



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

MAGNETORESISTÊNCIA EM FILMES E MULTICAMADAS MAGNÉTICAS

por

Alexandre Barbosa de Oliveira

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora:

Prof. Antonio Azevedo da Costa (Orientador-UFPE)

Prof. Sergio M. Rezende (DF – UFPE)

Prof. João E. Schmidt (IF-UFRGS)

Recife - PE, Brasil
Março - 2005



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449 / 2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

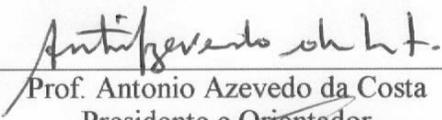
Alexandre Barbosa de Oliveira

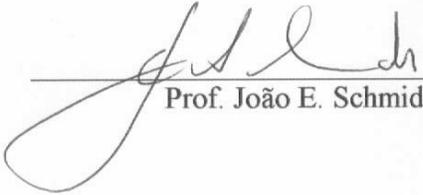
MAGNETORESISTÊNCIA EM FILMES E MULTICAMADAS MAGNÉTICAS

A Banca Examinadora composta pelos Professores Antonio Azevedo da Costa (Presidente e Orientador), Sergio M. Rezende, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e João E. Schmidt da Universidade Federal do Rio Grande do Sul consideram o candidato:

Aprovado com Distinção () Aprovado () Reprovado

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco aos sete dias do mês de março de 2005.


Prof. Antonio Azevedo da Costa
Presidente e Orientador


Prof. João E. Schmidt


Prof. Sergio M. Rezende

Resumo

Nesta dissertação de mestrado foram estudadas propriedades magnéticas e de transporte, em temperatura ambiente, de filmes e multicamadas metálicas de diferentes tipos, tais como: filmes simples, tricamadas acopladas, bicamadas ferromagnéticas/antiferromagnéticas e válvulas de *spin*. Os resultados experimentais foram interpretados de acordo com modelos fenomenológicos que levam em conta os termos mais relevantes da energia livre magnética do sistema. É feita uma revisão sucinta dos principais mecanismos que originam resistência elétrica em metais magnéticos, tais como resistência ôhmica, efeitos Hall, magnetoresistência anisotrópica (AMR), magnetoresistência gigante (GMR) e magneto-impedância gigante (GMI). São apresentadas, detalhadamente, as técnicas experimentais que foram desenvolvidas durante esta dissertação e que são utilizadas para obter as curvas de magnetoresistência. É feita uma comparação da sensibilidade entre as técnicas de magnetoresistência diferencial e DC. As propriedades de transporte de filmes finos de ferro monocristalino e de *permalloy* e cobalto policristalinos, depositados por *sputtering*, são caracterizadas. Nestes sistemas foi estudado o efeito da AMR e, especificamente no caso de ferro monocristalino, foram encontradas anomalias nas curvas de magnetoresistência que estariam associadas com a competição entre as energias Zeeman e de anisotropia magnética. A magnetoresistência também foi investigada na tricamada acoplada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å), em função do ângulo no plano da amostra. Para esta espessura da camada de cromo, os acoplamentos bilinear e biquadrático, entre as camadas de ferro, são aproximadamente iguais. Isto introduz características nas curvas de magnetoresistência que só podem ser explicadas com a análise cuidadosa das posições de equilíbrio das magnetizações. Medidas de magnetoresistência em bicamadas acopladas por *exchange bias* e em válvulas de *spin*, também foram interpretadas levando-se em conta a energia livre magnética. As propriedades de transporte de válvulas de *spin* composta de Py(16Å)/Cu(t)/Py(16Å)/IrMn(500Å), para diferentes espessuras da camada de Cu, foram investigadas. O efeito da GMR foi investigado em função do ângulo no plano da amostra. O efeito da AMR também foi verificado nestas amostras. As curvas de magnetoresistência foram interpretadas de acordo com um modelo fenomenológico.

Abstract

In this master dissertation, we have studied, at room temperature, magnetic and transport properties of metallic films and multilayer of different structures such as: single layer thin films, coupled trilayer, ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer and spin valve. Phenomenological models, which take in account the most relevant magnetic free energy terms, were proposed to explain the experimental data. It has been shortly reviewed the most important mechanisms responsible for the electric resistance phenomena in magnetic metals, such as: ohm's law resistance, Hall effects (conventional and anomalous), anisotropic magnetoresistance (AMR), giant magnetoresistance (GMR) and giant magneto-impedance (GMI). In order to measure the transport properties we have developed an experimental setup that includes DC and AC magnetoresistance techniques. An experimental comparison between the DC and AC techniques was done to highlight the advantages and shortcomings of the two methods. The transport properties of single crystal films of iron and polycrystalline films of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (permalloy) and cobalt were investigated. The iron films were deposited by DC sputtering onto $\text{MgO}(001)$ substrates and the permalloy and cobalt films were deposited onto plates of glass (Corning 7059). In these systems the AMR effect was investigated as a function of the in-plane magnetic field (H_0) varying the in-plane angle between the current density and magnetization. For some specific values of angles, the AMR versus H_0 curves of the iron films, exhibited anomalies that were interpreted as due to the competition between the Zeeman and magneto-crystalline energy terms. Magnetoresistance effect as a function of the in plane angle were also investigated in coupled trilayer $\text{Fe}(40\text{\AA})/\text{Cr}(31\text{\AA})/\text{Fe}(40\text{\AA})$. The magnetizations of the two iron layers are exchange-coupled via the chromium spacer layer. This coupling corresponds to the second peak of the antiferromagnet coupling. This sample exhibits an unexpected biquadratic exchange coupling of the same order as the bilinear coupling. The competition between the Zeeman energy, the magnetocrystalline anisotropy and the bilinear and biquadratic exchanges couplings, originated very remarkable characteristics in the magnetoresistance curves. The AMR contribution from each layer was clearly detached from the GMR effect. The difference of the resistances between the MR curves obtained for the magnetic field applied along the two hard directions were interpreted taking into account the equilibrium positions of the magnetizations of the two layers. Magnetoresistance measurements were also made in exchange-coupled ferromagnetic-

antiferromagnetic bilayers of permalloy/IrMn, deposited onto glass substrates. The magnetoresistance properties were compared with ferromagnetic resonance (FMR) measurements and phenomenological parameters, such as, exchange bias field and uniaxial anisotropy were obtained. Finally, we have investigated the transport properties of spin valve systems composed by Py(16Å)/Cu(t)/Py(16Å)/IrMn(500Å), for different Cu layer thicknesses. The effect of the GMR phenomena between the free and the pinned layers was investigated as a function of the in-plane angle. In these samples the AMR phenomena was also verified. The MR curves were also interpreted taking into account a phenomenological model.

Índice

| | |
|---|------------|
| Introdução | V |
| Referências Bibliográficas..... | viii |
| Capítulo 1 - Resistência Elétrica em Materiais Magnéticos | 1 |
| 1.1 Resistência Ôhmica | 2 |
| 1.2 Efeitos Hall | 3 |
| 1.2.1 Hall Normal | 4 |
| 1.2.2 Hall Anômalo | 7 |
| 1.3 Magnetoresistência Anisotrópica | 8 |
| 1.4 Magnetoresistência Gigante | 11 |
| 1.5 Magneto-Impedância Gigante | 17 |
| Referências Bibliográficas..... | 19 |
| Capítulo 2 - Técnicas Experimentais | 21 |
| 2.1 Magnetoresistência DC..... | 21 |
| 2.2 Magnetoresistência Diferencial | 27 |
| 2.3 Ressonância Ferromagnética (FMR)..... | 33 |
| Referências Bibliográficas..... | 44 |
| Capítulo 3 - Resultados Experimentais e Interpretações Fenomenológicas | 45 |
| 3.1 Magnetoresistência DC x Diferencial..... | 46 |
| 3.2 Filmes Simples | 49 |
| 3.2.1 Ferro Monocristalino | 50 |
| 3.2.2 Policristalino..... | 54 |
| 3.3 Tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å) | 62 |
| 3.4 Bicamada Ferromagnética/Antiferromagnética (<i>Exchange Bias</i>) | 77 |
| 3.5 Válvula de <i>Spin</i> | 83 |
| Referências Bibliográficas..... | 94 |
| Capítulo 4 - Conclusões e Perspectivas..... | 95 |
| Apêndice A | 98 |
| Apêndice B..... | 120 |

Introdução

As primeiras medidas de resistência elétrica em materiais magnéticos foram realizadas por volta da metade do século XIX, onde, em 1857, William Thomson verificou mudança na resistividade do ferro e do níquel quando os mesmos eram submetidos a um campo magnético externo [1]. Assim, a descoberta da magnetoresistência anisotrópica (AMR) é associada a W. Thomson. Desde então, surgiram trabalhos relacionados a este assunto, como está revisto na Ref. [2]. Somente em 1946, R.M. Bozorth [3] explicou de forma esclarecedora a magnetoresistência anisotrópica em termos da teoria de domínios magnéticos. Ele verificou que devido à dependência da magnetização com o estado inicial da estrutura de domínios materiais ferromagnéticos, os trabalhos anteriores possuíam resultados e interpretações errôneos. Os trabalhos posteriores de Smit [4] e van Elst [5] também deram importantes contribuições para a compreensão e o domínio deste fenômeno. Estes trabalhos seminais podem ser considerados como os marcos iniciais de vários resultados experimentais e teóricos relacionados com a magnetoresistência anisotrópica, despertando assim um grande interesse por parte da indústria. Então, pouco mais de um século depois de sua descoberta, a magnetoresistência anisotrópica foi usada como elemento tecnológico na área de gravação magnética [6].

Outra grande descoberta na área de transporte em materiais magnéticos foi a magnetoresistência gigante (GMR) que ao contrário da AMR foi rapidamente incorporada à indústria de gravação magnética. A primeira observação evidente deste efeito foi feita por Baibich *et al* [7] em multicamadas magnéticas do tipo FM/NM/FM (Fe/Cr/Fe) acopladas antiferromagneticamente e crescidas por epitaxia de feixe molecular (MBE). A origem física da GMR foi proposta pelos mesmos autores em termos da transmissão dependente de

spin dos elétrons de condução através da camada não-magnética de cromo. Um passo importante para aplicação tecnológica deste fenômeno foi dado por Parkin *et al* [8], pois neste trabalho mostrou-se a possibilidade de fazer multicamadas, apresentando GMR, usando a técnica de *sputtering*. Também neste mesmo trabalho, foi observada a oscilação da amplitude da magnetoresistência com a espessura da camada não magnética, constatando assim, acoplamentos ferro e antiferro entre as camadas ferromagnéticas.

Esta dissertação está dividida em quatro capítulos e dois apêndices. No capítulo 1 é feita uma revisão sucinta dos principais fenômenos associados com as propriedades de transporte em filmes e multicamadas magnéticas. Entre estes destacamos: Resistência Ôhmica convencional, os efeitos Hall Normal e Anômalo, a Magnetoresistência Anisotrópica, a Magnetoresistência Gigante e a Magneto-impedância Gigante.

No capítulo 2 são apresentadas as técnicas experimentais de medidas de resistividade desenvolvidas nesta dissertação: DC e Diferencial. Também é apresentada, de forma sucinta, a técnicas de ressonância ferromagnética.

No capítulo 3 são apresentados, de forma detalhada, os principais resultados de medidas experimentais realizados nesta dissertação. Foram medidas propriedades de transporte em filmes simples monocristalinos e policristalinos; em tricamada Fe/Cr/Fe acopladas; em bicamada FM/AF acopladas por *exchange (exchange bias)*; e finalmente em sistemas de válvulas de *spin*. Todas as medidas foram interpretadas de forma fenomenológicas, levando em conta a energia livre magnética de cada sistema.

No capítulo 4 são apresentadas as principais conclusões desta dissertação. No apêndice A foram apresentadas, de forma sucinta, as energias magnéticas utilizadas nos modelos fenomenológicos dos sistemas estudados nesta dissertação. O apêndice B contém os algoritmos de minimização de energia utilizados nos modelos fenomenológicos e o

programa que faz o controle e a aquisição de dados da montagem experimental de magnetoresistência.

Referências Bibliográficas

- [1] W. Thomson, Proc. Roy. Soc., **8**, p. 546-550 (1857);
- [2] L.W. McKeehan, Phys. Rev., **36**, p. 948-977 (1930); R.M. Bozorth, “*Ferromagnetism*” (IEEE Press Classic Reissue), capítulo 16;
- [3] R.M. Bozorth, Phys. Rev., **70**, pp. 923-932 (1946);
- [4] J. Smit, Physica, **XVI**, N°6, p. 612-627 (1951);
- [5] H.C. van Elst, Physica, **25**, p. 708-720 (1959);
- [6] D.A. Thompson, L.T. Romankiw, A.F. Mayadas, IEEE Trans. Magn., **MAG-11**, N°4 (1975);
- [7] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P.Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett., **61**, p. 2472 (1988);
- [8] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, Phys. Rev. Lett., **64**, p. 2304 (1990);

Capítulo 1

Resistência Elétrica em Materiais Magnéticos

O método mais simples para se medir resistência elétrica em qualquer metal consiste em aplicar uma corrente elétrica e medir a diferença de potencial causada pela passagem da mesma. Portanto, quando se fala em medir resistência elétrica na realidade o que se mede é o campo elétrico responsável pela passagem da corrente elétrica. A medida desta diferença de potencial pode depender do campo magnético, dando origem aos efeitos galvanomagnéticos. Estes podem ser separados naqueles que dependem do campo magnético aplicado \vec{H} e naqueles que dependem da magnetização \vec{M} . A resistividade DC ôhmica, presente em todos os metais, independe de \vec{H} e \vec{M} . Em circunstâncias normais é função apenas da temperatura.

Este capítulo é dedicado a fazer uma revisão dos principais mecanismos responsáveis pela resistência elétrica em filmes e multicamadas magnéticas. Aqui serão abordados apenas alguns aspectos dos fenômenos galvanomagnéticos. Outros aspectos, tais como a teoria de elétrons livres, que leva a uma dependência não-linear da magnetoresistência com o campo magnético (resistência $\propto B^2$), não serão abordados. Para maiores detalhes sobre esses assuntos ver ref. [1]. Na seqüência serão tratados: a) resistividade ôhmica DC; b) os efeitos Hall Normal ou Ordinário e Hall Anômalo ou Extraordinário; c) a magnetoresistência anisotrópica; d) a magnetoresistência gigante; e) a magneto-impedância gigante.

1.1 Resistência Ôhmica

O físico alemão Georg Ohm (1789-1854) estabeleceu, em 1826, uma relação experimental entre a corrente elétrica fluindo entre dois pontos de um metal e a diferença de potencial verificada entre estes dois pontos. Esta foi uma das primeiras tentativas de entender a resposta de um metal à aplicação de um campo elétrico. A relação encontrada por Ohm, dada por $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, estabelece a relação entre o campo elétrico e a densidade de corrente local. A constante de proporcionalidade σ , conhecida como condutividade elétrica, depende do material. Em geral \vec{E} e \vec{j} não precisam ser paralelos, o que leva à definição de um tensor condutividade elétrica. Assim, se uma corrente uniforme I flui por um fio de comprimento L e seção reta A , a densidade de corrente será $j = \frac{I}{A}$. Como a diferença de potencial entre os dois pontos separados pela distância L , ao longo do fio é dada por $V = EL$, a equação $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ leva a $V = \left(\frac{L}{\sigma A} \right) I$. O termo entre parênteses é a resistência elétrica $R = \frac{L}{\sigma A} = \rho \frac{L}{A}$; onde $\rho = \sigma^{-1}$, é a resistividade do meio.

O primeiro modelo que tentou explicar a origem da condutividade elétrica em metais foi proposto por P. Drude, em 1900, três anos após a descoberta do elétron, por J.J. Thomson. O modelo de Drude foi baseado na teoria cinética de gases, aplicada a um gás de elétrons livres. A principal conclusão de Drude foi de que a condutividade de metais poderia ser expressa como:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}, \quad (1.1)$$

onde, n é a densidade de portadores de carga com carga e e massa m , e τ é o tempo de relaxação dos elétrons. O modelo de Drude possui vários defeitos, pois não incorpora a natureza quântica dos elétrons no processo de condução. Uma discussão detalhada das teorias de condução posteriores ao modelo de elétrons livres pode ser encontrada em livros de física do estado sólido [2].

A principal conclusão desta seção é que dada uma distribuição de densidade de corrente elétrica dentro de um condutor, o campo elétrico pode ser escrito como:

$$\vec{E}_{\text{Ohm}} = \rho \vec{j}. \quad (1.2)$$

É importante lembrar que a equação 1.2 é válida para o caso não estático, pois na eletrostática o campo elétrico dentro de um condutor é nulo.

1.2 Efeitos Hall

A observação do Efeito Hall em materiais ferromagnéticos foi feita pela primeira vez por E.H. Hall em 1881 [3]. Em 1910 Smith [4] mostrou que a tensão Hall era proporcional à magnetização. Em 1929 Smith e Sears [5] separaram a tensão Hall em duas componentes, uma proporcional à magnetização \vec{M} e outra proporcional ao campo magnético aplicado \vec{H} . Uma contribuição importante para o entendimento deste fenômeno foi dada por Pugh *et al.* [6] em 1950. Ele mostrou a equivalência entre a componente da tensão que era proporcional a \vec{H} e o efeito Hall Normal, que já era conhecido dos metais não-magnéticos. Portanto, a componente da tensão que depende de \vec{H} é chamada de efeito Hall Normal ou Ordinário e a componente da tensão que depende de \vec{M} é conhecida como efeito Hall Anômalo ou Extraordinário. A partir de então alguns trabalhos foram publicados com o intuito de explicar a teoria deste fenômeno através do acoplamento *spin*-órbita dos

elétrons de condução [7]. Em 1985 Klaus von Klitzing ganhou o prêmio Nobel de Física por ter descoberto (na década de 70), em um sistema bidimensional de elétrons, um terceiro efeito Hall chamado de Efeito Hall Quântico e cuja verificação experimental só é possível em amostras especialmente fabricadas para este fim [8]. Os efeitos Hall Normal e Anômalo são de origem clássica e podem ser observados em filmes e multicamadas magnéticas.

1.2.1 Efeito Hall Normal

Este fenômeno é explicado usando-se o modelo de elétrons livres e a força de Lorentz ($\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$). Suponha uma corrente elétrica ($\vec{j} = j_x \hat{x}$) passando no plano de um filme metálico não magnético e um campo magnético aplicado constante, uniforme e perpendicular ao plano do filme (ver fig. 1.1). Devido à força magnética ($q\vec{v} \times \vec{B}$) os portadores de carga serão deslocados para as extremidades da amostra (ver fig. 1.1.b). Neste caso existirá um regime não estacionário de acumulação de portadores nas extremidades criando assim um campo elétrico ao longo do plano do filme cuja força elétrica é contrária à força magnética. Quando a força de Lorentz for cancelada então a concentração de portadores nas extremidades fica em equilíbrio, criando assim um campo elétrico constante ($\vec{E}_{HN} = E_{HN} \hat{y}$). É importante lembrar que mesmo neste regime estacionário $j_x \neq 0$, pois apenas a acumulação de portadores nas extremidades é estacionária. Nesta situação existirá uma diferença de potencial conhecida como tensão Hall (V_{HN}) entre as extremidades da amostra em que houve acúmulo de carga:

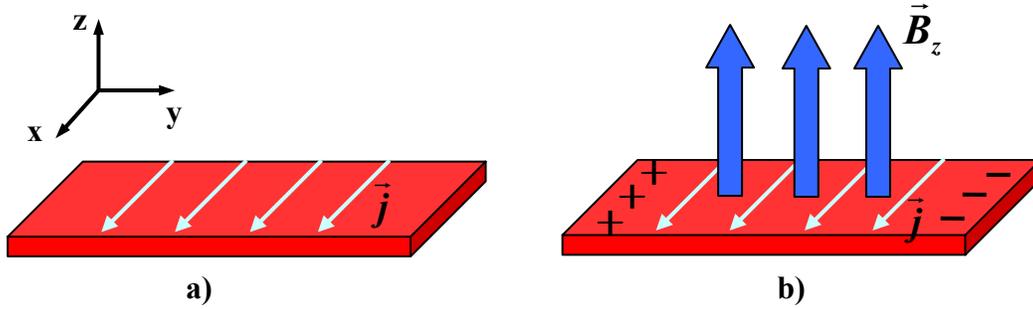


Fig. 1.1: Ilustração da geometria perpendicular do efeito Hall Normal em filme metálico não magnético; a) antes de aplicar o campo magnético; b) regime estacionário após a aplicação do campo magnético perpendicular ao filme.

Então, usando-se o fato de que a força de Lorentz é nula:

$$\vec{E}_{HN} = v_x B_z \hat{y}, \quad (1.3)$$

onde v_x pode ser retirado do modelo de Drude como:

$$v_x = \frac{j_x}{ne}, \quad (1.4)$$

dessa forma:

$$\vec{E}_{HN} = \frac{j_x}{ne} B_z \hat{y}. \quad (1.5)$$

Desta equação e para a geometria mostrada conclui-se que o campo elétrico devido ao efeito Hall Normal é linear com o campo magnético e aponta apenas transversalmente à densidade de corrente elétrica.

Com o campo magnético aplicado no plano do filme (geometria planar), existem dois casos que merecem atenção (ver fig. 1.2): a) campo magnético paralelo a \vec{j} . Neste caso:

$$E_{HN} = 0, \quad (1.6)$$

pois a força magnética é nula; b) campo magnético perpendicular a \vec{j} . Neste caso:

$$\vec{E}_{HN} = -\frac{j_x}{ne} B_y \hat{z}. \quad (1.7)$$

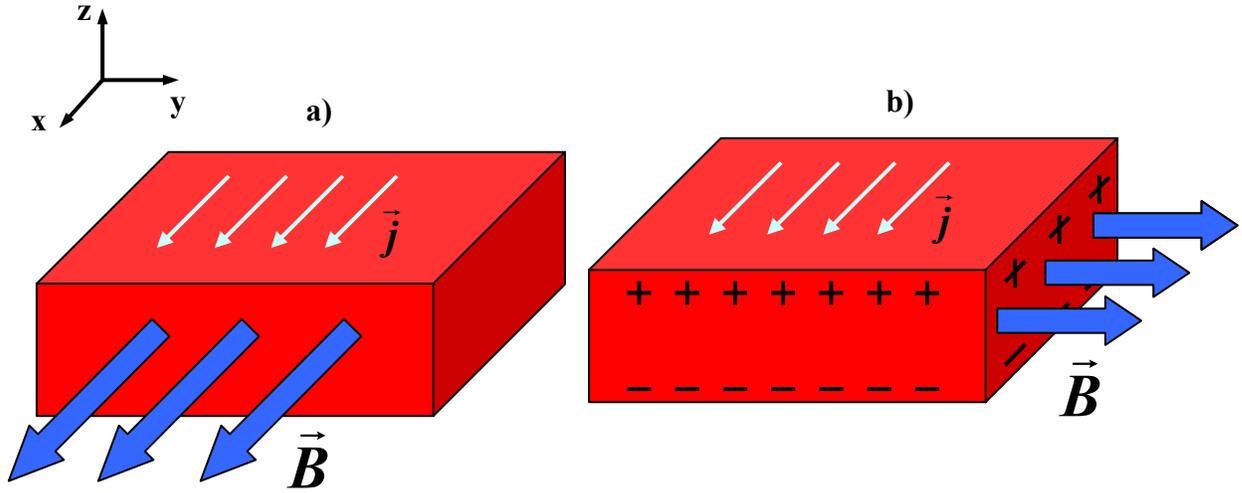


Fig. 1.2: Ilustração da geometria planar do efeito Hall Normal em um filme metálico não magnético; a) campo magnético paralelo a \vec{j} ; b) campo magnético perpendicular a \vec{j} .

Apesar da equação 1.7 ser semelhante à equação 1.5, o campo elétrico gerado pelo efeito Hall aponta em direções diferentes. Quando o campo magnético é aplicado perpendicular ao plano do filme, a tensão Hall se estabelece no plano do filme. Quando o campo magnético é aplicado no plano do filme e perpendicular a \vec{j} , a tensão Hall se estabelece entre as duas superfícies do filme (superior e inferior). Outra observação importante, na geometria planar, é que o máximo e o mínimo de campo elétrico são obtidos quando $\vec{B} \perp \vec{j}$ e $\vec{B} \parallel \vec{j}$, respectivamente. No capítulo 2, será mostrado que a geometria dos nossos experimentos é a figura 1.2.b. A tensão elétrica é medida sobre uma das superfícies do filme, portanto o efeito Hall Normal não será levado em conta nas interpretações dos resultados experimentais do capítulo 3.

No modelo de elétrons livres usado para deduzir as equações do campo elétrico devido ao efeito Hall Normal tem-se $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ (no SI) ou $\vec{B} = \vec{H}$ (no CGS), pois a

magnetização total do sistema é nula. Onde, μ_0 é a susceptibilidade magnética do vácuo e \vec{H} é o campo externamente aplicado. Então, unindo as equações 1.5, 1.6 e 1.7 (que são deduzidas da força de Lorentz) conclui-se que é possível escrever uma expressão para o campo elétrico devido ao efeito Hall Normal:

$$\vec{E}_{HN} = R_{HN} \vec{j} \times \vec{H}, \quad (1.8)$$

onde $R_{HN} = -\frac{1}{ne}$ (no CGS) é a constante do efeito Hall Normal. Este modelo simples

baseado na teoria cinética de elétrons livres não é exatamente verdadeiro. Uma dedução mais realística obtida pela equação de transporte de Boltzmann para elétrons livres é

$R_{HN} = -\frac{3\pi}{8} \frac{1}{ne}$ [9]. Devido à alta concentração de elétrons em filmes e multicamadas

magnéticas, R_{HN} assume baixíssimos valores e, portanto, o efeito Hall Normal é observável em campos muito altos (dezenas de teslas). Sendo este outro motivo pelo qual o efeito Hall Normal não é levado em conta para interpretar nossos resultados experimentais.

1.2.2 Efeito Hall Anômalo

Como mencionado no início da seção 1.2, o efeito Hall Anômalo foi proposto inicialmente por Smith e Sears [5] para levar em conta a contribuição da magnetização \vec{M} da amostra. Existe uma forma elegante de escrever o campo elétrico associado a este fenômeno, que é dada por:

$$\vec{E}_{HA} = R_{HA} \vec{M} \times \vec{j}, \quad (1.9)$$

onde R_{HA} é a constante do efeito Hall Anômalo.

Como a densidade de corrente elétrica \vec{j} e o campo magnético aplicado externamente nos experimentos desta dissertação estão no plano do filme e, por hipótese, a magnetização \vec{M} também se encontra neste mesmo plano, então $\vec{E}_{HA} \perp$ plano do filme. A técnica desenvolvida mede o campo elétrico (na realidade a diferença de potencial associada a este campo) na superfície do filme, portanto o efeito Hall Anômalo não deve ser levado em conta para interpretar nossos resultados experimentais.

1.3 Magnetoresistência Anisotrópica (AMR)

Como mencionado na introdução, a magnetoresistência anisotrópica foi descoberta em 1857 por William Thomson [10]. Sua explicação teórica veio a ser esclarecida em 1946 por Bozorth [11] em termos da formação de domínios magnéticos. Uma forma simples de abordar o fenômeno da AMR é utilizar a expressão fenomenológica do campo elétrico generalizado, para uma dada densidade de corrente elétrica [12]:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\vec{M} \cdot \vec{j}) \frac{\vec{M}}{M^2}, \quad (1.10)$$

onde ρ_{\perp} e ρ_{\parallel} são, respectivamente, as resistividades medidas perpendicular e paralelamente à magnetização \vec{M} . Observe que o primeiro termo é o campo elétrico ôhmico e o segundo é o responsável pela AMR. A equação 1.10 não leva em conta o termo dos campos elétricos gerados pelos efeitos Hall, pois não são necessários para a explicação da AMR.

Para deduzir o principal resultado teórico deste fenômeno, suponha um domínio magnético circular de magnetização \vec{M} formando um ângulo θ com uma densidade de corrente elétrica aplicada \vec{j} , ambos no plano do filme (ver fig. 1.3):

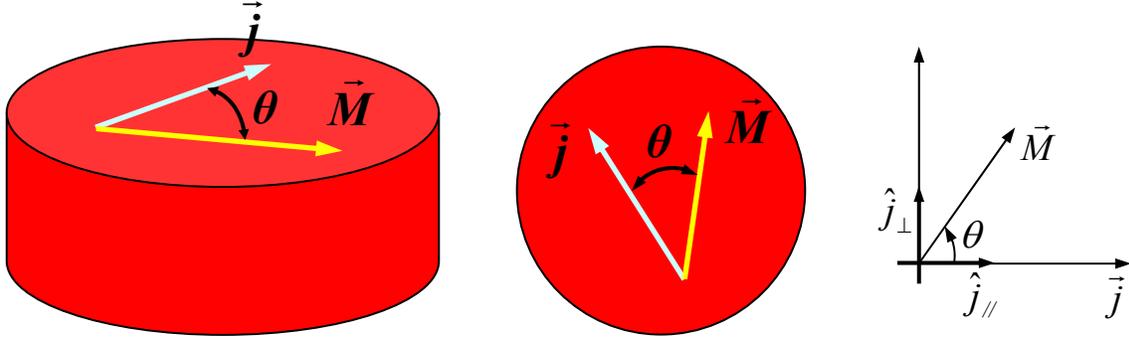


Fig. 1.3: Geometria entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização de um monodomínio circular para a explicação da AMR.

Separando a magnetização em duas componentes, uma paralela e outra perpendicular a \vec{j} (ver fig. 1.3):

$$\frac{\vec{M}}{M} = \cos\theta \hat{j}_{\parallel} + \sin\theta \hat{j}_{\perp}; \quad \vec{j} = j \hat{j}_{\parallel}. \quad (1.11)$$

Substituindo as equações 1.11 na equação 1.10:

$$\vec{E} = j(\rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta) \hat{j}_{\parallel} + j(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{\sin(2\theta)}{2} \hat{j}_{\perp}. \quad (1.12)$$

Usando a técnica de quatro pontas colineares, que será descrita com detalhes no capítulo 2, pode-se medir a componente do campo elétrico paralelo à densidade de corrente elétrica:

$$\left| \vec{E} \right|_{\text{medido}} = \left| \vec{E}_{\hat{j}_{\parallel}} \right| = j(\rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta). \quad (1.13)$$

Definindo resistividade AMR como o termo que multiplica j na equação 1.13, obtém-se a bem conhecida equação de Voigt-Thomson [13]:

$$\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\perp} \sin^2 \theta + \rho_{\parallel} \cos^2 \theta = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta, \quad (1.14)$$

onde, $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ e $\theta = \theta(\vec{H})$.

Portanto, fenomenologicamente, a AMR pode ser interpretada como sendo um resultado da interação entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização, isto é, entre os elétrons de condução (densidade de corrente elétrica) e os elétrons responsáveis pelo magnetismo (magnetização). Assim, para interpretar os resultados experimentais é necessário encontrar a evolução do ângulo θ em função do campo magnético externo \vec{H} . É importante notar que este tratamento é válido para um monodomínio magnético. Caso a amostra seja composta de vários domínios $\rho_{AMR} = \sum_i \rho_{AMR}^i$, onde i representa um específico monodomínio. Nos gráficos da fig. 1.4 são mostradas as medidas de AMR realizadas em filmes de *permalloy* e cobalto à temperatura ambiente.

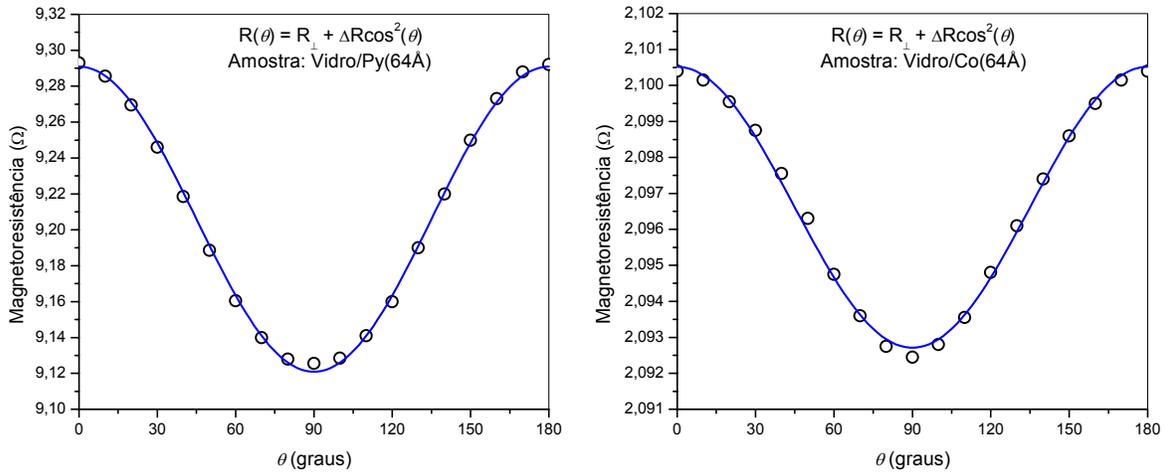


Fig. 1.4: Magnetoresistência Anisotrópica em filmes finos de *permalloy* e cobalto, ambos com 64Å de espessura e depositados sobre vidro. O campo magnético aplicado no filme de Py foi de 200 Oe e no filme de Co foi de 300 Oe. Ao ajustar numericamente as curvas experimentais obteve-se $R_{\perp}^{Py} = 9,12093 \Omega$; $\Delta R^{Py} = 170 \text{ m}\Omega$ e $R_{\perp}^{Co} = 2,09271 \Omega$; $\Delta R^{Co} = 7,81 \text{ m}\Omega$.

Para se obter estes gráficos experimentais aplica-se um campo magnético externo no plano da amostra de forma a saturar o filme. A medida é feita girando-se o filme em relação ao campo magnético. Desta maneira, varia-se o ângulo θ entre a densidade de corrente e a

magnetização, que está sempre alinhada com o campo magnético externo, pois o filme está saturado (ver fig. 1.5).

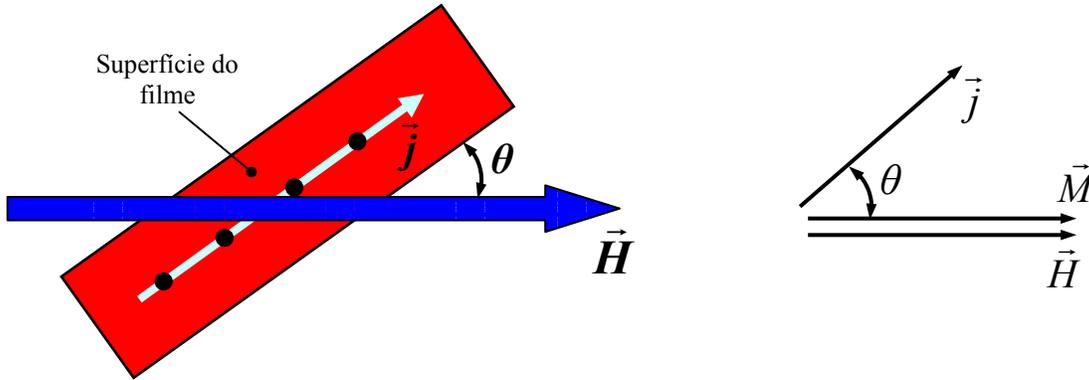


Fig. 1.5: Ilustração do procedimento experimental realizado para obter as curvas de magnetoresistência anisotrópica ($AMR \propto \cos^2 \theta$). Como $|\vec{H}| > |\vec{H}_{sat}|$ então, $\vec{M} // \vec{H}$. Os círculos pretos na superfície do filme ilustram os contatos elétricos das quatro pontas utilizadas para aplicar corrente e medir a tensão elétrica.

Vemos que os valores máximo e mínimo de AMR nos experimentos mostrados na figura 1.4 são obtidos quando $\vec{H} // \vec{j}$ e $\vec{H} \perp \vec{j}$, respectivamente, ao contrário do efeito Hall Normal. O objetivo desta seção foi mostrar o fenômeno da AMR em nossos filmes magnéticos, notando que os efeitos Hall não estão presentes na configuração experimental utilizada.

1.4 Magnetoresistência Gigante (GMR)

O efeito da magnetoresistência gigante (GMR) foi observado pela primeira vez em 1988 por Baibich *et al.* [14], em multicamadas magnéticas do tipo $[\text{Fe}(30\text{\AA})/\text{Cr}(9\text{\AA})]_{40}$, onde 40 é o número de repetições da estrutura básica. Para esta espessura da camada de Cr as magnetizações das camadas de Fe se alinham antiparalelamente, isto é, exibem um acoplamento antiferromagnético [15]. Baibich *et al.* verificaram que a resistência elétrica da multicamada diminuía por um fator próximo de dois, quando submetida a um campo de

2,0 T, em comparação com o valor de sua resistência a campo nulo. Logo após a publicação deste trabalho houve um grande esforço, tanto teórico quanto experimental, para se entender os mecanismos básicos deste efeito. Uma boa revisão sobre as propriedades de transporte em multicamadas magnéticas pode ser encontrada na referência [16].

Um sistema simples que é muito utilizado para se entender as propriedades de acoplamento magnético entre camadas ferromagnéticas (FM) separadas por uma camada metálica não-magnética (NM), é uma tricamada do tipo FM/NM/FM. A figura 1.6 mostra esquematicamente uma tricamada deste tipo juntamente com um diagrama vetorial mostrando as posições das magnetizações das duas camadas FM. No capítulo 3 será estudada a dependência angular da GMR em uma tricamada do tipo Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å). No capítulo 3 também serão discutidos, com detalhes, os acoplamentos bilinear e biquadráticos que podem ocorrer em tricamadas acopladas.

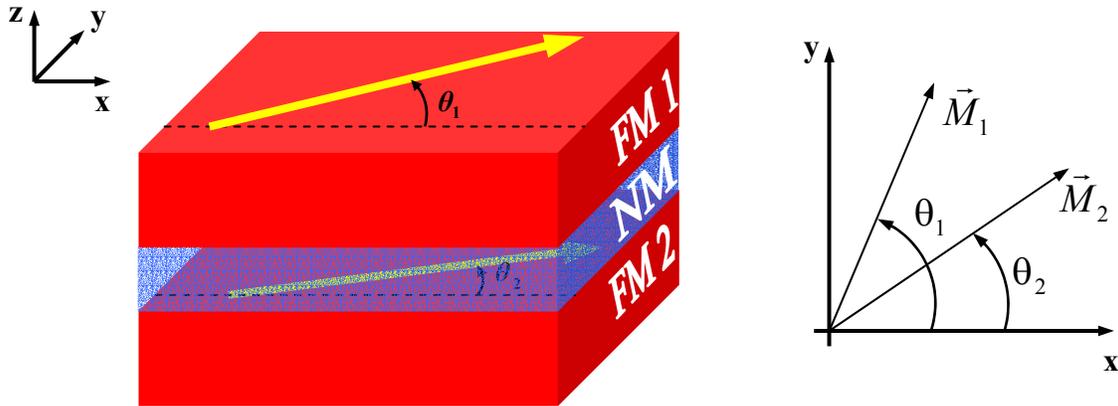


Fig. 1.6: Tricamada ferromagnética/não-magnética/ferromagnética (FM/NM/FM), onde a GMR foi observada por Baibich *et al.* [12]. Observe a definição do ângulo $\Delta\theta$ entre as camadas ferromagnéticas adjacentes.

Experimentalmente se verifica que a resistência elétrica nesses sistemas apresenta uma dependência linear com o $\cos \Delta\theta$, onde $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$, isto é, $GMR \propto \cos \Delta\theta$ (ver ref. [17]). Esta relação é facilmente verificada, do ponto de vista experimental, se a

magnetização de uma das camadas ferromagnéticas puder ficar presa, enquanto que a magnetização da outra camada ferromagnética puder girar sob efeito de um campo magnético aplicado externamente. Uma estrutura que apresenta esta propriedade é conhecida como válvula de *spin* e cuja configuração básica está mostrada na figura 1.7. uma válvula de *spin* é constituída por duas camadas FM separadas por camada NM espessa de forma a evitar o acoplamento entre as camadas FM. Uma das camadas FM (FM2 que é conhecida como camada presa) está diretamente depositada sobre uma camada antiferromagnética (AF). Este contato, em nível atômico, gera um acoplamento (conhecido como *exchange bias*) que induz uma forte anisotropia unidirecional na camada presa. Dessa forma, a magnetização da camada FM2 fica presa na direção definida pela anisotropia do material AF, enquanto que a magnetização da camada livre (camada FM1) pode ser facilmente girada pela aplicação de um campo magnético externo. Se a camada NM for suficientemente fina, que permita o transporte de *spin* polarizado entre as camadas FM1 e FM2, pode-se estudar a dependência da resistividade da tricamada em função do ângulo entre as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 . A figura 1.8 mostra a dependência angular da resistência elétrica de uma válvula de *spin*. O campo magnético externamente aplicado deve ser forte o suficiente para saturar a magnetização da camada livre, mas fraco o bastante para não girar a magnetização da camada presa.

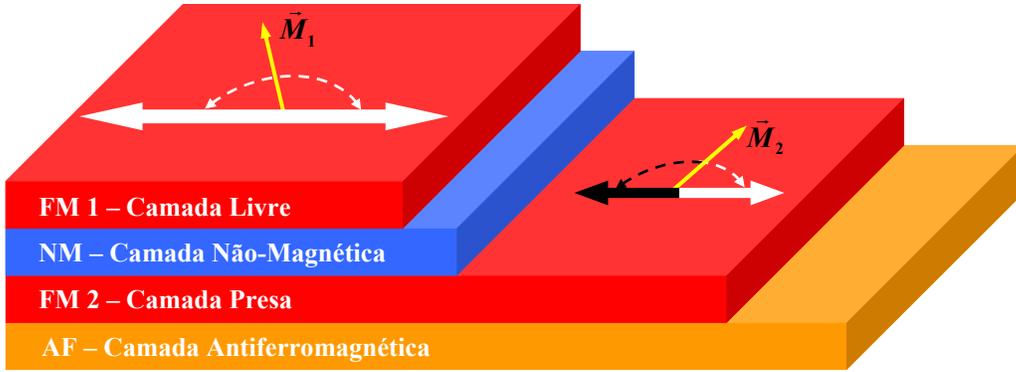


Fig. 1.7: Ilustração de uma válvula de *spin*, mostrando os eixos de anisotropias magnéticas para as camadas ferromagnéticas. No caso da camada livre (FM1), a anisotropia predominante é a uniaxial (ver seção 4 do apêndice A). A camada presa (FM2) possui uma forte anisotropia unidirecional (ver seção 8 do apêndice A).

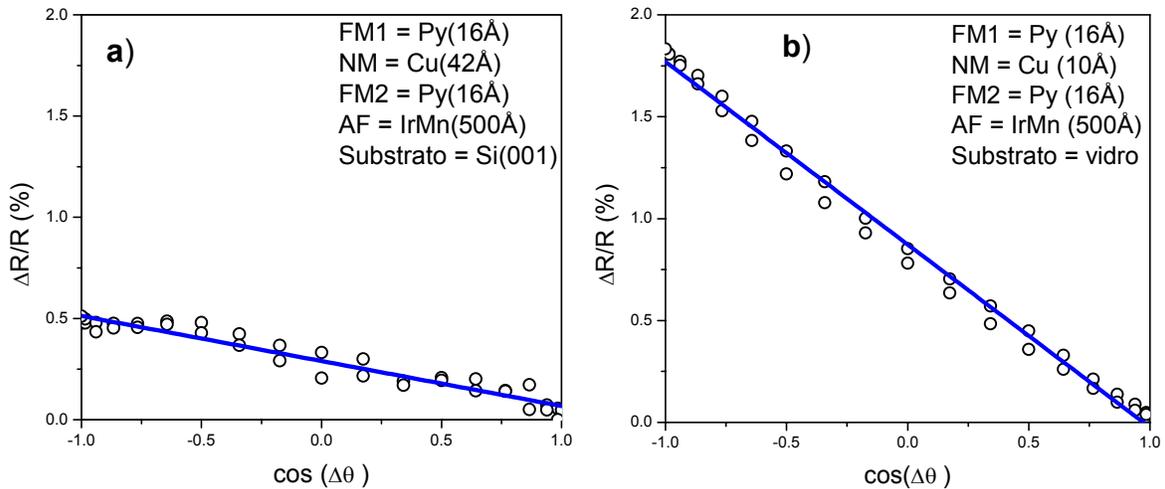


Fig. 1.8: Resultados experimentais de válvulas de *spin*, exibindo a dependência linear com o co-seno do ângulo entre as camadas ferromagnéticas adjacentes. Neste caso o separador não magnético utilizado é Cu; a) o experimento é realizado com 9 Oe de campo magnético externo; b) campo magnético aplicado externamente foi 36 Oe.

O experimento para obter esse resultado é feito da seguinte forma: aplica-se um campo magnético externamente cuja magnitude é menor do que o campo de anisotropia unidirecional da camada presa (CP) e maior que o campo de saturação da camada livre (CL). A CP não fica saturada. Dessa forma, a magnetização da CL (\vec{M}_1) está sempre alinhada com o campo magnético externo e a magnetização da CP (\vec{M}_2) fica sempre alinhada com o eixo de anisotropia unidirecional \vec{H}_{eb} (ver seção 8 do apêndice A). Ao girar a amostra em relação ao campo magnético externo, apenas \vec{M}_1 gira de forma a alinhar-se

com o mesmo (ver fig. 1.9). Dessa forma, é possível medir a variação da resistência em função do ângulo ($\Delta\theta$) entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas (ver fig. 1.8 e 1.9).

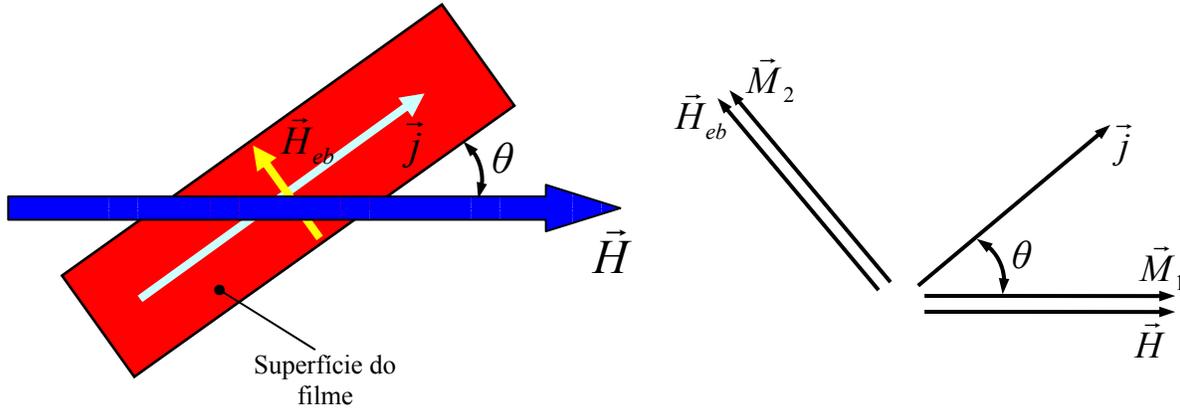


Fig. 1.9: Ilustração do experimento realizado para obter as curvas da magnetoresistência gigante ($GMR \propto \cos\Delta\theta$). No momento do crescimento do filme é possível aplicar um campo magnético externamente e portanto, orientar o eixo unidirecional (\vec{H}_{eb}). Na ilustração temos que $\vec{H}_{eb} \perp \vec{j}$, então $\Delta\theta = \theta + 90^\circ$. O diagrama vetorial das magnetizações das camadas magnéticas mostrado nesta figura é justificado pelo fato de que $|\vec{H}_{eb}| > |\vec{H}| > |\vec{H}_{sat,1}|$.

Atualmente existe uma expressão bastante usada para expressar a GMR:

$$R(\Delta\theta(\vec{H})) = R_p + (R_a - R_p) \frac{1 - \cos(\Delta\theta(\vec{H}))}{2}, \quad (1.15)$$

onde R_p e R_a são, respectivamente, as resistências elétricas quando as magnetizações das camadas ferromagnéticas estão paralelas e antiparalelas. Fenomenologicamente, a GMR pode ser interpretada como a resistência elétrica resultante dos espalhamentos individuais sofridos pelos elétrons com *spin* para cima (*up*) e dos elétrons com *spin* para baixo (*down*). A direção de magnetização de uma das camadas magnéticas é o eixo de quantização para o *spin* eletrônico. A figura 1.10 ilustra uma tricamada, onde duas camadas ferromagnéticas (em vermelho) são separadas por uma camada não-magnética (em azul). A direção da

magnetização \vec{M}_1 é adotada como eixo de quantização. Na figura 1.10 também são mostrados circuitos de resistores que representam os espalhamentos sofridos pelos elétrons com *spin up* e *down*. A ilustração destes espalhamentos é baseada na conservação do *spin* durante a passagem do elétron pela camada não-magnética. Desse modelo, que é ilustrado na figura 1.10, é possível concluir que a resistência da amostra, ou seja, a resistência equivalente (R_{eq}) do circuito depende da orientação relativa entre as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 que por sua vez depende do campo magnético aplicado externamente. A GMR é

proporcional à variação relativa da resistência elétrica: $GMR \propto \frac{R_{eq}^{\uparrow\downarrow} - R_{eq}^{\uparrow\uparrow}}{R_{eq}^{\uparrow\uparrow}}$. Em geral tem-

se que $R \gg r$, portanto $R_{eq}^{\uparrow\downarrow} \gg R_{eq}^{\uparrow\uparrow}$ que resulta num grande valor da amplitude da GMR.

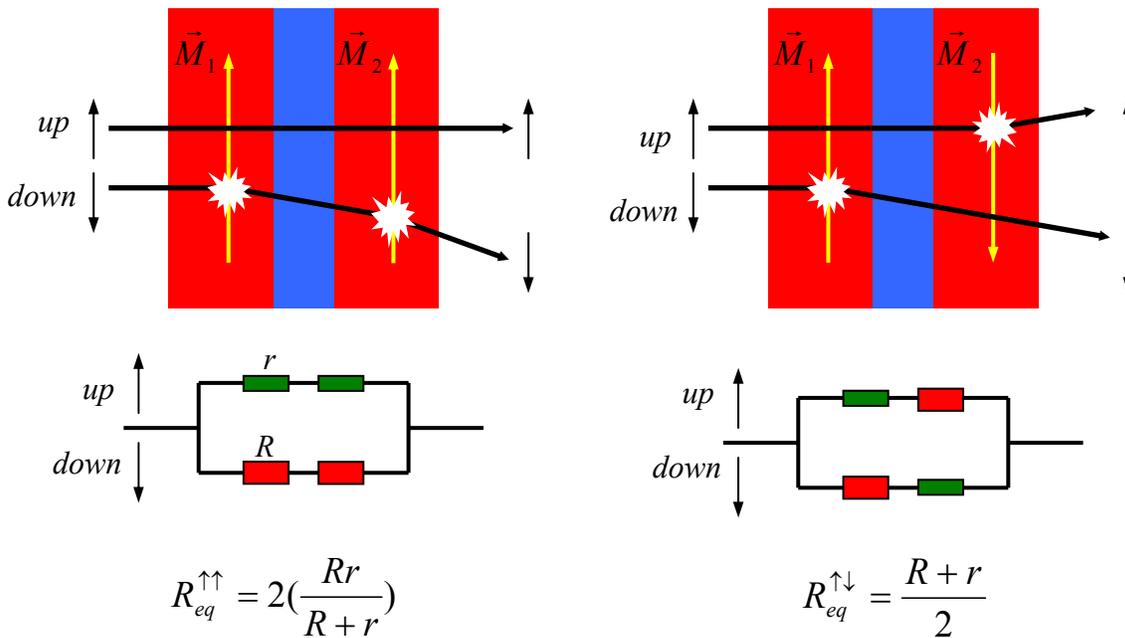


Fig. 1.10: Ilustração da fenomenologia do magnetoresistência gigante em tricamadas ferromagnéticas. Note que a resistência depende da orientação relativa das magnetizações. Também é mostrada uma comparação entre os espalhamentos sofridos pelos elétrons, em cada uma das configurações das magnetizações, e circuitos de resistores.

Desse simples modelo fenomenológico é fácil concluir que a GMR é altamente dependente da conservação de *spin* durante o processo de condução elétrica através da camada metálica não-magnética. Isto é, caso a conservação do *spin* eletrônico não seja satisfeita durante a passagem do elétron pela camada não-magnética (perda de correlação), a amplitude da GMR será nula.

1.5 Magneto-Impedância Gigante (GMI)

Apesar da dependência da impedância elétrica de um fio ferromagnético ter sido observada pela primeira vez 1937 [18], este efeito, agora chamado de magneto-impedância gigante, começou a ser investigado intensamente a partir de 1994 [19]. Os resultados experimentais são similares aos da GMR, isto é, em ambos os casos verifica-se uma grande variação da diferença de potencial medida devido à aplicação de um campo magnético externo. Mas as origens físicas são completamente diferentes. No caso da GMI, a mudança na impedância elétrica é causada pela variação da permeabilidade magnética efetiva devido à aplicação do campo magnético externo. O efeito é fortemente dependente da frequência e amplitude da corrente elétrica aplicada e de anisotropias magnéticas existentes na amostra. A GMI pode ser dividida em três regimes de frequências: (i) baixas frequências (1 – 10kHz). Neste regime a amostra se comporta como um indutor, então a diferença de potencial medida será dada por:

$$V = L \frac{dI}{dt}, \quad (1.16)$$

onde L é a indutância da amostra, I é a corrente elétrica aplicada e t é o tempo. Sendo L a variável que depende da permeabilidade magnética (ver Refs. [20] para maiores detalhes); (ii) frequências intermediárias (poucos MHz). Neste caso a variação da impedância é

interpretada pelo efeito clássico de *skin* em um condutor magnético. Então, ao variar o campo magnético, a permeabilidade magnética varia, fazendo com que o comprimento de penetração da corrente elétrica AC mude drasticamente e assim uma grande variação na impedância elétrica é verificada [21]; (iii) em altas frequências, da ordem de GHz, uma enorme variação do comprimento de penetração e conseqüente gigante mudança na impedância elétrica são observadas devido à ressonância ferromagnética [22].

Referências bibliográficas

- [1] J.P. Jan, *Solid State Physics* (Academic Press, Inc., New York, 1957) **V**, p. 3-96;
- [2] “*Solid State Physics*”, Ascroft & Mermim, Saunders College Publishing (1976);
- [3] E.H. Hall, *Phil. Magn.* **12**, 157 (1881);
- [4] A.W. Smith, *Phys. Rev.* **30**, 1 (1910);
- [5] A.W. Smith, R.W. Sears, *Phys. Rev.* **34**, 1466 (1929);
- [6] E.M. Pugh, N. Rostoker, A. Schindler, *Phys. Rev.* **80**, 688 (1950);
- [7] R. Karplus, J.M. Luttinger, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954); J. Smith, *Physica* **21**, 877 (1955); J. Smith, *Physica* **24**, 39 (1958); C. Strachan, A.M. Murray, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **73**, 433 (1959);
- [8] Klaus von Klitzing, *Physics Nobel lecture* (1985);
- [9] David A. Thompson, Lubomyr T. Romankiw, A.F. Mayadas, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11**, No. 4, p. 1039 (1975);
- [10] W. Thomson, *Proc. Roy. Soc.* **8**, p. 546-550 (1857);
- [11] R.M. Bozorth, *Phys. Rev.* **70**, p. 923-932 (1946);
- [12] T.R. McGuire, R.I. Potter, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11**, No. 4, p. 1018 (1975);
- [13] J.P. Jan, *Solid State Physics* (Academic Press, Inc., New York, 1957) **V**, p. 15;
- [14] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, p. 2472 (1988);
- [15] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, p. 2442 (1986);
- [16] B. Dieny, *J. Magn. Mater.* **136**, p. 335-359 (1994);

- [17] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri, Phys. Rev. B **43**, p. 1297, 1991; A. Chaiken, P. Lubitz, J.J. Krebs, G.A. Prinz, M.Z. Harford, Appl. Phys. Lett. **59**, p. 240 (1991);
- [18] E.P. Harrinson, G.L. Turney, H. Rowe, H. Gollop, Proc. Royal. Soc. **157**, p. 651 (1937);
- [19] R.S. Beach, A.E. Berkowitz, Appl. Phys. Lett. **64**, p. 3652 (1994); R.S. Beach, A.E. Berkowitz, J. Appl. Phys. **76**, p. 6209 (1994); F.L.A. Machado, C.S. Martins, S.M. Rezende, Phys. Rev. B **51**, p. 3926 (1995); L.V. Panina, K. Mohri, Appl. Phys. Lett. **65**, p. 1189 (1994);
- [20] K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa, H. Yoshida, IEEE Trans. Magn. **29**, p. 1245 (1993);
- [21] L. Kraus, J. Magn. Magn. Mater. **195**, p. 764 (1999);
- [22] A. Yelon, D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, Appl. Phys. Lett. **69**, p. 3084 (1996);

Capítulo 2

Técnicas Experimentais

Neste capítulo serão apresentadas as técnicas experimentais que foram utilizadas para estudar as propriedades de transporte dos filmes finos e multicamadas magnéticas. O desenvolvimento das peças mecânicas, a automação dos experimentos e a construção dos circuitos eletrônicos fazem parte do projeto de pesquisa desta dissertação. As peças mecânicas foram construídas na Oficina Mecânica do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco. O controle e aquisição de dados das montagens foram feitos através de um computador PC utilizando-se interfaces GPIB, cujo programa foi desenvolvido em linguagem *Delphi*. Os circuitos eletrônicos foram desenvolvidos na Oficina Eletrônica do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco. Na primeira seção é mostrada a técnica de quatro pontas que envolve corrente e tensão constante (Magnetoresistência DC). A segunda seção é dedicada à técnica AC conhecida como Magnetoresistência Diferencial ou Pseudoquatro pontas. Por fim, na seção 3, a técnica de ressonância ferromagnética é descrita e o campo magnético de ressonância é deduzido para dois casos específicos.

2.1 Magnetoresistência DC

A montagem experimental para medir magnetoresistência DC foi totalmente desenvolvida no decorrer do programa de mestrado. Seu princípio de funcionamento está baseado na técnica convencional de quatro pontas. Nessa técnica, quatro eletrodos colineares e igualmente espaçados são pressionados sobre a superfície do filme. Os dois eletrodos externos são usados para aplicar a corrente elétrica, enquanto que a diferença de

potencial é medida através dos dois eletrodos internos (ver fig. 2.1). A amostra é colada com fita dupla face no suporte de acrílico logo abaixo dos eletrodos. Então, o suporte que contém os quatro eletrodos é aproximado de modo a permitir os contatos com a superfície do filme. Os contatos são estabilizados por dois parafusos que prendem o suporte de acrílico dos eletrodos (ver foto digital da fig. 2.1).

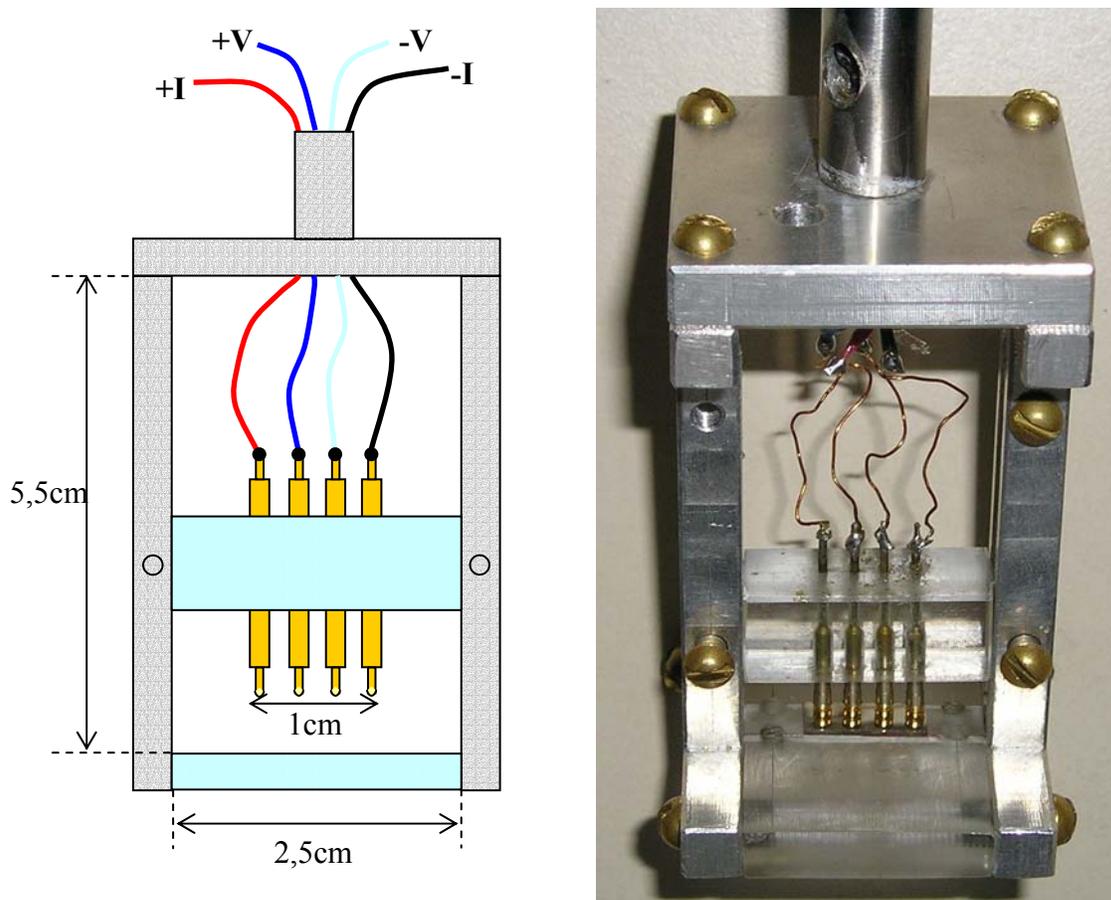


Fig. 2.1: Ilustração em escala e foto digital do porta amostras utilizado para as medidas de magnetoresistência em filmes e multicamadas magnéticas.

Para evitar danos à superfície do filme, decidiu-se pela utilização de eletrodos cujas pontas podem ser pressionadas por molas conectadas internamente (ver fig. 2.2).



Fig. 2.2: Ilustração dos eletrodos utilizados para fazer os contatos sobre a superfície do filme, mostrando os detalhes da mola.

Para aplicar corrente elétrica é usada uma fonte universal da Hewlett Packard modelo HP3245A. A diferença de potencial é medida por um nanovoltímetro da Agilent modelo 34420A. O porta amostra, que fica entre os pólos do eletroímã, é montado na extremidade de uma haste de alumínio que está suspensa através de rolamentos, permitindo assim variar o ângulo azimutal entre o campo magnético externo e a densidade de corrente elétrica aplicada (ver fig. 2.3). O campo magnético é controlado por uma fonte bipolar da Kepco cujo valor máximo de corrente é de 20A.

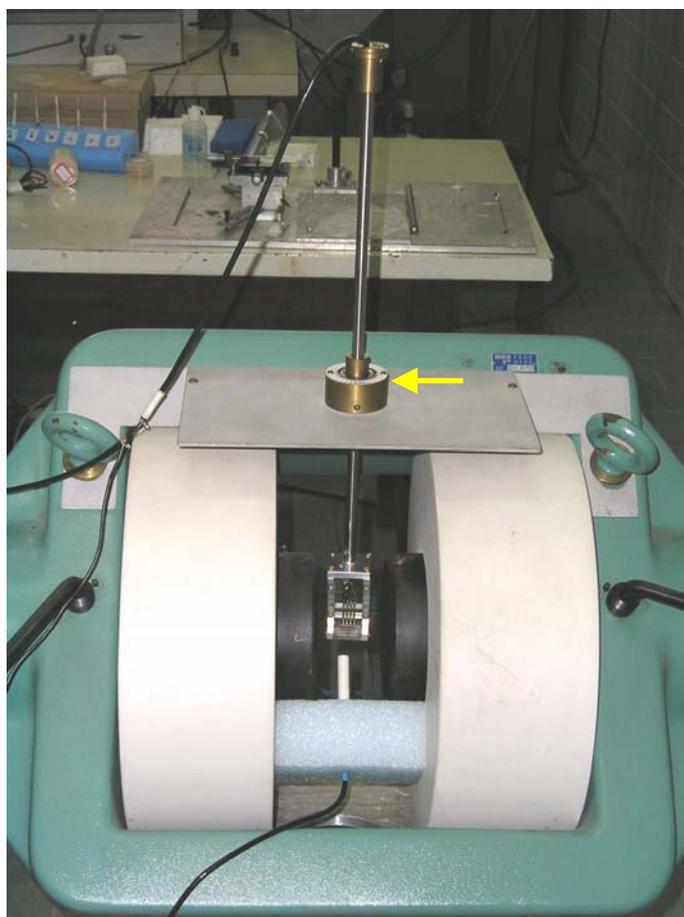


Fig. 2.3: Foto digital do eletroímã e do porta amostra. Observe o sistema de rolamento, indicado pela seta, que permite a variação do ângulo azimutal.

Todos os equipamentos são conectados ao PC através de interfaces GPIB (ver diagrama de blocos na fig. 2.4). Todo o sistema de aquisição de dados e automação utiliza um programa em linguagem *Delphi*, cujo código fonte está mostrado no apêndice B.

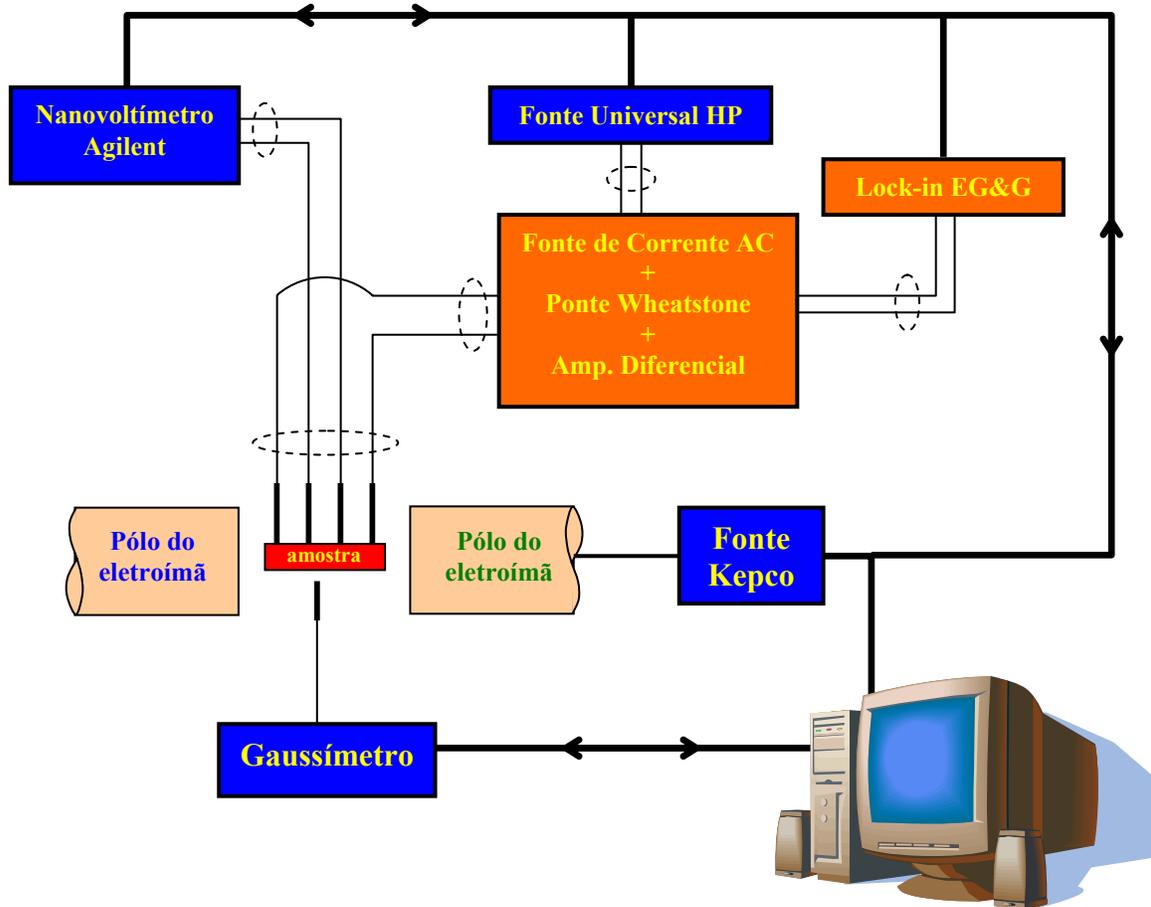


Fig. 2.4: Diagrama de blocos e foto digital da montagem de magnetoresistência DC. É possível observar outros equipamentos (tais como amplificador *lock-in*) que são utilizados na técnica de magnetoresistência diferencial (descrita na próxima seção).

Ao medir-se resistência elétrica utilizando-se contatos pontuais deve-se tomar cuidado com a interpretação dos resultados experimentais, pois dependendo da distribuição espacial de corrente as medidas podem depender de parâmetros geométricos da montagem, tais como a separação entre os eletrodos (s). Dois casos devem ser considerados: (i) espessura t do filme muito maior do que o espaçamento s entre os eletrodos ($t \gg s$); (ii) a situação contrária $t \ll s$.

(i) $t \gg s$:

Neste caso a distribuição espacial de corrente elétrica é esférica (ver fig. 2.4). Assim, a área atravessada pela corrente dentro da amostra é dada por: $A = \frac{1}{2} 4\pi r^2$, onde r é o raio da superfície semi-esférica mostrada na figura 2.4. A resistência infinitesimal, ao longo da direção- x , pode ser escrita como $dR_x = \rho \frac{dx}{A}$ (ver fig. 2.4). Para calcular a resistência entre os eletrodos que medem a diferença de potencial basta integrar esta última equação ao longo do caminho: $y = z = 0; x_1 \leq x \leq x_2$:

$$R = \int_{x_1}^{x_2} \rho \frac{dx}{2\pi x^2} = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right). \quad (2.1)$$

Como os espaçamentos entre eletrodos consecutivos são iguais, isto é, $x_2 = 2x_1$, e $x_2 - x_1 = s$, então:

$$R = \frac{\rho}{4\pi} \frac{1}{s}. \quad (2.2)$$

A resistência elétrica medida é dada por $R = \frac{V}{I}$, onde V é a diferença de potencial medida através dos eletrodos internos e I é a corrente elétrica aplicada pelos eletrodos externos (ver fig. 2.1). Dessa forma, a resistividade elétrica (ρ) depende de s , o que não é desejável:

$$\rho = 4\pi s \frac{V}{I}. \quad (2.3)$$

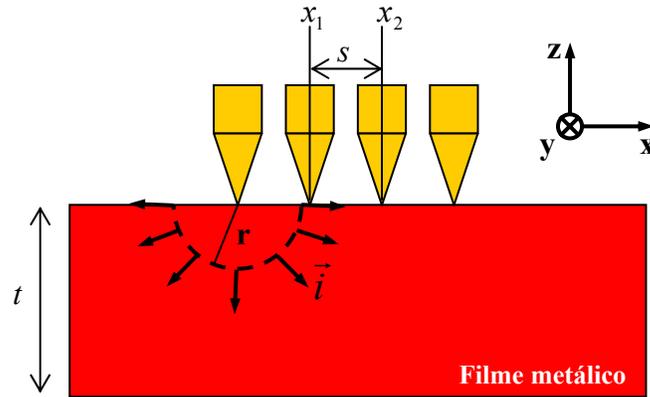


Fig. 2.4: Ilustração da distribuição de corrente elétrica em 2D, no caso $t \gg s$.

(ii) $t \ll s$:

A distribuição espacial de corrente elétrica, neste caso, possui uma simetria cilíndrica (ver fig. 2.5). Usando o mesmo procedimento anterior, temos que: $A = 2\pi r t$, onde r é o raio da superfície cilíndrica mostrada na figura 2.5. Integrando ao longo dos dois eletrodos internos, $y = z = 0; x_1 \leq x \leq x_2$:

$$R = \int_{x_1}^{x_2} \rho \frac{dx}{2\pi x t} = \frac{\rho}{2\pi t} \ln\left(\frac{x_2}{x_1}\right) = \frac{\rho}{2\pi t} \ln(2). \quad (2.4)$$

Neste caso a resistividade elétrica não depende de parâmetros experimentais, desde que $x_2 = 2x_1$. Assim:

$$\rho = \frac{2\pi t V}{\ln 2 I}. \quad (2.5)$$

Nos experimentos desta dissertação temos que $s = \frac{10}{3} \cong 3\text{mm}$ e as espessuras dos filmes são no máximo centenas de \AA , então neste caso a equação 2.5 é válida. É importante notar que esses cálculos são feitos supondo que $t \gg l$, onde l é o livre caminho médio dos elétrons, que depende da temperatura. O livre caminho médio do cobre, em temperatura ambiente, é $l(300\text{K}) \approx 300\text{\AA}$ (ver ref. [1]). O objetivo da análise feita acima é mostrar que em determinadas situações a resistividade elétrica depende de parâmetros extrínsecos à amostra, tais como a separação entre os eletrodos (s). Essas situações são excluídas nos experimentos desta dissertação, pois $t \ll s$.

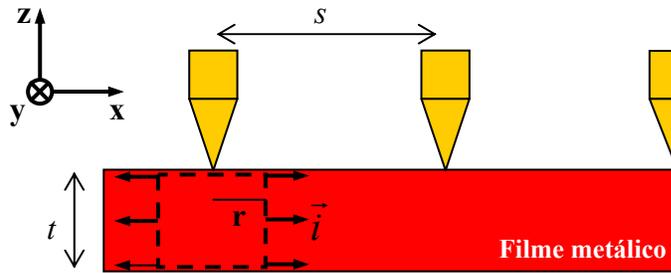


Fig. 2.5: Geometria da distribuição espacial de corrente, em 2D, para o caso $t \ll s$.

2.2 Magnetoresistência Diferencial

Esta técnica consiste em aplicar simultaneamente correntes elétricas DC e AC na amostra, de forma que a tensão medida na mesma frequência da corrente AC seja proporcional a $\frac{dV}{dI}$ definida como resistência diferencial. Para mostrar esta relação é necessário expandir em série de Taylor a resposta $V = V(I)$ de um elemento resistivo qualquer (ver fig. 2.6). Expandindo $V(I)$ em série de Taylor, em torno de $I = I_0$, temos que:

$$V(I) = V_0 + \left. \frac{dV}{dI} \right|_{I_0} (I - I_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V}{dI^2} \right|_{I_0} (I - I_0)^2 + \dots \quad (2.6)$$

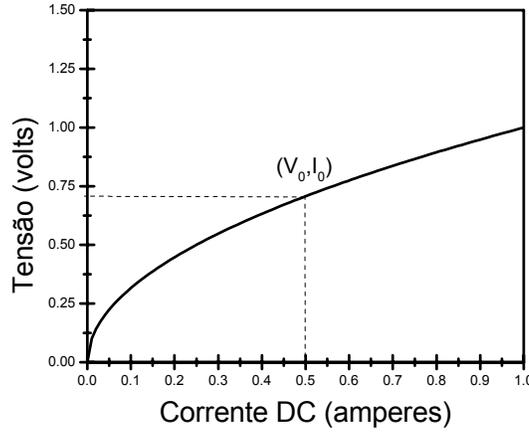


Fig. 2.6: Resposta $V = V(I)$ não linear de um suposto elemento resistivo.

Aplicando-se uma modulação co-senoidal à corrente DC tem-se que: $I = I_0 + \delta I \cos(\omega t)$

com $\delta I \ll I_0$, a equação 2.6 fica:

$$V(I) = V_0 + \left. \frac{dV}{dI} \right|_{I_0} \delta I \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V}{dI^2} \right|_{I_0} \delta I^2 \cos^2(\omega t) + \dots \quad (2.7)$$

Substituindo $\cos^2(\omega t) = \frac{1 + \cos(2\omega t)}{2}$ na equação 2.7:

$$V(I) = V_0 + \frac{1}{4} \left. \frac{d^2V}{dI^2} \right|_{I_0} \delta I^2 + \left. \frac{dV}{dI} \right|_{I_0} \delta I \cos(\omega t) + \frac{1}{4} \left. \frac{d^2V}{dI^2} \right|_{I_0} \delta I^2 \cos(2\omega t) + \dots \quad (2.8)$$

Os dois primeiros termos do lado direito da equação 2.8 são constantes. O terceiro termo é proporcional ao primeiro harmônico do sinal de modulação e o quarto termo (de amplitude muito pequena) é proporcional ao segundo harmônico. Usando um amplificador *lock-in* sintonizado na frequência do primeiro harmônico é possível medir a resistência diferencial $\frac{dV}{dI}$. Talvez o nome correto para esta técnica fosse magneto-impedância, devido

à corrente AC, mas o intervalo de frequência usado nos experimentos é tal que os efeitos

comuns a magneto-impedância não foram investigados. Para ser mais preciso, $\frac{\omega_{\max}}{2\pi} =$ centenas de Hz.

Para aplicar a corrente elétrica DC é usada à mesma fonte universal da seção anterior, HP3245A. O sinal $\propto \frac{dV}{dI}$ é medido por um amplificador *lock-in* DSP da EG&G modelo 7260. A fonte de corrente elétrica AC foi desenvolvida durante esta dissertação e cujo circuito é mostrado na fig. 2.7. Para garantir a linearidade entre V_{in} e a corrente elétrica AC aplicada no resistor de carga R_L (ver fig. 2.7) é necessário que: $R_1 = R_2; R_3 = R_4$. A figura 2.7.b) mostra a dependência entre V_{in} e I_L para os valores de R_1, R_2, R_3 e R_4 mostrados no circuito da figura 2.7.a) e com uma tensão de alimentação do AD708 de 15 V.

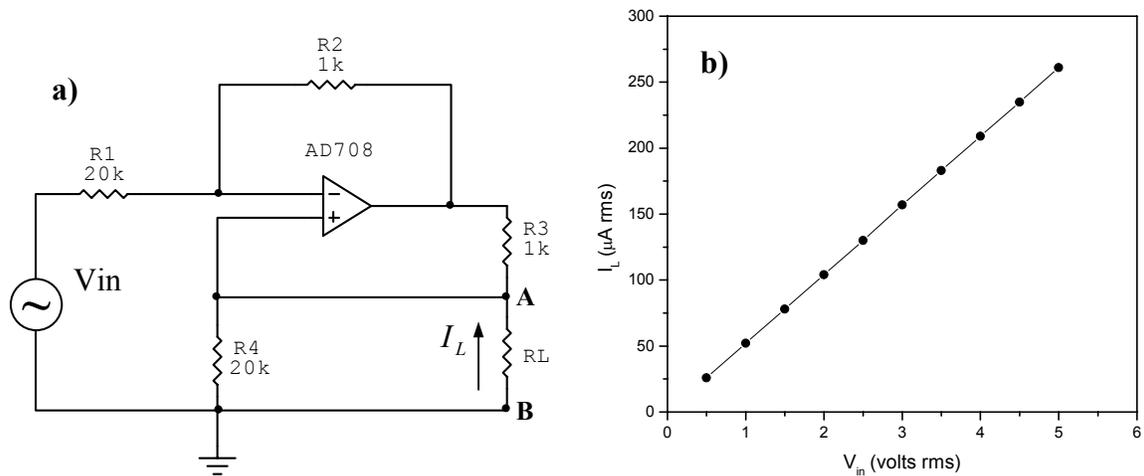


Fig. 2.7: Fonte de corrente elétrica AC; a) Circuito da fonte de corrente AC; b) Gráfico mostrando a linearidade da fonte.

O método utilizado para medir a resistência diferencial é baseado na referência [2], a amostra é colocada em um dos braços de uma ponte de Wheatstone (ver fig. 2.8). A diferença de potencial entre os pontos 1 e 2 da figura 2.8 é:

$$V_{12} = \frac{R_A R_1 - R_p R_2}{R_A + R_p + R_1 + R_2} i_{ac}. \quad (2.9)$$

Usando-se $R_1 = R_2 = 50 \text{ k}\Omega$ e sabendo-se que $R_A \approx R_p \leq 100 \Omega$, então:

$$V_{12} \approx \frac{R_A - R_p}{2} i_{ac} \propto R_A. \quad (2.10)$$

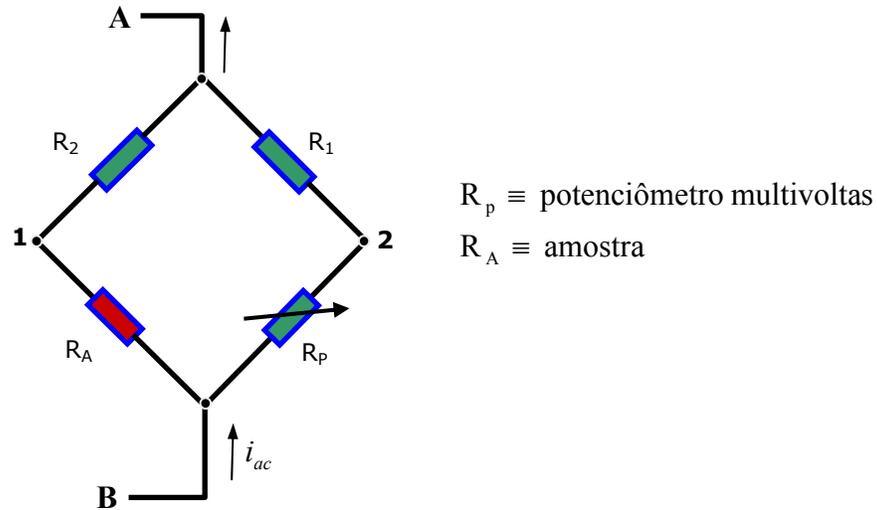


Fig. 2.8: Ponte de Wheatstone usada na técnica de magnetoresistência diferencial.

A resistência de carga R_L , entre os terminais A e B da figura 2.7.a), é substituída pela ponte de Wheatstone da figura 2.8. Simultaneamente aplica-se uma corrente DC na amostra, como mostrada na figura 2.9. Os terminais 1 e 2 da figura 2.9 são conectados a um amplificador diferencial, cuja tensão de saída é proporcional a $V_2 - V_1$, isto é, $V_S \propto V_2 - V_1$. O capacitor C_1 filtra a tensão DC para proteger a fonte de corrente AC, enquanto que o capacitor C_2 tem a função de balancear a reatância capacitiva que surge no outro braço da ponte de Wheatstone. O potenciômetro multivoltas de 100Ω é usado para balancear a parte real da impedância devido à amostra ($R_A < 100 \Omega$). Como a tensão V_{12} é, em geral, da ordem de centenas de nanovolts podendo chegar a alguns microvolts, é usado um

amplificador diferencial de baixo ruído e de pequeno *drift* térmico (ver fig. 2.9). No nosso caso usamos o CI INA110 como amplificador diferencial.

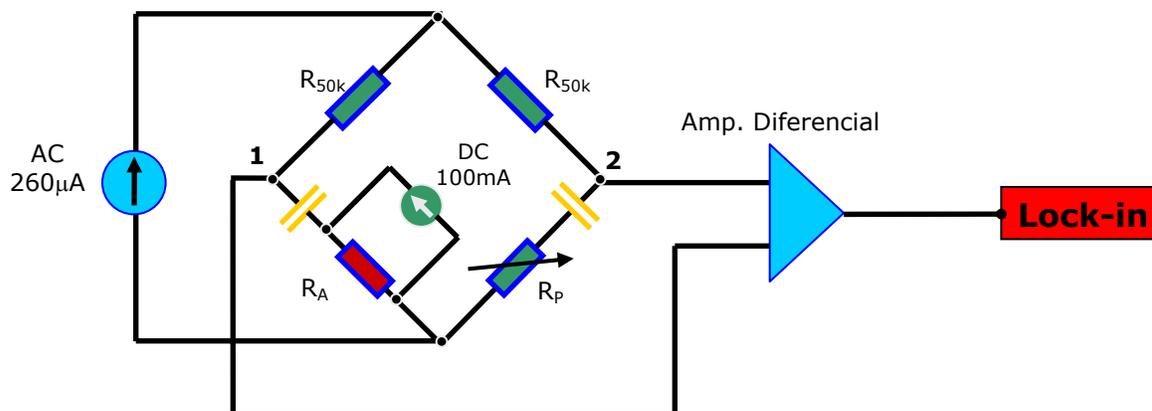


Fig. 2.9: Circuito eletrônico (ponte de Wheatstone modificada) usado nas medidas de magnetoresistência diferencial. Os capacitores possuem o mesmo valor de 250nF.

Dependendo do sinal da amostra o ganho do amplificador diferencial é escolhido ser 10 ou 100. É importante notar que o sinal medido em ω pelo *lock-in* pode ser dividido em dois termos: (1°) sinal originado do desbalanceamento da ponte; (2°) sinal devido à variação da resistência da amostra. Portanto, antes de iniciar o experimento, é de extrema importância o balanceamento da ponte através do potenciômetro multivoltas. Dessa forma, o *lock-in* ficará no seu modo mais sensível. Então, quando a amostra variar sua resistência elétrica, devido por exemplo à aplicação de um campo magnético externo, a ponte de Wheatstone ficará desbalanceada e surgirá uma diferença de potencial V_{12} . Esta tensão será amplificada pelo amplificador diferencial e detectada pelo amplificador *lock-in* (ver fig. 2.9). Observe que esta técnica não utiliza quatro pontas, apenas duas, de forma que a montagem experimental usada neste caso é a mesma da técnica de quatro pontas (figura 2.4), porém só são utilizadas as pontas externas (ver fig. 2.10). Esta técnica também é conhecida como pseudo quatro pontas.

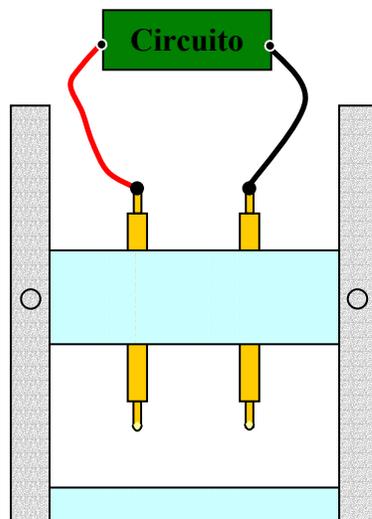


Fig. 2.10: Ilustração da montagem experimental da técnica de magnetoresistência diferencial. O “circuito” simboliza a fonte de corrente AC + ponte de Wheatstone + amplificador diferencial.

É importante observar que o sinal que o *lock-in* mede é tensão e, portanto o resultado experimental da magnetoresistência diferencial fica do tipo *Tensão x Campo Magnético*. Para converter a diferença de potencial em resistência elétrica é necessário achar o coeficiente angular da reta $V_{lock-in} \times R_{Amostra}$. Isso é feito colocando uma década de resistores no lugar da amostra. Assim, variando a resistência elétrica da década em passos de $100\text{m}\Omega$ e medindo a tensão no *lock-in*, é possível traçar a reta $V_{lock-in} \times R_{Amostra}$ com bastante precisão (ver fig. 2.10).

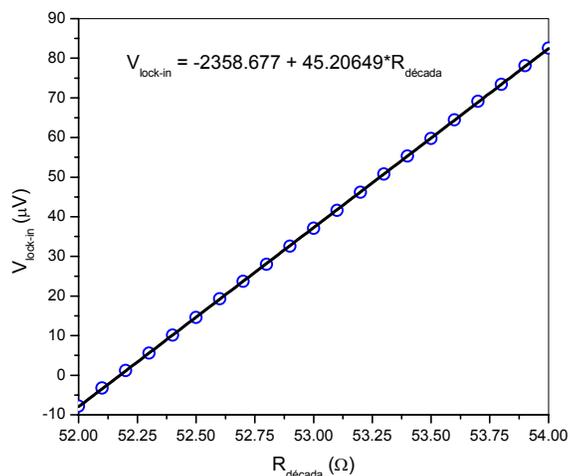


Fig. 2.11: Exemplo da calibração da magnetoresistência diferencial. Neste caso o ganho do amplificador diferencial é 10x e o coeficiente foi de $45.206 \mu V \Omega^{-1}$.

A motivação inicial para construir a técnica de magnetoresistência AC era investigar a excitação de magnons devido à passagem de uma corrente elétrica DC pela amostra (I_{dc}) [3]. Para isto, é necessário medir a resistência diferencial em função de I_{dc} para diferentes valores de campo magnético aplicado. Por isso, a técnica de magnetoresistência diferencial foi desenvolvida. Atualmente essa técnica pode ser usada para estudar a magnetoresistência de amostras juntamente com a técnica DC, com algumas vantagens e desvantagens que serão discutidas na primeira seção do capítulo 3.

2.3 Ressonância Ferromagnética (FMR)

A idéia básica de um experimento de ressonância ferromagnética consiste em medir as linhas de absorção ressonantes, com uma radiação de microondas, devido aos *spins* eletrônicos de uma amostra ferromagnética. Para isso, aplica-se um campo magnético estático \vec{H}_0 e perpendicularmente a esse campo aplica-se um campo de microondas $\vec{h}(t)$. O campo \vec{H}_0 exerce um torque no momento magnético total dos *spins* eletrônicos \vec{S} , causando assim uma variação desse momento angular. Como a magnetização da amostra $\vec{M} \propto \vec{S}$, então a equação de movimento da magnetização, que é dada pela Lei de Newton, fica:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_0, \quad (2.11)$$

onde $\gamma = 2\pi \times 2,8 \text{ GHz/kOe}$ é o fator giromagnético. A figura 2.12 ilustra o movimento de precessão da equação 2.11 que é caracterizado pela frequência de precessão conhecida com frequência de Larmor $\omega_0 = \gamma H_0$.

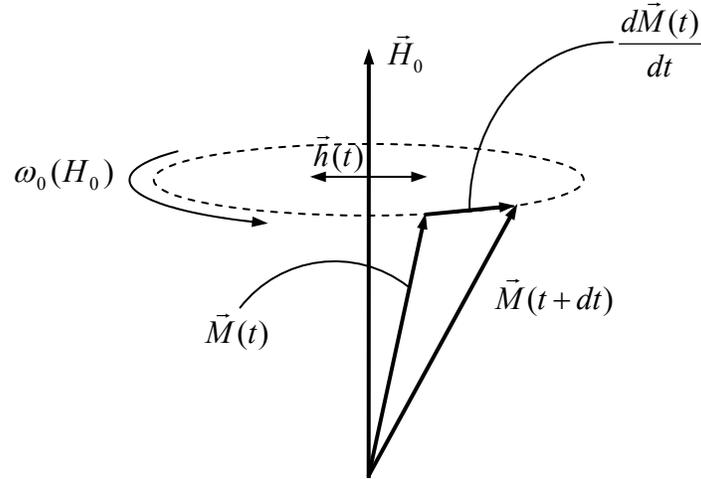


Fig. 2.12: Ilustração do movimento de precessão da magnetização devido à aplicação de um campo magnético externo e está de acordo com a equação 2.1.

A amplitude do campo de microondas $\vec{h}(t)$ é da ordem de frações de oersted, enquanto que os valores de H_0 são da ordem de centenas ou milhares de oersted, isto é, $|\vec{h}(t)| \ll |\vec{H}_0|$. Portanto, a radiação de microondas funciona como uma perturbação periódica do movimento dado pela equação 2.11 e ilustrado na figura 2.12. As espessuras das amostras estudadas nessa dissertação (dezenas de Å) são menores do que o comprimento de penetração da radiação eletromagnética, então o campo de microondas $\vec{h}(t)$ é uniforme dentro da amostra. Dessa forma, quando a frequência de microondas ω fica próxima de ω_0 , o modo uniforme dos *spins* eletrônicos é excitado e a amostra absorve energia da radiação eletromagnética incidente, estabelecendo assim a ressonância ferromagnética. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura de linha dá informações sobre mecanismos microscópicos de relaxação da magnetização. A figura 2.13 mostra uma ilustração simplificada de uma montagem experimental de ressonância ferromagnética. Nestes experimentos, a amostra é colocada dentro de uma cavidade, de forma que quando a mesma absorve a energia da radiação eletromagnética

incidente, a reflexão da cavidade é alterada. Em um experimento típico de FMR, fixa-se a frequência da radiação de microondas na mesma frequência de ressonância da cavidade. O campo magnético estático é então variado e quando a frequência de precessão dos *spins* se iguala à frequência da radiação incidente, ocorre a ressonância. Tipicamente, o fator de qualidade das cavidades de microondas utilizado é da ordem de 1000. O diodo detector retifica a radiação refletida pela cavidade de microondas, medindo desta forma, a absorção da amostra.

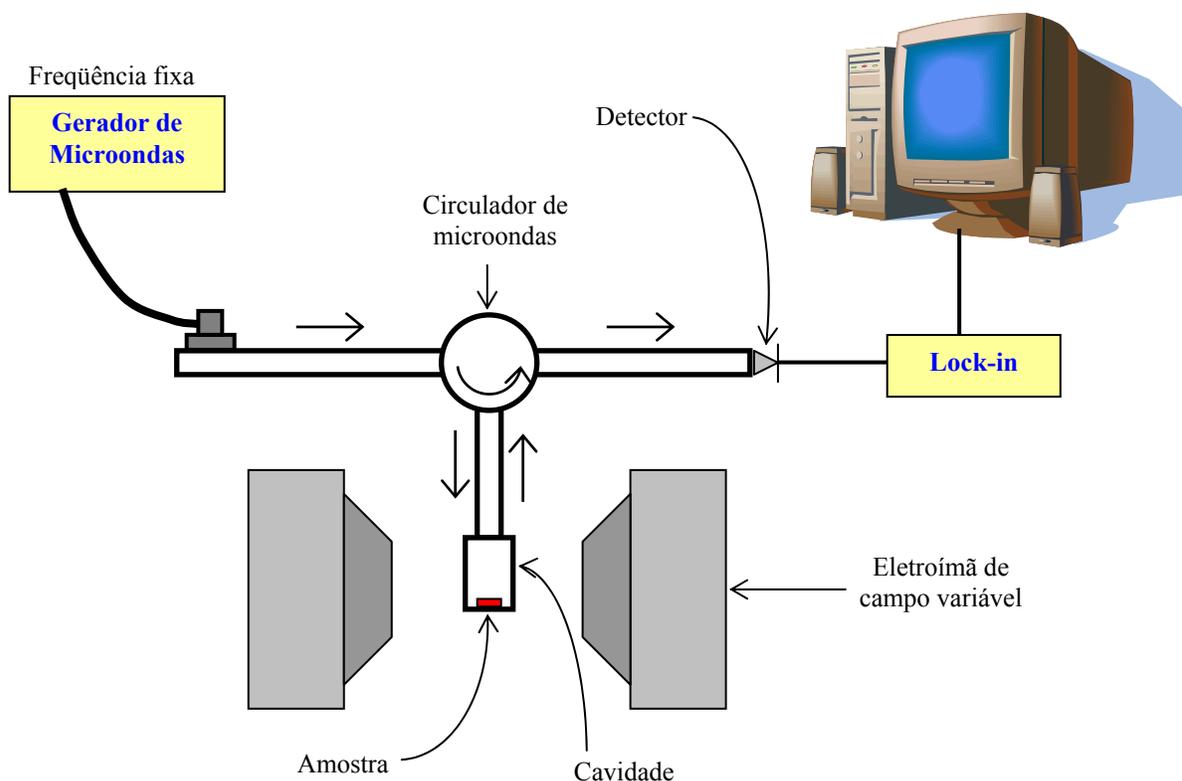


Fig. 2.7: Ilustração simplificada da montagem de ressonância ferromagnética.

Ao aplicar o campo $\vec{h}(t)$ na amostra é possível medir sua susceptibilidade magnética. O campo magnético aplicado na amostra é a soma do campo estático \vec{H}_0 com o campo de microondas $\vec{h}(t)$, assim a equação 2.11 fica:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_0 + \vec{h}(t)), \quad (2.12)$$

onde, a parte temporal da radiação de microondas é admitida ser harmônica, então:

$$\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}; \quad \vec{h}(t) = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y}) e^{-i\omega t}, \quad (2.13)$$

onde $h_x, h_y \ll H_0$. No regime estacionário, as componentes da magnetização que são perpendiculares ao campo estático descrevem um movimento harmônico, assim:

$$\vec{M} = \vec{m}(t) + M_0 \hat{z}; \quad \vec{m}(t) = (m_{x0} \hat{x} + m_{y0} \hat{y}) e^{-i\omega t}, \quad (2.14)$$

onde $m_{x0}, m_{y0} \ll M_0$. Substituindo as equações 2.14 e 2.13 na equação 2.12, tem-se que,

$$\vec{m}(t) = \tilde{\chi} \vec{h}(t):$$

$$\begin{pmatrix} m_{x0} \\ m_{y0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

onde $\tilde{\chi}$ é chamado de tensor susceptibilidade magnética e:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_m \omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}; \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = i \frac{\omega_m \omega}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (2.16)$$

onde $\omega_m = \gamma M_0$ e $\omega_0 = \gamma H_0$. De acordo com as equações 2.16, quando o campo magnético estático é tal que $\omega_0 = \omega$ ocorre a ressonância do sistema e a amplitude da precessão de \vec{M} aumenta bruscamente. Na realidade, quando \vec{M} precessiona em torno de \vec{H}_0 a interação *spin*-órbita nos átomos faz com que parte da energia magnética seja transferida para a rede cristalina. Isso resulta num amortecimento (relaxação) do movimento de \vec{M} , de modo que, a magnetização tende a restaurar a posição de equilíbrio. Desta maneira, é necessário introduzir fenomenologicamente os termos de relaxação na equação 2.12. Uma boa discussão sobre equações de movimento de magnetização, incluindo relaxação, pode ser

encontrada na referência [4]. É possível mostrar que a potência absorvida pela amostra dentro da cavidade é dada por [5]:

$$P = \frac{1}{2} \omega \chi''_{xx} h_x^2, \quad (2.17)$$

onde χ''_{xx} é a parte imaginária de χ_{xx} . Em filmes e multicamadas magnéticas a potência absorvida pela amostra (equação 2.17) é muito pequena, de modo que é necessário utilizar técnicas especiais de detecção (*lock-in* e amplificação seletiva). Para isso, aplica-se um pequeno campo magnético externo de modulação (com frequência de alguns kHz) variável harmonicamente no tempo e na mesma direção do campo estático \vec{H}_0 . Devido ao campo magnético de modulação a detecção é feita por um amplificador *lock-in*. Toda a montagem experimental de ressonância ferromagnética fez parte da tese de doutorado de Carlos Chesman de Araújo Feitosa apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco. O gráfico da figura 2.8.a mostra uma curva típica de χ''_{xx} , que é uma Lorentziana, e sua derivada é mostrada na figura 2.8.b. O gráfico da figura 2.8.c mostra um resultado experimental de ressonância ferromagnética de um filme simples de *permalloy* com 64Å de espessura juntamente com um ajuste numérico a derivada da Lorentziana como curva de ajuste. Neste caso o campo magnético externo \vec{H}_0 foi aplicado no plano do filme e a frequência da radiação incidente foi 8,61GHz.

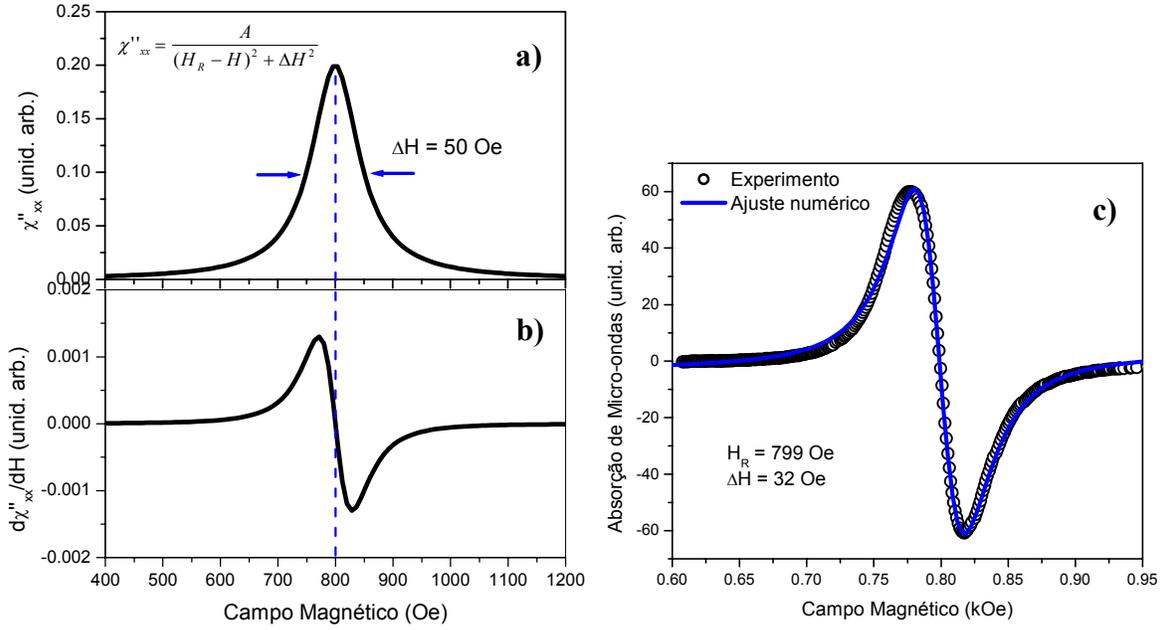


Fig. 2.8: Sinal de ressonância ferromagnética; a) e b) ilustrações de uma Lorentziana e sua derivada, com campo de ressonância de 800 Oe e largura de linha de 50 Oe; c) Derivada da curva de ressonância ferromagnética de um filme simples de *permalloy* de 64 Å de espessura. Também é mostrado o ajuste numérico, linha cheia, tendo como base a expressão da derivada da Lorentziana.

Para calcular a frequência de ressonância, pode-se utilizar a equação de movimento da magnetização 2.11, onde o campo magnético \vec{H}_0 é substituído por um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} = -\gamma \vec{M} \times \nabla_M E(\vec{M}). \quad (2.21)$$

$E(\vec{M})$ é a energia magnética livre que expressa todas as interações magnéticas internas e externas da amostra e as derivadas são feitas em relação às componentes da magnetização. Dessa forma, a equação para a frequência de ressonância pode ser expressa em função das derivadas da energia magnética livre, que em coordenadas esféricas fica [6]:

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]_{\theta_0 \phi_0}, \quad (2.22)$$

onde θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal, respectivamente e θ_0 e ϕ_0 são os ângulos de equilíbrio da magnetização. No capítulo 3 serão apresentados resultados de ressonância ferromagnética para apenas dois tipos de sistemas: filmes simples ferromagnéticos e filmes ferromagnéticos depositados sobre materiais antiferromagnéticos (*exchange bias*). Por isso, é importante usar a equação 2.22 para deduzir a expressão da frequência de ressonância nesses dois casos. A formulação da energia livre magnética é baseada nos conceitos discutidos no apêndice A.

Assim, para filmes simples a energia por unidade de volume fica:

$$E^{\text{simples}} = E_z + E_u + E_d + E_s, \quad (2.23)$$

onde E_z é a energia Zeeman (equação A.7) que resulta da interação entre a magnetização do filme e o campo magnético externamente aplicado, E_u é a energia magneto-cristalina uniaxial (equação A.13 em primeira ordem) que é originada da tensão mecânica devido ao descasamento do parâmetro de rede entre o filme ferromagnético e o substrato, E_d é a energia de desmagnetização (equação A.11) devido ao fato da amostra ser finita e E_s é a energia de superfície (equação A.12) originada da perda de simetria devido à presença da superfície em filmes finos. Observe que E_d e E_s devem ser levados em conta para resolver a equação 2.22, pois antes de executar as derivadas a equação 2.23 é escrita supondo que a magnetização não está no plano do filme. Então, usando coordenadas esféricas mostradas na figura 2.9 a energia por unidade de volume (equação 2.23) fica:

$$E^{\text{simples}} = -MH[\sin \theta_H \sin \theta \cos(\phi_H - \phi) + \cos \theta_H \cos \theta] + \\ - K_u [\sin \theta \sin \theta_u \cos(\phi - \phi_u) + \cos \theta \cos \theta_u]^2 + 2\pi M_{ef}^2 \cos^2 \theta, \quad (2.24)$$

onde $2\pi M_{ef}^2 = 2\pi M^2 - K_s$. Observe que agora o campo magnético estático é designado por H .

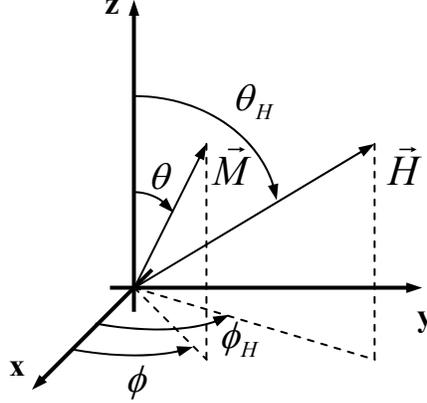


Fig. 2.9: Coordenadas esféricas usadas para escrever a equação 2.24. Observe que o vetor que aponta na direção do eixo de simetria da energia magneto-cristalina uniaxial $\hat{\theta}_u$ não é mostrado.

Substituindo a equação 2.24 na equação 2.22 e aplicando a condição de que os vetores que representam as grandezas físicas estão no plano xy, isto é, $\theta = \theta_H = \theta_u = \frac{\pi}{2}$, tem-se que:

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left\{ [MH \cos(\phi_H - \phi_0) + 2K_u \cos^2(\phi_0 - \phi_u) + 4\pi M_{ef}^2] \times \right. \\ \left. [MH \cos(\phi_H - \phi_0) + 2K_u [2 \cos^2(\phi_0 - \phi_u) - 1]] \right\} \quad (2.25)$$

Em experimentos de ressonância ferromagnética os campos magnéticos usados são da ordem de centenas de oersted, de modo que é razoável supor que a amostra está saturada. Dessa forma, $\phi_0 = \phi_H$ e a equação 2.25 fica:

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = (H + 4\pi M)(H - H_u) + H_u(3H - H_u + 8\pi M_{ef}) \cos^2(\phi_0 - \phi_u) + \\ + 2H_u^2 \cos^4(\phi_0 - \phi_u) \quad (2.26)$$

onde $H_u = 2\frac{K_u}{M}$ é o campo magnético de anisotropia magneto-cristalina uniaxial. É importante lembrar que nos experimentos de ressonância ferromagnética a frequência de ressonância ω_R é fixa e dada pela frequência de ressonância da cavidade de microondas ω' . A ressonância do filme é estabelecida variando-se o campo magnético externo H até que o lado direito da equação 2.26 seja igual ao lado esquerdo. Para encontrar a equação do campo magnético de ressonância H_R é necessário inverter a equação 2.26 [7]. Usando o fato de que em condições experimentais $4\pi M_{ef} > H \gg H_u$ e invertendo a equação 2.26 para obter o campo de ressonância tem-se que:

$$H_R = \frac{(\omega')^2}{4\pi M_{ef}} - 2H_u \cos^2(\phi_0 - \phi_u). \quad (2.27)$$

A equação 2.27 será usada para ajustar numericamente os resultados experimentais de ressonância ferromagnética de filmes simples do capítulo 3, a fim de obter o campo de anisotropia uniaxial H_u .

No caso de uma bicamada magnética composta de uma camada ferromagnética depositada sobre uma camada antiferromagnética, a energia magnética livre por unidade de volume fica:

$$E^{bicamada} = E_z + E_u + E_d + E_s + E_{eb}, \quad (2.28)$$

onde os quatro primeiros termos do lado direito da equação 2.28 são idênticos aos da equação 2.23 e E_{eb} é a energia associada ao acoplamento direto ou *exchange bias* (equação A.36). Note que a única contribuição da camada antiferromagnética é no acoplamento direto. É desprezada a energia da parede de domínio que se forma na camada

antiferromagnética. Usando o sistema de coordenadas mostrado na figura 2.9 para escrever a equação 2.28 em função dos ângulos esféricos tem-se que:

$$E^{\text{bicamada}} = -MH[\sin \theta_H \sin \theta \cos(\phi_H - \phi) + \cos \theta_H \cos \theta] + \\ - K_u [\sin \theta \sin \theta_u \cos(\phi - \phi_u) + \cos \theta \cos \theta_u]^2 + 2\pi M_{ef}^2 \cos^2 \theta + , \quad (2.29) \\ - J_E [\sin \theta \sin \theta_A \cos(\phi - \phi_A) + \cos \theta \cos \theta_A]$$

onde o índice A refere-se à camada antiferromagnética. Substituindo a equação 2.29 em 2.22, a equação para a frequência de ressonância de uma bicamada com acoplamento direto fica:

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left\{ [MH \cos(\phi_H - \phi_0) + 2K_u \cos^2(\phi_0 - \phi_u) + 4\pi M_{ef}^2 + J_E \cos(\phi_0 - \phi_A)] \times \right. \\ \left. [MH \cos(\phi_H - \phi_0) + 2K_u [2 \cos^2(\phi_0 - \phi_u) - 1] + J_E \cos(\phi_0 - \phi_A)] \right\}, \quad (2.30)$$

onde $K_u = \frac{H_u}{2}M$ e $J_E = H_{eb}M$, com H_{eb} sendo o campo magnético de acoplamento *exchange bias*. Assim como foi feito na equação 2.25, o campo magnético aplicado externamente é capaz de saturar a amostra, assim $\phi_0 = \phi_H$ e a equação 2.30 fica:

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = (H + 4\pi M_{ef})(H - H_u) + H_{eb}(2H + 4\pi M - H_u) \cos(\phi_0 - \phi_A) + \\ + H_u(3H + 8\pi M_{ef} - H_u) \cos^2(\phi_0 - \phi_u) + H_{eb}^2 \cos^2(\phi_0 - \phi_A) + . \quad (2.31) \\ + 3H_u H_{eb} \cos(\phi_0 - \phi_A) \cos^2(\phi_0 - \phi_u) + 2H_u^2 \cos^4(\phi_0 - \phi_u)$$

Novamente, assumindo que as condições nos experimentos de ressonância ferromagnética satisfazem $4\pi M_{ef} > H \gg H_u, H_{eb}$ e invertendo a equação 2.31 para obter uma expressão aproximada para o campo de ressonância tem-se que [7]:

$$H_R = \frac{\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}{4\pi M_{ef}} - 2H_u \cos^2(\phi_0 - \phi_u) - H_{eb} \cos(\phi_0 - \phi_A). \quad (2.32)$$

A equação 2.32 será utilizada para ajustar numericamente os resultados experimentais de ressonância ferromagnética para filmes com acoplamento direto (*exchange bias*) do capítulo 3, e assim obter os valores de H_u e H_{eb} .

Referências bibliográfica

- [1] Introduction to Solid State Physics, C. Kittel, seventh edition, p.159;
- [2] J.G. Adler, J.E. Jackson, Rev. Sci. Instr. **37**, p.1049 (1966);
- [3] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J.Bass, W.C. Chiang, V. Tsoi, P. Wyder, Nature **406**, p.46 (2000);
- [4] *International Series of Monographs in Solid State Physics*, Ferromagnetic Resonance **vol.4**, seção 8, ed. S.V. Vonsovskii, Pergamon Press (1966);
- [5] Notas de aula, 2ª Escola Brasileira de Magnetismo, Prof. Sergio Machado Rezende;
- [6] H. Suhl, Phys. Rev. **97**, p.555 (1956); J. Smit and H.F. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, p.113 (1955);
- [7] A. Layadi, W.C. Cain, J.-W. Lee and J.O. Artman, IEEE trans. Magn. **MAG-23**, p.2993 (1987);

Capítulo 3

Resultados Experimentais e Interpretações Fenomenológicas

Inicialmente neste capítulo serão discutidas de maneira comparativa as vantagens e desvantagens das técnicas de medidas de magnetoresistência DC e diferencial sem abordar a origem física dos fenômenos magnéticos envolvidos nos experimentos. Em seguida, na seção 2, é discutido o fenômeno da magnetoresistência anisotrópica (AMR) em filmes simples de ferro, cobalto e *permalloy* ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) tanto de forma fenomenológica quanto experimental. Na seção 3, o efeito da magnetoresistência gigante (GMR) é abordado em tricamadas metálicas onde duas camadas ferromagnéticas são separadas por uma não magnética. Explicações fenomenológicas para os resultados experimentais serão sugeridas. A GMR também é estudada teórica e experimentalmente em multicamadas do tipo válvulas de *spin* na seção 5. Também será apresentado, ainda na seção 4, um estudo experimental sobre as propriedades de transporte em bicamadas ferromagnéticas/antiferromagnéticas que apresentam acoplamento direto, ou seja, *exchange bias*. Os resultados experimentais de magnetoresistência dos filmes simples e multicamadas magnéticas (seção 2 até seção 5) são obtidos com a técnica de quatro pontas DC. A corrente elétrica utilizada nestas medidas depende da amostra e varia entre 0,2 até 1 mA.

O tratamento teórico feito neste capítulo é baseado na formulação fenomenológica da energia magnética livre do sistema. Todas as contribuições relevantes para a energia livre de filmes e multicamadas magnéticas estão discutidas no apêndice A.

3.1 Magnetoresistência DC x Diferencial

Nesta seção serão abordados três diferentes aspectos que são importantes para a interpretação experimental destas técnicas: (i) efeito Joule; (ii) ruído experimental; (iii) medidas de resistência elétrica absoluta.

(i) Efeito Joule:

De acordo com a lei de Ohm a potência elétrica dissipada pela amostra varia com o quadrado da corrente elétrica ($P = Ri^2$). Então, o aquecimento da amostra devido à passagem de uma corrente elétrica é inevitável. Neste aspecto, a magnetoresistência diferencial possui uma grande vantagem em relação à técnica de magnetoresistência DC, pois em geral, para uma mesma relação sinal-ruído, a corrente elétrica usada na técnica diferencial (I_{dif}) é dez vezes menor do que a corrente elétrica usada na técnica DC (I_{dc}) (ver fig. 3.1). A explicação de $I_{dc} \cong 10I_{dif}$ é que em medidas AC o ruído eletrônico é minimizado devido ao uso da detecção *lock-in*. Assim o efeito Joule é minimizado no caso diferencial. Isto é importante, pois, dependendo do valor da densidade de corrente elétrica a estrutura magnética pode sofrer alterações drásticas chegando a provocar um tratamento térmico na amostra.

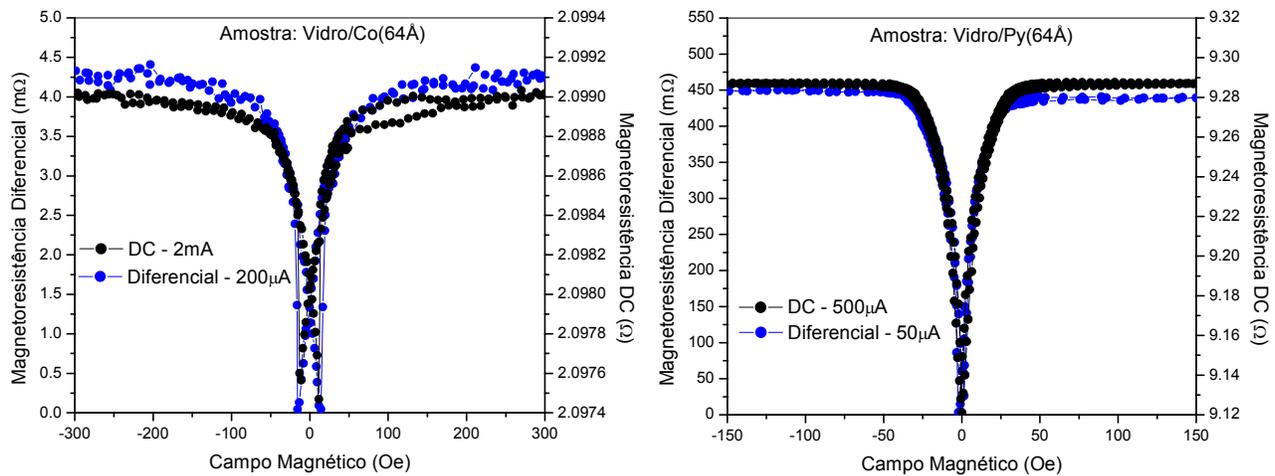


Fig. 3.1: Comparação entre resultados obtidos com a técnica DC e diferencial, mostrando a diferença do valor da corrente elétrica utilizada. Nestes experimentos a frequência AC utilizada foi de 500Hz e a intensidade da corrente elétrica é dada em rms.

(ii) Ruído:

É verificado que resultados experimentais ruidosos são comuns em medidas de magnetoresistência DC de filmes muito finos, naqueles casos onde a corrente elétrica aplicada é menor do que $100\mu A$. Para minimizar os efeitos de ruídos, todos os experimentos DC foram feitos com $I_{dc} > 200\mu A$. É importante salientar que é possível realizar experimentos DC com corrente de $100\mu A$ ou até mesmo menor, mas depende da amplitude da magnetoresistência da amostra. No desenvolvimento experimental utilizado, estivemos interessados em eliminar fontes de ruído mecânico, ruído devido ao contato, etc. Por estas razões foi montada a técnica de magnetoresistência diferencial, que utiliza detecção com referência de fase e frequência (*lock-in*). Desta forma, verificou-se que o ruído eletrônico da técnica AC é inferior ao da técnica DC. Para mostrar este fato de forma qualitativa, a fig. 3.2 contém resultados experimentais, para filmes simples, utilizando as duas técnicas. No caso AC, o valor da corrente elétrica é dado em rms e a frequência utilizada foi de 500Hz.

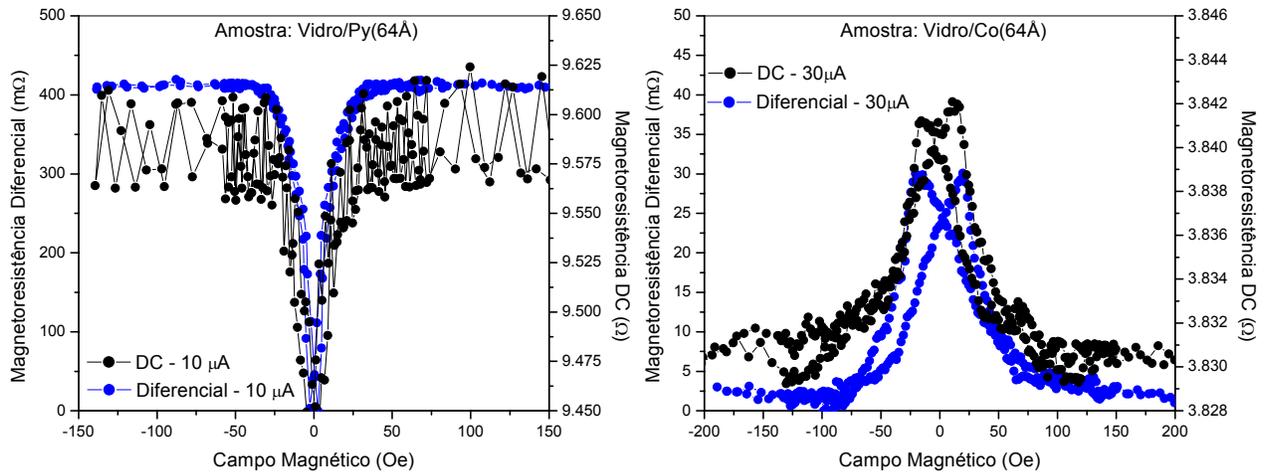


Fig. 3.2: Resultados experimentais de filmes simples de cobalto e *permalloy*, mostrando a relação sinal-ruído para um mesmo valor de corrente elétrica.

(iii) Medidas de Resistência Absoluta:

Provavelmente a única grande vantagem da técnica DC é a medida absoluta da resistência, pois a técnica AC mede apenas variação da resistência. De forma que a técnica DC é usada principalmente para calcular a variação percentual da magnetoresistência (ver fig. 3.3a) e para obter os resultados experimentais de $R_{amostra}$ x ângulo azimutal (ver fig. 3.3b), que medem a AMR. É importante ressaltar que o método das quatro pontas DC mede apenas a resistência da amostra, ou seja, com as quatro pontas elimina-se as resistências de contato entre os eletrodos e a superfície do filme.

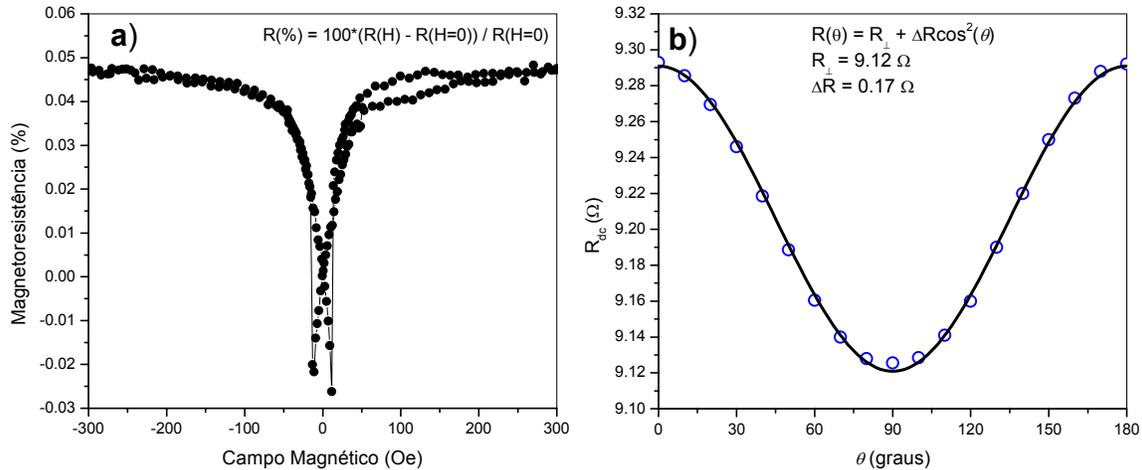


Fig. 3.3: Medidas de resistência DC em filmes simples; a) magnetoresistência percentual para um filme simples de cobalto de 64Å depositado sobre vidro; b) fenômeno da magnetoresistência anisotrópica em Vidro/Py(64Å).

Devido as suas vantagens, a técnica DC será utilizada na obtenção de todos os resultados experimentais nas seções seguintes.

3.2 Filmes Simples

O objetivo desta seção é interpretar resultados experimentais de magnetoresistência de filmes finos simples de ferro, cobalto e *permalloy*, em temperatura ambiente. Na seção 3.2.1, será abordado, de forma qualitativa, o efeito da magnetoresistência em função do ângulo no plano da amostra em filme de ferro monocristalino. Na seção 3.2.2, a AMR será estudada através de um modelo fenomenológico simples em filmes policristalinos de cobalto e *permalloy*. Será considerado que o filme se comporta com um monodomínio, portanto efeitos de histerese magnética não estarão presentes nos resultados teóricos. O modelo é baseado na minimização da energia magnética livre do sistema. O Algoritmo de minimização é baseado nas derivadas de primeira e segunda ordem da energia e foi desenvolvido em linguagem *Delphi* (ver apêndice B.1).

Como foi mostrado na seção 3 do capítulo 1, o efeito magnetoresistivo presente em nossos filmes simples é a AMR. Este efeito é originado no espalhamento dos elétrons de condução devido à existência de uma magnetização \vec{M} do filme, isto é, devido a interação entre os elétrons de condução com aqueles responsáveis pela magnetização do filme.

3.2.1 Ferro Monocristalino

O filme de ferro possui 67\AA de espessura e foi depositado sobre um substrato de óxido de magnésio, que é orientado na direção $[001]$. Desta forma, a camada ferromagnética de ferro foi crescida na direção $[001]$ e a energia magnética associada à anisotropia cúbica desta amostra é a equação A.24. Na figura 3.4 estão ilustrados os eixos de anisotropia cúbica em relação aos eixos cristalinos e em relação aos lados da amostra. Também é mostrada a direção em que a densidade de corrente elétrica \vec{j} é aplicada na amostra para medidas de magnetoresistência.

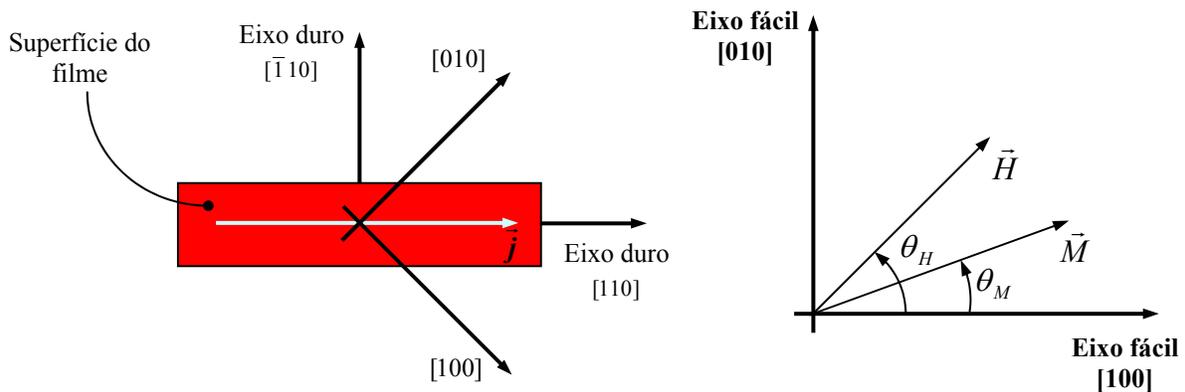


Fig. 3.4: Ilustração da geometria experimental no caso da amostra de ferro monocristalino.

Utilizando a técnica de quatro pontas descrita no capítulo 2, foram realizadas medidas de resistência elétrica (R) versus campo magnético externo (\vec{H}) para diferentes valores de ângulo (θ_H) entre o campo \vec{H} e o eixo fácil da amostra (ver fig. 3.4). Para

interpretar qualitativamente os resultados experimentais é necessário ter em mente que os efeitos magnetoresistivos são devidos à AMR e por conseguinte (equação 1.14) $R \propto \cos^2 \theta$, onde θ é o ângulo formado entre a magnetização da camada de ferro e a direção da corrente elétrica aplicada. Também é importante lembrar que o ângulo de equilíbrio θ_M é resultado da competição entre as energias magnéticas do sistema, que neste caso são energia Zeeman e de anisotropia cúbica. Portanto, no nosso caso (ver figura 3.4) $R \propto \cos^2(\theta_M - 45^\circ)$, pois a corrente é aplicada na direção do eixo duro da anisotropia magneto-cristalina cúbica.

A figura 3.5.a mostra R versus H no caso de $\theta_H = 45^\circ$, isto é, o campo magnético externo é aplicado paralelamente à corrente elétrica, ou seja, paralelamente ao eixo duro da direção [110] (ver fig. 3.4). Então, quando a amostra está saturada ($H > H_{sat} \approx 300$ Oe) a magnetização do filme forma um ângulo de 45° com o eixo fácil ($\theta_M = 45^\circ$, direção [110] na figura 3.4). Neste caso a energia Zeeman domina sobre a energia de anisotropia cúbica fazendo com que a magnetização aponte paralelamente ao campo magnético externo (ver ilustrações da figura 3.5.a). Desta forma, a resistência é máxima, pois $R \propto \cos^2(\theta_M - 45^\circ) = 1$. Na região em que o campo magnético $H \approx 0$, a energia de anisotropia cúbica é a dominante, de modo que, a magnetização procura ficar no eixo fácil da anisotropia cúbica, ou seja, ela minimiza a energia de anisotropia cúbica (ver ilustrações da figura 3.5.a). Neste caso, $\theta_M = 90^\circ$ (direção [010] na figura 3.4) e a resistência passa por um mínimo $R \propto \cos^2(\theta_M - 45^\circ) = \frac{1}{2}$. Observe que quando o campo magnético externo é ligeiramente maior que zero ($H = H_+$), a magnetização do filme \vec{M} aponta na direção [010] e quando $H = H_-$, $\vec{M} // [100]$, pois é o eixo fácil mais próximo (ver ilustrações da

figura 3.5.a). No caso em que a amostra fica saturada para $H < 0$, a energia Zeeman faz com que o ângulo θ_M seja 225° (eixo duro e direção $[\bar{1}\bar{1}0]$ na figura 3.4) e então, a resistência assume novamente seu valor máximo $R \propto \cos^2(\theta_M - 45^\circ) = 1$.

Na figura 3.5.b também é mostrado um resultado experimental de magnetoresistência, mas com o campo magnético externo aplicado paralelamente ao eixo fácil da anisotropia cúbica ($\theta_H = 85^\circ$, isto é, direção $[100]$ da figura 3.4). A interpretação segue o mesmo procedimento usado anteriormente, ou seja, competição entre as energias Zeeman e da anisotropia cúbica. Observe que a amplitude da magnetoresistência da figura 3.5.b é muito pequena, quando comparada com a amplitude da magnetoresistência da figura 3.5.a. Isto pode ser explicado pelo fato de que, quando o campo magnético externo é aplicado paralelamente ao eixo fácil (figura 3.5.b), tanto a energia Zeeman quanto a energia de anisotropia cúbica são mínimas, não havendo assim, competição entre elas. Desta forma, no caso da figura 3.5.b, a variação de θ_M com o campo magnético externo é tal que a magnetização sempre permanece paralela ao eixo fácil $[100]$ (ver ilustrações da figura 3.5.b). Isto significa que em campos nulos a magnetização gira bruscamente da direção $[100]$ para $[\bar{1}00]$, ou seja, θ_M varia rapidamente de 0° até 180° . Desta forma, a resistência $R \propto \cos^2(\theta_M - 45^\circ)$, praticamente, não muda seu valor, pois $\cos^2(0^\circ - 45^\circ) = \cos^2(180^\circ - 45^\circ) = \frac{1}{2}$. Diferentemente, na figura 3.5.a, a competição entre as energias Zeeman e de anisotropia cúbica faz com que o ângulo θ_M varie com o campo magnético passando suavemente pelo eixo fácil (ver figura 3.5.a).

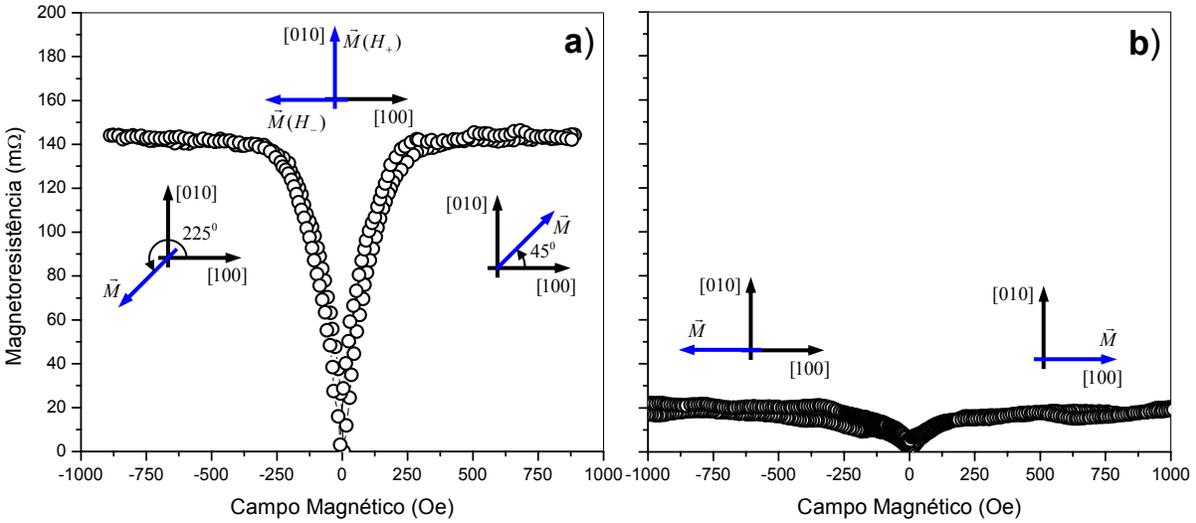


Fig. 3.5: Curvas experimentais de magnetoresistência, na mesma escala vertical e horizontal; a) o campo magnético externo é aplicado paralelamente a um dos eixos duro (direção [110] na figura 3.4); b) campo magnético aplicado paralelamente ao eixo fácil (direção [100] na figura 3.4). Também são mostradas ilustrações da orientação relativa da magnetização do filme em relação aos eixos da anisotropia magneto-cristalina cúbica para diferentes valores de campo magnético.

As figuras 3.6 mostram a variação das curvas experimentais de magnetoresistência com o ângulo θ_H , no plano da amostra, entre o campo magnético externo e o eixo fácil. Também são mostradas ampliações dos respectivos gráficos experimentais, mostrando anomalias próximas de campos nulos. Estas variações bruscas da magnetoresistência são explicadas pelo fato da magnetização passar por um dos eixos duros quando $H \approx 0$. Ou seja, em campos nulos, nas ilustrações das magnetizações mostradas na figura 3.5.a tem-se que a magnetização gira de $\vec{M}(H_+) // [010]$ para $\vec{M}(H_-) // [\bar{1}00]$. Portanto, para que isto ocorra é necessário que a magnetização passe pelo eixo duro $[\bar{1}10]$ e, então a magnetoresistência sofre uma pequena variação brusca em função do campo magnético. No caso da figura 3.5.b a magnetização gira de $\vec{M}(H_+) // [100]$ para $\vec{M}(H_-) // [\bar{1}00]$, passando por dois eixos duros $[110]$ e $[\bar{1}10]$. Note também que estas anomalias são mais visíveis fora dos eixos fáceis e duros, pois nestes eixos a magnetização gira muito rápida, não sendo possível verificar experimentalmente com o passo do campo magnético utilizado.

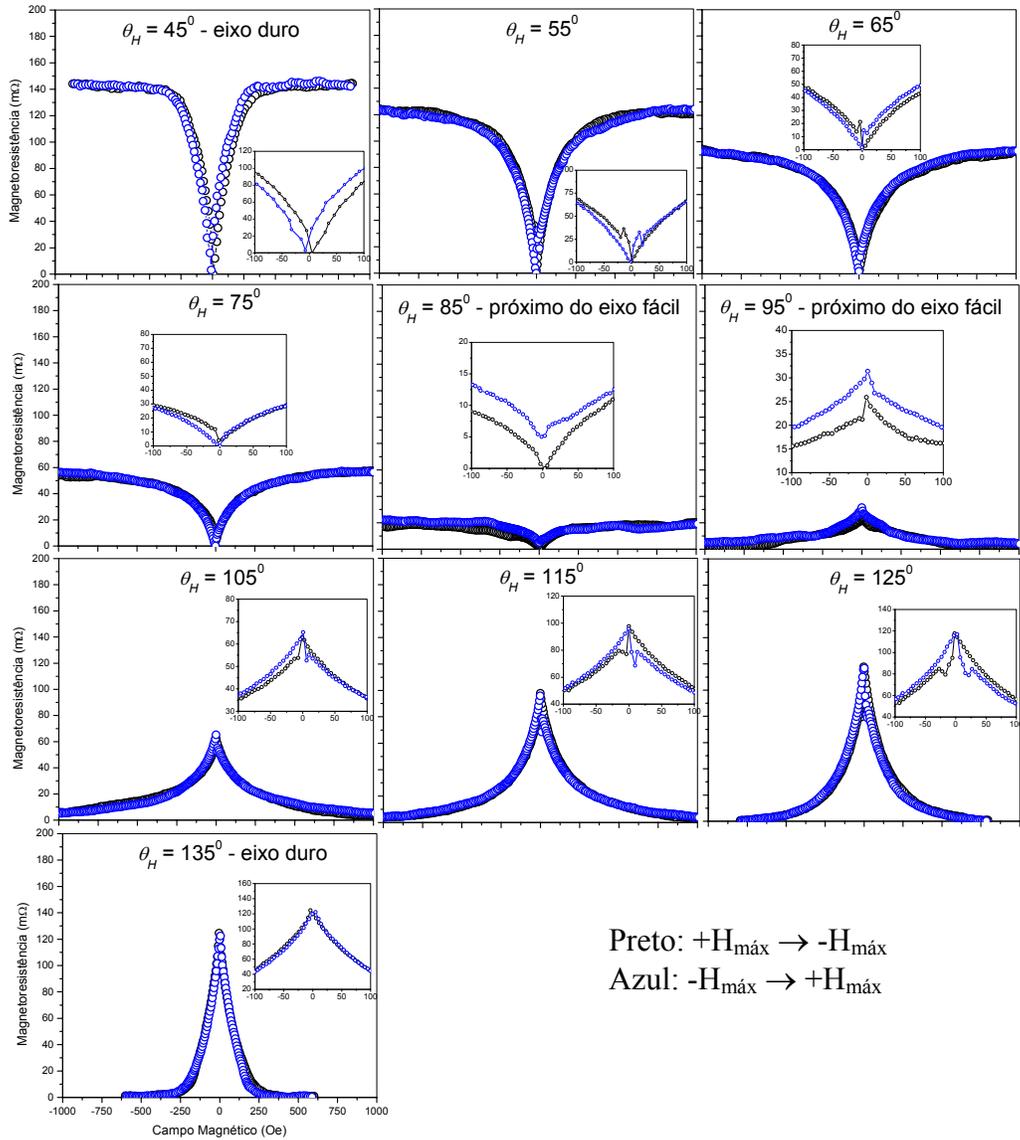


Fig.3.6: Resultados experimentais de magnetoresistência obtidos variando-se o ângulo entre o campo magnético externo e o eixo fácil [100].

3.2.2 Policristalino

Nesta subseção serão estudados resultados experimentais de magnetoresistência em filmes simples de cobalto e *permalloy* de 64Å de espessura. Os filmes foram depositados sobre substrato de vidro e, portanto, os filmes são policristalinos. A técnica utilizada para depositar estes filmes foi *sputtering*.

Sendo \vec{H} o campo magnético aplicado externamente e no plano da amostra, tem-se que $\vec{M} = \vec{M}(\vec{H})$. Nos cálculos teóricos, assumimos a condição de monodomínio, isto é, $|\vec{M}| \equiv \text{constante}$, e o campo magnético \vec{H} apenas muda a direção de \vec{M} e não altera seu módulo (rotação coerente da magnetização). Na realidade $|\vec{M}| = |\vec{M}(\vec{H})|$, pois os campos magnéticos em que os experimentos são realizados são menores que o campo de saturação.

Sendo R a resistência elétrica medida pelo método das quatro pontas (ver seção 1 do capítulo 2) e considerando-se apenas a AMR, tem-se que $R \propto \cos^2 \theta$ (ver equação 1.14), onde θ é o ângulo entre a densidade de corrente elétrica \vec{j} e a magnetização da amostra \vec{M} (ver fig. 1.3). Então, para gerar teoricamente o gráfico $R \times H$ é necessário encontrar como o ângulo θ varia com o campo magnético externo \vec{H} , isto é, θ vs H :

$$R \propto \cos^2 \theta, \quad \theta = \theta(\vec{H}), \quad \vec{H} // \text{plano da amostra.} \quad (3.1)$$

Como foi mencionado no início desta seção, o método utilizado para encontrar θ vs H é o de minimização da energia livre do sistema. No caso de um filme fino magnético policristalino as interações dominantes são: (i) interação Zeeman (equação A.7), que é a interação da magnetização do filme com o campo magnético externo e (ii) anisotropia uniaxial (equação A.13 em primeira ordem) devido ao pequeno campo magnético aplicado pela magnetron, durante a deposição dos filmes. A anisotropia cúbica não é considerada porque os filmes são policristalinos e na média a contribuição devido à simetria cúbica é nula. Então, a energia magnética livre por unidade de área pode ser escrita como:

$$E_{\text{total}} = -t\vec{M} \cdot \vec{H} - t \frac{K_u}{M^2} (\vec{M} \cdot \hat{\theta}_u)^2, \quad (3.2)$$

onde, a área da superfície do filme A foi omitida por simplicidade, t e \vec{M} são a espessura e a magnetização de saturação do filme, respectivamente; K_u é a constante de anisotropia magneto-cristalina uniaxial e $\hat{\theta}_u$ é o vetor unitário na direção do eixo uniaxial, que é definido pelo mínimo da energia uniaxial (equação A.13). Ou seja, o eixo uniaxial é o eixo de fácil magnetização da amostra. É possível escrever a constante de anisotropia magneto-cristalina uniaxial K_u em termos do campo magnético efetivo de anisotropia magneto-cristalina uniaxial H_u :

$$K_u = \frac{H_u}{2} M. \quad (3.3)$$

A figura 3.7 mostra o sistema de eixos usado para reescrever a equação 3.2 em função das coordenadas angulares. Com o auxílio da equação 3.3, a energia magnética livre total por unidade de volume e por unidade de magnetização fica:

$$\frac{E_{\text{total}}}{tM} = -H \cos(\theta_H - \theta_M) - \frac{H_u}{2} \cos^2 \theta_M, \quad (3.4)$$

onde, os ângulos estão definidos na figura 3.7. É importante lembrar que todas as grandezas físicas vetoriais estão no plano da amostra, que é o plano-xy mostrado na figura 3.7.

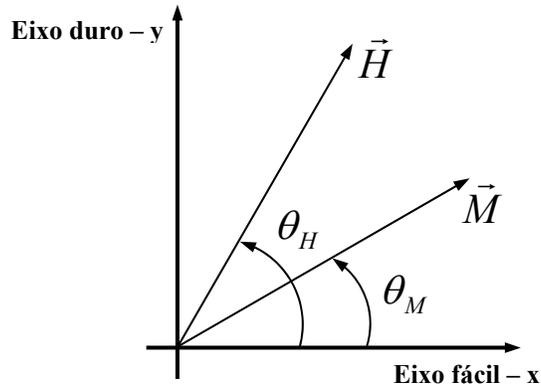


Fig. 3.7: Sistema de eixos usado para escrever a energia livre de um filme simples policristalino que possui um eixo de fácil magnetização. Também são mostradas as variáveis e grandezas físicas utilizadas para escrever a energia livre do sistema. Como a amostra é policristalina, os eixos de simetria não têm correlação com os eixos cristalinos.

O objetivo final do tratamento teórico é encontrar θ vs H , onde θ é definido na equação 3.1. Portanto, é preciso encontrar o ângulo θ_j entre a densidade de corrente elétrica \vec{j} e o eixo fácil, pois lembre-se que $\theta = \theta_j - \theta_M$ (ver fig. 3.8). Ao estabelecer os contatos na superfície do filme, θ_j é fixado e não varia durante os experimentos (ver fig. 3.8). Várias técnicas experimentais podem determinar a direção do eixo fácil tais como Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-óptico (MOKE) e Ressonância Ferromagnética (FMR). A seguir é mostrado como medidas de magnetoresistência podem ser utilizadas para obter o campo de anisotropia uniaxial.

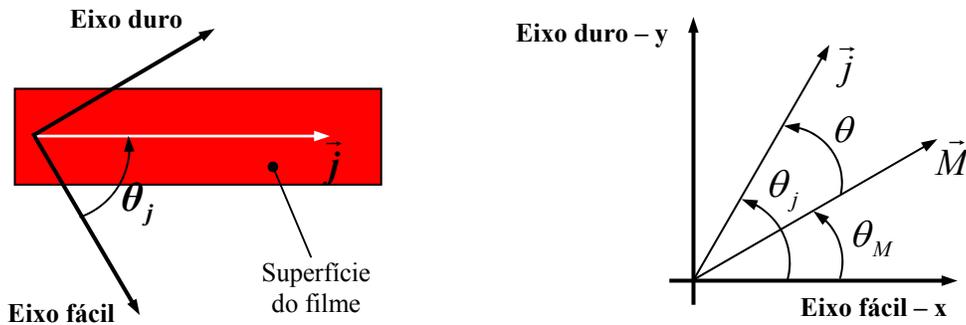


Fig. 3.8: Ilustração do sistema de eixos usado para escrever a energia livre em relação às dimensões da amostra. Observe a geometria do ângulo entre o eixo uniaxial (eixo fácil) e a direção da corrente elétrica (θ_j). Note também como é definido o ângulo $\theta = \theta_j - \theta_M$.

Para um valor específico de θ_H é possível encontrar como o ângulo de equilíbrio da magnetização (θ_M) varia com H . Para isso, é necessário minimizar a energia total do sistema (equação 3.4) em relação a θ_M . A minimização é feita através de um algoritmo desenvolvido em linguagem *Delphi*, que é baseado nas derivadas de primeira e segunda ordem da equação 3.4 (ver apêndice B.1). Usando a equação 3.1 é possível ajustar numericamente os resultados experimentais de magnetoresistência e obter os parâmetros

H_u , θ_j e θ_H . É importante salientar que a posição do eixo fácil não é conhecida a priori. Resultados teóricos da variação do ângulo de equilíbrio θ_M e da magnetoresistência R , com o campo H aplicado no plano da amostra, foram comparados com resultados experimentais e estão mostrados nas figuras 3.9 e 3.10. A figura 3.9.a mostra o ângulo de equilíbrio da magnetização θ_M obtido numericamente da equação 3.4. A figura 3.9.b mostra medidas de magnetoresistência de um filme de *permalloy* de 64Å de espessura (círculos vazios) e a simulação numérica (linha cheia) obtida a partir da equação 3.1 e dos ângulos de equilíbrio (figura 3.9.a). Com o ajuste numérico foram encontrados os seguintes parâmetros: $H_u = 8 \text{ Oe}$; $\theta_j = -70^\circ$; $\theta_H = 10^\circ$. As figuras 3.9.c e 3.9.d mostram resultados obtidos para o mesmo filme, onde $H_u = 8 \text{ Oe}$; $\theta_j = -70^\circ$; $\theta_H = 70^\circ$. As figuras 3.10 mostram resultados similares àqueles das figuras 3.9, obtidos agora para um filme de cobalto de 64Å de espessura. É importante observar que o modelo teórico não leva em conta a existência de vários domínios e, portanto não existe histerese magnética nos resultados teóricos, ao contrário dos resultados experimentais. No caso do filme de cobalto a diferença entre os resultados teóricos e experimentais é mais visível, em comparação com o filme de *permalloy* (ver fig. 3.10). Isto se ao fato de que o *permalloy* é mais “mole” do que o cobalto, ou seja, a baixa coercividade do Py.

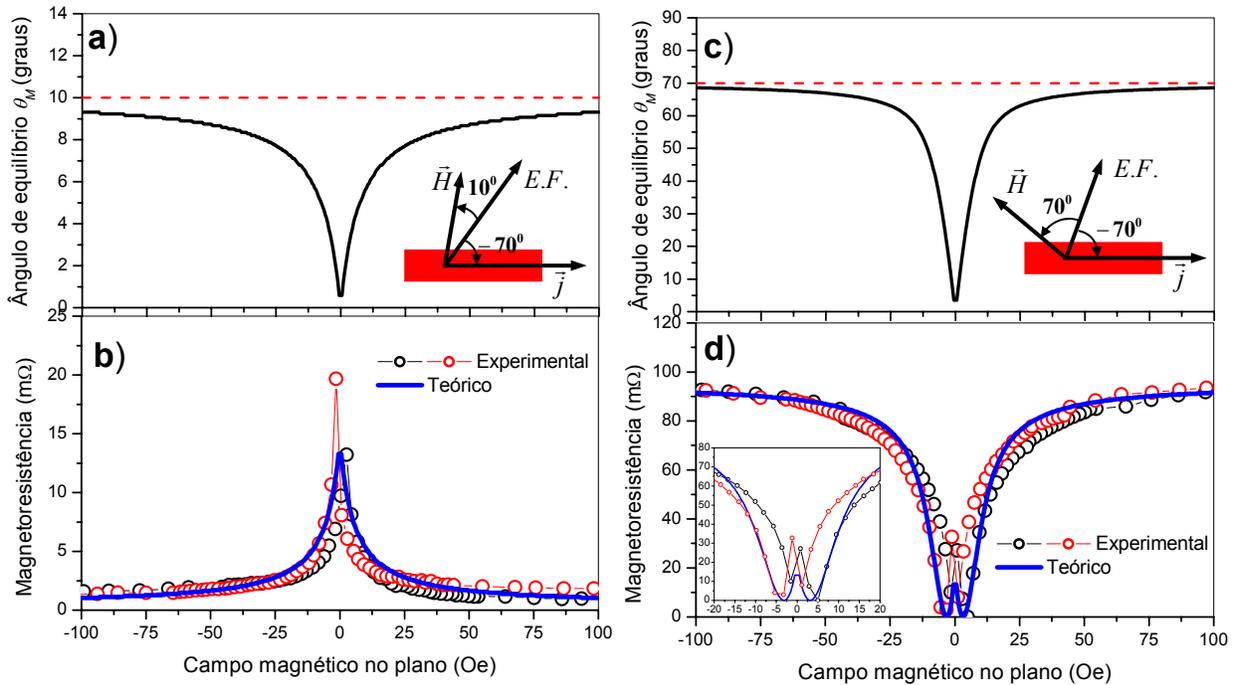


Fig. 3.9: Resultados das simulações comparados com os experimentos de um filme simples de *permalloy* de 64Å e campo uniaxial (H_u) de 8 Oe. Neste caso $\theta_j = -70^\circ$; a) e b) são para $\theta_H = 10^\circ$; c) e d) são para $\theta_H = 70^\circ$. A resistência experimental é medida com a técnica de quatro pontas. Também são mostradas ilustrações dos ângulos em relação ao eixo fácil (E.F.) da amostra.

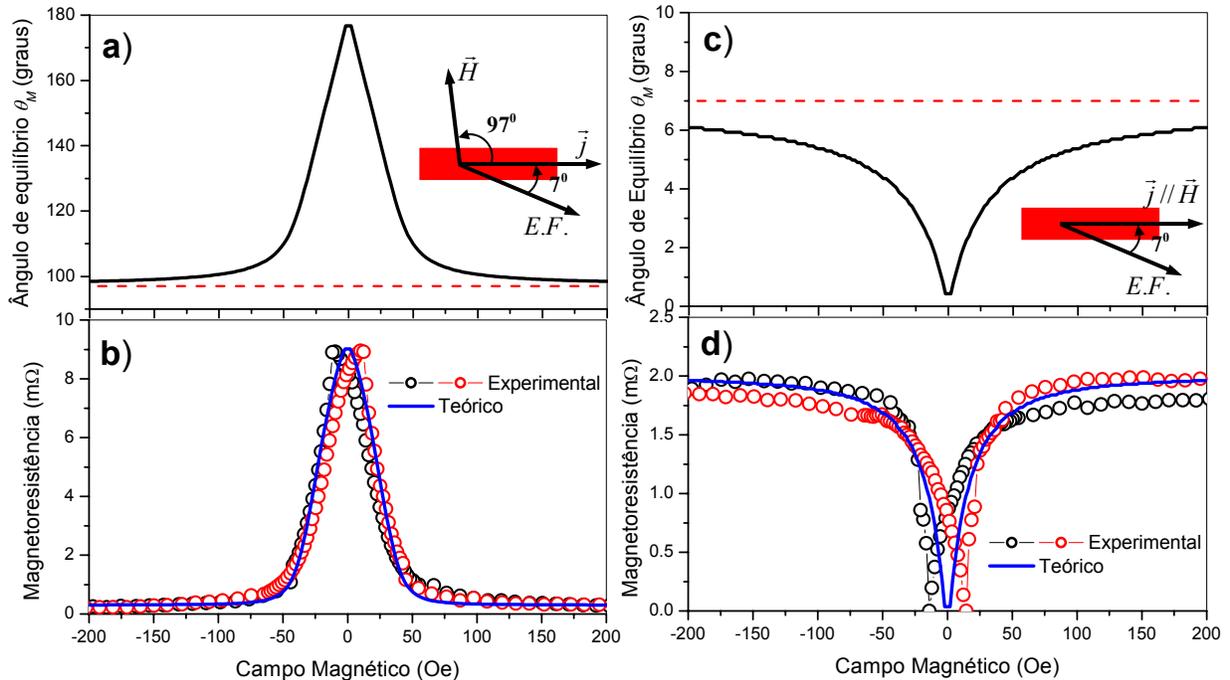


Fig. 3.10: Resultados teóricos comparados com os experimentais para um filme de Co com 64Å de espessura e campo uniaxial de 31 Oe, onde $\theta_j = 7^\circ$; a) e b) $\theta_H = 97^\circ$; c) e d) $\theta_H = 7^\circ$. A resistência experimental é medida com a técnica de quatro pontas. Note também as ilustrações dos ângulos com relação ao eixo fácil (E.F.) da amostra.

Observe que apesar do gráfico da figura 3.9.a mostrar um mínimo do ângulo de equilíbrio em função do campo magnético externo, a magnetoresistência (figura 3.9.b) apresenta um máximo. Note também que este fato não ocorre nos outros gráficos das figuras 3.9 e 3.10. A explicação é a seguinte: a magnetoresistência é calculada usando a equação 3.1, portanto é necessário analisar o $\cos^2(\theta_j - \theta_M)$, onde θ_M está mostrado na figura 3.9.a e $\theta_j = -70^\circ$. Usando os resultados da figura 3.9.a conclui-se que em $H \approx 0$ o $\cos^2(\theta_j - \theta_M) = \cos^2 70^\circ$ e para $H > H_{sat}$ o $\cos^2(\theta_j - \theta_M) = \cos^2 80^\circ$, então em campos nulos a magnetoresistência (figura 3.9.b) apresenta um máximo. No caso da figura 3.9.c observa-se que $[\cos^2(\theta_j - \theta_M)]_{H \approx 0} = \cos^2(70^\circ)$ e $[\cos^2(\theta_j - \theta_M)]_{H > H_{sat}} = \cos^2(140^\circ)$, assim a magnetoresistência da figura 3.9.d exibe um mínimo, pois $\cos^2(70^\circ) < \cos^2(140^\circ)$.

A ampliação da figura 3.9.d mostrar os detalhes, experimentais (vermelho e preto) e da simulação (azul), da magnetoresistência em campos magnéticos próximo de zero. Note que a magnetoresistência apresenta um máximo local nessa região de campo magnético. Isto é explicado pelo comportamento da função $\cos^2(\theta_j - \theta_M)$ no intervalo de ângulo mostrado na figura 3.9.c, isto é, $-140^\circ < (\theta_j - \theta_M) < -70^\circ$ (ver figura 3.11). Na figura 3.11 as setas vermelhas e verdes indicam o sentido da variação de $(\theta_j - \theta_M)$ quando o campo magnético externo é positivo e negativo, respectivamente. Ou seja, a seta vermelha indica a variação do campo magnético externo de 100 até 0 Oe, e a seta verde refere-se a variação de 0 até -100 Oe. Comparando as figuras 3.9.d e 3.11 é possível concluir que $H = 0$ significa $\theta_j - \theta_M = -70^\circ$, pois é um máximo local e $H > H_{sat}$ implica em $\theta_j - \theta_M = -140^\circ$, pois é o máximo absoluto. Dessa forma, conclui-se que $H \approx \pm 3$ Oe na

figura 3.9.d equivale a $\theta_j - \theta_M = -90^\circ$ na figura 3.11 e é um mínimo absoluto da magnetoresistência, $H = 0$ ($\theta_j - \theta_M = -70^\circ$) é um máximo local (ver figuras 3.9.d e 3.11) e $H > H_{sat}$ ($\theta_j - \theta_M = -140^\circ$) é o máximo absoluto (ver figuras 3.9.d e 3.11).

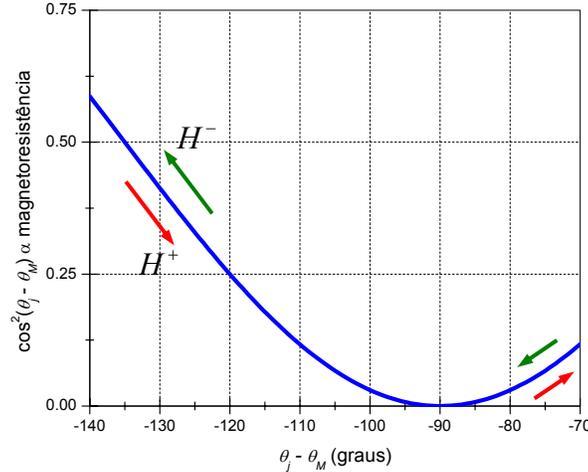


Fig. 3.11: Variação de $\cos^2(\theta_j - \theta_M)$. Note que o intervalo do ângulo $\theta_j - \theta_M$ mostrado é aquele em que o experimento ocorre. Também são mostradas setas ilustrativas do sentido da variação do ângulo $\theta_j - \theta_M$ de acordo com a variação do campo magnético externamente aplicado.

O campo de anisotropia magneto-cristalina uniaxial H_u pode ser medido experimentalmente com outras técnicas experimentais tanto dinâmicas quanto estáticas. A técnica de ressonância ferromagnética foi utilizada para medir experimentalmente H_u e comparar com os valores obtido com o ajuste numérico das curvas de magnetoresistência. Na figura 3.12 estão mostrados os resultados experimentais do campo de ressonância (H_R) versus o ângulo azimutal θ_H entre o campo magnético \vec{H} e o eixo uniaxial (ver figura 3.7 e 3.8) para os mesmos filmes de *permalloy* e cobalto estudados nas figuras 3.9 e 3.10. Também é mostrado o ajuste numérico usando a equação do campo magnético de ressonância para um filme simples com anisotropia magneto-cristalina uniaxial (equação 2.27). Observe a consistência dos valores de H_u obtidos com as duas técnicas diferentes,

sendo uma de caráter estático (magnetoresistência), que resultou em $H_u = 8$ Oe para o filme de *permalloy* e 31 Oe para o filme de cobalto, e a outra de caráter dinâmico (ressonância ferromagnética), que resultou em $H_u = 7,4$ Oe para o *permalloy* e 32 Oe para o filme de cobalto.

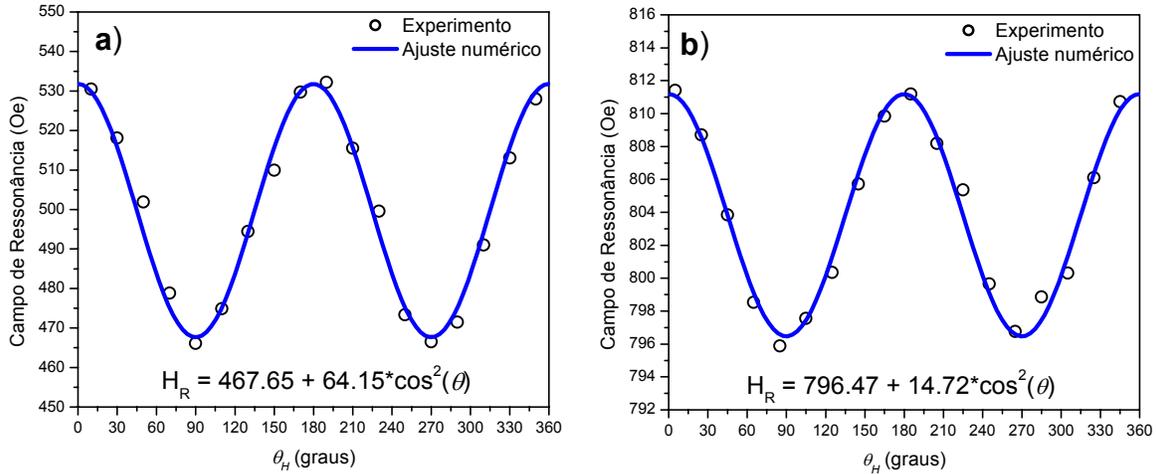


Fig. 3.12: Resultados experimentais mostrando o campo magnético de ressonância ferromagnética em função do ângulo no plano dos filmes; a) filme de cobalto com 64Å de espessura; b) filme de *permalloy* também com 64Å de espessura. Ambos os filmes foram depositados sobre vidro. Lembre-se que o campo uniaxial H_u é definido como a metade da amplitude do $\cos^2 \theta$.

3.3 Tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å)

Como foi explicado nas seções 6 e 7 do apêndice A, estruturas formadas por duas camadas de material ferromagnético (FM) separadas por uma camada de material metálico não magnético (NM) podem apresentar interação entre as camadas ferromagnéticas. Esta interação depende da natureza química do material e da espessura da camada NM. O objetivo desta seção é estudar teórica e experimentalmente as propriedades de transporte, usando as técnicas descritas no capítulo 2, de uma tricamada acoplada antiferromagneticamente. As camadas ferromagnéticas são de ferro monocristalino com 40Å de espessura e a camada não magnética é feita de cromo de 31Å de espessura. Uma

espessura de 31Å de cromo, corresponde ao segundo pico de acoplamento antiferromagnético entre as camadas de ferro. O substrato é de óxido de magnésio monocristalino crescido na direção [001], portanto as camadas ferromagnéticas são crescidas nessa direção.

Como foi feito com os filmes finos, o estudo teórico da magnetoresistência da tricamada é feito através da minimização da energia magnética livre do sistema. Dessa forma, é possível encontrar como os ângulos de equilíbrio das magnetizações variam com o campo magnético aplicado externamente. Em seguida, a curva teórica de magnetoresistência é gerada considerando o fenômeno da magnetoresistência gigante (equação 1.15) e da magnetoresistência anisotrópica (equação 1.14) de cada uma das camadas ferromagnéticas. Dessa forma, é possível comparar os resultados experimentais e teóricos de magnetoresistência.

Para realizar o tratamento teórico de minimização da energia livre é necessário conhecer os principais termos energéticos a serem levados em conta. No caso de tricamadas com acoplamento, a formulação da expressão da energia total do sistema será dividida em duas partes: a primeira é escrever as energias associadas às camadas ferromagnéticas independentemente, isto é, como se elas fossem filmes simples; a segunda parte é dedicada aos termos energéticos associados ao acoplamento entre as camadas ferromagnética.

Diferentemente da anisotropia magneto-cristalina uniaxial presente nos filmes simples policristalinos, os filmes simples de ferro monocristalinos apresentam a anisotropia magneto-cristalina cúbica muito forte devido à simetria cúbica da célula unitária (ver seção 5 do apêndice A). É importante lembrar que a amostra é monocristalina e, portanto os eixos das anisotropias magnéticas possuem correlações com os eixos cristalinos da amostra (ver

fig. 3.13). Como o campo magnético \vec{H} é aplicado no plano da amostra e a espessura da mesma é pequena (dezenas de Å), as energias de desmagnetização e de superfície e volume não são consideradas (ver seções 2 e 3 do apêndice A, respectivamente). Dessa forma, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 das camadas ferromagnéticas ficam no plano da amostra. A energia livre por unidade de área associada à anisotropia magneto-cristalina cúbica é a equação A.23, pois a direção de crescimento das camadas ferromagnéticas é [001]. Assim como no caso da anisotropia uniaxial é possível escrever a constante de anisotropia cúbica em função de um campo magnético de anisotropia cúbica em Oe (H_c):

$$K_c^i = \frac{1}{2} H_c^i M_i, \quad (3.5)$$

onde, i se refere à camada ferromagnética 1 ou 2. Outra contribuição para a energia magnética total é a energia Zeeman que expressa a interação de cada camada ferromagnética com o campo aplicado (equação A.7). Finalmente, usando os eixos mostrados na figura 3.13 e considerando os dois filmes ferromagnéticos sem acoplamento, a equação da energia magnética livre total por unidade de área e por unidade de espessura e por unidade de magnetização fica:

$$\frac{E_{\text{simples}}}{t_1 M_1} = \left[-H \cos(\theta_H - \theta_1) + \frac{1}{8} H_c^1 \sin^2(2\theta_1) \right] + \left[-\frac{t_2 M_2}{t_1 M_1} H \cos(\theta_H - \theta_2) + \frac{1}{8} \frac{t_2 M_2}{t_1 M_1} H_c^2 \sin^2(2\theta_2) \right], \quad (3.6)$$

onde, a área A foi omitida por simplicidade. Observe que a notação para o ângulo no plano da amostra é θ . Note que a equação 3.5 foi usada para escrever a equação 3.6 em função dos campos de anisotropia.

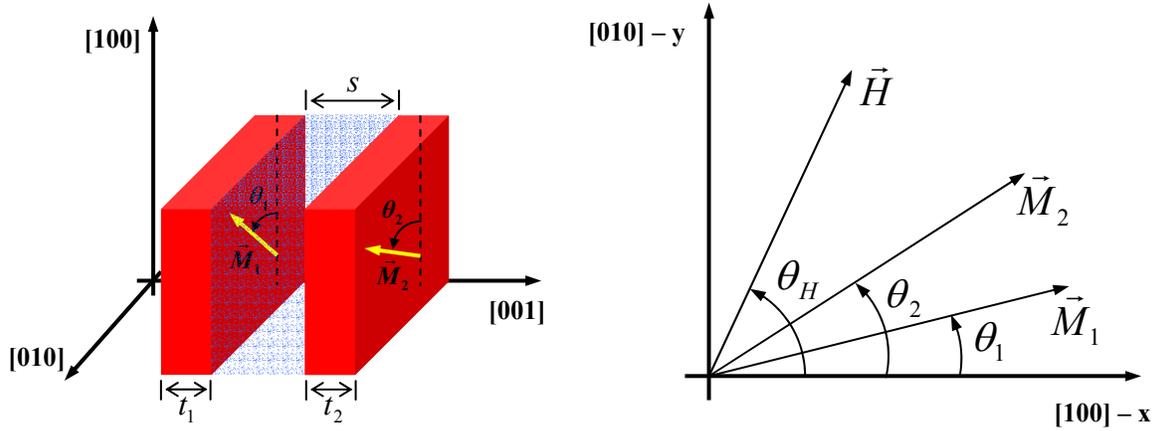


Fig. 3.13: Sistema de eixos usado para escrever a energia livre para o sistema de tricamadas. Observe a relação dos eixos de anisotropia magnética com os eixos cristalinos da amostra.

Agora, é necessário considerar as energias associadas ao acoplamento indireto entre as camadas ferromagnéticas, mediado pela camada NM (ver seções 6 e 7 do apêndice A), que são as equações A.33 e A.35. A espessura de 31Å da camada de cromo gera acoplamento bilinear antiferromagnético entre as camadas de ferro, portanto $J_{bil} < 0$. Definindo as constantes de acoplamento em termos de campos magnéticos de acoplamento, tem-se que:

$$H_{bil}^i = \frac{J_{bil}}{t_i M_i}; \quad H_{biq}^i = \frac{J_{biq}}{t_i M_i}, \quad (3.7)$$

onde, i se refere à camada ferromagnética 1 ou 2. Assim, usando os ângulos mostrados na figura 3.13, a energia magnética livre por unidade de área e por unidade de espessura e por unidade de magnetização devido aos acoplamentos indiretos fica:

$$\frac{E_{\text{acoplamento}}}{t_1 M_1} = -H_{bil}^1 \cos(\theta_2 - \theta_1) + H_{biq}^1 \cos^2(\theta_2 - \theta_1), \quad (3.8)$$

onde, as relações 3.7 foram utilizadas. É importante ressaltar que o valor dos campos de acoplamentos depende fortemente do material e da espessura da camada NM. Como veremos mais adiante a tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å) apresenta $|H_{bil}^1| \approx |H_{biq}^1|$.

Então, a energia magnética livre total do sistema é a soma das equações 3.6 e 3.8. Usando o fato de que $t_1 = t_2$, $M_1 = M_2$, $H_c^1 = H_c^2 = H_c$, $H_{bil}^1 = H_{bil}^2 = H_{bil}$ e $H_{biq}^1 = H_{biq}^2 = H_{biq}$ tem-se que:

$$\frac{E_{total}}{t_1 M_1} = -H \cos(\theta_H - \theta_1) - H \cos(\theta_H - \theta_2) + \frac{1}{8} H_c \sin^2(2\theta_1) + \frac{1}{8} H_c \sin^2(2\theta_2) + \quad (3.9)$$

$$- H_{bil} \cos(\theta_2 - \theta_1) + H_{biq} \cos^2(\theta_2 - \theta_1)$$

A equação 3.9 é a energia livre a ser minimizada para encontrar como os ângulos de equilíbrio θ_1 e θ_2 variam com o campo magnético externo \vec{H} e assim construir o gráfico teórico da magnetoresistência, usando as equações 1.14 e 1.15. É importante ressaltar que a anisotropia magneto-cristalina uniaxial não foi considerada por ser desprezível em relação à cúbica e assim não é necessário considerá-la para interpretar os resultados experimentais.

Antes de realizar os ajustes numéricos, assim como foi feito na seção anterior, serão discutidas as contribuições da magnetoresistência anisotrópica (AMR) e da magnetoresistência gigante (GMR) para a magnetoresistência da tricamada. Em geral, a contribuição da GMR é muito maior do que a contribuição da AMR, entretanto é possível fazer com que a amplitude da GMR seja pequena o suficiente para que o efeito da AMR possa também ser observado. Existem três importantes fatores que podem fazer com que a amplitude da GMR se torne comparável com a amplitude da AMR: (i) a espessura do espaçador não-magnético s (ver figura 3.13), pois a amplitude da GMR está intimamente ligada à conservação de *spin* eletrônico no processo de condução eletrônica entre as camadas ferromagnéticas FM1 e FM2 (ver figura 3.13). Quanto maior for s , maior será a probabilidade de não haver conservação de *spin* eletrônico devido a espalhamentos sofrido pelos elétrons dentro da camada metálica não-magnética; (ii) a qualidade das interfaces entre a camada não-magnética e da camada ferromagnética, pois devido à rugosidade nessa

interface os elétrons podem ser espalhados de tal forma que seu *spin* não seja conservado; (iii) o forte acoplamento biquadrático, pois, em campos nulos, este acoplamento faz com que as magnetizações das camadas de ferro fiquem perpendiculares entre si ($\Delta\theta = 90^\circ$, ver figura 3.14.a). Dessa forma, a GMR (equação 1.15) é menor em relação à situação em que o acoplamento biquadrático é desprezível em relação ao acoplamento bilinear, isto é, as magnetizações ficam antiparalelas com $\Delta\theta = 180^\circ$ (ver figura 3.14.b). Observe que a GMR é maior no caso da figura 3.14.b do que no caso da figura 3.14.a, justificando a diminuição da GMR quando o acoplamento biquadrático é da mesma ordem do bilinear.

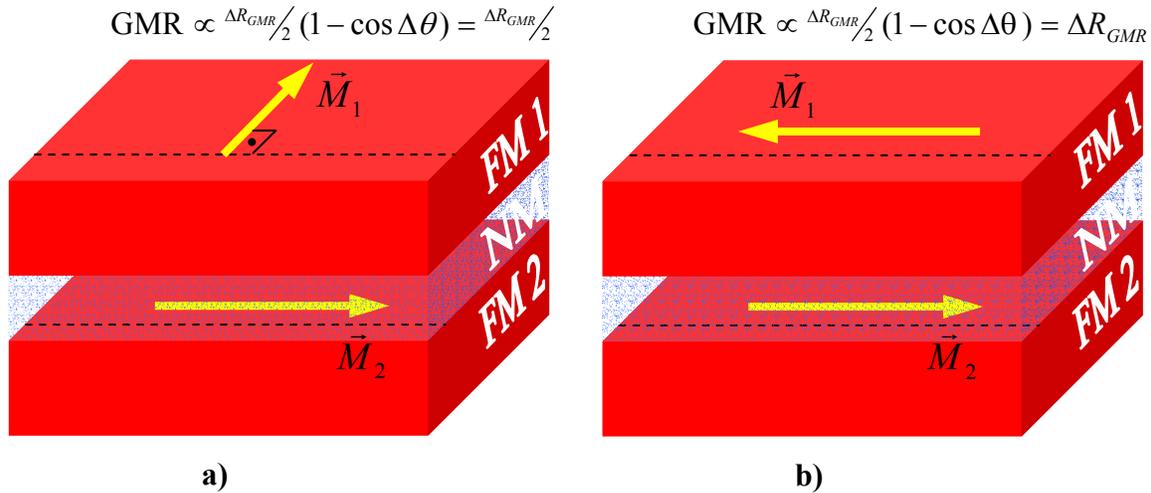


Fig. 3.14: Ilustração da orientação relativa das magnetizações no caso em que o acoplamento biquadrático é da mesma ordem do bilinear (a) e quando o acoplamento biquadrático é desprezível em relação ao bilinear (b).

Normalmente, as tricamadas acopladas antiferromagneticamente não apresentam um forte acoplamento biquadrático ou ele não existe, prevalecendo assim apenas o acoplamento bilinear. Desta forma, quando o campo magnético aplicado externamente \vec{H} é nulo, as magnetizações das camadas ferromagnéticas (\vec{M}_1 e \vec{M}_2) ficam antiparalelas (figura 3.14.b). No nosso caso, como será mostrado mais adiante, a tricamada estudada

nesta seção apresenta um acoplamento biquadrático da mesma ordem de grandeza do acoplamento bilinear, de modo que quando $H = 0$ as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 ficam perpendiculares entre si (ver figura 3.14.a). Então, como foi mostrado anteriormente, a amplitude da GMR tem seu valor reduzido, possibilitando assim a observação conjunta da AMR.

A figura 3.15.a mostra um resultado experimental de magnetoresistência percentual com o campo \vec{H} aplicado paralelamente ao eixo duro da simetria cúbica da amostra, isto é, $\theta_H = 45^\circ$ na figura 3.13. A interpretação qualitativa deste resultado experimental é baseada na competição entre as energias magnéticas do sistema. Quando $H > 1000$ Oe as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 ficam paralelas $\Delta\theta = 0$, pois a energia Zeeman é muito maior do que as energias dos acoplamentos entre as camadas ferromagnéticas. Isto faz com que a magnetoresistência seja mínima $MR = GMR \propto (1 - \cos\Delta\theta) = 0$. Para valores $-1000 \text{ Oe} < H < 1000 \text{ Oe}$, as magnetizações formam um ângulo entre si diferente de zero grau, fazendo com que a magnetoresistência aumente. Como será mostrado mais adiante, exatamente em $H = 0$ as magnetizações ficam, praticamente, perpendiculares entre si $\Delta\theta = 90^\circ$ e assim observa-se um máximo da magnetoresistência. Observe que a variação da magnetoresistência é suave, ou seja, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 giram suavemente quando o campo magnético externo varia. Isto não ocorre quando o campo magnético \vec{H} é aplicado paralelamente a um dos eixos fáceis da anisotropia cúbica, isto é, $\theta_H = 0^\circ$ na figura 3.13 (ver figura 3.15.b). Neste caso, quando as energias associadas aos acoplamentos se tornam mais relevantes do que a energia Zeeman, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 giram bruscamente para minimizar a energia magnética livre total. A simulação numérica usando

a equação 3.9 será realizada mais adiante. Neste momento a abordagem se restringe a uma interpretação qualitativa.

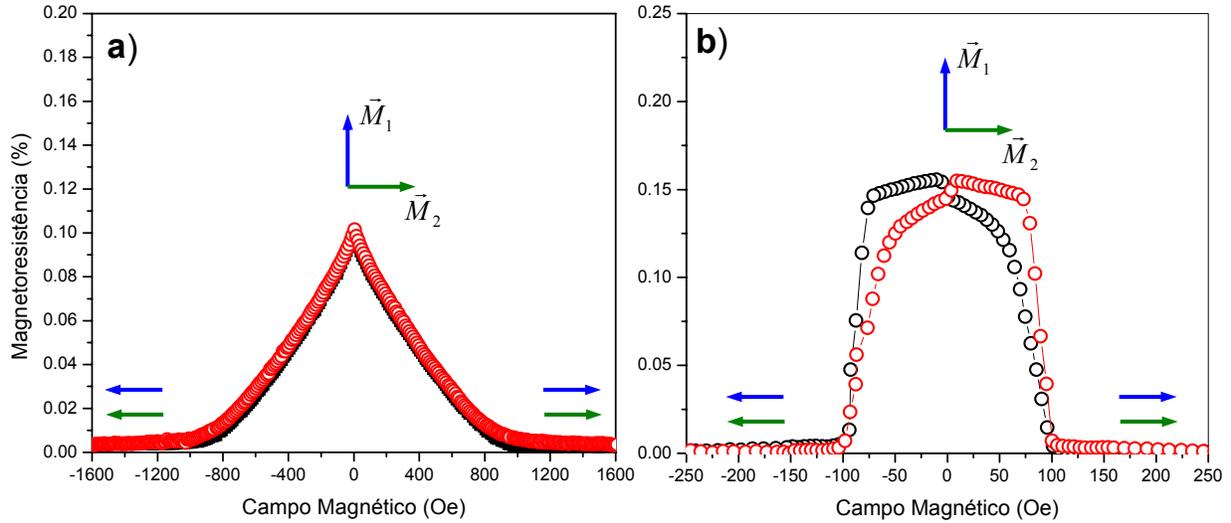
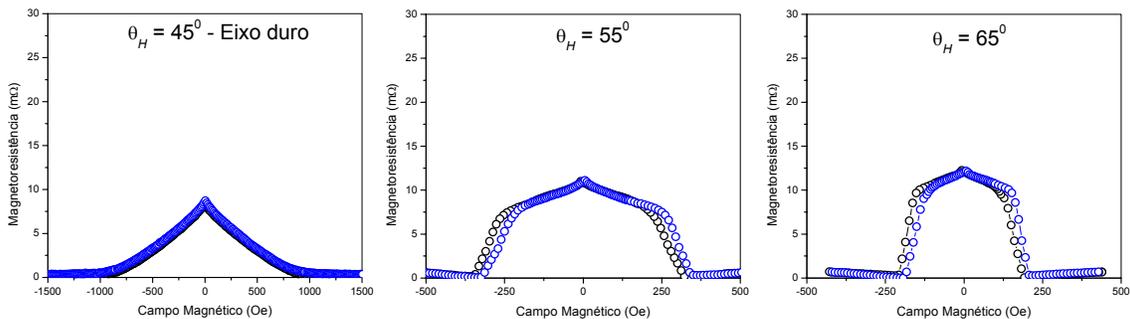


Fig. 3.15: Gráficos experimentais de magnetoresistência percentual. Círculos pretos indicam variação de campo magnético de positivo para negativo; a) o campo magnético externo foi aplicado paralelamente ao eixo duro da amostra (direção [110] na figura 3.13); b) campo magnético aplicado externamente está paralelo ao eixo fácil da amostra (direção [100] na figura 3.13). Note também as ilustrações da orientação relativa das magnetizações para diferentes regiões de campo magnético. A magnetoresistência percentual foi calculada segundo a equação: $MR(\%) = 100 \left\{ \frac{R(H) - R(H=H_{\max})}{R(H=H_{\max})} \right\}$.

É interessante observar como os gráficos experimentais de magnetoresistência variam com o ângulo θ_H . Na figura 3.16 estão mostrados estes resultados para a tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å), onde θ_H varia desde $\theta_H = 45^\circ$ até $\theta_H = 135^\circ$, ou seja, do eixo duro [110] até o outro eixo duro $[\bar{1}10]$, passando pelo eixo fácil [010] (ver figura 3.13).



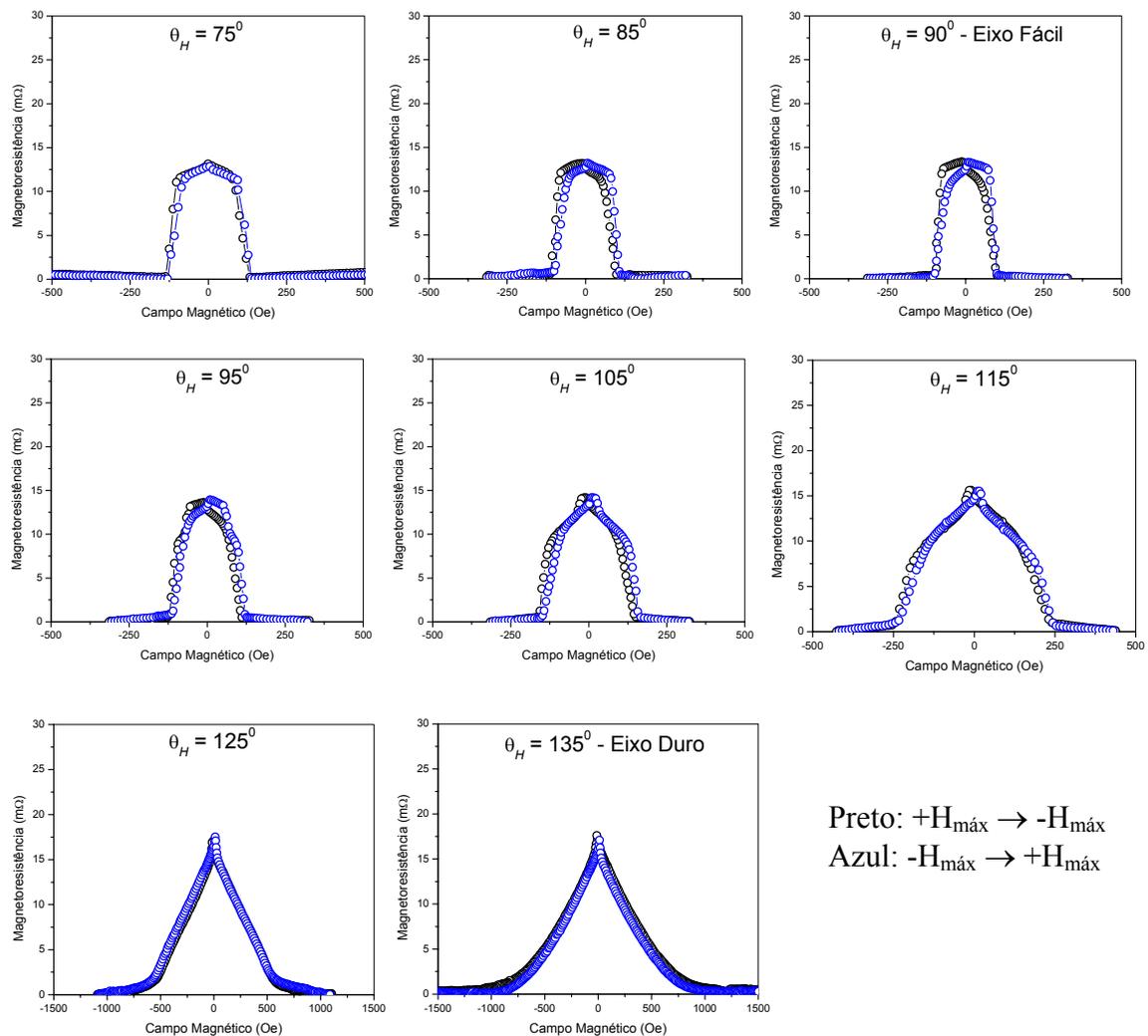


Fig. 3.16: Variação da magnetoresistência da tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å) em função do ângulo no plano entre o campo magnético externo e o eixo fácil θ_H .

Nas figuras 3.16, é importante observar que as escalas horizontais (campo magnético) não são as mesmas para todos os gráficos, mas as escalas verticais (magnetoresistência) são iguais em todos os resultados experimentais. Note também que a amplitude da magnetoresistência nos dois eixos duros ($\theta_H = 45^\circ, 135^\circ$) não são as mesmas. A explicação detalhada para isto será mostrada mais adiante. Apesar de não estar mostrado

na figura 3.16, as amplitudes da magnetoresistência nos dois eixos fáceis ($\theta_H = 0^\circ, 90^\circ$) são iguais.

No nosso caso, a densidade de corrente elétrica é aplicada no eixo duro da simetria cúbica, que corresponde à equação A.23 (direção [110] nas figuras 3.13 e 3.16) de forma que o ângulo entre a corrente elétrica e o eixo fácil (direção [100]) é $\theta_j = 45^\circ$ (ver fig. 3.16).

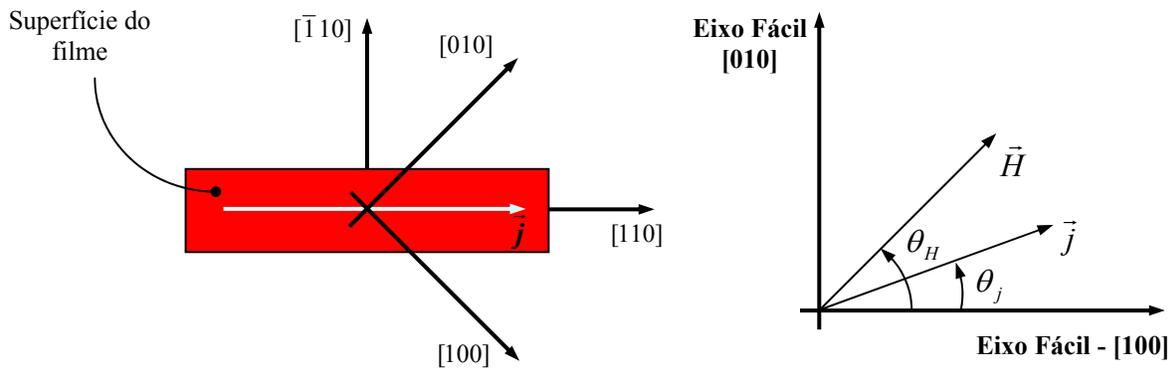


Fig. 3.16: Ilustração da geometria experimental utilizada, mostrando os ângulos entre a densidade de corrente elétrica e os eixos cristalinos, no caso da tricamada Fe/Cr/Fe acoplada.

A amplitude da magnetoresistência (δ) é definida como a diferença entre a resistência da amostra saturada e a resistência a campo nulo e é escrita como:

$$\delta = MR(H = 0) - MR(H > H_{sat}). \quad (3.10)$$

Esta grandeza depende do ângulo θ_H , que o campo magnético externo faz com o eixo fácil [100] (ver figura 3.16). Como será mostrado mais adiante, as amplitudes da magnetoresistência medidas quando o campo magnético externo \vec{H} é aplicado nas direções [110] ($\theta_H = 45^\circ$) e $[\bar{1}10]$ ($\theta_H = 135^\circ$), que são eixos duros, são diferentes devido à AMR. A menos de constantes aditivas a magnetoresistência da tricamada é dada pela soma das AMR (equação 1.14) de cada camada ferromagnética e da GMR (equação 1.15), assim:

$$MR = \Delta R_{AMR1} \cos^2(\theta_1 - \theta_j) + \Delta R_{AMR2} \cos^2(\theta_2 - \theta_j) + \Delta R_{GMR} \left(\frac{1 - \cos(\Delta\theta)}{2} \right), \quad (3.11)$$

onde, $\theta_j = 45^\circ$ e $\Delta R_{AMR1} = \Delta R_{AMR2} = \Delta R_{AMR}$, pois as espessuras das camadas ferromagnéticas são iguais. Dessa forma, de acordo com a equação 3.11, a magnetoresistência nos casos em que a amostra está saturada e o campo magnético externo \vec{H} é aplicado nos dois eixos duros ($\theta_H = 45^\circ$ e $\theta_H = 135^\circ$) fica:

$$MR(H > H_{sat}; \theta_1 = \theta_2 = 45^\circ) = 2\Delta R_{AMR}; \quad (3.12)$$

$$MR(H > H_{sat}; \theta_1 = \theta_2 = 135^\circ) = 0. \quad (3.13)$$

Vale salientar que as equações 3.12 e 3.13 são válidas pelo fato de que a corrente elétrica está aplicada paralelamente ao eixo duro [110], ou seja, $\theta_H = 45^\circ$. Quando o campo magnético externo é nulo ($H = 0$), há uma forte competição entre os acoplamentos bilinear antiferromagnético (equação A.33 com $J_{bil} < 0$) e o acoplamento biquadrático (equação A.35). Dessa forma, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 podem ficar antiparalelas ($|J_{bil}| \gg J_{biq}$), podem ficar perpendiculares entre si ($|J_{bil}| \ll J_{biq}$) ou podem formar algum ângulo relativo $\Delta\theta$ qualquer dependendo do valor das constantes de acoplamento. Os valores dos campos de acoplamento (H_{bil} e H_{biq}) e do campo de anisotropia cúbica (H_c) podem ser estimados a partir de curvas de magnetização obtidas por efeito Kerr. As figuras 3.17.b e 3.17.d mostram curvas de magnetização da tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å) nos eixos duros [110] e fácil [100] (ver figura 3.12), respectivamente. As linhas sólidas correspondem a ajustes numéricos obtidos através da minimização da energia livre dada pela equação 3.9. As figuras 3.17.a e 3.17.c mostram os ângulos de equilíbrio $\theta_1(H)$ e $\theta_2(H)$, obtidos minimizando-se numericamente a energia livre (equação 3.9), e

correspondem às curvas de magnetização 3.17.b e 3.17.d. Os valores obtidos para os campos de acoplamento e de anisotropia foram:

$$H_c = 530 \text{ Oe}; H_{bil} = -45 \text{ Oe}; H_{biq} = 45 \text{ Oe}. \quad (3.14)$$

A curva teórica de magnetização foi gerada usando a seguinte equação:

$$M = \frac{M_1 \cos(\theta_H - \theta_1) + M_2 \cos(\theta_H - \theta_2)}{M_1 + M_2}, \quad (3.15)$$

onde, $M_1 = M_2$ e $\theta_1(H)$ e $\theta_2(H)$ foram obtidos com o algoritmo de minimização da energia da equação 3.9. Note que a equação 3.15 é a magnetização total paralela ao campo magnético externo \vec{H} . Como está mostrado nos gráficos dos ângulos de equilíbrio das figuras 3.17, quando o campo magnético \vec{H} é nulo, o ângulo entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas é aproximadamente 90° , tanto no eixo duro (figura 3.17.a) quanto no eixo fácil (figura 3.171.c) da anisotropia cúbica. Mais precisamente, os ângulos das magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são $\theta_1(H=0) = 93^\circ$ e $\theta_2(H=0) = -3^\circ$, respectivamente. Esses valores serão utilizados para calcular a magnetoresistência (equação 3.11) para campo nulo e assim obter as amplitudes da AMR e da GMR. Observe que a magnetização total é diferente de zero quando $H = 0$ pois, devido ao forte acoplamento biquadrático as magnetizações estão perpendiculares entre si, fazendo com que a magnetização resultante na direção do campo magnético externo seja diferente de zero.

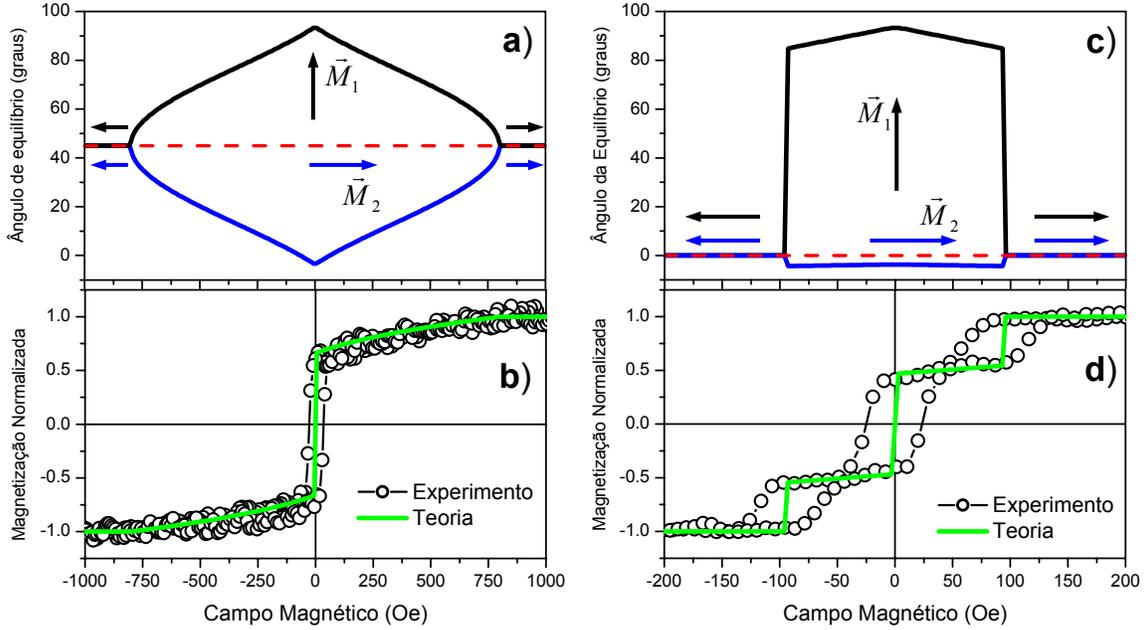


Fig. 3.17: Resultados teóricos e experimentais de magnetização da tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å). Os resultados teóricos dos ângulos de equilíbrio foram obtidos com o algoritmo de minimização de energia descrito na seção 2 do apêndice B; a) e b) eixo duro ($\theta_H = 45^\circ$); c) e d) eixo fácil ($\theta_H = 0^\circ$).

Então, usando a equação 3.11 e os valores de $\theta_1(H=0)$ e $\theta_2(H=0)$ obtidos através do ajuste numérico das curvas experimentais de magnetização (figuras 3.17.b e 3.17.d), a magnetoresistência para $H=0$ é:

$$\begin{aligned} MR(H=0; \theta_1=93^\circ; \theta_2=-3^\circ) &= \Delta R_{AMR}(0,445 + 0,445) + \frac{\Delta R_{GMR}}{2}(1 + 0,109) \\ &= 0,89\Delta R_{AMR} + 0,555R_{GMR} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Usando as equações 3.16, 3.13 e 3.12 para calcular a amplitude da magnetoresistência, que está definida na equação 3.10, nos dois eixos duros ($\theta_H = 45^\circ$ e $\theta_H = 135^\circ$), tem-se que:

$$\delta_{45^\circ} = 0,555\Delta R_{GMR} - 1,11\Delta R_{AMR}; \quad (3.17)$$

$$\delta_{135^\circ} = 0,555\Delta R_{GMR} + 0,89\Delta R_{AMR}. \quad (3.18)$$

Desta forma, é possível encontrar as amplitudes da magnetoresistência anisotrópica (ΔR_{AMR}) e da magnetoresistência gigante (ΔR_{GMR}), pois os valores de δ_{45° e δ_{135° são

obtidos experimentalmente (ver figura 3.18). Cujos valores são: $\delta_{45^0} = 8,3 \text{ m}\Omega$ e $\delta_{135^0} = 16,6 \text{ m}\Omega$. Assim:

$$\Delta R_{GMR} = 23,25 \text{ m}\Omega; \quad \Delta R_{AMR} = 4,15 \text{ m}\Omega. \quad (3.19)$$

Desta forma, com os valores obtidos na equação 3.19, as amplitudes da AMR e GMR da equação 3.11 ficam definidas.

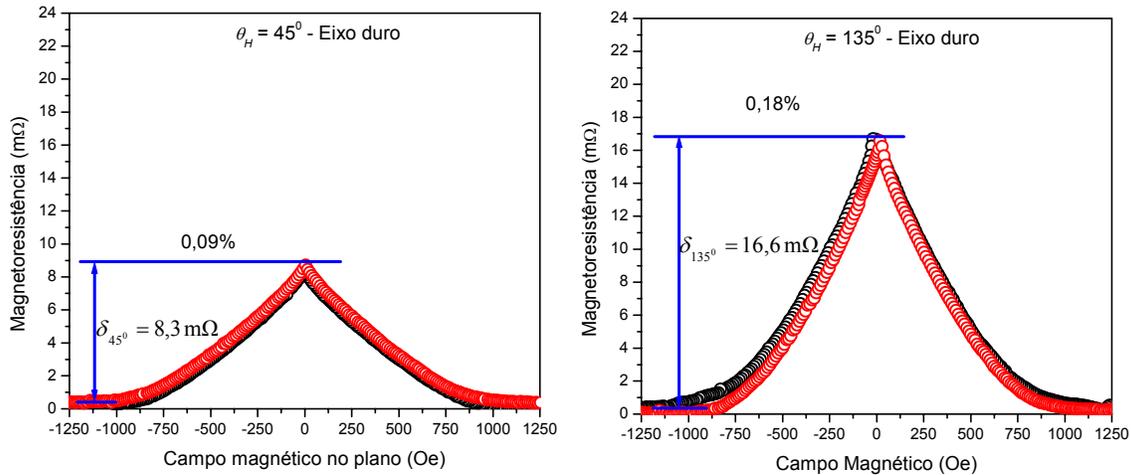


Fig. 3.18: Resultados experimentais de magnetoresistência da tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å), no caso do campo magnético externo paralelo aos dois eixos duros. Observe que há uma relação de praticamente o dobro entre essas amplitudes.

Substituindo-se os valores da equação 3.19 na equação 3.11, é possível comparar resultados dos ajustes numérico, feito pelo algoritmo de minimização, com os resultados experimentais de magnetoresistência. Para finalizar esta seção, na figura 3.19 estão mostrados os resultados experimentais e teóricos de magnetoresistência para três diferentes ângulos $\theta_H = 0^\circ, 45^\circ, 135^\circ$, que são respectivamente eixo fácil e os dois eixos duros. Para gerar as curvas teóricas de magnetoresistência das figuras 3.19 os resultados dos ângulos de equilíbrio da figura 3.17.a e 3.17.c foram substituídos na equação 3.11, juntamente com os valores da equação 3.19. Os resultados da simulação são dados pelas linhas cheias da figura 3.19.

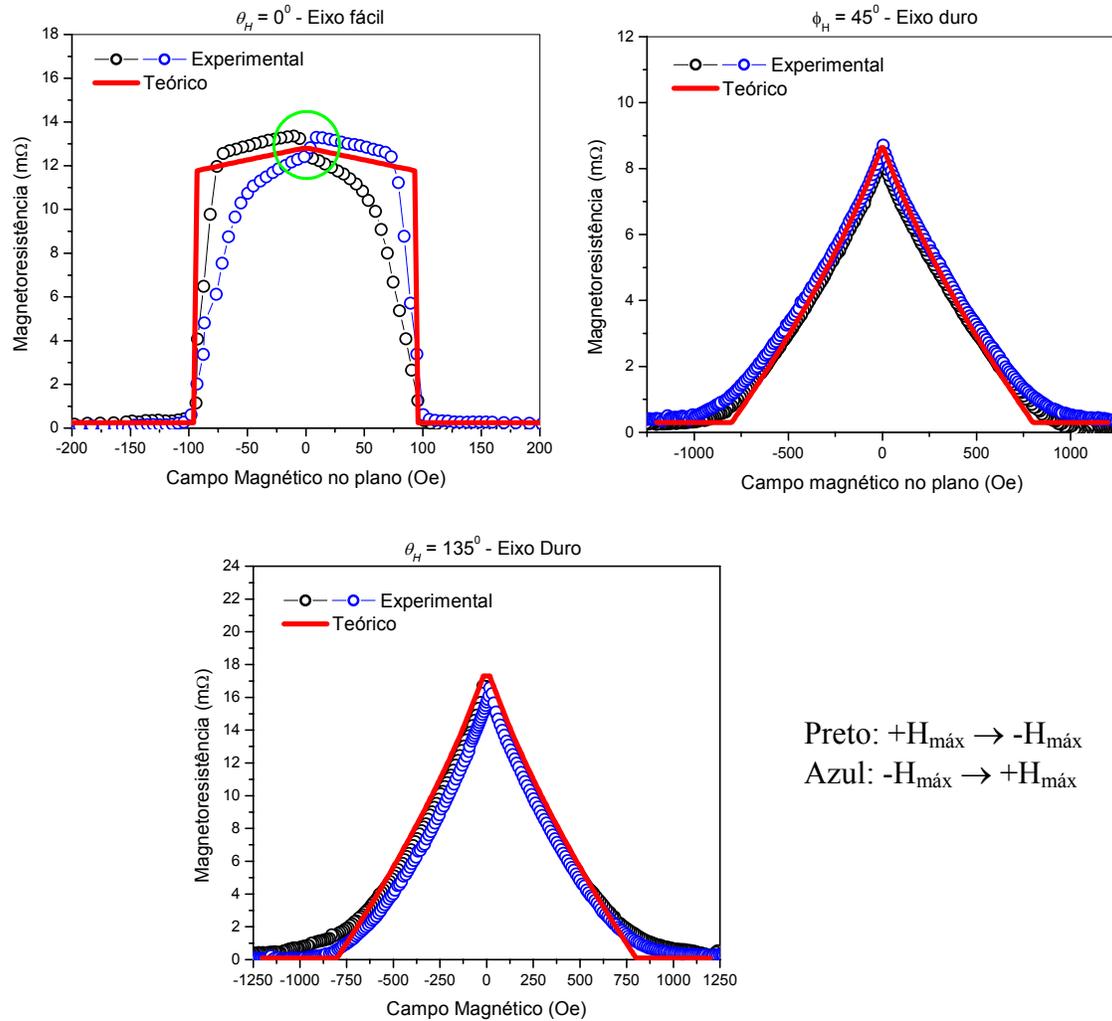


Fig. 3.19: Ajustes numéricos da magnetoresistência da tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/ Fe(40Å).

Note que a curva experimental de magnetoresistência da figura 3.19 com $\theta_H = 0^\circ$ (eixo fácil) não é tão bem ajustada numericamente pela curva vermelha. Isto se deve ao fato de que, experimentalmente a magnetização total na direção do campo magnético externo se anula num valor de campo diferente de zero (ver experimento da figura 3.17.d). Este fato não ocorre no modelo fenomenológico da equação 3.9 (curva cheia da figura 3.17.d). Como é mostrado na figura 3.17.d, a curva experimental de magnetização assume o valor nulo em aproximadamente ± 25 Oe. Isto significa que, experimentalmente, as magnetizações \vec{M}_1 e

\vec{M}_2 ficam antiparalelas em um campo de aproximadamente ± 25 Oe. Lembre-se que quando as magnetizações ficam antiparalelas, a magnetoresistência é maior do que no caso perpendicular (ver figuras 3.14). Justificando assim o aumento brusco, destacado pelo círculo verde, nas curvas de magnetoresistência da figura 3.19 com $\theta_H = 0^\circ$. Estes aumentos também ocorrem em outros ângulos, como está mostrado nas figuras 3.16.

3.4 Bicamada Ferromagnética/Antiferromagnética (*Exchange Bias*)

Como mencionado na seção 8 do apêndice A, o acoplamento por *exchange bias* (anisotropia unidirecional) se manifesta quando há uma interface formada por um material ferromagnético e outro material antiferromagnético. No nosso caso, a bicamada crescida está ilustrada na figura 3.20. O substrato utilizado é de silício orientado na direção [100]. Em seguida, uma camada antiferromagnética composta de uma liga entre Irídio e Manganês ($\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}$) com 500Å de espessura é depositada. Depois, uma camada ferromagnética de *permalloy* policristalino com 16Å de espessura é depositada.

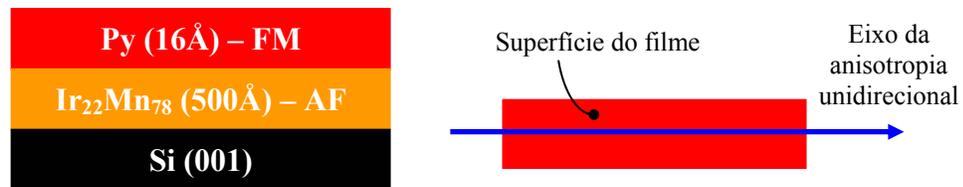


Fig. 3.20: Ilustração da composição da bicamada ferromagnética/antiferromagnética e da direção do eixo de anisotropia unidirecional, induzido pela aplicação de um campo externo durante o processo de crescimento da bicamada.

A energia magnética livre desta bicamada é dada pelas energias devido ao filme de *permalloy*, que são: (i) Zeeman, devido à interação com o campo magnético (equação A.7); (ii) uniaxial, devida à anisotropia magneto-cristalina uniaxial induzida pela aplicação de um campo magnético externo, durante a deposição (equação A.13 em primeira ordem). Existe

também a contribuição devido ao acoplamento direto entre a camada ferromagnética e antiferromagnética, que também é chamado de acoplamento de *exchange bias* (equação A.36). É importante ressaltar que a camada antiferromagnética também contribui com alguns termos energéticos tais como Zeeman e uniaxial. Essas contribuições para a energia livre magnética são relevantes apenas quando o campo magnético aplicado externamente é muito elevado (dezenas de kOe), pois é necessário que ocorra um desbalanceamento dos momentos magnéticos locais dentro da camada antiferromagnética de tal forma que a magnetização total dessa camada seja diferente de zero ($\vec{M}_{antiferro} \neq 0$). Também é desprezada a energia devido à parede de domínio que se forma no material AF. Esta parede de domínio se forma quando a magnetização da camada FM é desviada em relação ao seu eixo de anisotropia uniaxial por um campo magnético externo. Dessa forma, a energia magnética livre por unidade de área nesse sistema fica:

$$E_{total} = -t\vec{M} \cdot \vec{H} - t \frac{K_u}{M^2} (\vec{M} \cdot \hat{\theta}_u)^2 - tJ_E \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM}M_{AF}}. \quad (3.20)$$

onde t é a espessura da camada ferromagnética e J_E é a constante de acoplamento direto (*exchange bias*). Dessa forma, assume-se que o eixo de simetria da camada antiferromagnética fica preso e é paralelo ao eixo uniaxial ($\hat{\theta}_u$). Assim como foi feito para as outras constantes, também pode-se definir um campo de acoplamento direto ou campo de *exchange bias* (H_{eb}):

$$J_E = H_{eb}M_{FM}. \quad (3.21)$$

Com o auxílio dos campos definidos nas equações 3.21 e 3.3 e usando os eixos coordenados da figura 3.21, onde $\hat{\theta}_u$ é paralelo ao eixo-x, é possível re-escrever a equação 3.20 de uma forma mais simplificada:

$$\frac{E_{\text{total}}}{tM} = -H \cos(\theta_H - \theta_M) - \frac{H_u}{2} \cos^2 \theta_M - H_{eb} \cos \theta_M. \quad (3.22)$$

Note que o eixo fácil da anisotropia uniaxial é paralelo ao eixo fácil da anisotropia unidirecional. Assim como foi feito nas seções anteriores, esta equação (3.22) será utilizada para obter a variação do ângulo de equilíbrio com o campo magnético externo \vec{H} (θ_H versus H). Desta forma, usando a equação da AMR (equação 1.14) juntamente com θ_H versus H , serão feitas simulações de magnetoresistência para comparar com resultados experimentais. Vale salientar que ao crescer a amostra discutida nesta seção, foi aplicado um campo magnético externo de forma a induzir o eixo de simetria uniaxial e da camada antiferromagnética paralelos ao maior lado da amostra (ver figura 3.21).

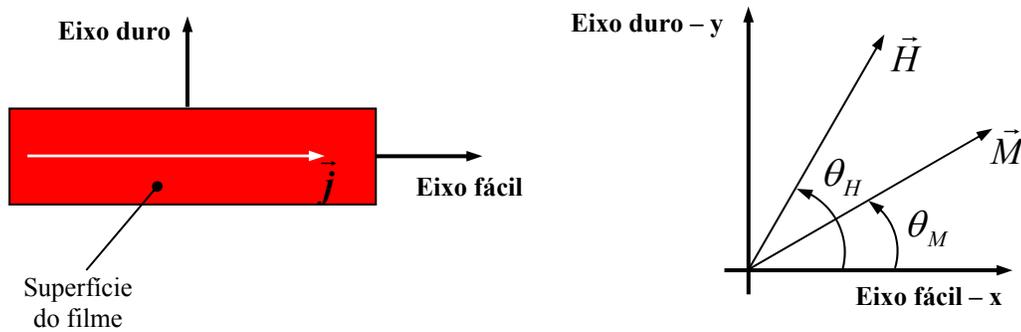


Fig. 3.21: Ilustração dos eixos de simetria/coordenados em relação aos lados da amostra para o caso do filmes simples com acoplamento direto (*exchange bias*).

Então, ao minimizar a equação 3.22 em relação à θ_M encontra-se como o ângulo de equilíbrio da magnetização da camada ferromagnética (θ_M) varia com o campo magnético externo (\vec{H}). Dessa forma, considerando apenas a magnetoresistência anisotrópica, pois é apenas um filme simples, é possível gerar a curva teórica de magnetoresistência e assim comparar com os resultados experimentais. A equação da magnetoresistência é a equação 1.14, então:

$$R \propto \cos^2(\theta_j - \theta_M), \quad (3.23)$$

onde $\theta_M = \theta_M(\vec{H})$ é o ângulo entre \vec{M} e $\hat{\theta}_u$ (ver figura 3.20).

Portanto, usando a equação 3.23 pode-se ajustar numericamente as curvas experimentais de magnetoresistência a fim de obter os valores dos parâmetros H_u e H_{eb} , presentes na equação 3.22. Os gráficos da figura 3.22 mostram a variação do ângulo de equilíbrio da magnetização (θ_M) com o campo magnético externamente aplicado \vec{H} e a respectiva magnetoresistência teórica que é comparada com os resultados experimentais. A figura 3.22.a mostra a variação de θ_M com o campo magnético externo, no caso em que $\theta_H \approx 0^0$ (eixo fácil), que foi obtida usando um algoritmo numérico de minimização da equação 3.22. Também são mostradas ilustrações da magnetização com relação aos eixos de anisotropias magnéticas, para diferentes valores de campo magnético. A figura 3.22.b mostra a comparação entre o resultado experimental e a simulação numérica da magnetoresistência, referente à figura 3.22.a. Note que neste caso há uma inversão brusca da magnetização num campo magnético externo diferente de zero (≈ -200 Oe), fazendo com que a curva de magnetoresistência (figura 3.22.b) seja deslocada da origem. Este é o valor do campo de *exchange bias* que desloca o ciclo de histese da magnetização em relação a origem. Isto se deve, essencialmente, a competição entre a energia Zeeman e a energia de anisotropia unidirecional. Para campos $-200 \text{ Oe} < H < 200 \text{ Oe}$, a energia de anisotropia unidirecional é mais relevante do que a energia Zeeman. Desta forma, a magnetização aponta na direção e sentido do eixo da anisotropia unidirecional. Quando $H < -200 \text{ Oe}$ ou $H > 200 \text{ Oe}$, a energia Zeeman domina a anisotropia unidirecional, fazendo com que a magnetização se alinhe com o campo magnético externo.

As figuras 3.22.c e 3.22.d são similares às figuras 3.22.a e 3.22.b, respectivamente; mas com o campo magnético aplicado paralelamente ao eixo duro da anisotropia unidirecional (ver figura 3.21). Neste caso, a competição entre as energias Zeeman e da anisotropia unidirecional faz com que a magnetização gire suavemente em função do campo magnético e a curva de magnetoresistência (figura 3.22.d) fica simétrica.

Os ajustes de magnetoresistência foram feitos com o ângulo entre o eixo fácil e a densidade de corrente $\theta_j = 3^\circ$ (ver fig.3.21). Na situação mostrada na figura 3.22.b (eixo fácil), o ângulo entre o campo magnético externo e o eixo fácil foi considerado $\theta_H = 3^\circ$ e, no caso da figura 3.22.d (eixo duro), $\theta_H = 93^\circ$. Os valores de H_u e H_{eb} obtidos com o ajuste numérico das curvas experimentais de magnetoresistência, que é uma técnica estática, foram:

$$H_u^{\text{estático}} = 40 \text{ Oe}; \quad H_{eb}^{\text{estático}} = 200 \text{ Oe}. \quad (3.24)$$

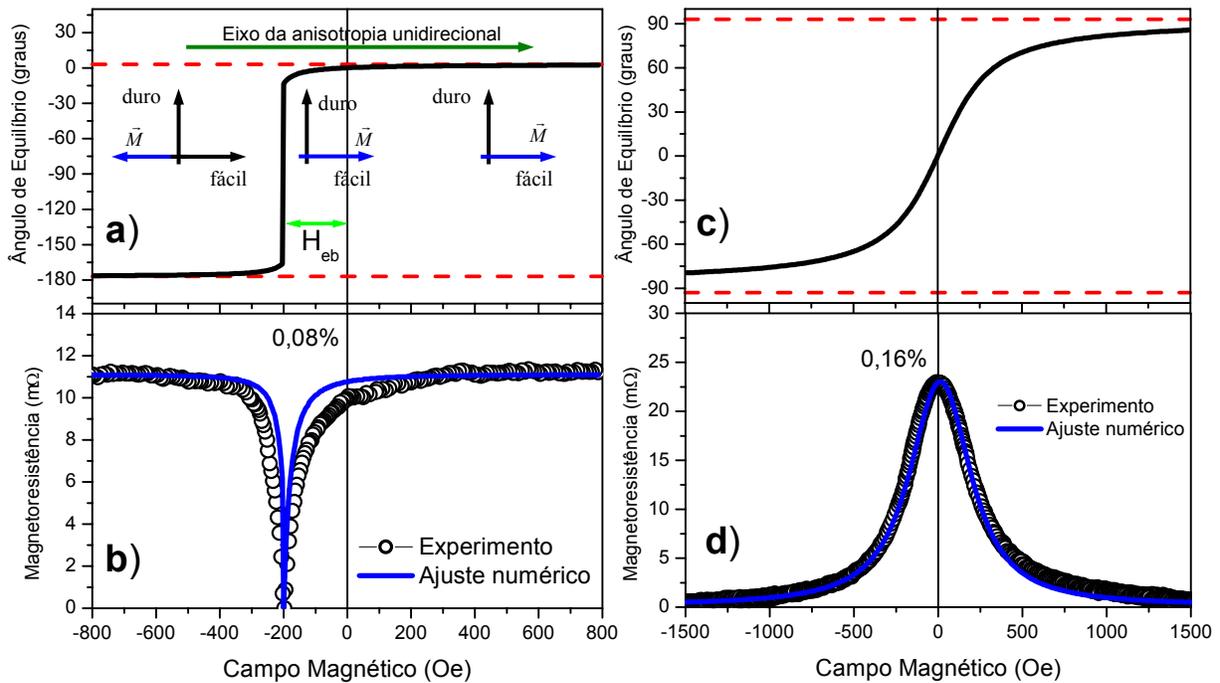


Fig. 3.22: Dependência do ângulo de equilíbrio com o campo magnético externo e ajustes numéricos de magnetoresistência da amostra Si(001)/IrMn(500Å)/Py(16Å); a) eixo fácil ($\theta_H = 3^\circ$); b) eixo duro $\theta_H = 93^\circ$.

Os parâmetros fenomenológicos mostrados na equação 3.24 podem ser obtidos por outras técnicas experimentais, que podem ser de caráter estático ou dinâmico. Assim como foi feito para os filmes policristalinos da seção 2 deste capítulo, os parâmetros serão medidos usando a técnica de ressonância ferromagnética, que é uma técnica dinâmica. Devido à simetria uniaxial e o acoplamento direto presente na amostra, a equação do campo de ressonância é dada pela equação 2.32. O gráfico da figura 3.23 mostra a variação do campo de ressonância com o ângulo planar entre o campo magnético externo \vec{H} e o eixo de simetria uniaxial (ver figura 3.21). Também é mostrado o ajuste numérico dos resultados experimentais, usando a equação 2.32. Então, de acordo com a equação 2.32, os valores do campo de anisotropia uniaxial e do acoplamento direto obtidos com a técnica de ressonância ferromagnética são:

$$H_u^{\text{dinâmico}} = 16,5 \text{ Oe}; \quad H_{eb}^{\text{dinâmico}} = 183,8 \text{ Oe}. \quad (3.25)$$

Há uma boa concordância entre os valores do campo de anisotropia unidirecional (*exchange bias*), mas os valores de campo de anisotropia uniaxial apresentam um fator multiplicativo maior do que 2.

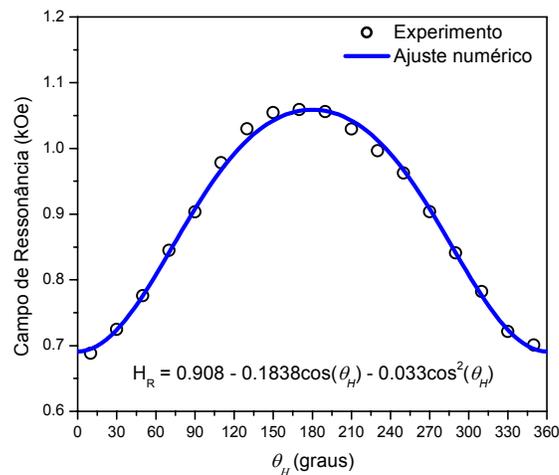


Fig. 3.23: Resultados experimentais de ressonância ferromagnética da amostra Si(001)/Ir₂₂Mn₇₈(500Å)/Py(16Å), com o seu respectivo ajuste numérico usando a equação 2.32.

3.5 Válvulas de *Spin*

Nesta seção serão estudados, de forma qualitativa e quantitativa, resultados experimentais de magnetoresistência em estruturas do tipo válvulas de *spin* (ver figura 3.24). O substrato utilizado foi de silício orientado na direção [001], as camadas ferromagnéticas são de *permalloy* com 16Å de espessura, a camada separadora é de cobre de espessura variável e a camada antiferromagnética é de Ir₂₂Mn₇₈ com 500Å de espessura. Também é depositada no substrato uma camada de 42Å de cobre para suavizar a superfície onde o filme será depositado. Após esta camada de cobre, uma camada semente de *permalloy* de 16Å é depositada com o objetivo de orientar os *spins* do material antiferromagnético, de modo que, o eixo de simetria da camada antiferromagnética fica bem definido (ver figura 3.24). Em seguida, a estrutura da válvula de *spin* é depositada. Para induzir o efeito de *exchange bias*, durante o processo de deposição é aplicado um campo magnético externamente de aproximadamente 300 Oe. Desta forma, o eixo fácil da anisotropia unidirecional (equação A.36) fica paralelo ao este campo externo. Note que as amostras α e β possuem as mesmas espessuras, mas diferem pela direção do eixo de simetria do *exchange bias* (ver figura 3.24). É importante lembrar que a corrente elétrica é aplicada paralelamente ao lado maior da amostra.

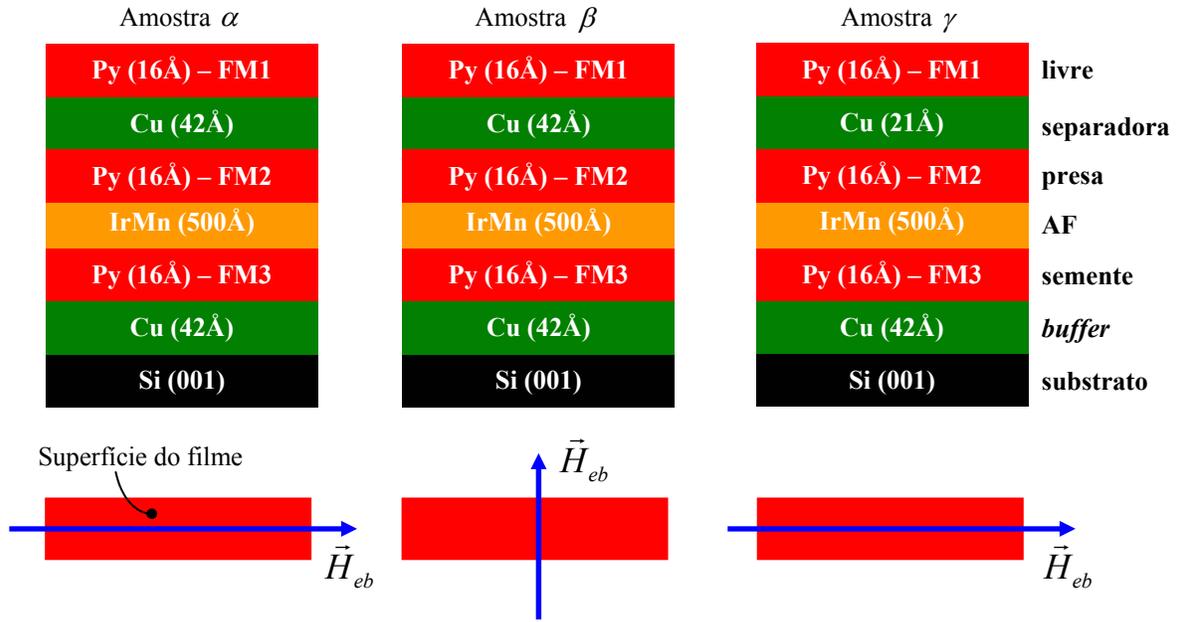


Fig. 3.24: Ilustração das válvulas de *spin* estudadas nesta seção, mostrando as espessuras de cada uma das camadas e a direção do eixo unidirecional.

Apenas o efeito da magnetoresistência gigante (equação 1.15) é suficiente para interpretar os resultados experimentais, quando $\vec{H} // \vec{H}_{eb}$, de modo que, a magnetoresistência é dada por:

$$MR \propto (1 - \cos \Delta\theta), \quad (3.26)$$

onde $\Delta\theta$ é o ângulo entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes. Como foi feito na seção 3.2.1 para o filme de ferro monocristalino, a interpretação qualitativa é baseada na competição entre as energias magnéticas do sistema. A contribuição da camada FM3 para a magnetoresistência é apenas devida a AMR, pois a camada antiferromagnética de $\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}$ impossibilita a correlação entre os *spins* eletrônicos que passam da camada FM2 para FM3 ou vice e versa (ver figura 3.24). Dos resultados experimentais conclui-se que a AMR das camadas FM1, FM2 e FM3 são desprezíveis diante da GMR existente entre as camadas FM1 e FM2. Desta forma, a magnetização da camada FM3 não é levada em conta para interpretar os resultados experimentais. A

magnetização da camada FM2 possui uma forte simetria unidirecional (ver seção 8 do apêndice A), de modo que, sua curva de magnetização é deslocada com relação à origem. A camada FM1 se comporta como um filme simples, pois não existe acoplamento com a camada FM2 devido à espessura camada separadora não magnética de cobre.

As figuras 3.25 mostram resultados experimentais de magnetoresistência, na mesma escala, das amostras α , β e γ com o campo magnético externo \vec{H} aplicado paralelamente e no sentido oposto ao eixo fácil da anisotropia unidirecional da camada FM2 (equação A.36). Quando as amostras estão saturadas, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 ficam paralelas, isto é, $\Delta\theta = 0$ (ver ilustrações nas figuras 3.25), pois a energia Zeeman é a dominante. Desta forma, todas as magnetizações se alinham com o campo magnético externamente aplicado. A magnetoresistência, que é dada pela equação 3.26 fica:

$$MR(H > H_{sat}) \propto (1 - \cos \Delta\theta) = 0. \quad (3.27)$$

Quando o campo $H \approx 200$ Oe, a magnetização \vec{M}_2 não fica mais alinhada com o campo \vec{H} , devido ao fato de que a energia da anisotropia unidirecional fica mais importante do que a energia Zeeman e assim, \vec{M}_2 tende a se alinhar com o eixo unidirecional. Lembre-se que o campo magnético está aplicado paralelamente e no sentido oposto da anisotropia unidirecional. A magnetização \vec{M}_1 continua paralela ao campo \vec{H} , pois $H > H_{u1}$, isto é, o campo magnético externo é maior do que o campo de anisotropia uniaxial da camada FM1. Portanto, $\Delta\theta \neq 0$ e a magnetoresistência (equação 3.26) tem seu valor aumentado (ver ilustrações da figura 3.25). Quando o campo magnético H é ligeiramente maior do que H_{u1} (que é muito pequeno, pois é um filme de *permalloy*), a magnetização \vec{M}_2 está alinhada com o eixo unidirecional, que é oposto ao campo \vec{H} . Nesta situação, as

magnetizações das camadas FM1 e FM2 estão antiparalelas, ou seja, $\Delta\theta = 180^\circ$. Então, a magnetoresistência atinge seu valor máximo:

$$MR(-H_{u1} < H < H_{u1}) \propto (1 - \cos \Delta\theta) = 2. \quad (3.28)$$

Finalmente, quando $H < -H_{u1} \approx 0$, a magnetização \vec{M}_1 se alinha com \vec{H} e \vec{M}_2 permanece apontando no sentido do eixo unidirecional. Lembre-se que agora o campo \vec{H} está apontando no sentido do eixo unidirecional (ver ilustrações das figuras 3.25). Então, nesta situação não existe competição entre as energias Zeeman das magnetizações e a energias unidirecional. Desta forma, $\Delta\theta = 0$ e a magnetoresistência (equação 3.26) assume seu valor mínimo novamente (ver figuras 3.25). É importante notar que \vec{M}_1 sempre está alinhada com o campo \vec{H} , pois $H_{u1} \approx 0$. Das figuras 3.25 observa-se que $H_{eb} \approx 200$ Oe, assim como foi obtido na seção anterior.

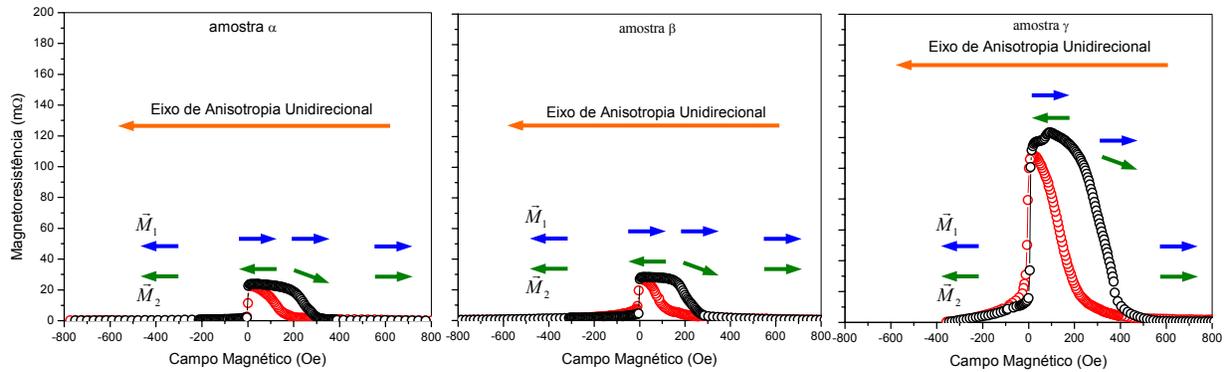


Fig. 3.25: Resultados experimentais de magnetoresistência para as amostras da figura 3.23 com o campo magnético externo aplicado paralelamente e no sentido oposto do eixo unidirecional. Também são mostradas ilustrações das orientações relativas das magnetizações das camadas ferromagnéticas FM1 e FM2. Os círculos vermelhos indicam variação do campo magnético de positivo para negativo.

Observe que devido à espessura da camada de cobre que separa as camadas FM1 e FM2 nas amostras α e β ser a mesma (ver figura 3.24), a amplitude da magnetoresistência é a mesma (ver figura 3.25). No caso da amostra γ , a amplitude da magnetoresistência é muito maior (ver figura 3.25), pois a espessura da camada separadora de cobre é metade

das amostras α e β (ver figura 3.24). É importante lembrar que não existe acoplamento entre as magnetizações das camadas FM1 e FM2. Portanto, a camada FM1 se comporta como uma camada livre. Então, quanto menor for a espessura da camada separadora de cobre, maior será a amplitude da magnetoresistência, pois, devido a espalhamentos sofridos dentro da camada de cobre, a probabilidade de que o *spin* eletrônico perca correlação é menor.

As figuras 3.26 mostram resultados experimentais de magnetoresistência para as amostras α e β da figura 3.24, quando o campo magnético externo é aplicado paralelamente ao eixo duro da anisotropia unidirecional. Lembre-se que os eixos fáceis das anisotropias unidirecional e uniaxial estão paralelos. Quando o campo magnético externo $H > H_{sat}$, a energia Zeeman faz com que as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 das camadas FM1 e FM2, respectivamente, se alinhem com \vec{H} , que está paralelo ao eixo duro. Quando o campo magnético externo é ligeiramente maior que o campo uniaxial da camada FM1 ($H \approx H_{u1}$), a energia da anisotropia unidirecional faz com que a magnetização \vec{M}_2 se alinhe com o eixo fácil da anisotropia unidirecional. Lembre-se que $H_{eb} \approx 200 \text{ Oe} \gg H_{u1} \approx 10 \text{ Oe}$. A magnetização \vec{M}_1 permanece alinhada com \vec{H} , pois a energia Zeeman prevalece sobre a energia de anisotropia uniaxial da camada FM1. Na região em que $-H_{u1} < H < H_{u1}$, as energias de anisotropias magnéticas dominam a energia Zeeman, fazendo com que as magnetizações apontem na direção e sentido do eixo fácil. Novamente, quando a amostra está saturada ($H < -H_{sat}$), as magnetizações se alinham com o campo externo.

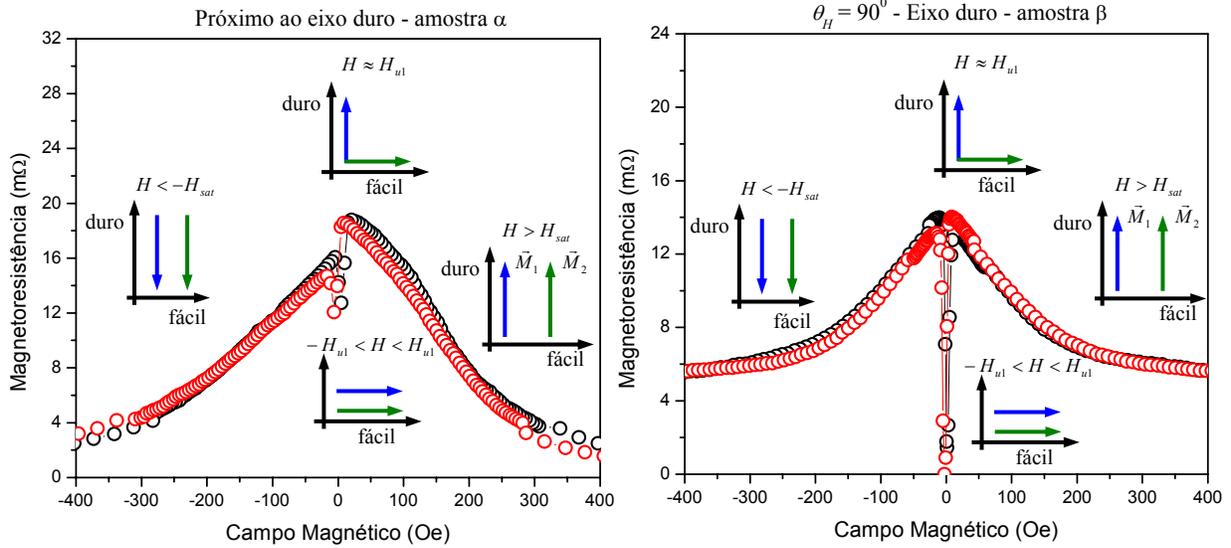


Fig. 3.26: Magnetoresistência experimental das amostras α e β com o campo magnético externo aplicado paralelamente ao eixo duro. No caso da amostra α , o campo magnético ligeiramente desviado do eixo duro. Círculos vermelhos indicam variação do campo magnético de valores positivos para valores negativos.

Nas figuras 3.26 as amplitudes da magnetoresistência em campos nulos são diferentes, isto é, em campos nulos, a magnetoresistência é um mínimo local para amostra α e na amostra β , a magnetoresistência é um mínimo absoluto. Esta diferença é explicada pela magnetoresistência anisotrópica das camadas ferromagnéticas FM1 e FM2 (ver figura 3.24). Para explicar detalhadamente este fato é necessário analisar a equação da magnetoresistência da amostra α (MR_α) e da amostra β (MR_β), que é dada pela soma da AMR (equação 1.14, sem a constante aditiva) e da GMR (equação 1.15, sem a constante aditiva). Então, as equações ficam:

$$MR_\alpha = \Delta R_{AMR}^\alpha \left[\cos^2(\theta_{1\alpha} - \theta_{j\alpha}) + \cos^2(\theta_{2\alpha} - \theta_{j\alpha}) \right] + \frac{\Delta R_{GMR}^\alpha}{2} (1 - \cos \Delta \theta_\alpha); \quad (3.29)$$

$$MR_\beta = \Delta R_{AMR}^\beta \left[\cos^2(\theta_{1\beta} - \theta_{j\beta}) + \cos^2(\theta_{2\beta} - \theta_{j\beta}) \right] + \frac{\Delta R_{GMR}^\beta}{2} (1 - \cos \Delta \theta_\beta), \quad (3.30)$$

onde, $\theta_{j\alpha} = 0^\circ$ e $\theta_{j\beta} = 90^\circ$ são os ângulos entre a densidade de corrente elétrica aplicada e o eixo fácil da anisotropia unidirecional para amostra α e β (ver figura 3.24),

respectivamente; $\theta_{i\alpha}$ e $\theta_{i\beta}$ são os ângulos das magnetizações da camada i nas amostras α e β , respectivamente. Lembre-se que a densidade de corrente elétrica é aplicada paralelamente ao maior lado da amostra. Aplicando as ilustrações das configurações das magnetizações das camadas ferromagnéticas FM1 e FM2 mostradas nas figuras 3.26 nas equações 3.29 e 3.30, tem-se que:

$$MR_{\alpha}(H > H_{sat}) = \Delta R_{AMR}^{\alpha} [\cos^2(90^0) + \cos^2(90^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\alpha}}{2} (1 - \cos(0^0)) = 0; \quad (3.31)$$

$$MR_{\alpha}(H \approx H_{u1}) = \Delta R_{AMR}^{\alpha} [\cos^2(90^0) + \cos^2(0^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\alpha}}{2} (1 - \cos(90^0)) = \Delta R_{AMR}^{\alpha} + \frac{\Delta R_{GMR}^{\alpha}}{2}; \quad (3.32)$$

$$MR_{\alpha}(-H_{u1} < H < H_{u1}) = \Delta R_{AMR}^{\alpha} [\cos^2(0^0) + \cos^2(0^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\alpha}}{2} (1 - \cos(0^0)) = 2\Delta R_{AMR}^{\alpha}; \quad (3.33)$$

$$MR_{\beta}(H > H_{sat}) = \Delta R_{AMR}^{\beta} [\cos^2(0^0) + \cos^2(0^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\beta}}{2} (1 - \cos(0^0)) = 2\Delta R_{AMR}^{\beta}; \quad (3.34)$$

$$MR_{\beta}(H \approx H_{u1}) = \Delta R_{AMR}^{\beta} [\cos^2(0^0) + \cos^2(90^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\beta}}{2} (1 - \cos(90^0)) = \Delta R_{AMR}^{\beta} + \frac{\Delta R_{GMR}^{\beta}}{2}; \quad (3.35)$$

$$MR_{\beta}(-H_{u1} < H < H_{u1}) = \Delta R_{AMR}^{\beta} [\cos^2(90^0) + \cos^2(90^0)] + \frac{\Delta R_{GMR}^{\beta}}{2} (1 - \cos(0^0)) = 0. \quad (3.36)$$

Comparando os valores das magnetoresistências para diferentes regiões de campo magnético da amostra α (equações 3.31 – 3.33) conclui-se que: (i) para campos maiores que o de saturação ($H > H_{sat}$), a magnetoresistência é um mínimo absoluto, assim como foi verificado no experimento da figuras 3.26; (ii) considerando que $\Delta R_{GMR}^{\alpha} > 2\Delta R_{AMR}^{\alpha}$, então, em campos próximos do campo uniaxial de FM1 ($H \approx H_{u1}$) a magnetoresistência é um máximo absoluto e em campos aproximadamente nulos ($-H_{u1} < H < H_{u1}$) a magnetoresistência é um mínimo local, que também é um fato experimental mostrado na figura 3.26. No caso da amostra β (equações 3.34 – 3.36) tem-se que: (iii) considerando o

caso de campos aproximadamente nulos $-H_{u1} < H < H_{u1}$, conclui-se que a magnetoresistência apresenta um mínimo absoluto, que também é uma observação experimental da figura 3.26; (iv) fazendo a seguinte suposição: $\Delta R_{GMR}^{\beta} > 2\Delta R_{AMR}^{\beta}$, então em campos magnéticos maiores que o de saturação ($H > H_{sat}$), a magnetoresistência é um mínimo local, enquanto que a magnetoresistência mostra um máximo absoluto, em $H \approx H_{u1}$. Com esta análise todas as observações experimentais da figura 3.26 foram explicadas com sucesso, com a suposição de que $\Delta R_{GMR}^{\beta,\alpha} > 2\Delta R_{AMR}^{\beta,\alpha}$, que em geral é um fato experimental.

Existe um limite inferior para a espessura da camada separadora de cobre, pois a partir de uma determinada espessura haverá acoplamento entre as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 . Além da espessura da camada separadora, a observação da GMR, é altamente dependente de sua natureza química [1]. Por exemplo, foi crescida uma estrutura similar a da figura 3.24, mas com tântalo no lugar do cobre e com espessuras diferentes: Si(001)/Ta(16Å)/Py(16Å)/Ir₂₂Mn₇₈(500Å)/Py(32Å)/Ta(48Å)/Py(48Å). A figura 3.27 mostra a magnetoresistência próxima ao eixo fácil da anisotropia unidirecional desta amostra. O pico que ocorre próximo de campo nulo é devido a camada de Py(48Å), pois é um filme simples sem acoplamentos (camada livre). Devido ao acoplamento direto (*exchange bias*) com a camada antiferromagnética de Ir₂₂Mn₇₈(500Å), os picos em 50Oe e em 120Oe são devido às camadas de Py(32Å) e Py(16Å), respectivamente. Os picos das camadas presas são identificados por sua amplitude, que é proporcional a espessura da camada ferromagnética.

Devido à camada livre ser a mais espessa das camadas ferromagnéticas, era esperado que o pico correspondente ao Py(48Å) fosse o maior. Uma possível explicação

este fato é a diferença dos eixos de anisotropias magnéticas, ou seja, o eixo de anisotropia uniaxial da camada livre (Py 48Å) não é paralelo ao eixo de anisotropia unidirecional das camadas presas (Py 32Å e Py 16Å). Desta forma, na figura 3.27, o campo magnético externo está aplicado próximo do eixo fácil da anisotropia uniaxial (camada de Py 48Å), fazendo que o pico da camada livre seja muito menor do que os outros.

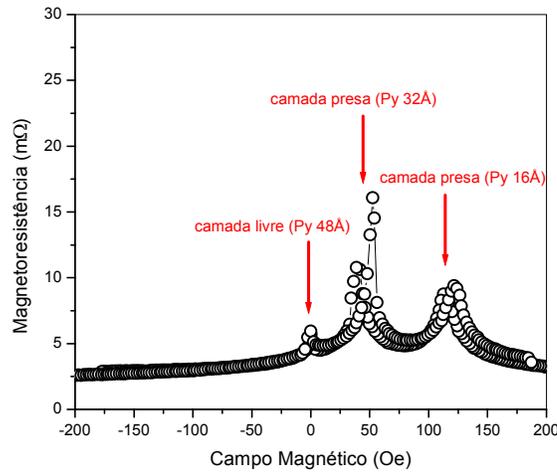


Fig. 3.27: Resultado experimental de magnetoresistência, no caso em que a natureza química da camada separadora não favorece a conservação de *spin*, ou seja, o *spin* perde correlação ao passar por ela; a amostra é: Si(001)/Ta(16Å)/Py(16Å)/Ir₂₂Mn₇₈(500Å)/Py(32Å)/Ta(48Å)/Py(48Å).

As figuras 3.28 mostram gráficos experimentais de magnetoresistência da amostra γ para diferentes ângulos θ_H entre o campo magnético externo \vec{H} e o eixo de anisotropia unidirecional. A interpretação qualitativa destes resultados é a mesma utilizada para interpretar os resultados das figuras 3.25 e 3.26, ou seja, a competição entre as energias magnéticas do sistema resulta na configuração das magnetizações.

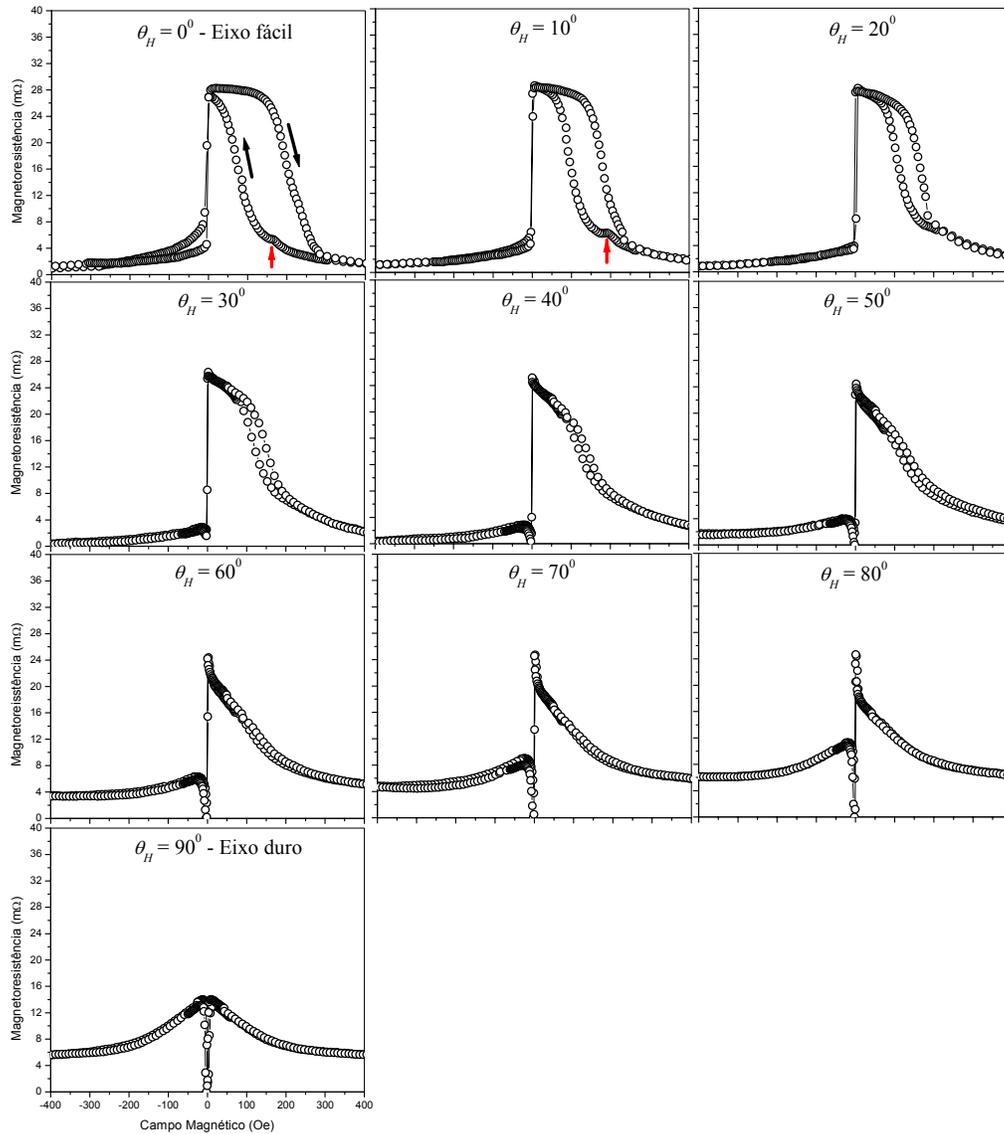


Fig. 3.28: Variação angular da magnetoresistência da amostra β , θ_H é o ângulo no plano entre o campo magnético aplicado e o eixo fácil da anisotropia unidirecional, que para as amostras da figura 3.24, está paralelo ao eixo fácil da anisotropia uniaxial da camada FM1.

Note que nos gráficos de $\theta_H = 0^0, 10^0$ da figura 3.28 existe uma pequena anomalia, indicada pela seta vermelha. Esta pequena variação da magnetoresistência é explicada pela AMR da camada ferromagnética FM3 (ver figura 3.24), pois como foi explicado para o caso do campo magnético aplicado no eixo duro, o efeito da AMR nas camadas

ferromagnéticas estão presentes, mas com amplitude muito menor do que a GMR entre as camadas FM1 e FM2.

Referências Bibliográficas

- [1] *Ultrathin Magnetic Structures II*, cap. 2, seção 4, Eds. J.A.C Bland e B. Heinrich, Springer-Verlag (1994);

Capítulo 4

Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação foram desenvolvidas duas técnicas para medir resistência elétrica, que foram aplicadas para estudar magnetoresistência de filmes e multicamadas magnéticas. Ambas as técnicas mostraram-se muito sensíveis, de modo que, foi possível medir variações de resistência elétrica de dezenas de $m\Omega$ e até unidades de $m\Omega$. Devido à detecção *lock-in*, a técnica AC, usando correntes típicas de $50\mu A$, mostrou-se mais sensível do que a técnica DC que, normalmente, usa correntes de $500\mu A$ para realizar as medidas de resistência elétrica. O desenvolvimento da montagem experimental de ambas as técnicas foi realizado durante o regime de dedicação exclusiva do mestrado que originou esta dissertação. Desta forma, o projeto das peças mecânicas, dos circuitos eletrônicos e o desenvolvimento do programa de controle e aquisição de dados dos experimentos também fazem parte da experiência profissional adquirida por mim.

Nas medidas de magnetoresistência do filme simples monocristalino de ferro, argumentos qualitativos de competição entre as energias magnéticas foram utilizados para explicar satisfatoriamente a magnetoresistência em função do ângulo entre o campo magnético externo e o eixo fácil da anisotropia cúbica. No caso de filmes simples policristalinos de cobalto e *permalloy*, verificou-se a presença do efeito da magnetoresistência anisotrópica. Este efeito foi evidenciado pelas medidas de resistência elétrica (R) em função do ângulo azimutal (θ) entre a densidade de corrente elétrica e a magnetização, que mostrou uma dependência do tipo $R \propto \cos^2 \theta$. Através de um modelo fenomenológico simples, que leva em conta os principais termos da energia magnética livre

do sistema, foi possível ajustar numericamente os resultados experimentais dos filmes policristalinos com o objetivo de obter os valores dos campos de anisotropias magnéticas. Estes valores foram comparados com os medidos pela técnica de ressonância ferromagnética, mostrando uma boa concordância, indicando assim que modelo é satisfatório.

No sistema de tricamada Fe(40Å)/Cr(31Å)/Fe(40Å) foi verificada a presença dos efeitos de magnetoresistência anisotrópica (AMR) e gigante (GMR). Explicações qualitativas também foram sugeridas para explicar a dependência da resistência elétrica com o campo magnético externamente aplicado. Medidas de magnetoresistência foram realizadas em função do ângulo entre o campo magnético externo e o eixo fácil da anisotropia cúbica, verificando a influência dos acoplamentos bilinear e biquadrático. Foi verificado que neste caso, as energias de acoplamento entre as camadas ferromagnéticas são muito relevantes para explicar o comportamento da magnetoresistência. O modelo fenomenológico desenvolvido para este sistema possui muitos parâmetros, de modo que, a técnica de magnetometria por efeito Kerr foi utilizada para auxiliar na interpretação dos resultados experimentais e principalmente, na obtenção dos campos de acoplamentos bilinear e biquadrático. Os valores destes campos foram usados para ajustar numericamente a magnetoresistência e assim, obter as amplitudes da AMR e GMR.

Medidas de magnetoresistência foram realizadas numa bicamada ferromagnética/antiferromagnética e o campo de *exchange bias* encontrado foi de 200 Oe. Explicações qualitativas para os resultados experimentais de magnetoresistência são sugeridas. Um modelo fenomenológico para um monodomínio magnético, que leva em conta as energias Zeeman e anisotropias uniaxial e unidirecional, foi desenvolvido com o objetivo de ajustar numericamente as curvas de magnetoresistência e, assim obter os valores dos campos de

anisotropias magnéticas. Para este sistema, estes campos também foram medidos através da técnica de ressonância ferromagnéticas. Desta forma, foi possível comparar os resultados obtidos com uma técnica estática (magnetoresistência) e uma técnica dinâmica (ressonância ferromagnética). Houve uma boa concordância para o valor do campo de *exchange bias*, mas para o campo de anisotropia uniaxial verificou-se que a medida estática é, aproximadamente, duas vezes maior que a dinâmica.

Estruturas do tipo válvulas de *spin* também foram estudadas pela técnica de magnetoresistência. As curvas de magnetoresistência, com o campo magnético externo paralelo e perpendicular ao eixo fácil de anisotropia unidirecional, foram explicadas com argumentos qualitativos. A dependência da amplitude da GMR com a espessura e a natureza química da camada separadora não magnética também foi verificada. O efeito da AMR também foi observado nestes sistemas. Também foram medidas curvas de magnetoresistência em função do ângulo entre o campo magnético aplicado e o eixo fácil da anisotropia unidirecional.

Como perspectiva para a montagem experimental de magnetoresistência tem-se a adaptação de um motor de passo com a função de girar a amostra, de modo que, todo o experimento ficaria automatizado. Caracterizações de válvulas de *spin* com diferentes camadas ferromagnéticas, camadas separadoras e camadas antiferromagnéticas devem ser realizadas. O estudo de tricamadas acopladas crescidas com outros materiais, além de ferro e cromo, deve ser iniciado. É importante lembrar que a técnica de magnetoresistência diferencial (técnica AC) pode ser utilizada para estudar a dependência da resistência elétrica com a corrente elétrica DC que passa pela amostra. Assim, estudos de excitação de magnons podem ser realizados com esta montagem.

Apêndice A

Energias Livres de Filmes e Multicamadas Magnéticas

O método utilizado para interpretar quantitativamente os resultados experimentais dos filmes e multicamadas magnéticas se baseia na minimização da energia livre magnética total do sistema. A minimização é feita numericamente por um algoritmo que utiliza as derivadas de primeira e de segunda da energia magnética livre para determinar as posições de equilíbrio da magnetização do sistema. Dessa forma, é de fundamental importância discutir, do ponto de vista fenomenológico, as principais contribuições das energias magnéticas presentes em nossas amostras. Neste apêndice serão discutidos e apresentados os principais modelos fenomenológicos das energias magnéticas que contribuem para a descrição de grandezas físicas, tais como magnetoresistência, absorção de microondas, curvas de magnetização, etc. Os principais termos de energia tratados aqui são: Zeeman, desmagnetização (que pode ser tratada como anisotropia de forma), anisotropia de superfície e anisotropia magneto-cristalina (cúbica e uniaxial). Além dessas, existem as contribuições devido às interações entre camadas: interação de troca (*exchange*) indireta (mediada por uma camada metálica não-magnética) e interação de troca direta (que ocorre na interface entre um meio ferromagnético e outro meio antiferromagnético).

A.1 Energia Zeeman

A energia Zeeman é originada da interação entre um dipolo magnético $\vec{\mu}$ e o campo indução magnética \vec{B} :

$$E_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (\text{A.1})$$

A equação A.1 é minimizada quando $\vec{\mu}$ está paralelo e no mesmo sentido de \vec{B} , portanto a energia Zeeman faz que o dipolo magnético se alinhe com o campo \vec{B} . Quando a interação Zeeman é tratada em um meio magnético é importante distinguir o campo magnético aplicado \vec{H} do campo de indução magnética \vec{B} . Lembre-se que este último campo depende do material magnético de que é feita a amostra:

$$(SI) \quad \vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}); \quad (CGS) \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}. \quad (\text{A.2})$$

Usando-se a equação A.2 no sistema CGS para reescrever a equação A.1, tem-se que:

$$E_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}. \quad (\text{A.3})$$

No caso de um momento de dipolo $\vec{\mu}$ no vácuo é indiferente escrever a energia Zeeman como a equação A.1 ou A.3, mas quando tratamos de materiais magnéticos o campo de indução magnética local \vec{B} depende da magnetização da amostra \vec{M} .

Em uma amostra magnética (que é composta de vários domínios magnéticos de dipolo magnético $\vec{\mu}_i$) é comum definir a magnetização macroscópica da amostra como:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i, \quad (\text{A.4})$$

onde $\vec{\mu}_i$ é o i -ésimo momento magnético da amostra e V é o volume da amostra que contém todos os $\vec{\mu}_i$'s. Então, a energia Zeeman de uma amostra magnética, submetida a um campo externo \vec{H} , no sistema CGS fica:

$$E_z = -\sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}. \quad (\text{A.5})$$

Usando a equação A.4 para reescrever a equação A.5, tem-se que:

$$E_z = -V\vec{M} \cdot \vec{H}. \quad (\text{A.6})$$

Em multicamadas magnéticas a área de cada camada é a mesma. Apenas as espessuras poderão ser diferentes. Por causa disso é comum escrever a energia por unidade de área:

$$\frac{E_z}{A} = -t\vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (\text{A.7})$$

onde A e t são a área e a espessura da camada magnética, respectivamente. No tratamento teórico do capítulo 3, a equação A.7 será usada para expressar a interação entre as magnetizações dos filmes e multicamadas magnéticas e o campo magnético aplicado externamente.

A.2 Energia de Desmagnetização (Anisotropia de Forma)

A energia de desmagnetização origina-se dos dipolos magnéticos não compensados que se localizam nas extremidades da amostra. Esse tipo de energia pode também ser explicado em termos da tendência que um corpo magnetizado possui de minimizar sua energia magnetostática. A energia de desmagnetização favorece a magnetização de um filme simples se orientar paralelamente ao seu plano. Numa amostra real, a análise da anisotropia de forma pode ser muito complicada devido à existência dos domínios magnéticos. Suponha a existência de um único domínio magnético, como visto na figura A.1.a), que está saturado devido à aplicação de um campo magnético aplicado externamente. Internamente os dipolos magnéticos se cancelam, mas nas extremidades da amostra isso não ocorre (ver fig. A.1.b)).

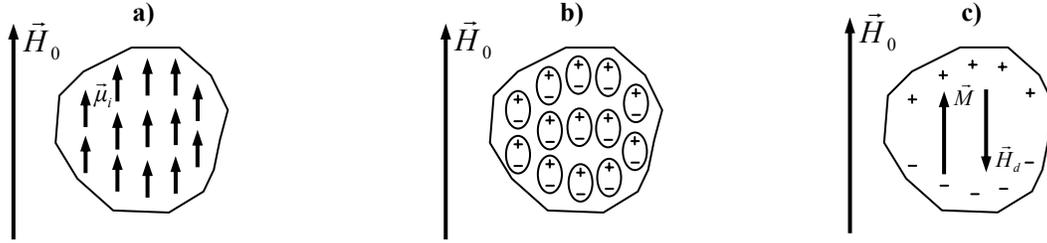


Fig. A.1: Ilustração dos dipolos magnéticos não compensados num material magnético. Note a existência de cargas magnéticas nas extremidades da amostra.

Um campo magnético \vec{H}_d é criado devido aos dipolos magnéticos não compensados nas extremidades da amostra. Esse campo é contrário à magnetização da amostra e, portanto é chamado de campo de desmagnetização (ver fig. A.1.c)). É importante notar que o número de dipolos magnéticos não compensados depende da superfície disponível. A energia associada a este campo pode ser escrita como (ver ref. [1]):

$$E_d = -\frac{1}{2}V\vec{M} \cdot \vec{H}_d, \quad (\text{A.8})$$

onde V é o volume da amostra e o fator $\frac{1}{2}$ leva em consideração o fato de que o campo \vec{H}_d é um campo auto-induzido, isto é, esse fator evita que a energia, entre dois dipolos, seja contada duas vezes.

Da figura A.1 conclui-se que se a magnetização \vec{M} não existir, então o campo de desmagnetização \vec{H}_d também não existe. É possível escrever uma relação tensorial e empírica entre \vec{H}_d e \vec{M} :

$$\vec{H}_d = -\vec{D}\vec{M}, \quad (\text{A.9})$$

onde \vec{D} é chamado de fator de desmagnetização e depende da forma da amostra e da direção do campo \vec{H}_0 . Usando a equação A.9 para reescrever a equação A.8 em coordenadas esféricas (ver fig. A.2), tem-se que:

$$E_d = \frac{1}{2}VM^2(D_{xx} \sin^2 \theta \cos^2 \phi + D_{yy} \sin^2 \theta \sin^2 \phi + D_{zz} \cos^2 \theta), \quad (\text{A.10})$$

onde D_{xx} , D_{yy} e D_{zz} são os elementos da diagonal do tensor de desmagnetização \vec{D} .

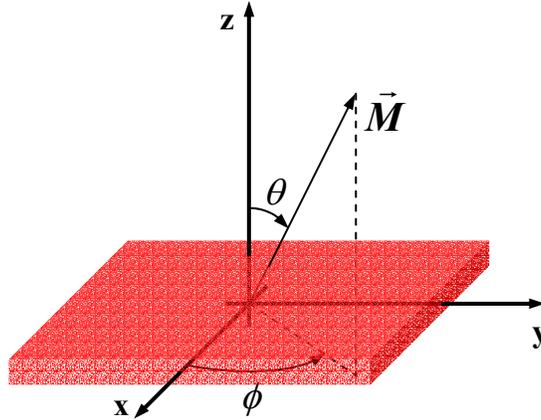


Fig. A.2: Sistema de eixos cartesianos mostrando os ângulos das coordenadas esféricas usados para escrever a equação A.10

No caso de um filme fino, por simetria, a única componente de \vec{D} que é diferente de zero é aquela perpendicular ao plano do filme. No sistema CGS a soma dos elementos da diagonal de \vec{D} vale 4π , portanto para o filme fino da figura A.2: $D_{zz} = 4\pi$. Nesse caso, a equação A.10 por unidade de área fica:

$$\frac{E_d}{A} = t2\pi M^2 \cos^2 \theta. \quad (\text{A.11})$$

Em resumo, a energia de desmagnetização (equação A.11), que é resultante de interações dipolares, é a grande responsável pela magnetização ficar no plano filme, pois sua minimização implica em $\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$. Dessa forma, esse termo energético assume o valor nulo para filmes e multicamadas magnéticas magnetizadas no plano. Por isso, a energia de desmagnetização não é considerada na formulação da energia magnética livre total das seções do capítulo 3. A energia de superfície (abordada na próxima seção), em alguns

casos, pode fazer com que a magnetização fique perpendicular ao plano do filme e assim competir com a equação A.11 fazendo com que $\cos\theta \neq 0$.

A.3 Energias de Superfície e de Volume

Algumas propriedades magnéticas de filmes finos e multicamadas magnéticas podem ter origem em efeitos de volume e efeitos de superfície/interface. As camadas atômicas nas vizinhanças das superfícies possuem propriedades magnéticas diferentes daquelas que estão no volume da amostra. Isso ocorre devido à quebra de simetria nas superfícies, que são influenciadas pelas camadas adjacentes. Néel foi o primeiro a propor uma descrição para a anisotropia devido à superfície [2]. Verifica-se experimentalmente que no caso de filmes finos essa anisotropia de superfície se manifesta como uma anisotropia uniaxial, onde o eixo uniaxial é perpendicular ao plano da amostra (eixo-z na figura A.2):

$$E_s = -K_s \cos^2 \theta, \quad (\text{A.12})$$

onde K_s é a constante de anisotropia magnética e pode ser positivo ou negativo, dependendo da espessura e da natureza química da camada ferromagnética. A equação A.12 é energia por unidade de volume e θ é o ângulo que a magnetização faz com a normal ao plano do filme (ver fig. A.2). Dependendo do sinal da constante de anisotropia K_s a equação A.12 força a magnetização para o plano da amostra ($K_s < 0$) ou fora do plano da amostra ($K_s > 0$). Os filmes magnéticos estudados nesta dissertação são espessos o suficiente para considerar $K_s < 0$. Dessa forma, a anisotropia de superfície e volume tem a mesma função da energia de desmagnetização, isto é, contribui para que a magnetização

fique no plano da amostra ($\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$ na equação A.12). Com esses valores do ângulo polar θ a equação A.12 assume o valor nulo e, assim como a energia de desmagnetização, não é considerada no tratamento teórico do capítulo 3. As contribuições de volume são principalmente as anisotropias magneto-cristalinas, que serão discutidas nas próximas seções. Uma discussão mais detalhada sobre as contribuições de cada uma das anisotropias (superficial e volumétrica) para o valor de K é feita em [3].

A.4 Energia Uniaxial (Anisotropia Magneto-cristalina Uniaxial)

A energia uniaxial tratada nesta seção é diferente da equação A.11 e A.12, pois neste caso a direção do eixo uniaxial depende da rede cristalina da amostra, isto é, depende da orientação do momento angular de *spin* de cada íon/átomo em relação aos eixos cristalinos. A anisotropia uniaxial origina-se de uma quebra de simetria da rede cristalina da amostra numa dada direção. Essa quebra de simetria origina um arranjo cristalino na amostra que resulta em uma direção preferencial (eixo fácil) de orientação da magnetização. A anisotropia magneto-cristalina uniaxial surge naturalmente quando o material se arranja de acordo com uma rede cristalina hexagonal, neste caso o eixo fácil é paralelo ao eixo-c do cristal. O cobalto monocristalino é um exemplo de material que apresenta esse tipo de anisotropia. A anisotropia uniaxial também pode ser originada da tensão mecânica induzida durante o processo de crescimento de filmes magnéticos. Essa tensão pode ser gerada devido ao descasamento entre as constantes de rede do substrato e do material do filme a ser crescido [4].

Do ponto de vista microscópico, a energia uniaxial é explicada principalmente pela interação *spin*-órbita. A interação de troca (*exchange*) poderia dar uma contribuição

adicional, mas como apresenta uma dependência que é proporcional ao produto escalar entre os *spins*, a mesma independe da orientação relativa entre os *spins* e os eixos cristalinos. A interação dipolar pode contribuir para explicar a energia uniaxial, pois ela apresenta uma dependência entre os ângulos da magnetização e os eixos cristalinos da amostra. Para um cristal cúbico simples, e considerando apenas a interação dipolar, entre os primeiros vizinhos, é fácil concluir que a energia dipolar total é nula, pois o momento magnético total do cristal é nulo (ver fig. A.3). Para estruturas de baixa simetria, tal como cristais hexagonais, essa conclusão não é verdadeira. Entretanto, as contribuições devido à perda de simetria e conseqüente contribuição da interação dipolar são desprezíveis. Portanto, a anisotropia uniaxial é principalmente explicada pela interação *spin*-órbita.

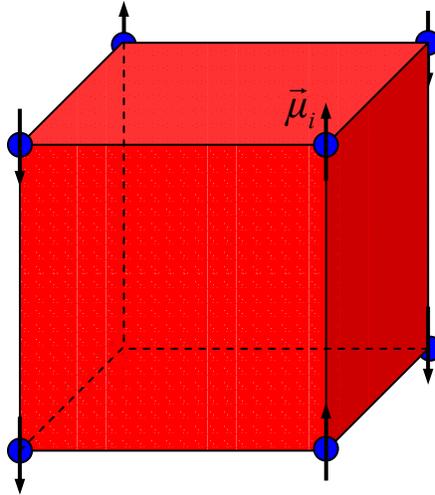


Fig. A.3: Ilustração do cancelamento da energia dipolar para um cristal cúbico simples. Observe que os momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ se somam de tal forma que o momento magnético total do cristal é nulo.

A energia por unidade de volume da anisotropia uniaxial pode ser fenomenologicamente escrita como:

$$E_u = -\frac{K_{u1}}{M^2}(\vec{M} \cdot \hat{\theta}_u)^2 - \frac{K_{u2}}{M^4}(\vec{M} \cdot \hat{\theta}_u)^4 + \dots, \quad (\text{A.13})$$

onde K_{u1} e K_{u2} são as constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, respectivamente, \vec{M} é a magnetização da amostra e $\hat{\theta}_u$ um vetor unitário paralelo ao eixo

de simetria uniaxial. Note que apenas as potências pares aparecem na equação A.14, isso se deve a simetria uniaxial, pois a energia não deve ser alterada em uma rotação de 180° . Quando o eixo de simetria é perpendicular ao plano do filme, a anisotropia uniaxial e as anisotropias de superfície e de desmagnetização competem entre si. Nesse caso, fica difícil separar as contribuições individuais de cada tipo de anisotropia.

A.5 Energia Cúbica (Anisotropia Magneto-cristalina Cúbica)

Assim como a energia uniaxial, a energia cúbica é originada de simetrias da rede cristalina. O caso da uniaxial é explicado pela simetria hexagonal da célula cristalina. A energia cúbica origina-se das simetrias de um cristal cúbico e, portanto deve ser invariante por: a) inversão do sentido da magnetização e b) troca de dois eixos quaisquer. Para escrever sua expressão incluindo todas as duas simetrias necessárias é comum usar os co-senos diretores da magnetização (ver fig. A.4).

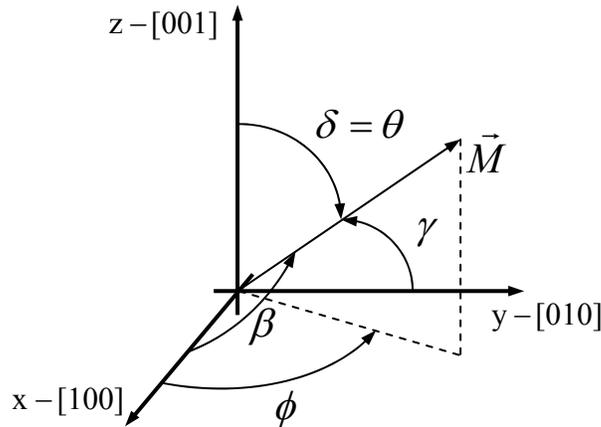


Fig. A.4: Sistema de eixos mostrando as coordenadas esféricas, os co-senos diretores da magnetização e os principais eixos de simetria de um cristal cúbico.

Lembrando que:

$$\alpha_1 = \cos \beta = \sin \theta \cos \phi; \quad \alpha_2 = \cos \gamma = \sin \theta \sin \phi; \quad \alpha_3 = \cos \delta = \cos \theta, \quad (\text{A.14})$$

onde:

$$\begin{aligned}\sin \theta &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; & \sin \phi &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \cos \theta &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; & \cos \phi &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}\end{aligned}\quad (\text{A.15})$$

Aplicando-se a inversão do sentido da magnetização tem-se que: $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ e então:

$$\begin{aligned}\sin \theta &\rightarrow \sin \theta; & \sin \phi &\rightarrow -\sin \phi \\ \cos \theta &\rightarrow -\cos \theta; & \cos \phi &\rightarrow -\cos \phi\end{aligned}\quad (\text{A.16})$$

Usando as relações A.16 para reescrever os co-senos diretores tem-se que:

$$\alpha_1 \rightarrow -\alpha_1; \quad \alpha_2 \rightarrow -\alpha_2; \quad \alpha_3 \rightarrow -\alpha_3. \quad (\text{A.17})$$

Portanto, os primeiros termos energéticos da energia cúbica devido à contribuição da invariância por inversão do sentido da magnetização devem ser do tipo:

$$\alpha_i \alpha_j; \alpha_i \alpha_j \alpha_k^2; \alpha_i^2 \alpha_j^2 \alpha_k^2, \quad (\text{A.18})$$

onde $i, j = 1, 2, 3$. No caso da troca de dois eixos quaisquer, existem três casos: (i) $x \leftrightarrow y$ ou seja $\beta \leftrightarrow \gamma$; (ii) $x \leftrightarrow z$ ou seja $\beta \leftrightarrow \delta$ e (iii) $y \leftrightarrow z$ ou seja $\gamma \leftrightarrow \delta$. Então, respectivamente, tem-se que:

$$\alpha_1 \leftrightarrow \alpha_2; \quad \alpha_1 \leftrightarrow \alpha_3; \quad \alpha_2 \leftrightarrow \alpha_3. \quad (\text{A.19})$$

Dessa forma, para que a energia cúbica seja invariante pela troca de dois eixos quaisquer os termos energéticos devem conter os três co-senos diretores sendo somados ou multiplicados e com as mesmas potências. Então, os termos ficam da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3; & \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2; & \alpha_1^3 + \alpha_2^3 + \alpha_3^3 \dots \\ \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_1 \alpha_3 + \alpha_2 \alpha_3; & \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2; & \alpha_1^3 \alpha_2^3 + \alpha_1^3 \alpha_3^3 + \alpha_2^3 \alpha_3^3 \dots \\ \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3; & \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2; & \alpha_1^3 \alpha_2^3 \alpha_3^3 \dots\end{aligned}\quad (\text{A.20})$$

É importante notar que esta segunda simetria exige que os termos de mesma ordem tenham a mesma constante multiplicativa. Levando em conta as relações A.20 e A.18 e considerando apenas os primeiros termos, tem-se que a energia cúbica por unidade de área tem a forma:

$$\frac{E_c}{A} = tK_0(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + tK_{c1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + tK_{c2}(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2), \quad (\text{A.21})$$

onde A e t são a área e espessura do filme, respectivamente, K_0 , K_{c1} e K_{c2} são as constantes de anisotropia cúbica de zero, primeira e segunda ordem, respectivamente. Devido às relações trigonométricas, o primeiro termos em parêntese é 1, isso significa que o primeiro termo na equação A.21 é constante. Em geral, nos resultados experimentais, é verificado que $K_{c1} \gg K_{c2}$ e, portanto a equação A.21 fica:

$$\frac{E_c}{A} = tK_{c1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2). \quad (\text{A.22})$$

Dependendo do material K_{c1} pode ser positivo ou negativo. Dois exemplos de materiais cúbicos são o ferro ($K_{c1} > 0$) e o níquel ($K_{c1} < 0$).

No processo de crescimento de filmes finos magnéticos cúbicos eles podem apresentar diferentes direções de crescimento, isto é, o principal eixo de simetria pode ser qualquer direção. Por exemplo, se a direção de crescimento for [110], então o plano (110) é paralelo ao plano do filme. Essa direção de simetria é dada pela orientação cristalina do substrato. Dessa forma, ao escrever a equação A.22 em função dos ângulos esféricos, fica mais simples se um dos eixos coordenados for paralelo à direção [110] (ver fig. A.5).

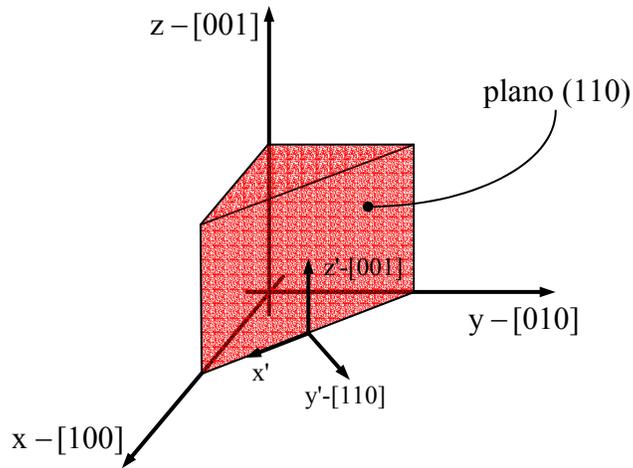


Fig. A.5: Ilustração do novo sistema de coordenadas usado para escrever a equação A.22 em função dos ângulos esféricos, no caso de crescimento do filme na direção [110]. Observe que é apenas uma rotação de 45° em torno do eixo-z.

Então, dependendo da direção de crescimento é necessário girar os eixos coordenados. Nesta seção serão abordadas três direções de crescimento ([100], [110] e [111]) e as respectivas expressões da energia cúbica (equação A.22) serão explicitadas.

No caso de crescimento na direção [100] não é necessário girar os eixos coordenados, pois a direção de crescimento coincide com um dos eixos cristalinos. Neste caso uma das faces do cubo é paralela ao plano do filme. Usando os ângulos esféricos mostrados na figura A.4 para reescrever a equação A.22, tem-se que:

$$\frac{E_c}{A} = \frac{1}{4} tK_{c1} (\sin^4 \theta \sin^2 2\phi + \sin^2 2\theta). \quad (\text{A.23})$$

Como mostrado nas duas seções anteriores (A.4 e A.3) a magnetização do filme fica no plano e supondo o plano do filme paralelo ao plano-xy (direção de crescimento [001]), tem-se que ($\theta = 90^\circ$) e a energia cúbica neste caso fica:

$$\frac{E_c^{[001]}}{A} = \frac{1}{4} tK_{c1} \sin^2 2\phi, \quad (\text{A.24})$$

onde ϕ é o ângulo azimutal (ver fig. A.4). Observe que a energia cúbica da equação A.24 é minimizada em dois eixos: $\phi = 0^\circ; 180^\circ$ e $\phi = 90^\circ; 270^\circ$, que são os eixos preferenciais (eixos fáceis) da magnetização da amostra.

Quando a direção de crescimento do filme é [110] é necessário girar os eixos coordenados para que a expressão da energia cúbica fique simplificada. Os novos eixos usados, neste caso, estão mostrados na figura A.5 e as relações entre as coordenadas rotacionadas e não-rotacionadas são:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.25})$$

Usando-se as relações A.14, A.15 e A.25 para reescrever os novos co-senos diretores, obtém-se que:

$$\alpha'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 - \alpha_2); \quad \alpha'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2); \quad \alpha'_3 = \alpha_3. \quad (\text{A.26})$$

Usando-se as relações A.26 escrever a energia cúbica (equação A.22) em função dos novos co-senos diretores, tem-se que:

$$\frac{E_c}{A} = tK_{c1} \left[\frac{1}{4}(\alpha'^2_1 - \alpha'^2_2)^2 + \alpha'^2_1 \alpha'^2_3 + \alpha'^2_2 \alpha'^2_3 \right]. \quad (\text{A.27})$$

Admitindo que a magnetização do filme fino permanece no plano de crescimento (neste caso plano (110)), tem-se que $\alpha'_2 = 0$ (ver fig. A.5 e relações A.14), pois $\phi' = 0^\circ$. Então, a expressão da energia cúbica para o caso de crescimento na direção [110] fica:

$$\frac{E_c^{[110]}}{A} = \frac{1}{4} tK_{c1} (\sin^4 \theta' + \sin^2 2\theta'), \quad (\text{A.28})$$

onde nesta equação os ângulos das novas coordenadas esféricas foram substituídos (ver relações A.14 e figura A.6). Na equação A.28 existe apenas um eixo fácil ($\theta' = 0; 180$).

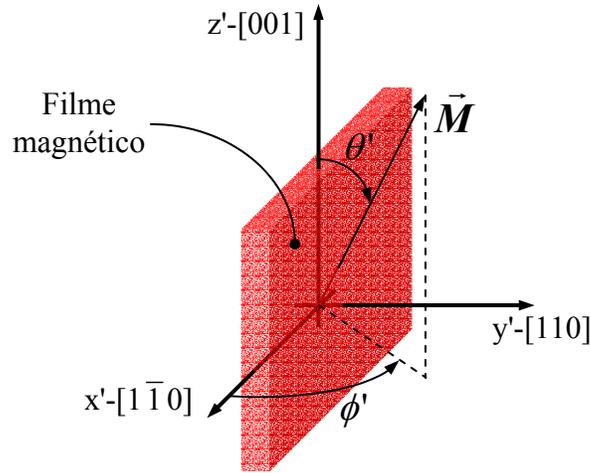


Fig. A.6: Ilustração detalhada da geometria entre o plano do filme e os eixos cristalinos no caso da direção de crescimento [110]. Note que a direção perpendicular ao plano do filme é a direção de crescimento do mesmo.

O último caso da direção de crescimento a ser discutido é a direção [111]. O novo sistema de eixos coordenados é definido por duas rotações: (i) rotação de 45° em torno do eixo-z e (ii) rotação de um ângulo ξ em torno do eixo-x' tal que o eixo-y'' seja paralelo à direção [111] (ver fig. A.7). O ângulo ξ é definido pelos vetores paralelos às direções [111] e [110]. Dessa forma, basta encontrar o produto escalar entre esses dois vetores:

$$\cos \xi = \hat{u}_{[111]} \cdot \hat{u}_{[110]}, \text{ onde } \hat{u}_{[111]} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\hat{x} + \hat{y} + \hat{z}) \text{ e } \hat{u}_{[110]} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + \hat{y}). \text{ Então: } \cos \xi = \frac{2}{\sqrt{6}},$$

que resulta em $\xi \approx 35,26^\circ$. Portanto, a transformação de coordenadas fica:

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (\text{A.29})$$

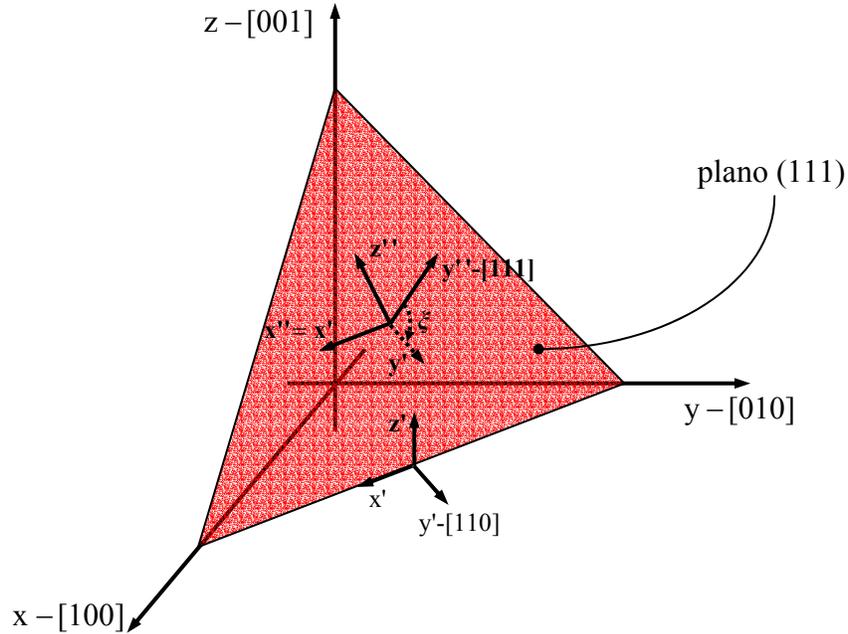


Fig. A.7: Ilustração das rotações necessárias para definir o novo sistema de eixos coordenados usado no caso de crescimento do filme na direção [111]. Note a definição do ângulo ξ .

Usando-se as relações A.14, A.15 e A.29 é possível escrever os novos co-senos diretores em função dos co-senos diretores não-rotacionados:

$$\alpha''_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 - \alpha_2); \quad \alpha''_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3); \quad \alpha''_3 = -\frac{1}{\sqrt{6}}(\alpha_1 + \alpha_2) + \frac{2}{\sqrt{6}}\alpha_3. \quad (\text{A.30})$$

Assim como foi feito anteriormente, a energia cúbica (equação A.22) será escrita em função dos co-senos diretores rotacionados usando as relações A.30:

$$\frac{E_c}{A} = tK_{c1} \left\{ \left[\left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 - \frac{\alpha''_1{}^2}{2} \right]^2 + 2 \left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} + \frac{2\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 + \frac{\alpha''_1{}^2}{2} \right] \right\}. \quad (\text{A.31})$$

Novamente, pelo fato da magnetização do filme ficar no plano de crescimento do filme (o próprio plano do filme) tem-se que $\phi'' = 0^\circ$ (ver fig. A.7), ou seja, $\alpha''_2 = 0$ (ver relações A.14). Dessa forma, substituindo os co-senos diretores rotacionados pelas coordenadas

esféricas do novo sistema de eixos (ver relações A.14 e figura A.7), a energia cúbica de um filme crescido na direção [111] fica:

$$\frac{E_c^{[111]}}{A} = \frac{1}{4} tK_{c1} (\cos^4 \theta'' + \sin^4 \theta'' + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta'') = \frac{1}{4} tK_{c1}, \quad (\text{A.32})$$

onde nesta última equação a relação trigonométrica $\cos^4 \theta'' + \sin^4 \theta'' + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta'' = 1$ foi utilizada. Portanto, teoricamente a energia não depende da direção da magnetização do filme, mas lembre-se que esse resultado é baseado na suposição de $K_{c1} \gg K_{c2}$ e assim o termo de segunda ordem é desprezado na equação A.21. Dessa forma, em filmes de ferro monocristalino, crescidos na direção [111], é importante levar em consideração a contribuição de segunda ordem da anisotropia magneto-cristalina cúbica da equação A.21 [6].

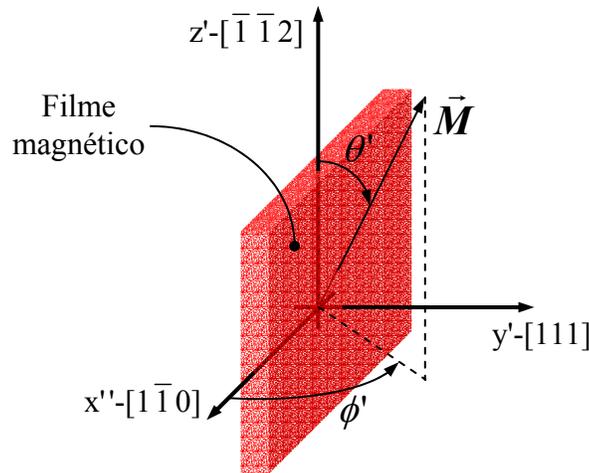


Fig. A.8: Ilustração dos ângulos esféricos, no sistema de eixos rotacionados, em relação aos eixos cristalinos no caso da direção de crescimento [111]. Observe que a direção de crescimento é perpendicular ao plano do filme.

A.6 Acoplamento entre Camadas (Acoplamento Bilinear)

Na década de 80 foi descoberto que as magnetizações de duas camadas metálicas ferromagnéticas, separadas por um metal não-magnético, poderiam se acoplar [6]. Foi

mostrado que esse tipo de acoplamento dependia da espessura e da natureza química da camada metálica separadora. Podem ocorrer dois tipos de acoplamentos: (i) bilinear e (ii) biquadrático. A interação entre as duas camadas ferromagnéticas se dá através dos elétrons de condução da camada não-magnética. A expressão fenomenológica da energia magnética associada ao acoplamento bilinear é dada por:

$$E_{bil} = -J_{bil} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}, \quad (\text{A.33})$$

onde J_{bil} é a constante de acoplamento bilinear que pode ser positiva ou negativa, \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são as magnetizações das camadas ferromagnéticas (FM1 e FM2), respectivamente. Esta expressão é semelhante à energia de acoplamento proposta por W. Heisenberg [7] para explicar o ferromagnetismo, antiferromagnetismo e ferrimagnetismo nos materiais, que atua apenas em dimensões atômicas, e é dada por:

$$E_{Hei} = -J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (\text{A.34})$$

onde J é a constante de troca (*exchange*) que pode ser positiva ou negativa, \vec{S}_1 e \vec{S}_2 são os *spins* dos íons vizinhos. Note que a interação descrita pela equação A.33 ocorre entre duas magnetizações adjacentes (escala macroscópica) e no caso da equação A.34 ocorre entre *spins* de íons vizinhos (escala microscópica). Apesar de atuarem em escalas diferentes, ambas as expressões explicam acoplamento entre momentos magnéticos.

Diferentemente das energias de anisotropias magnéticas, o acoplamento bilinear não depende diretamente da direção dos eixos de anisotropias magnéticas ou dos eixos cristalinos. A única dependência angular é com o ângulo $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ entre as magnetizações adjacentes, que é definido pelo produto escalar da equação A.33 (ver fig. A.9).

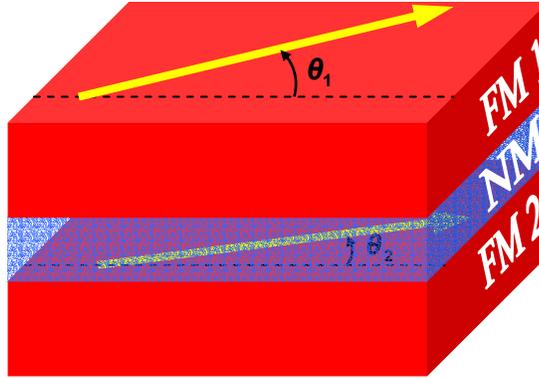


Fig. A.9: Ilustração do ângulo $\Delta\theta$ entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes.

Observe que a configuração das magnetizações que minimiza a energia bilinear (equação A.33) depende do sinal de J_{bil} . Quando $J_{bil} > 0$, o mínimo da equação A.33 é caracterizado pelo paralelismo das magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 ($\Delta\theta = 0^\circ$), resultando no acoplamento ferromagnético (ver fig. A.10). No caso de $J_{bil} < 0$ a energia bilinear é minimizada quando as magnetizações ficam antiparalelas ($\Delta\theta = 180^\circ$), que resulta no acoplamento antiferromagnético (ver fig. A.10). O sinal da constante de acoplamento J_{bil} depende da espessura e da natureza química do material espaçador, como foi mostrado por S.S.P. Parkin e colaboradores [8].

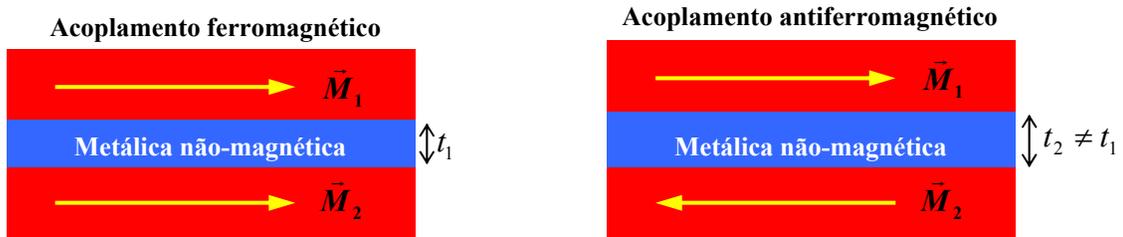


Fig. A.10: Ilustração dos dois tipos de acoplamento bilinear entre camadas ferromagnéticas.

A.7 Acoplamento entre Camadas (Acoplamento Biquadrático)

A origem microscópica do acoplamento biquadrático entre camadas ferromagnéticas ainda não é claramente entendida. Fenomenologicamente, pode-se interpretar esse acoplamento como uma correção de segunda ordem em relação ao acoplamento bilinear, pois sua expressão matemática reflete esse fato:

$$E_{biq} = J_{biq} \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2, \quad (\text{A.35})$$

onde J_{biq} é a constante de acoplamento biquadrático e é sempre positiva, \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são as magnetizações das camadas adjacentes (ver fig. A.7). Assim como no acoplamento bilinear, o acoplamento biquadrático não depende diretamente dos eixos de anisotropias magnéticas e dos eixos cristalinos, apenas do ângulo $\Delta\theta$ entre as magnetizações. A energia biquadrática faz com que as magnetizações fiquem perpendiculares entre si.

Por se tratar de um termo de segunda ordem em relação à equação A.33, na equação A.35 é esperado que $J_{biq} \ll J_{bil}$, mas, assim como será visto na seção 3 do capítulo 3, para determinadas espessuras da camadas não-magnética $J_{biq} \approx J_{bil}$.

A.8 Acoplamento Direto (*Exchange Bias*)

Descoberto em 1956 por Meiklejohn and Bean, o acoplamento direto (*exchange bias*) refere-se à anisotropia unidirecional que um material ferromagnético apresenta quando está em contato atômico com um material antiferromagnético. Em geral, os filmes ferromagnéticos apresentam a anisotropia magneto-cristalina uniaxial (ver seção 4 deste apêndice). Dessa forma, a magnetização dos filmes possui uma direção preferencial (eixo fácil) de forma que, quando o campo magnético externo (\vec{H}) é nulo, os *spins* eletrônicos

ficam alinhados com este eixo. A equação A.13 mostra que a energia magnética livre é invariante sob rotação de 180° . Assim, a curva de magnetização fica simétrica em torno de $H = 0$ (ver fig. A.11.a).

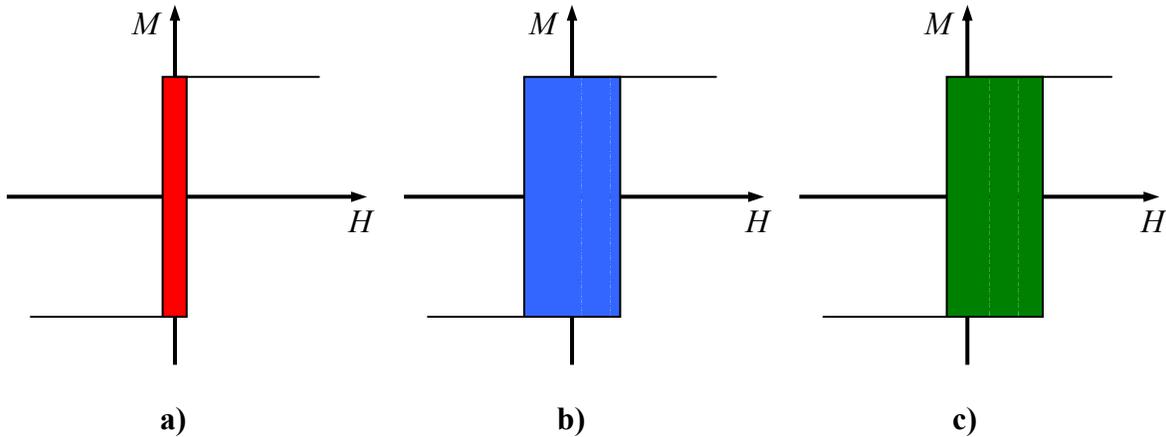


Fig. A.11: Ilustrações de curvas de magnetização para: a) filme simples ferromagnético; b) filme ferromagnético depositado sobre um filme antiferromagnético, sem campo aplicado e c) mesma estrutura de b), mas com campo aplicado durante o processo de crescimento do filme.

Quando uma camada de material ferromagnético é crescida sobre uma camada de material antiferromagnético, o acoplamento de troca (*exchange*) entre as duas camadas faz com que a coercividade da camada ferromagnética aumente (ver fig. A.11.b). Normalmente isso é atribuído ao aumento da coercividade dos *spins* que participam da interface entre a camada ferromagnética e antiferromagnética. Ainda assim, a curva de magnetização fica simétrica em torno de $H = 0$, indicando que a anisotropia uniaxial ainda está presente. No caso da camada ferromagnética crescida sobre a camada antiferromagnética com um campo aplicado externamente, a curva de magnetização fica deslocada em relação a $H = 0$ (ver fig. A.11.c). Este mesmo efeito pode ser observado se a amostra é submetida a um tratamento térmico, sob campo aplicado, acima da temperatura de Néel do material antiferromagnético. Este deslocamento unidirecional é chamado de *exchange bias* e reflete o fato de que existe apenas uma única direção preferencial da magnetização, isto é, a

energia magnética livre não é invariante sob rotação de 180^0 . Sua origem está relacionada com a interação dos átomos da interface entre a camada ferromagnética e antiferromagnética. Esse tipo de acoplamento pode estar presente em vários tipos de estruturas, desde materiais granulares até filmes finos. É necessário apenas que exista a interface entre um material ferromagnético e antiferromagnético. Uma boa revisão sobre esse assunto é feita na referência [9]. Fenomenologicamente a energia magnética por unidade de volume associada a este fenômeno é escrita como:

$$E_{eb} = -J_E \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}}, \quad (\text{A.36})$$

onde J_E é a constante de acoplamento direto ou *exchange bias*, \vec{M}_{FM} e \vec{M}_{AF} são as magnetizações das camadas ferromagnéticas e antiferromagnéticas, respectivamente.

Referências bibliográficas

- [1] A.H. Morrish, “*The Physical Principles of Magnetism*”, capítulo 1, p. 8;
- [2] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **15**, 225 (1954);
- [3] *Ultrathin Magnetic Structures I*, cap. 2, seção 3, Eds. J.A.C Bland e B. Heinrich, Springer-Verlag (1994);
- [4] Y. Ueda e M. Takahashi, *J. Magn. Magn. Mater.* **71**, p. 212 (1988);
- [5] S.M. Rezende, J.A.S. Moura, F.M. de Aguiar, *Phys. Rev. B* **49**, p. 15105 (1994);
- [6] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, p. 2442 (1986);
- [7] W. Heisenberg, *Zeitschrift fur Physik* **49**, p. 619 (1988);
- [8] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 2304 (1990);
- [9] J. Nogués, I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, p. 203 (1999);

Apêndice B

Algoritmos de Minimização e Aquisição de Dados

B.1 Filme Simples

var

```
Form1: TForm1;
Hu, epsilon, AMR, R0 : Single;
Hnew, Hexp, Ri, Rteo, Rexp, angnew : Array of Single;
tamexp, tamteo : Integer;
```

implementation

```
{SR *.DFM}
```

```
function TForm1.Energia (H, fi1, fiH : Single) : Single; {energia magnética a ser minimizada}
```

begin

```
Result := - H*cos((fiH-fi1)*pi/180) - Hu*Power(cos(fi1*pi/180),2)/2;
```

end;

```
function TForm1.d1E_fi1 (H, fi1, fiH : Single) : Single; {derivada de primeira ordem}
```

begin

```
Result := -H*sin((fiH-fi1)*pi/180) + Hu*sin(2*fi1*pi/180)/2;
```

end;

```
function TForm1.d2E_fi1 (H, fi1, fiH : Single) : Single; {derivada de segunda ordem}
```

begin

```
Result := H*cos((fiH-fi1)*pi/180) + Hu*cos(2*fi1*pi/180);
```

end;

```
procedure TForm1.ProcuraIntervalo (H, fiH : Single;var a,b : Single);
```

```
var i, i1, i1_min : Integer;
```

```
inc, y_min, y_aux : Single;
```

```
x1 : Array of Single;
```

```
const n = 100 ; {número de valores de fi}
```

begin

```
inc := 361/n;
```

```
{gerando os valores dos ângulos}
```

```
SetLength (x1,n+1);
```

```
for i := 0 to n do x1[i] := -180.5 + i*inc;
```

```
{procurando o minimo absoluto da energia}
```

```
y_min := Energia (H,x1[0],fiH);
```

```
i1_min := 0;
```

```
for i1 := 0 to n do
```

begin

```
y_aux := Energia (H,x1[i1],fiH);
```

```
if y_aux <= y_min then
```

begin

```

    y_min := y_aux;
    i1_min := i1;
    end;
end;
a := x1[i1_min] - 5;
b := x1[i1_min] + 5;
end;

function TForm1.Minimo (H, fiH, a, b : Single) : Single;
var x : Single; {em graus}
    erro, fa, fb, fx : Single;
begin
    fa := d1E_fi1 (H,a,fiH);
    fb := d1E_fi1 (H,b,fiH);
    if fa*fb >= 0 then
        begin
            Result := 999999999999999;
            ShowMessage ('Não existe raiz neste intervalo. Tente outro intervalo');
        end
    else
        begin
            erro := 99999999999;
            while erro >= epsilon do
                begin
                    fa := d1E_fi1 (H,a,fiH);
                    fb := d1E_fi1 (H,b,fiH);
                    x := (a+b)/2;
                    fx := d1E_fi1 (H,x,fiH);
                    if fx*fa > 0 then a := x;
                    if fx*fb > 0 then b := x;
                    erro := abs(b-a);
                end;
            Result := x;
        end;
    end;
end;

procedure TForm1.MinimizacaoClick (Sender: TObject);
var a, b, fiH, fi1_min, d2_fi1, Hmax, incH : Single;
    i, tra : Integer;
    Hteo, ang : Array of Single;
begin
    Series1.Clear;
    Chart1.Update;
    Hu := StrToFloat (Edit_Hu.Text);
    fiH := StrToFloat (Edit_fiH.Text);
    epsilon := StrToFloat(Edit_epsilon.Text);
    Hmax := StrToInt (Edit_Hmax.Text);

```

```

tamteo := StrToInt (Edit_tam.Text);
incH := Hmax/tamteo;
SetLength (Hteo,tamteo);
for i := 0 to tamteo-1 do Hteo[i] := Hmax - i*incH;
{Resolvendo o diagrama de fase fi1 versus H}
SetLength (ang,tamteo);
for i := 0 to tamteo-1 do
  begin
    Edit1.text := FloatToStr (Hteo[i]);
    Edit1.Update;
    ProcuraIntervalo (Hteo[i],fiH,a,b); {no intervalo [a,b] está o ângulo que minimiza a energia}
    fi1_min := Minimo (Hteo[i],fiH,a,b);
    d2_fi1 := d2E_fi1 (Hteo[i],fi1_min,fiH);
    if (d2_fi1<0) then Showmessage ('minimo confundido com maximo');
    ang[i] := fi1_min; {armazenando o ângulo que minimize a energia}
  end;
{mostrando diagrama de fase}
for i := 0 to tamteo-1 do Series1.AddXY (Hteo[i],ang[i],"clblue");
end;
end.

```

B.2 Tricamada FM/NM/FM

var

```

Form1: TForm1;
Hu1, Hu2, Hbil, Hbiq, Hc1, Hc2, q21, epsilon, AMR1, AMR2, GMR, R0 : Single;
Hteo, Hnew, Hexp, Rteo, Rexp, ang1, ang2, ang1new, ang2new : Array of Single;
tamteo, tamexp : Integer;

```

implementation

{ $\$R$ *.DFM}

function TForm1.Energia (H, fi1, fi2, fiH, fiu1, fiu2 : Single) : Single;

begin

{Hbil, Hbiq são os campos de interação bilinear e biquadráticos, respectivamente com respeito a camada 1}

```

Result := - H*cos((fi1-fiH)*pi/180) - H*q21*cos((fi2-fiH)*pi/180) {termos zeeman}
+ Hc1*Power(sin(2*fi1*pi/180),2)/8 + Hc2*Power(sin(2*fi2*pi/180),2)/8 {termo cúbico}
- Hu1*Power(cos(fi1*pi/180),2)/2 - Hu2*Power(cos(fi2*pi/180),2)/2 {termos uniaxiais}
- Hbil*cos((fi1-fi2)*pi/180) + Hbiq*Power(cos((fi1-fi2)*pi/180),2); {termos de acoplamento}

```

end;

function TForm1.d1E_fi1 (H, fi1, fi2, fiH, fiu1 : Single) : Single; *{derivada 1ª ordem em relação a fi1}*

begin

```

Result := H*sin((fi1-fiH)*pi/180) + Hc1*sin(4*fi1*pi/180)/4 + Hu1*sin(2*(fi1-
fiu1)*pi/180)/2
+ Hbil*sin((fi1-fi2)*pi/180) - Hbiq*sin(2*(fi1-fi2)*pi/180);

```

end;

function TForm1.d1E_fi2 (H, fi1, fi2, fiH, fiu2 : Single) : Single; *{derivada 1ª ordem em relação a fi2}*

begin

Result := H*sin((fi2-fiH)*pi/180) + Hc2*sin(4*fi2*pi/180)/4
 + Hu2*sin(2*(fi2-fiu2)*pi/180)/2 - Hbil*sin((fi1-fi2)*pi/180)
 + Hbiq*sin(2*(fi1-fi2)*pi/180);

end;

function TForm1.d2E_fi1 (H, fi1, fi2, fiH, fiu1 : Single) : Single; *{derivada 2ª ordem em relação a fi1}*

begin

Result := H*cos((fi1-fiH)*pi/180) + Hc1*cos(4*fi1*pi/180) + Hu1*cos(2*(fi1-
 fiu1)*pi/180)
 + Hbil*cos((fi1-fi2)*pi/180) - 2*Hbiq*cos(2*(fi1-fi2)*pi/180);

end;

function TForm1.d2E_fi2 (H, fi1, fi2, fiH, fiu2 : Single) : Single; *{derivada 2ª ordem em relação a fi2}*

begin

Result := H*cos((fi2-fiH)*pi/180) + Hc2*cos(4*fi2*180/pi) + Hu2*cos(2*(fi2-
 fiu2)*pi/180)
 + Hbil*cos((fi1-fi2)*pi/180) - 2*Hbiq*cos(2*(fi1-fi2)*pi/180);

end;

procedure TForm1.ProcuraIntervalo (H, fiH, fiu1, fiu2 : Single; var a1,a2,b1,b2 : Single);

var i, i1, i2, i1_min, i2_min : Integer;

inc, y_min, y_aux : Single;

x1, x2 : Array of Single;

const n = 72; *{número de valores de fi}*

begin

inc := 361/n;

{gerando os valores dos angulos}

SetLength (x1,n+1);

SetLength (x2,n+1);

for i := 0 **to** n **do**

begin

x1[i] := -180.5 + i*inc;

x2[i] := -180.5 + i*inc;

end;

{procurando o mínimo absoluto da energia}

y_min := Energia (H,x1[0],x2[0],fiH,fiu1,fiu2);

i1_min := 0;

i2_min := 0;

for i1 := 0 **to** n **do**

```

begin
for i2 := 0 to n do
  begin
  y_aux := Energia (H,x1[i1],x2[i2],fiH,fiu1,fiu2);
  if y_aux <= y_min then
    begin
    y_min := y_aux;
    i1_min := i1;
    i2_min := i2;
    end;
  end;
end;
a1 := x1[i1_min] - 5;
b1 := x1[i1_min] + 5;
a2 := x2[i2_min] - 5;
b2 := x2[i2_min] + 5;
end;

function TForm1.Minimo (H, fiH, fiu1, fiu2, fi1, fi2, a, b : Single; camada : Integer) :
Single;
var x : Single; {em graus}
    erro, fa, fb, fx : Single;
begin
case camada of
  1 : begin {o ângulo fi2 é fixado e o fi1 varia}
      fa := d1E_fi1 (H,a,fi2,fiH,fiu1);
      fb := d1E_fi1 (H,b,fi2,fiH,fiu1);
      end;
  2 : begin {o ângulo fi1 fica fixo e o fi2 varia}
      fa := d1E_fi2 (H,fi1,a,fiH,fiu2);
      fb := d1E_fi2 (H,fi1,b,fiH,fiu2);
      end;
end;
end;

if fa*fb >= 0 then
  begin
  Result := 9999999999999999;
  ShowMessage ('Não existe raiz neste intervalo. Tente outro intervalo');
  end
else
  begin
  erro := 999999999999;
  while erro >= epsilon do
    begin
    case camada of
      1: begin
          fa := d1E_fi1 (H,a,fi2,fiH,fiu1);

```

```

        fb := d1E_fi1 (H,b,fi2,fiH,fiu1);
    end;
2: begin
    fa := d1E_fi2 (H,fi1,a,fiH,fiu2);
    fb := d1E_fi2 (H,fi1,b,fiH,fiu2);
    end;
end;
x := (a+b)/2;
case camada of
    1 : fx := d1E_fi1 (H,x,fi2,fiH,fiu1);
    2 : fx := d1E_fi2 (H,x,fi1,fiH,fiu2);
end;
if fx*fa > 0 then a := x;
if fx*fb > 0 then b := x;
erro := abs(b-a);
end;
Result := x;
end;
end;

procedure TForm1.Button1Click(Sender: TObject);
var a1, a2, b1, b2, fiH, fiu1, fiu2, aux_fi1_min, aux_fi2_min, fi1_min, fi2_min,d2_fi1,
    d2_fi2, erg_min, Hmax, incH, s : Single;
    i, tra, fi, j, j1, j2 : Integer;
    F : TextFile;
    aux_fi1, aux_fi2 : Array of Single;
begin
    Series1.Clear;
    Series2.Clear;
    Series4.Clear;
    Chart1.Update;
    Hmax := StrToInt (Edit_Hmax.Text);
    tamteo := StrToInt (Edit5.Text);
    incH := Hmax/tamteo;
    Hu1 := StrToFloat (Edit_Hu1.Text);
    Hu2 := StrToFloat (Edit_Hu2.Text);
    Hbil := StrToFloat (Edit_Hbil.Text);
    Hbiq := StrToFloat (Edit_Hbiq.Text);
    Hc1 := StrToFloat (Edit_Hc1.Text);
    Hc2 := StrToFloat (Edit_Hc2.Text);
    fiH := StrToFloat (Edit_fiH.Text);
    epsilon := StrToFloat(Edit_epsilon.Text);
    {Resolvendo o diagrama de fase fi1, fi2, fi3 versus H}
    SetLength (Hteo,tamteo);
    SetLength (ang1,tamteo);
    SetLength (ang2,tamteo);
    {gerando o array do campo magnético para simulação}

```

```

for i := 0 to tamteo-1 do Hteo[i] := Hmax - i*incH;
for i := 0 to tamteo-1 do
  begin
    Edit1.text := FloatToStr (Hteo[i]);
    Edit1.Update;
    ProcuraIntervalo (Hteo[i],fiH,fiu1,fiu2,a1,a2,b1,b2);
    SetLength (aux_fi2,round((b2-a2)/epsilon) + 1);
    for j := 0 to round ((b2-a2)/epsilon) do aux_fi2[j] := a2 + epsilon*j;
    erg_min := Energia (Hteo[i],a1,a2,fiH,fiu1,fiu2);
    for j := 0 to round ((b2-a2)/epsilon) do
      begin
        aux_fi1_min := Minimo (Hteo[i],fiH,fiu1,fiu2,0,aux_fi2[j],a1,b1,1);
        aux_fi2_min := aux_fi2[j];
        if Energia (Hteo[i],aux_fi1_min,aux_fi2_min,fiH,fiu1,fiu2) < erg_min then
          begin
            fi1_min := aux_fi1_min;
            fi2_min := aux_fi2_min;
            erg_min := Energia (Hteo[i],fi1_min,fi2_min,fiH,fiu1,fiu2);
          end;
        end;
        d2_fi1 := d2E_fi1 (Hteo[i],fi1_min,fi2_min,fiH,fiu1);
        d2_fi2 := d2E_fi2 (Hteo[i],fi1_min,fi2_min,fiH,fiu1);
        if (d2_fi1<0)or(d2_fi2<0) then Showmessage ('minimo confundido com maximo');
        ang1[i] := fi1_min;
        ang2[i] := fi2_min;
      end;
    {mostrando diagrama de fase}
    SetLength (Hnew,round(2*tamteo));
    SetLength (ang1new,round(2*tamteo));
    SetLength (ang2new,round(2*tamteo));
    tra := 0;
    for i := 0 to round(2*tamteo-1) do
      if i <= tamteo-1 then
        begin
          Hnew[i] := Hteo[i];
          ang1new[i] := ang1[i];
          ang2new[i] := ang2[i];
        end
      else
        begin
          Inc(tra);
          Hnew[i] := -Hteo[tamteo-tra];
          ang1new[i] := ang1[tamteo-tra];
          ang2new[i] := ang2[tamteo-tra];
        end;
      end;
  end;

```

```

for i := 0 to round(2*tamteo-1) do
  begin
    Series1.AddXY (Hnew[i],ang1new[i],"clblue);
    Series2.AddXY (Hnew[i],ang2new[i],"clYellow);
    if ang1new[i] > ang2new[i] then s := ang1new[i]-ang2new[i]
    else s := -ang1new[i]+ang2new[i];
    if s > 180 then s := 360-s;
    Series4.AddXY (Hnew[i],s,"clGreen);
  end;
end.

```

B.3 Aquisição de Dados

public

{Public declarations}

procedure WriteCommand (DevHandle: Integer; CommandStr: String);

procedure ReadValue (DevHandle: Integer; var ReadStr: String);

procedure OpenDevice (DevName: String; var DevHandle: Integer);

procedure Aquisicao (var Erro : Boolean);

function LerGauss (var erro : Boolean): Real;

function LerVolt (var erro : Boolean): Real;

function LerLockin (var erro : Boolean) : Real;

end;

var

Form1: TForm1;

disp_fonteH, disp_fonteI, disp_volt, disp_gauss, disp_lockin, tam, tc, H_escala : Integer;

H_inic, H_fim, HInt_maior, HInt_menor, DH_maior, DH_menor, corrente : Real;

X, Yac, Ydc : Array of Real;

implementation

{ \$R *.DFM }

{conecta-se com o equipamento já configurado no Menu da GPIB}

procedure TForm1.OpenDevice (DevName: String; var DevHandle: Integer);

var DevNumber : PChar;

begin

DevNumber := StrAlloc (length (DevName) + 1);

StrPCopy (DevNumber, DevName);

DevHandle := ibfind (DevNumber); *{Abre o dispositivo}*

if (DevHandle < 0) **and** (iberr = EDVR) **then**

MessageDlg('Não foi possível encontrar o dispositivo' +DevName+ '!' +#13#10+

'Verifique se este dispositivo foi configurado no programa' +#13#10+

'CBCONF.EXE. Verifique também se o endereço especificado,' +#13#10+

'para este dispositivo, em CBCONF.EXE, está correto.',mtError,[mbOk],0)

else

if (DevHandle < 0) **and** (iberr = ECFG) **then**

MessageDlg('O tipo da placa especificado em CBCONF.EXE não' +#13#10+
'é compatível com a placa instalada. Execute o' +#13#10+
'programa CBCONF.EXE, configure sua placa' +#13#10+
'apropriadamente e salve as configurações atuais.',mtError,[mbOk],0)

end;

{adquire os dados do equipamento identificado por DevHandle}

procedure TForm1.ReadValue (DevHandle: Integer; var ReadStr: String);

const READ_BUF_SIZE = 200;

var ReadBuf : Array[0..READ_BUF_SIZE] of Char;

begin

if (DevHandle <= 0) **then** MessageDlg ('Primeiro "ABRA" o dispositivo, depois leia seus dados.', mtError,[mbOk],0)

else

begin

ibrd (DevHandle, ReadBuf, READ_BUF_SIZE); *{ler dados da GPIB}*

if (ibcnt = 0) **or** (ibsta and ERR <> 0) **then** *{verifica a existência de erros}*

else ReadBuf[ibcnt] := #0;

ReadStr := StrPas (ReadBuf);

end;

end;

{envia comando para equipamento}

procedure TForm1.WriteCommand (DevHandle: Integer; CommandStr: String);

var StrLen : Integer;

CommandP : PChar;

begin

CommandP := StrAlloc (length (CommandStr) + 1);

StrPCopy (CommandP, CommandStr);

StrLen := length (CommandStr);

ibwrt (DevHandle, CommandP, StrLen); *{escreve dados na GPIB}*

end;

{ler o valor do campo magnético}

function TForm1.LerGauss (var erro : Boolean): Real;

var Str : String;

campo : Real;

code : Integer;

begin

erro := False;

WriteCommand (disp_gauss, 'measure:votage:dc?');

ReadValue (disp_gauss,Str);

```

Val (Copy(Str,1,11),campo,code); {transforma string em valor numérico}
if code <> 0 then
  begin
    erro := True;
    Result := 0;
    Exit;
  end
else
  begin
    case H_escala of
      100,1000,10000 : Result := campo*H_escala;
      300,3000,30000 : Result := campo*H_escala/0.9504;
    end;
  end;
end;

{ler a tensão do nanovoltímetro}
function TForm1.LerVolt (var erro : Boolean): Real;
var Str : String;
    code, k, med : Integer;
    v : Real;
begin
  erro := False;
  Result := 0;
  if CheckBox1.Checked then med := 5
  else med := 1;

  for k := 1 to med do
    begin
      WriteCommand (disp_volt, 'meas:volt:dc?');
      ReadValue (disp_volt, Str);
      Str := Copy (Str,1,15);
      Val (Str, v, code);
      if code <> 0 then
        begin
          erro := True;
          ShowMessage (str);
          Exit;
        end;
      Result := v + Result;
    end;

  Result := abs((Result/med)/(corrente*1E-3)); {o resultado é a resistência DC}
end;

{ler a tensão no lock-in}

```

```

function TForm1.LerLockin (var erro : Boolean) : Real;
var Str : String;
    j, code, med, k : Integer;
    v : Real;
const tamanho = 20;
begin
    erro := False;
    Result := 0;
if CheckBox1.Checked then med := 10 {opção para fazer média}
else med := 1;

for j := 1 to med do
    begin
        WriteCommand (disp_lockin,'X. ');
        ReadValue (disp_lockin,Str);
        k := 0;
        repeat
            Val (Copy(Str,1,tamanho-k),v,code);
            if (code<>0) and (tamanho-k=0) then
                begin
                    erro := True;
                    Result := 0;
                    MessageDlg ('Ao adquirir o canal X, o Lock-in' + #13 +
                        'retornou string`s não alfanuméricas.' + #13 +
                        'Pressione INICIAR novamente.',mtError,[mbOk],0);
                    Exit;
                end;
            Inc (k);
            until Code=0;
            Result := Result + v;
            Sleep(round(tc/2));
        end;
    Result := Result/med
    end;

    {realiza a aquisição dos dados}
procedure TForm1.Aquisicao (var Erro : Boolean);
var i, j, ccc : Integer;
    erroG, erroV, erroL : Boolean;
    aux_x : Array of Real;
    nome : String;
const
    fator20A = 4000/4096;
    fator8A = 10200/4096;
begin
    Series1.Clear;
    Series2.Clear;

```

```

Series3.Clear;
Series4.Clear;
Chart1.Update;
Chart2.Update;
Chart1.BottomAxis.Increment := DH_maior;
Chart2.BottomAxis.Increment := DH_maior;
ProgressBar1.Position := 0;

OpenDevice ('FonteKepco20A', disp_fonteH);
OpenDevice ('FonteHP3245A', disp_fonteI);
OpenDevice ('NanoVoltAgilent34420', disp_volt);
OpenDevice ('MultiHP3478A', disp_gauss);
OpenDevice ('LockinEGG7260', disp_lockin);

{*****}
{gerando o vetor campo aplicado}
i := 1;
SetLength (aux_x,i);
aux_x[0] := H_inic;
while (aux_x[i-1]<=H_inic) and (aux_x[i-1]>=H_fim) do
  begin
    Inc(i);
    SetLength (aux_x,i);
    if (aux_x[i-2] >= HInt_maior)or(aux_x[i-2] < HInt_menor) then aux_x[i-1] := aux_x[i-2] - DH_maior;
    if (aux_x[i-2] >= HInt_menor)and(aux_x[i-2] < HInt_maior) then aux_x[i-1] := aux_x[i-2] - DH_menor;
    end;
    aux_x[i-1] := H_fim;

while (aux_x[i-1]<=H_inic) and (aux_x[i-1]>=H_fim) do
  begin
    Inc(i);
    SetLength (aux_x,i);
    if (aux_x[i-2] >= HInt_maior)or(aux_x[i-2] < HInt_menor) then aux_x[i-1] := aux_x[i-2] + DH_maior;
    if (aux_x[i-2] >= HInt_menor)and(aux_x[i-2] < HInt_maior) then aux_x[i-1] := aux_x[i-2] + DH_menor;
    end;
  {*****}

tam := i;
ProgressBar1.Min := 0;
ProgressBar1.Position := 0;
ProgressBar1.Max := tam;

```

```

if RadioButton2.Checked then WriteCommand (disp_fonteI,'APPLY DCI ' +
FloatToStr(corrente*1E-3));
ccc := Round (abs(aux_x[0]*fator20A));
if aux_x[0] >= 0 then WriteCommand (disp_fonteH,'4' + IntToHex(ccc,3) + 'B4');
if aux_x[0] < 0 then WriteCommand (disp_fonteH,'5' + IntToHex(ccc,3) + 'B4');

Sleep (10000);
SetLength (X,tam);
SetLength (Yac,tam);
SetLength (Ydc,tam);
for i := 0 to tam-1 do
  begin
    ccc := Round (abs(aux_x[i]*fator20A));
    if aux_x[i] >= 0 then WriteCommand (disp_fonteH,'4' + IntToHex(ccc,3) + 'B4');
    if aux_x[i] < 0 then WriteCommand (disp_fonteH,'5' + IntToHex(ccc,3) + 'B4');
    Sleep(tc);

    X[i] := LerGauss (erroG);
    if RadioButton2.Checked then
      begin
        Ydc[i] := LerVolt (erroV);
        Yac[i] := 0;
      end;
    if RadioButton1.Checked then
      begin
        Yac[i] := (LerLockin (erroL))*1E+6;
        Ydc[i] := 0;
      end;

    if erroG or erroV or erroL then
      begin
        erro := True;
        WriteCommand (disp_fonteH,'4000B4');
        if RadioButton2.Checked then WriteCommand (disp_fonteI,'APPLY DCI 0');
        ibloc (disp_fonteH);
        ibloc (disp_fonteI);
        ibloc (disp_volt);
        ibloc (disp_gauss);
        Exit;
      end;
    end;

for j := 0 to round((tam-1)/2) do
  begin
    Series1.AddXY (X[j],Ydc[j],"clBlue);
    Series3.AddXY (X[j],Yac[j],"clYellow);
  end;

```

```

for j := round((tam-1)/2) to tam-1 do
  begin
    Series2.AddXY (X[j],Ydc[j],"clYellow");
    Series4.AddXY (X[j],Yac[j],"clBlue");
  end;

WriteCommand (disp_fonteH,'4000B4');
if RadioButton2.Checked then WriteCommand (disp_fonteI,'APPLY DCI 0');
ibloc (disp_fonteH);
ibloc (disp_fonteI);
ibloc (disp_volt);
ibloc (disp_gauss);
end;

{botão para iniciar o experimento}
procedure TForm1.BitBtn1Click(Sender: TObject);

var erro : Boolean;
begin
if (Edit1.Text=") or (Edit2.Text=")or(Edit3.Text=") then
  begin
    MessageDlg ('Configure o experimento!',mtInformation,[mbOk],0);
    Exit;
  end;

H_inic := StrToFloat (Edit1.Text);
H_fim := StrToFloat (Edit2.Text);

HInt_maior := StrToFloat (Edit5.Text);
HInt_menor := StrToFloat (Edit6.Text);
H_escala := StrToInt (Edit8.Text);
DH_maior := StrToFloat (Edit3.Text);
DH_menor := StrToFloat (Edit7.Text);
corrente := StrToFloat (Edit4.Text);
tc := StrToInt (Edit9.Text);
Aquisicao (erro);
if erro then MessageDlg ('Erro na aquisição de dados!',mtError,[mbOk],0);
end;

{botão para salvar o experimento}
procedure TForm1.BitBtn2Click(Sender: TObject);
var F : TExtFile;
    j : Integer;
begin
if SaveDialog1.Execute then
  begin

```

```
AssignFile (F,SaveDialog1.FileName + '.Rdc_RdifxH');
{$IOCHECKS OFF}
Reset (F);
{$IOCHECKS ON}
if IOResult <> 0 then
  begin
    Rewrite (F);
    for j := 0 to tam-1 do writeln (F, X[j], chr(9), Ydc[j], chr(9), Yac[j]);
  end
else
  begin
    if MessageDlg ('Este arquivo já existe. Deseja substituí-lo?',mtWarning,
[mbYes,mbNo],0) = mrYes then
      begin
        Rewrite (F);
        for j := 0 to tam-1 do writeln (F, X[j], chr(9), Ydc[j], chr(9), Yac[j]);
      end;

    end;
  end;
end;
end.
```