma tanto quanto às espessuras (das camadas) quanto à temperatura de medida. Isto significa que após a escolha dos parâmetros iniciais, o programa por si só faz a evolução dos cálculos sem precisar redefini-los.

Os resultados dos cálculos feitos na secção 5.5 mostram que o modelo apresenta um bom acordo com os resultados encontrados experimentalmente. Mesmo para o estudo feito no sistema Co/Cu (magnetoresistência gigante) com respeito à espessura do Cobre, onde os

valores de magnetoresistência gigante na região do segundo pico são um pouco superiores àqueles encontrados experimentalmente, existe uma boa concordância. Esta diferença é uma consequência do tratamento, pois na região do segundo máximo de magnetoresistência, o alinhamento (experimental) entre as magnetizações não é perfeito. Entretanto, para os cálculos desenvolvidos na secção V.5 considera-se sempre que as magnetizações encontram-se perfeitamente antiparalelas. Portanto, o valor experimental é reduzido.

O modelo desenvolvido aqui é limitado mas pode ainda ser aprimorado fazendo-se algumas considerações com respeito ao problema físico, como por exemplo: incluir termos de reflexão nas interfaces, descrever a variação da condutividade com o campo magnético aplicado, entre outras.

Capítulo VI

Conclusões

Esta Tese teve como objetivo principal o estudo do comportamento magnético, da formação de fases e do efeito válvula de spin em multicamadas magnéticas. A seguir apresentar-se-á os principais resultados obtidos nesta Tese, seguido de sugestões a respeito da continuidade de cada um destes trabalhos.

a. Estudo do Comportamento Magnético e Formação de Fases em Sistema de $Fe/Nd(B, Fe)$

Nesta parte do trabalho desenvolveu-se um conjunto de experimentos visando observar o comportamento magnético e a formação de fases em bi e multicamadas de filmes finos de $Fe/Nd(B, Fe)$. Destes estudos pode-se concluir que:

a) A evolução da difusão na interface Fe/Nd só ocorre depois da cristalização da camada de Nd , ou seja, após o tratamento térmico a $200^{\circ}C$;

b) A difusão na interface Fe/Nd é dada pelo deslocamento dos átomos de Fe para dentro da camada de Nd . Esta difusão é muito rápida, formando uma fase que se identificou como sendo Nd_5Fe_{17} ;

c) A mudança no comportamento magnético do sistema somente foi observada após o tratamento térmico a $600^{\circ}C$. Provavelmente isto se deve ao fato de que o volume percentual de Nd_5Fe_{17} no sistema seja reduzido e não seja possível observar as suas contribuições para

a magnetização.

d) As multicamadas como depositadas apresentam uma certa mistura nas interfaces, mas o caráter modular deste tipo de sistema pode ser visto no espectro de RBS. Estas estruturas apresentam um campo coercivo duas vezes maior que a bicamada;

e) As implantações de B^+ e Fe^+ aumentaram a difusão na interface, mudando sensivelmente a coercividade do sistema. O campo coercivo foi reduzido a 25 e a 67 Oe após as implantações de B^+ e Fe^+ , respectivamente;

f) Após o tratamento térmico de $600^{\circ}C$ a estrutura modulada foi completamente destruída;

g) Independentemente do sistema inicial ("como depositada", implantada com B^+ ou Fe^+), o comportamento magnético é o mesmo; ambas apresentam duas fases magneticamente independentes com campos coercivos similares;

h) Os espectros de CEMS e raios-X não foram suficientemente claros para a identificação destas novas fases que aparecem nas multicamadas após o tratamento térmico.

b. Estudo do Sistema $NiFe/Cu/Co/Cu$

Neste capítulo foi desenvolvido de forma sistemática e detalhada o estudo sobre a magnetoresistência em multicamadas de $NiFe/Cu/Co/Cu$. Variando-se as espessuras de cada componente da multicamada, explorou-se a possibilidade de otimização do sistema com relação à magnetoresistência. Estes estudos foram divididos em duas partes: a) limite sem acoplamento de troca ($t_{Cu} = 5nm$) e b) limite de pequenas espessuras de Cu , ou seja, com acoplamento de troca. Os resultados para o limite sem acoplamento mostraram que o sistema é otimizado para espessuras de 2 e 5nm de Co e $NiFe$, respectivamente. No segundo caso encontrou-se pela primeira vez oscilações na magnetoresistência, com relação à espessura de Cu , entre Co e $NiFe$. Estas oscilações são conseqüência do comportamento oscilatório do acoplamento magnético. Um outro importante resultado foi a observação da

competição entre o acoplamento de troca e a diferença de campos coercivos para magnetoresistência.

c. Efeito de Válvula de Spin Inverso: Um Teste para o Modelo de Duas Correntes

O efeito de válvula de spin inverso estava previsto no modelo de duas correntes, mas não havia evidências deste efeito. Neste capítulo, a partir de considerações a respeito da difusão dependente do spin, preparou-se um conjunto de amostras onde se supunha encontrar o efeito inverso. O efeito foi observado. Entretanto, não se podia excluir que as medidas feitas no laboratório seriam conseqüência de outros tipos de contribuições. Uma discussão detalhada mostrou que os efeitos encontrados não poderiam ser explicados senão pelo efeito válvula de spin inverso. Portanto, dentro deste contexto, o modelo de duas correntes aplicados a multicamadas magnéticas permanece válido.

Em todas as amostras medidas onde se observou o efeito inverso, via-se também uma componente normal. Este é um problema a ser eliminado. Provavelmente será necessário buscar novas combinações de interfaces para que se consiga uma medida de magnetoresistência gigante inversa sem a "desagradável" companhia do efeito normal.

d. Uma Solução Analítica para o Modelo Semiclássico de Camley-Barnas Aplicado à Magnetoresistência Gigante

O modelo semiclássico de Camley-Barnas é largamente usado como ferramenta teórica para calcular a magnetoresistência gigante. Uma das grandes barreiras que este modelo enfrenta está na obtenção de uma expressão analítica para a condutividade. Em geral utilizam-se aproximações numéricas para obter o valor da magnetoresistência ou da condutividade. O motivo desta restrição está na dificuldade de descrever a função distribuição dos elétrons de condução em cada interface. Neste capítulo se apresentou uma expressão geral para a função distribuição obtida diretamente das condições de contorno sem se fazer

qualquer aproximação. A partir desta expressão foi possível chegar a uma solução analítica para a condutividade e, conseqüentemente, à magnetoresistência.

O modelo estudado apresenta algumas restrições quanto à proposição do problema físico, entre eles está o tipo de condição de contorno aplicado. Aqui considerou-se apenas o coeficiente de transmissão, sem considerar a possibilidade de reflexão dos elétrons nas interfaces. Este estudo está em andamento.

Referências Bibliográficas

- [1] L. Néel; J. Phys. Rad. **15**, 376 (1954);
- [2] L. M. Falicov, D. T. Pierce, S. D. Bader, R. Gronsby, K. B. Hathaway, H. J. Hopster, D. N. Lambeth, S. S. P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I. K. Schuller and R. H. Victora, J. Mater. Res. **5** n 6, 1299 (1990);
- [3] J. P. Sanchez, M. F. Ravet, M. Piecuch and M. Maurer, Hyperfine Interact. **57**, n 1-4, 2077 (1990);
- [4] N. Hosoi, K. Yoden, K. Mibu and T. Shinjo, J. Phys. C **8**, 1777 (1988);
- [5] P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. Lett. **67** 1602 (1991);
- [6] G. A. Prinz, *Science and Technology of Nanostructured Materials* Ed. G. C. Hadjipanyis and G. A. Prinz, Plenum Press, New York (1991);
- [7] M. Johnson, Science, **260**, 320 (1993);
- [8] L. G. Pereira, S. R. Teixeira, I. J. R. Baumvol, W. H. Schreiner and F. P. Missel, Revista Brasileira de Física, **21**, n 2 (1991);
- [9] L. G. Pereira, S. R. Teixeira, W. H. Schreiner, F. P. Missel and I. J. R. Baumvol, Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 625 (1991);
- [10] L. G. Pereira, S. R. Teixeira, W. H. Schreiner and I. J. R. Baumvol, Nuc. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B64**, 803 (1992);

- [11] T. Valet, J.C. Jaquet, P. Galtier, J.M. Coutillier, L.G. Pereira, R. Morel, D. Lottis and A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* **61** n 26, 3187 (1992);
- [12] D. Lottis, A. Fert, R. Morel, L.G. Pereira, J.C. Jaquet, P. Gautier, J.M. Coutiller and T. Valet, *J. Appl. Phys.* **73** 5515 (1993);
- [13] N. F. Mott, *Proc. Phys. Soc.* **47**, 571 (1935); *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964);
- [14] J. M. George, L. G. Pereira, A. Barthélémy, F. Petroff, L. Steren, J. L. Duvail, A. Fert, R. Loloee, P. Holody and P. Schroeder, *Phys. Rev. Lett.* **72** n 3, 408 (1994);
- [15] R. E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989);
- [16] L. G. Pereira, Workshop "Filmes Finos Magnéticos", 27 de setembro a 01 de outubro, 1993, Brasília;
- [17] K. J. Strnat *Rare earth-cobalt permanent magnets*, Wohlfarth E P, Buschow K H J (eds) 1988 *Ferromagnetic Materials*, Vol 4 Elsevier, Amsterdam;
- [18] J. Fidler *IEEE Trans. Magn.* **23**,2106 (1987);
- [19] V. Drottina and R. Janus, *Nature* **53**, 36 (1935);
- [20] J. J. Croat, *J. Appl. Phys.* **53**, 3161 (1982);
- [21] J. M. Coey, *CEAM Newsletter* **7**, 3 (1987);
- [22] M. Sagawa, S. Hirosawa, H. Yamamoto, Y. Matsuura, H. Takuhara and K. Hiraja, *IEEE Trans. Magn.* **22**, 910 (1986);
- [23] A. Schneider, F. J. Landgraf and F. Missel, *J. Less-Common Met.* **153**, 169 (1989);
- [24] J. M. Moreau, L. Paccard, J. P. Nozieres, F. P. Missel, G. Schneider and V. Villas-Boas, *J. Less Common Metals* **163**, 245 (1990);

- [25] R. C. Taylor, T. R. McGuire, J. M. D. Coey and A. Gangulee, *J. Appl. Phys.* **49**, 2885 (1978);
- [26] D. J. Sellmyer, Z. R. Zhao, Z. S. Shan and S. Nafis, *J. Appl. Phys.* **61**, 4323 (1987);
- [27] N. Hosoito, K. Yoden, K. Mibu and T. Shinjo, *J. Phys. C* **8**, 1777 (1988);
- [28] K. Mibu, N. Hosoito and Shinjo, *J. Phys. Soc. Japan* **58**, 2916 (1989);
- [29] K. Mibu, N. Hosoito and Shinjo, *Nucl. Instrum. Meth.* **B6**, 31 (1993);
- [30] K. Mibu, N. Hosoito and Shinjo, *Hyperfine Interactions*, **68**, 341 (1991);
- [31] K. Mibu, N. Hosoito and Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 343 (1993);
- [32] L. T. Baczewski, M. Piecuch, J. Duran, G. Marchal and P. Delcroix, *Acta Phys. Pol.* **A 76**, 5728 (1990);
- [33] L. R. Doolittle, *Nuclear Instrum. and Methods* **B 9**, 344 (1985);
- [34] P. H. Dionisio, *Tese de Doutorado, Porto Alegre* (1986);
- [35] K. Krop, *Physica B*, **159**,66 (1989);
- [36] M. Shimotomai, H. Miyake, S. Komatsu and M. Doyama, *Hyperfine Interact.* **11**, 223 (1981);
- [37] F. J. G. Landgraf, F. P. Missel, H. R. Rechenberg, G. Schneider, V. Villas-Boas, J. M. Moreau, L. Paccar and J. P. Nozières, pré-print;
- [38] Yan Shi, Hanmin Jin and Mingzhi Jin, *Phys. Stat. Sol. (b)* **151**, 249 (1989);
- [39] F. Grandjean, G. J. Long, D. E. Tharp, O. A. Pringle and W. J. James, *J. Physique*, **C8, 49**, n 12, C8-581 (1988);

- [40] S. H. Ge, Y. D. Zhang, F. S. Li and R. J. Zhou, *Hyperfine Interact.* **52**, 335 (1989);
- [41] D. H. Ryan, Z. Altounian, J. O. Strom-Olsen and W. B. Muir, *Phys. Rev. B* **39**, n 7, 4730 (1989);
- [42] Guo-hau, Z. Altounian, D. H. Ryan and J. O. Strom-Olsen, *J. Appl. Phys.* **63**, n 8, 333 (1988).
- [43] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Petroff, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988);
- [44] C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D. B. MacWhan, Y. Yafet, J. V. Waszczak, C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **56** 2700 (1986);
- [45] M. B. Salomon, Shantanu Sinha, J.J. Rhyne, J. E. Cunningham, R. W. Erwin, J. Borchers, C. P. Flynn, *Phys. Rev. Lett.* **56** 259 (1986);
- [46] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57** n 19, 2442 (1986);
- [47] C. Carbone, S. F. Alvarado, *Phys. Rev. B* **36** 2433 (1987);
- [48] A. Barthélémy, Tese de Doutorado Orsay, França (1991);
- [49] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche *Phys. Rev. Lett.* **64** n 19, 2304 (1990);
- [50] D. Stoeffler, K. Ounadjela, F. Gautier, *J. Mag. Mag. Mat* **93** 386 (1991);
- [51] Y. Yafet *J. Appl. Phys.* **61** n 8 4058 (1987) e Y. Yafet *Phys. Rev. B* **36** 3948 (1987);
- [52] D. Knab and M. Hong, *Phys. Rev. B* **44** 8379 (1999);
- [53] P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **67** 1602 (1991);
- [54] Z. Celinski, B. Heinrich, *J. Mag. Mag. Mat.* **99**, L25 (1981);

- [55] B. Rodmacq, B. George, M. Vaezzadeh, Ph. Mangin, Phys. Rev. **B 46** 1206 (1992);
- [56] W. P. Pratt, S. F. Lee, J. M. Slaughter, R. Loloee, P. Schroeder, J. Bass, Phys. Rev. Lett. **66** n 23, 3060 (1991);
- [57] C. A. dos Santos, B. Rodmacq, M. Vaezzadeh, B. George, Appl. Phys. Lett. **59** n 1, 126 (1991);
- [58] A. Fuß, S. Demokritov, P. Grünberg, W. Zinn, J. Mag. Mag. Mat. **103** L221-L227 (1992);
- [59] S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **67** n 25, 3598 (1991);
- [60] D. H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, R. Loloee, J. Mag. Mag. Mat **94**, L1-L5 (1991);
- [61] F. Petroff, A. Barthélémy, A. Fert, P. Etienne, S. Lequien, J. Mag. Mag. Mat. **93**, 95 (1991);
- [62] A. E. Berkowitz, J. R. Mitchell, M. J. Corey, A. P. Young, S. Zhang, F. E. Spada, F. T. Parker, A. Huntten and G. Thomas, Phys. Rev. Lett. **68**, 3745 (1992);
- [63] J. Q. Xiao, J. S. Jiang and C. L. Chein, Phys. Rev. Lett. **68**, 3749 (1992);
- [64] J. Q. Xiao, J. S. Jiang and C. L. Chein, Phys. Rev. **B 46**, 9266, (1992);
- [65] P.A. Schoeder, NATO Workshop (Cargèse, France 1992);
- [66] I. A. Campbell, A. Fert, "*Transport Properties of Ferromagnets*", *Ferromagnetic Materials* **3**, Capitulo 9 ed. E. P. Wohlfanth, North-Holland Publishing Company (1982);
- [67] T. Shinjo and H. Yamamoto, J Phys. Soc. Jpn. **59**, 3061, (1990);
- [68] C. Dupas, P. Beauvillain, C. Chappert, J. P. Renard, F. Triguí, P. Veillet, E. Vélú and D. Renard, J. Appl. Phys. **67** (9) 5680 (1990);

- [69] E. Vélú, C. Dupas, W. Nabhan, F. Trigui, J. P. Renard and D. Renard, *J. Appl. Phys.* **71** (1) 503 (1992);
- [70] D. H. Mosca, Tese de Doutorado, IF-UFRGS, Porto Alegre 1992;
- [71] T. Okuyama, H. Yamamoto, T. Shinjo, a ser publicado;
- [72] H. Yamamoto, T. Okuyama, H. Dohnomae and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **99**, 243 (1991);
- [73] T. Valet, P. Galtier, J.C. Jaquet, C. Mény and P. Panissod, *J. Magn. Magn. Mater.* **121** 402 (1993);
- [74] R. Kergoat, M. Labrune, J. Miltat, T. Valet, J.C. Jaquet. MRS Meeting - Lyon, 1993;
- [75] R. Kergoat, M. Labrune, J. Miltat, T. Valet, J.C. Jaquet. Intermag 93, Stockholm, paper AC-11;
- [76] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, Ed. John Wiley & Sons, pg 19;
- [77] F. Petroff, tese de doutorado, Orsay - França, (1992); 1643 (1990); S. Zang, P. M. Levy and A. Fert, *Phys. Rev. B* **45** (1992);
- [78] T. Valet, comunicação privada.
- [79] J. M. George *Tese de Doutorado a Orsay*, França 1993;
- [80] A. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys. F* **6**, 849 (1976);
- [81] S. Zhang and P. M. Levy, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol 231, 255 (1992);
- [82] J. Inoue and J. Maekawa, *Symposium on Magnetic Ultra Thin Films Multilayers and Surfaces*, Lyon França (1992);
- [83] J. Inoue, H. Ithon, S. Maekawa, *J. Phys. Soc. Jap.* **61**, 1149 (1992);

- [84] F. Petroff, A. Barthélémy, D. H. Mosca, D. K. Lottis, A. Fert, P. A. Schroeder, R. Loloee and S. Lequien, *Phys. Rev. B* **44**, 5355 (1991);
- [85] S. Pizzini, F. Baudalet, D. Chandesris, A. Fontaine, H. Magnan, J. M. George, F. Petroff, A. Barthélémy, A. Fert, R. Loloee and P. A. Schroeder, *Phys. Rev. B* **46**, 1253 (1992);
- [86] P.F. Carcia and A. Suna, *J. Appl. Phys.* **54**, 200 (1983);
- [87] J. Barnaś, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990)
- [88] K. Fuchs, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **34** (1938), H. Sondheimer, *Adv. Phys.* **1** 1 (1952);
- [89] A. Barthelemy and A. Fert, *Phys. Rev. B* **43** 13124 (1991);
- [90] B. L. Johnson and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **44** 9997 (1991);
- [91] R.Q. Hood and L.M. Falicov, *Phys. Rev. B*, 8287 (1992);
- [92] J. L. Duvail, D. K. Lottis, L. G. Pereira and A. Fert *Simposium on Magnetic Ultra Thin Films Multilayers and Surfaces* Lyon, France (1992);
- [93] P. M. Levy, S. Zang and A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **65** 1643 (1990); S. Zang, P. M. Levy and A. Fert, *Phys. Rev. B* **45** (1992)
- [94] Z. Tesanovic, M. V. Jaric and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **57** 2760 (1986);
- [95] B. Dieny, A. Vedyayev and N. Rhyzanova, *JMMM* **121** 366 (1993);
- [96] B. Dieny, *J. Phys. Condens. Matter.* **4**, 8009 (1992);
- [97] P.L. Rositer *Electrical Resistivity of Metals and Alloys*, (1991). eds. Press Syndicate of the University of Cambridge;

[98] A. Fert, tese de doutorado, Orsay, março de 1970

[99] S.S.P. Parkin, Solid State Physics, Setembro 3, (1991);

[100] G. K. White and S. B. Woods, Phil. Trans. ser. A, 251, 273 (1959).