

domínios e das rotações dos momentos magnéticos. Neste caso, a energia livre do sistema pode ser escrita como [132]:

$$E_{1,2} = \left(\frac{1}{2} \pm \frac{u}{d} \right) \left(-\mu_0 M_s H_0 \cos \theta_{1,2} + K \cos^2 \theta_{1,2} \pm \mu_0 M_s h \sin \theta_{1,2} \right) \quad (3.27)$$

Seguindo um processo de minimização da energia livre com relação aos ângulos θ_1 e θ_2 e em relação ao parâmetro u , a permeabilidade transversal μ_t pode ser calculada. No caso em que as paredes de domínios são livres a magnetização transversal ocorre principalmente através do movimento destas, de forma que o processo de rotação dos momentos magnéticos pode ser desconsiderado. Neste caso, mantendo $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0 = \text{constante}$ e minimizando a energia livre em relação a u , a susceptibilidade transversal, devido simplesmente ao movimento das paredes de domínios, foi calculada [131, 132]:

$$\chi_{t,dw} = \frac{2u}{dh} M_s \sin \theta_0 = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_0^2}{H_K^2} \right). \quad (3.28)$$

Na expressão acima, β é o parâmetro de amortecimento dos movimentos das paredes de domínios e H_K é o campo de anisotropia. A curva (a) da figura 3.8 mostra o comportamento da susceptibilidade transversal segundo equação (3.28). A susceptibilidade transversal associada aos movimentos das paredes é máxima quando o campo externo é nulo e decresce com o crescimento deste, tornando-se nula quando seu valor atinge o valor do campo de anisotropia transversal. Acima deste valor a magnetização ocorre somente via rotações dos momentos e a susceptibilidade transversal deixa ter contribuição devido a movimento de paredes de domínios.

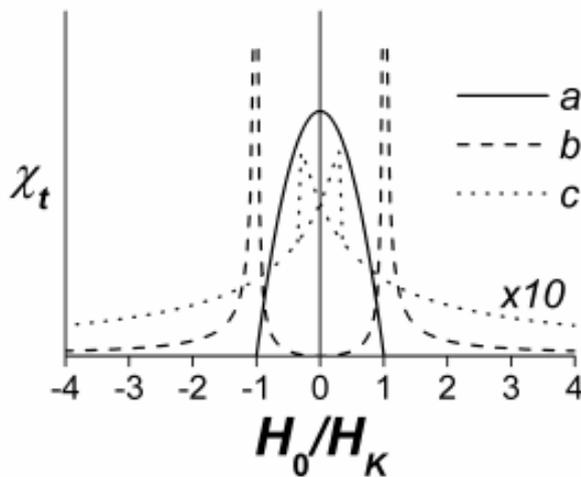


Figura 3.8 - Curvas de histerese e de susceptibilidade transversal calculadas, baseada num modelo estático, para o caso do condutor ferromagnético plano e com estrutura de domínios periódica descrito na figura 3.6. Figura extraída da referência [6]

No caso em que as paredes são completamente fixas ($u = 0$), a susceptibilidade transversal pode ser calculada minimizando a energia livre em relação à θ_1 e a θ_2 . Entretanto, como demonstrado na referência [134] é mais fácil utilizar a solução da equação de Landau-Lifshitz linear, equação (3.24), no limite quase estático ($\omega \approx 0$), neste caso:

$$\vec{m} \times \vec{H}_{ef0} - \vec{h} \times \vec{M}_{ef0} = 0. \quad (3.29)$$

Como os campos efetivos nos domínios são dados por $\vec{H}_{efi} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial M_i}$, o campo efetivo, definido pela fórmula (3.24), pode ser reescrito como:

$$\vec{H}_{efi,2} = \vec{H}_0 \pm H_K \text{sen} \theta_0 \vec{e}_y + \vec{h} + \frac{H_K}{M_S} m_{1,2,y} \vec{e}_y. \quad (3.30)$$

Usando a seguinte condição, $\vec{m}_i \cdot \vec{M}_{0i} = 0$, da equação (3.29) obtém-se que $m_{1,y} = m_{2,y} = \chi_{\text{rot}} h$, de forma que a seguinte fórmula para a susceptibilidade transversal pode ser obtida [131]:

$$\chi_{\text{rot}} = \frac{M_S \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 - H_K \cos 2\theta_0}. \quad (3.31)$$

A curva (b) da figura 3.8 mostra o comportamento da susceptibilidade transversal, devido somente às rotações dos momentos magnéticos, segundo a fórmula (3.31). Neste caso a susceptibilidade transversal exibe singularidades em $H_0 = \pm H_K$, quando o campo de anisotropia transversal é completamente compensado pelo campo externo e a magnetização completamente livre para girar em qualquer direção.

Num experimento de MI se o campo externo e a corrente são aplicados na direção da anisotropia, então o campo alternado será perpendicular à direção das paredes de domínios e não poderá atuar sobre elas. Neste caso, a magnetização transversal ocorre apenas através de rotações dos momentos magnéticos e a susceptibilidade transversal, calculada a partir das equações (3.29) e (3.30), pode ser escrita como [132]:

$$\chi_{\text{rot}} = \frac{M_S}{H_K} \frac{[1 - (M_0/M_S)(H_0/H_K)]}{[1 - (H_0^2/H_K^2)]}, \quad (3.32)$$

onde $M_0 = 2M_S u/d$ é a magnetização dc. A dependência da susceptibilidade transversal rotacional com o campo é mostrada pela curva (c) na figura 3.8. Quando $H_0 > H_K$ e a amostra esta saturada, $\chi_{\text{rot}} = 2M_S / (H_0 + H_K)$.

Num regime de frequências médias (da ordem dos MHz) o modelo estático, para descrever adequadamente o comportamento da MI, deve ser modificado, de forma que os

efeitos do amortecimento dos movimentos das paredes de domínios sejam considerados. Uma estimativa da influência da frequência sobre a MI variando pode ser calculada variando o parâmetro de amortecimento β na equação (3.28). Fazendo isso, foi demonstrado que com o crescimento da frequência a forma de curva de MI, quando a anisotropia é transversal ao eixo da amostra, evolui continuamente de uma estrutura com um único pico em $H_0 = 0$, para uma com dois picos, simetricamente localizados em $H_0 = \pm H_K$ [131]. Outros autores optaram por descrever o amortecimento usando uma força de atrito viscosa que cresce exponencialmente com a velocidade [132]. Neste caso, os autores obtiveram a seguinte expressão para a dependência da susceptibilidade transversal com a frequência da corrente alternada:

$$\chi_{t,dw} = \frac{\chi_0}{1 - \tau\omega}. \quad (3.33)$$

Na equação acima τ representa o tempo de relaxação fenomenológico e foi usada como parâmetro de ajuste pelos autores.

Panina e Mohri usaram uma aproximação de meio efetivo para calcularem a permeabilidade circular de um fio magnético amorfo, com uma estrutura de domínios circulares e periódicos [125]. Estes autores obtiveram a mesma equação (3.33), porém, com o tempo de relaxação $\tau = b\chi_0/\rho$, sendo que, a constante b depende apenas do diâmetro do fio e da estrutura de domínios.

3.3.4 Modelos dinâmicos

Em frequências altas apenas as rotações dos momentos magnéticos são responsáveis pela magnetização transversal. Neste caso, o procedimento utilizado na teoria da FMR é adequado para resolver as equações de Maxwell e Landau-Lifshitz. Na teoria da FMR as equações lineares (3.18) e (3.23) são as equações básicas a serem solucionadas, e estas podem ser utilizadas no caso da MI sob uma aproximação de baixo sinal (baixas amplitudes da corrente de sonda). Neste regime tanto a relaxação ferromagnética quanto o efeito giromagnético devem ser considerados para uma descrição mais precisa da MI. A relaxação ferromagnética, descrita pelo último termo na equação (3.23), produz um amortecimento das rotações dos momentos e determina a profundidade de penetração mínima para um ferromagneto [133]. O efeito giromagnético, relacionado à inércia dos momentos magnéticos,

é descrito pelo termo no lado esquerdo da equação (3.24). Ele gera o movimento de precessão, característico da magnetização em frequências altas.

Em uma publicação de 1995, Kraus mostrou que se as interações de troca entre momentos magnéticos adjacentes no interior de um material ferromagnético são desprezadas, então a equação de Landau-Lifshitz linear, equação (3.24), representa uma relação do tipo $\vec{m} = \hat{\chi} \vec{h}$, entre as componentes oscilantes da magnetização e do campo magnético, sendo $\hat{\chi}$ o tensor susceptibilidade local [133]. A substituição desta relação na equação (3.18) resulta numa equação diferencial parcial para \vec{h} de difícil solução, uma vez que, em materiais ferromagnéticos reais $\hat{\chi}$ deve ser uma função complexa das coordenadas da posição.

No entanto, para obter uma solução simplificada, Kraus considerou um filme plano infinito com uma estrutura magnética simples, livre de domínios e com anisotropia uniaxial no plano. Além disso, ele assumiu a condição de que o campo externo \vec{H}_0 , a magnetização estática \vec{M}_0 e o campo de anisotropia \vec{H}_K são co-planares e paralelos ao plano do filme. Sob estas considerações, a susceptibilidade tensorial pode ser considerada constante dentro do volume da amostra e uma fórmula para a susceptibilidade transversal efetiva pode ser calculada usando as técnicas matemáticas da teoria da FMR [133]:

$$\chi_t = \frac{M_s \cos^2 \theta_0 (\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi)}{(\Omega + H_K \cos 2\psi)(\Omega + M_s + H_K \cos^2 \psi) - (\omega / \gamma)^2} \quad (3.34)$$

Onde $\Omega = H_0 \cos \theta_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma}$ sendo o ângulo de equilíbrio definido pela equação

$$H_0 \sin \theta_0 - \frac{1}{2} H_K \sin 2\psi = 0.$$

A susceptibilidade transversal, neste caso, mostra um comportamento típico da ressonância ferromagnética, com o máximo na parte imaginária χ_t'' e a troca de sinal da parte real χ_t' ocorrendo simultaneamente no campo de ressonância [147], determinado pela condição de ressonância, conforme definida pela teoria da FMR:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right) = (H_0 \cos \theta_0 + H_K \cos 2\psi)(H_0 \cos \theta_0 + M_s + H_K \cos^2 \psi). \quad (3.35)$$

Quando ocorre a ressonância a profundidade de penetração δ atinge seu valor máximo e a razão da GMI também é máxima. Kraus mostrou que o máximo teórico da impedância normalizada Z/R_{dc} é independente da frequência e que sua magnitude, em frequências da ordem de MHz é muito maior do que os valores observados experimentalmente [148].

A figura 3.9 mostra os espectros de frequência de ressonância contra o campo magnético externo, normalizado com relação ao campo de anisotropia, calculados por Kraus usando a equação (3.35) e parâmetros físicos típicos de ligas amorfas com baixa magnetostricção. A figura mostra que abaixo de 100 MHz a condição de ressonância é satisfeita somente se $H_0 \sim H_K$ e se o campo de anisotropia é perfeitamente perpendicular à direção do campo externo. Pequenos desvios na direção do eixo fácil jogam a frequência de ressonância para valores mais altos, reduzindo a razão da MI em frequências baixas.

A aproximação eletromagnética foi usada por vários autores no cálculo de modelos teóricos para MI. Por exemplo, Usov e co-autores e Makhnovskiy e co-autores usaram este método para investigar o comportamento da MI em fios amorfos com diferentes tipos de anisotropia [149, 150]. Além disso, Usov e co-autores também aplicaram o método no estudo de fios compostos consistindo de um caroço interno não magnético e uma casca externa axialmente magnetizada [151]. Já a MI de um filme bi-camada com anisotropia na direção oblíqua, um caso análogo ao de um fio com anisotropia helicoidal, foi descrita numa publicação de 1998 por Makhnovskiy e co-autores [152].

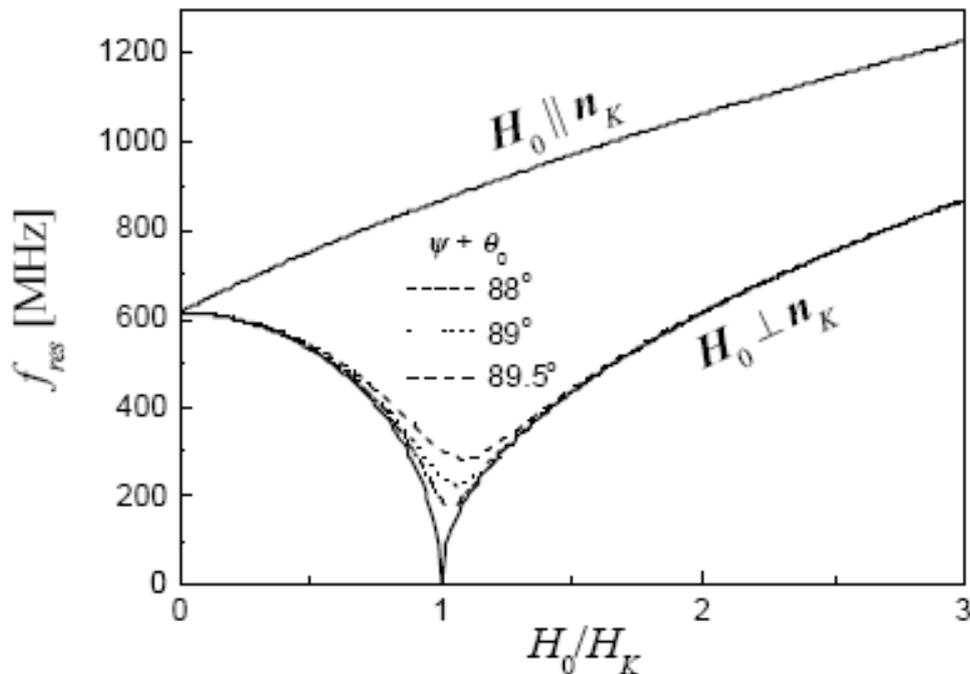


Figura 3.9 – Dependência angular da frequência de ressonância para o caso de um condutor ferromagnético plano com anisotropia uniaxial, conforme calculado por Kraus com base no modelo eletromagnético para GMI [148].

O modelo eletromagnético descrito acima qualitativamente descreve bem as características básicas da MI e pode explicar muitos resultados experimentais. Entretanto,

existem alguns aspectos que não são explicados por este modelo e exigem um tratamento teórico mais rigoroso, que considere a influência do acoplamento de troca sobre a MI. Um modelo mais realístico da MI requer a adição de um termo de troca na equação (3.21), que define o campo efetivo no interior de uma amostra. Quando um termo de troca é adicionado ao campo efetivo, as equações da Landau-Lifshitz e de Maxwell, não podem ser separadas e devem ser resolvidas simultaneamente. Neste caso, as soluções destas equações levam a uma sistema de seis equações diferenciais parciais para as componentes dos vetores \vec{m} e \vec{h} (magnetização e campo AC respectivamente).

O efeito da condutividade de troca é gerado pela conexão entre o efeito *skin* e a interação de troca. Como dentro da profundidade de penetração magnética a componente *ac* da magnetização decresce do seu valor na superfície para zero no interior da amostra, a magnetização não será homogênea e a energia de troca crescerá. Desta forma, a interação de troca enfraquece o efeito *skin* e aumenta a profundidade de penetração magnética. Ou seja, as não uniformidades do campo *ac* excitam ondas de spin com comprimentos de onda da ordem da profundidade de penetração magnética, as quais aumentam a dissipação de energia via correntes de Foucault. As ondas de spin devem ser interpretadas como um aparente aumento da resistividade de materiais ferromagnéticos [133].

Os modelos para MI que levam em conta efeitos de condutividade de troca, são formalmente equivalentes àqueles para teoria da FMR em metais. A principal diferença entre um experimento de MI e um de FMR é que no último as amostras são completamente saturadas, enquanto no primeiro esta consideração não necessita ser verdadeira. Por isso, uma teoria para MI é mais complicada do que para FMR. Além disso, a condição de sinal baixo, completamente satisfeita em experimentos de FMR com potências baixas, pode ser facilmente violada numa medida de MI.

Kraus investigou a MI em um filme com anisotropia no plano. Pela solução simultânea das equações (3.18) e (3.23) e obteve a seguinte equação secular [133]:

$$M_S (\Omega_k + M_S + H_K \cos^2 \psi + \left(1 - \frac{1}{2} \delta_0^2 k^2\right) \left[(\Omega_k + M_S + H_K \cos^2 \psi) - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \right]) = 0. \quad (3.38)$$

Na equação acima $\Omega_k = \Omega + 2Ak^2 / \mu_0 M_S$. Quando o termo de troca é desprezado ($A = 0$) a equação (3.38) se reduz a equação quadrática

$$\frac{i}{2} \delta_0^2 k^2 = 1 + X_{y'y'}, \quad (3.39)$$

Onde $X_{y'y'}$ é uma componente da susceptibilidade.

Conforme demonstrou Kraus, a impedância \hat{Z} é um tensor bidimensional e diagonal nas coordenadas (x, y', z') de forma que a impedância para um ângulo β qualquer é dada por:

$$Z = Z_{y'y'} \text{sen}^2 \beta + Z_{zz} \cos^2 \beta. \quad (3.40)$$

onde $Z_{y'y'}$ é a componente não magnética da impedância, definida pela equação (3.8),

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right), \text{ com } k = k_0. \text{ Uma fórmula analítica para a componente longitudinal } Z_{z'z'}$$

pode ser obtida a partir das condições de contorno para momentos magnéticos superficiais livres ($K_s = 0$). Se a interação de troca é desprezada a fórmula para $Z_{z'z'}$ é a dada pela equação (3.8) com $k = k_0 \sqrt{1 + X_{y'y'}}$.

Utilizando um tratamento análogo, Menard e co-autores investigaram a MI em fios isotrópicos ($H_k = 0$) [142]. Estes autores derivaram uma expressão para a impedância superficial Z_s a partir de condições de contorno para momentos superficiais livres. Quando a interação de troca é desprezada a fórmula para Z se reduz a fórmula clássica (3.10),

$$Z = \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)}. \text{ Segundo estes autores, quando o efeito } skin \text{ é forte a curvatura superficial}$$

pode ser desprezada e a solução para uma geometria plana pode ser usada.

No caso de um fio anisotrópico, o tensor \hat{Z} é diagonal, com $\zeta_{y'y'} = Z_0$ e $\zeta_{zz} = Z_M$ correspondendo, respectivamente, a um modo de propagação não magnético, associado a k_0 , e a uma superposição dos modos magnéticos. A impedância superficial $\hat{\zeta}$ foi calculada em coordenadas cilíndricas, (r, ϕ, z) , através de uma rotação de (x, y', z') de um ângulo θ_0 em torno de x , neste caso, o tensor impedância superficial encontrado é:

$$\hat{\zeta} = \frac{L}{l} \left(\zeta_{zz} - \zeta_{z\phi} \frac{h_z}{h_\phi} \right), \quad (3.41)$$

onde L é o comprimento e l é o comprimento do contorno da seção transversal do condutor. Se a componente longitudinal do campo magnético alternado, h_z , for nula, a impedância superficial é:

$$Z_s = Z_0 \text{sen}^2 \theta_0 + Z_M \cos^2 \theta_0 \quad (3.42)$$

Que é equivalente a fórmula (3.40). É importante enfatizar aqui que (3.42) é apenas uma fórmula aproximada para Z_s , que é válida sob a condição de que $|Z_0|, |Z_M| \ll 1$, uma vez que se $\theta_0 \neq 0$ então ser $h_z \neq 0$, mesmo se o campo alternado for aplicado ao longo do eixo z . Neste caso h_z foi calculado assumindo a condição de que fora do condutor a solução do

problema é dada por uma combinação de ondas eletromagnéticas cilíndricas. Para preencher esta condição quando $r \rightarrow \infty$, os comprimentos de onda ao longo do eixo z devem ser considerados, o que resulta em $h_z \neq 0$. Desta maneira, a fórmula encontrada para a impedância superficial foi:

$$Z_s = \frac{1 + Z_0 Z_M + \sqrt{(1 - Z_0 Z_M)^2 - (Z_0 - Z_M)^2 \sin^2 2\theta_0}}{2(Z_0 \cos^2 \theta_0 + Z_M \sin^2 \theta_0)}, \quad (3.43)$$

onde Z_0 e Z_M foram calculados sob a condição de momentos magnéticos superficiais livres.

3.4 Teoria da susceptibilidade transversal segundo Spinu

Diferentes experimentos foram criados para investigar a dinâmica em sistemas magnéticos, entre estes, as técnicas baseadas no estudo da resposta magnética a uma perturbação periódica, tais como medidas de susceptibilidade transversal (ST), FMR, estão entre os mais sensíveis, e são frequentemente utilizadas para a determinação de parâmetros intrínsecos como, por exemplo, a anisotropia uniaxial ou a anisotropia unidirecional.

Por outro lado, da expressão clássica para impedância de um condutor magnético a componente real e a componente imaginária da permeabilidade transversal podem ser obtidas e expressas como funções das componentes real e imaginária da impedância. Utilizando as medidas de R e X de um experimento de MI os espectros em frequência das componentes da permeabilidade transversal podem ser diretamente obtidos. Este é o ponto mais importante referente à utilização da MI na caracterização de amostras magnéticas. Estes espectros dão informações sobre o processo de magnetização dominante em determinada região de frequências numa determinada configuração magnética, ou em outras palavras, sobre a dinâmica da magnetização de uma determinada amostra.

Por outro lado, quando os efeitos da FMR são dominantes a relação de dispersão de uma amostra (fr vs. H) pode ser diretamente obtida dos espectros em frequência de R e X , conforme discutido e mostrado no capítulo 3. Uma expressão para a relação de dispersão no caso de um sistema com acoplamento de troca é obtida, seguindo a descrição de Smit-Beljers, pode ser obtido em termos das derivadas em segunda ordem da densidade de energia em relação aos ângulos de equilíbrio das magnetizações das camadas magnéticas.

Desde que a correlação direta da MI com a ST em FM macios já foi estabelecida e considerando que experimentos de MI são usualmente realizados na faixa dos MHz um modelo para ST dependente de f é essencial para uma correta interpretação dos dados experimentais de MI.

No que diz respeito aos modelos teóricos para ST, a maioria deles assume que a magnetização pode atingir um estado de equilíbrio a qualquer instante, independentemente da frequência do campo magnético (modelo estático). Em sistemas reais, entretanto, a dinâmica da magnetização está diretamente associada à dissipação de energia, que depende de um atraso da resposta magnética em relação ao campo de excitação, de maneira que, determinar a dependência da ST com a frequência torna-se crucial na descrição de medidas experimentais.

Spinu e colaboradores [14] desenvolveram um método para investigar a ST baseados no comportamento dinâmico da magnetização sob a ação de um campo alternado aplicado perpendicularmente a direção de um campo estático. Como na teoria da FMR [140] o ponto inicial deste método é a equação do movimento de Landau-Lifshitz. A sua principal vantagem é determinar uma fórmula para ST a partir de uma expressão para a densidade de energia livre do sistema.

As mudanças na posição do vetor magnetização \vec{M} são governadas pela equação de Landau-Lifshitz que pode ser escrita como [3]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \gamma \frac{\alpha}{M} [\vec{M} \times (\vec{M} \times H)], \quad (3.48)$$

onde $\gamma = |\gamma_G|/(1 + \alpha^2)$, com γ_G a razão giromagnética e α a constante fenomenológica de amortecimento de Gilbert.

Seguindo um procedimento similar ao utilizado em problemas de FMR [153] baseado na solução do sistema não homogêneo de equações lineares sobre os desvios do vetor magnetização o tensor susceptibilidade dinâmica em coordenadas esféricas, $\chi_{r\theta\varphi}$, definido por $\delta\vec{m} = \chi_{r\theta\varphi} \vec{h}_{ac}$, foi calculado [14]:

$$\chi_{r\theta\varphi} = \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} [\gamma^2(1 + \alpha^2) \times \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_{\alpha\alpha}/\text{sen}^2\theta_M & -E_{\theta\alpha}/\text{sen}\theta_M \\ 0 & -E_{\theta\alpha}/\text{sen}\theta_M & E_{\theta\theta} \end{pmatrix} + i\gamma M \omega \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 1 \\ 0 & -1 & \alpha \end{pmatrix}], \quad (3.51)$$

onde

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M \text{sen} \theta_M} \sqrt{1 + \alpha^2} \sqrt{E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2} \quad (3.52)$$

e

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(E_{\theta\theta} + \frac{E_{\varphi\varphi}}{\text{sen}^2 \theta_M} \right). \quad (3.53)$$

$E_{\theta\theta}$, $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\theta\varphi}$ são as derivadas em segunda ordem da energia livre na posição de equilíbrio, (θ_M, φ_M) , onde a energia é mínima. As equações (3.52) e (3.53) determinam a frequência de ressonância e a largura da linha de absorção ressonante, respectivamente.

A susceptibilidade em coordenadas cartesianas, χ_{xyz} , pode ser obtido pela aplicação da transformação $\chi_{xyz} = T^{-1} \chi_{r\theta\varphi} T$, onde T é a matriz da transformação linear dos vetores unitários de coordenadas cartesianas para coordenadas esféricas, definida como:

$$T = \begin{pmatrix} \text{sen} \theta_M \cos \varphi_M & \text{sen} \theta_M \text{sen} \varphi_M & \cos \theta_M \\ \cos \theta_M \cos \varphi_M & \cos \theta_M \text{sen} \varphi_M & -\text{sen} \theta_M \\ -\text{sen} \varphi_M & \cos \varphi_M & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.55)$$

Assumindo que um campo estático é aplicado na direção z os termos diagonais de χ_{xyz} são as duas susceptibilidades transversais χ_{xx} e χ_{yy} e a susceptibilidade paralela χ_{zz} . As componentes (real e imaginária) da susceptibilidade na direção x foram calculadas como [14]:

$$\begin{aligned} \text{Re}(\chi_{xx}) = & \frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \left[\gamma^2 (1 + \alpha^2) (\omega_r^2 - \omega^2) \left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\text{sen}^2 \theta_M} \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{E_{\theta\varphi} + E_{\varphi\theta}}{2 \text{sen} \theta_M} \text{sen} 2\varphi_M \cos \theta_M + E_{\theta\theta} \text{sen}^2 \varphi_M \right) + \alpha\gamma M \omega^2 \Delta\omega \right. \\ & \left. \times (\text{sen}^2 \varphi_M + \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M) \right], \end{aligned} \quad (3.59)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}(\chi_{xx}) = & \frac{\omega}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \left[-\gamma^2 (1 + \alpha^2) \Delta\omega \times \left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\text{sen}^2 \theta_M} \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{E_{\theta\varphi}}{\text{sen} \theta_M} \text{sen} 2\varphi_M \cos \theta_M + E_{\theta\theta} \text{sen}^2 \varphi_M \right) + \alpha\gamma M (\omega_r^2 - \omega^2) \right. \\ & \left. \times (\text{sen}^2 \varphi_M + \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M) \right], \end{aligned} \quad (3.60)$$

onde ω_r e $\Delta\omega$ são dadas pelas equações (3.52) e (3.53).

Como discutido acima a dependência da frequência de ressonância com o campo aplicado é determinada pela fórmula (3.52), $\omega_r = \frac{\gamma}{M \text{sen} \theta_M} \sqrt{1 + \alpha^2} \sqrt{E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2}$, onde $E_{\theta\theta}$,

$E_{\varphi\varphi}$, $E_{\theta\theta}$ são as derivadas em segunda ordem da energia livre na posição de equilíbrio, (θ_M , φ_M). Por exemplo, no caso de um sistema com anisotropia uniaxial a densidade de energia livre pode ser escrita como:

$$E = -K_1(\hat{u}_K \cdot \vec{M})^2 + \vec{H}_{dc} \cdot \vec{M}. \quad (3.62)$$

Onde K_1 é a constante de anisotropia, \hat{u}_K é o vetor unitário na direção do eixo fácil, \vec{M} é o vetor magnetização e \vec{H}_{dc} é o campo estático aplicado.

Em coordenadas esféricas $\hat{u}_K = (\text{sen}\theta_K \cos\varphi_K, \text{sen}\theta_K \text{sen}\varphi_K, \cos\theta_K)$, $\vec{M} = (M \text{sen}\theta_M \cos\varphi_M, M \text{sen}\theta_M \text{sen}\varphi_M, M \cos\theta_M)$, onde (θ_K, φ_K) e (θ_M, φ_M) são os ângulos polar e azimutal referentes à direção do eixo de anisotropia e do vetor magnetização. Se o campo externo é considerado ao longo do eixo Oz, ou seja, $\vec{H}_{dc} = (0, 0, H_{dc})$, a energia pode ser escrita como:

$$E = -K_1 (\text{sen}\theta_K \cos\varphi_K \text{sen}\theta_M \cos\varphi_M + \text{sen}\theta_K \text{sen}\varphi_K \text{sen}\theta_M \text{sen}\varphi_M + \cos\theta_K \cos\theta_M)^2 - H_{dc} M \cos\theta_M. \quad (3.63)$$

As derivadas segundas da expressão acima, em relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização, são:

$$E_{\theta\theta} = K_1 [2h \cos\theta_M + 2 \cos 2(\theta_M - \theta_K)], \quad (3.64)$$

$$E_{\varphi\varphi} = 2K_1 \cos(\theta_M - \theta_K) \text{sen}\theta_M \text{sen}\theta_K \quad (3.65)$$

e

$$E_{\theta\varphi} = E_{\varphi\theta} = 0, \quad (3.66)$$

onde $h = H_{dc} M / 2K_1$.

Substituindo as equações (3.64)-(3.66) na equação (3.52) a expressão para a relação de dispersão do sistema é obtida. Assim por comparação entre os dados experimentais com os teóricos, a anisotropia de troca, ou qualquer outra anisotropia introduzida na expressão da energia livre, pode ser inferida.

A figura 3.10, por exemplo, mostra a relação de dispersão calculada para o caso de uma amostra com anisotropia uniaxial. Os parâmetros utilizados foram $M_S = 780 \text{ emu/cm}^3$, $H_u = 20 \text{ Oe}$ e $t_{FM} = 30 \text{ nm}$. O ângulo θ é formado entre o campo aplicado e a direção da anisotropia.

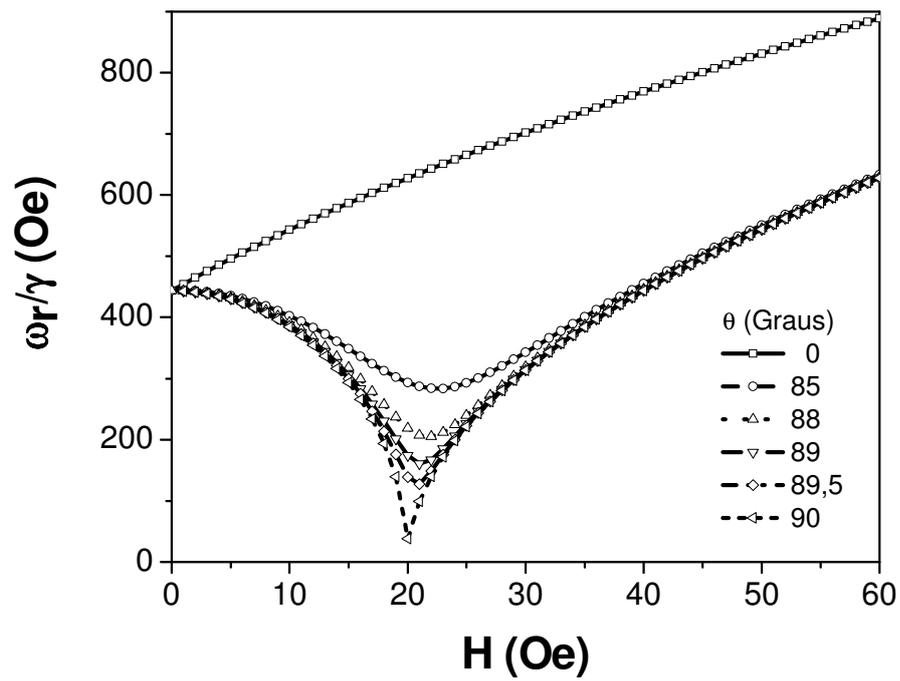


Figura 3.10 – Dependência angular da relação de dispersão para o caso de uma amostra com anisotropia uniaxial ($H_u = 20$ Oe). θ é o ângulo entre a direção do campo aplicado e a direção da anisotropia uniaxial. Essas relações foram calculadas com o software desenvolvido pelo Professor Julian Geshev do IF da UFRGS. Este programa obtém os ângulos de equilíbrio da magnetização, calcula as derivadas em segunda ordem em relação a estes ângulos e calcula a relação de dispersão. A magnetização de saturação,

4 Procedimentos experimentais

Neste capítulo os métodos empregados na produção e caracterização das amostras estudadas serão descritos.

Dois conjuntos de amostras foram produzidos. O primeiro deles, compostos por multicamadas de filmes finos de $\text{Ni}_{50}\text{O}_{50}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, foi produzido no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria, enquanto que o segundo, composto por multicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, foi produzido no Rio de Janeiro, utilizando o sistemas de deposição do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

A caracterização estrutural das amostras foi efetuada através da análise de medidas de difração de raios-x a altos ângulos, a caracterização magnética estática através de medidas de magnetização, enquanto que o comportamento dinâmico foi estudado via medidas de magnetoimpedância na faixa de frequências das microondas. Todas as medidas experimentais apresentadas neste trabalho foram obtidas utilizando a infra-estrutura disponível no LMMM.

4.1 Produção das amostras

Num experimento de MI longitudinal, ou seja, quando o campo externo é aplicado paralelamente à direção da corrente de sonda, a permeabilidade transversal (em relação a direção da corrente) e sua resposta à ação do campo externo determinam o comportamento da impedância. Em uma amostra ferromagnética macia a anisotropia resultante do processo de produção é geralmente uniaxial, ou seja, numa mesma direção a energia necessária para a saturação ser atingida independe do sentido de aplicação do campo externo. Isso significa que, tanto uma curva de magnetização quanto uma de MI em função do campo aplicado será simétrica em relação a $H = 0$. Assim, era necessário que de alguma forma as amostras a serem produzidas apresentassem uma anisotropia unidirecional, ou seja, que numa mesma direção a resposta magnética do material a ação de um campo externo dependesse do sentido de aplicação do campo.

Duas possibilidades pareciam óbvias. A anisotropia unidirecional poderia ser produzida artificialmente em uma amostra FM macia, pela aplicação de um campo de *bias*.

Alternativamente um sistema com anisotropia unidirecional intrínseca, sensível a MI poderia ser desenvolvido.

A primeira opção exigia a construção de um aparato experimental específico, para a aplicação de um campo de *bias*, que deveria ser utilizado em conjunto com o sistema de medidas de impedância, procedimento que envolveria tempo e recursos não disponíveis na época.

A idéia levada adiante foi utilizar o efeito *exchange bias* para produzir as curvas de MI deslocadas. No entanto bicamadas com interface FM-AF geralmente são formadas por filmes com espessuras de dezenas de nanômetros. Entretanto a MI depende da profundidade de penetração dos campos eletromagnéticos, a qual em materiais ferromagnéticos macios é da ordem de 100 nm, impossibilitando as medidas de MI em bicamadas.

Para contornar esta impossibilidade foram construídas multicamadas com *exchange bias*. Obviamente, a existência de um sistema de deposição de filmes finos, via desbaste iônico, no LMMM, sustentava esta possibilidade.

O próximo passo, então, foi definir a composição das amostras. Após longa consulta na literatura opção foi pela produção de multicamadas de NiO/NiFe e NiO/amorfo, intercaladas sobre um substrato de vidro coberto por uma fina camada de Ta. A opção pelo NiO se justifica principalmente por dois fatores: a disponibilidade de pó de NiO (99 % puro) e a baixa temperatura de Néel exibida por esse óxido, o que permite que a anisotropia de troca atue sobre uma camada ferromagnética colocada em contato com este mesmo em temperatura ambiente. A escolha do Ni₈₁Fe₁₉ como filme ferromagnético também é fácil de entender. O *permalloy* é uma liga de alta permeabilidade, com baixíssima coercividade, com magnetização de saturação relativamente alta e exaustivamente estudada. Já a utilização de substratos de vidro se deve, meramente, a questões de cunho econômico. No entanto, diversos sistemas produzidos no LMMM, tais como junções túnel e mesmo multicamadas de outras ligas, apresentaram o comportamento magnético esperado, ou no mínimo similar, àquele descrito na literatura, referente a sistemas similares crescidos sob silício.

A seguir será apresentada uma descrição do sistema de deposição existente no LMMM e utilizado na produção das multicamadas de NiO/NiFe, do sistema de produção de alvos, do forno utilizado para a indução do *exchange bias*, bem como do método de determinação das espessuras dos filmes via medidas de XRD a baixos ângulos.

4.1.1 Sistema de deposição do LMMM

As amostras produzidas em Santa Maria são crescidas por *magnetron sputtering* utilizando-se alvos sinterizados a frio a partir de pós-puros. A sinterização destes alvos é feita no próprio LMMM. O sistema de sinterização a frio do LMMM é composto por uma balança com precisão de 10^{-4} g, usada para medir a massa dos compostos; um *bushing* que consiste em um cano de aço embutido em uma abertura cilíndrica através de um bloco de alumínio, usado para colocar os elementos já misturados dentro de um molde e prensá-los entre dois cilindros de aço inox, e uma prensa hidráulica com capacidade de aplicar uma pressão equivalente a 60 toneladas. O sistema de sinterização e alguns dos seus componentes é mostrado na figura 4.1.

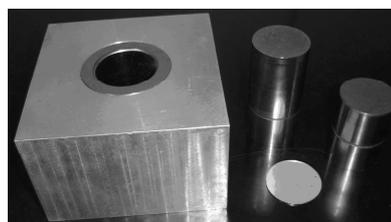
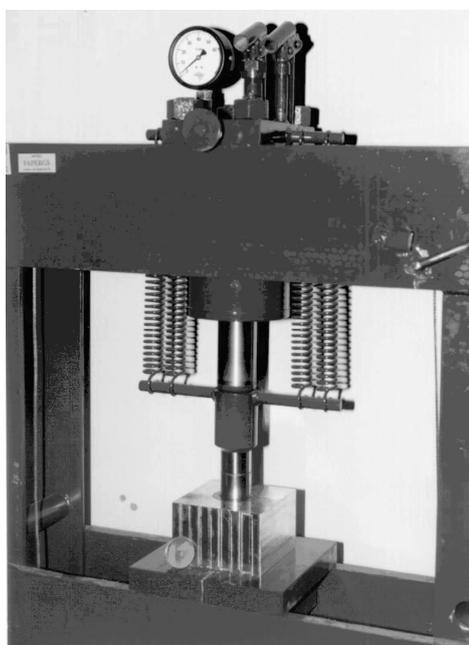


Figura 4.1 – Sistema para sinterização a frio dos alvos de NiO, NiFe e Ta utilizados neste trabalho.

O sistema de deposição existente no LMMM foi montado sobre um sistema de vácuo BAK 600 BALZERS. Ele é composto por duas bombas de vácuo, uma rotativa e outra difusora, capazes de diminuir a pressão no interior da câmara até 10^{-7} Torr, por dois motores de passo SLO SYN WARNER ELETRIC com resoluções de 40000 (utilizado para mover o porta substrato) e 10000 passos por volta (utilizado para mover o shutter), dois controladores de fluxo de gás 1179A MKS para faixa de 1 – 120 sccm, um medidor de pressões BARATRON MKS para a faixa de 0 – 100 mTorr, dois canhões AJA para alvos de duas polegadas, uma fonte de alimentação RF5S RFPP (RF) e uma fonte de alimentação MDX500 ADVANCED ENERGY (DC). Na figura 4.2 pode ser visto um diagrama com as principais características do sistema de deposição do LMMM.

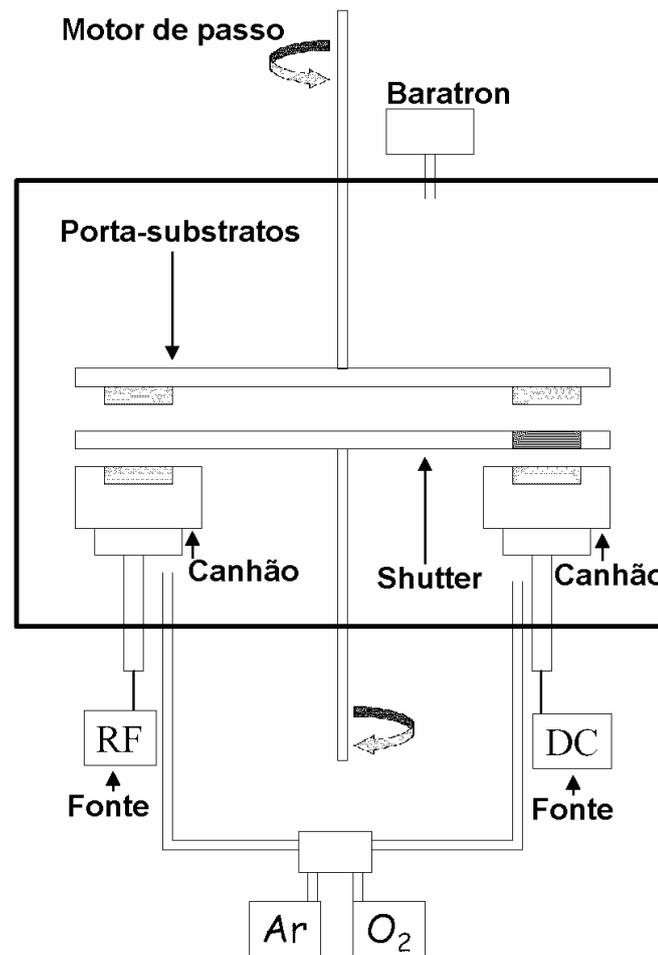


Figura 4.2 – Diagrama simplificado do *magnetron sputtering* existente no LMMM e utilizado na produção das multicamadas de NiO/NiFe utilizadas neste trabalho.

A espessura dos filmes é controlada pelo tempo de exposição do substrato ao plasma, uma vez que mantidos os valores do fluxo de gás, pressão de deposição, distância alvo-substrato e corrente DC ou potência RF a taxa de deposição pode ser considerada constante. A uniformidade dos filmes é garantida mantendo o substrato em movimento com uma velocidade constante durante a deposição, de maneira que cada parte dele seja exposta a todas as regiões do plasma durante um mesmo intervalo de tempo. É importante salientar aqui que este movimento do substrato em conjunção com o campo magnético gerado pelo canhão induz um eixo preferencial de magnetização nos filmes magnéticos, cuja direção é radial em relação à trajetória circular do substrato.

Para aumentar a eficiência dos canhões eles são equipados com vários ímãs permanentes ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) que aceleram os íons de gás contra o alvo. Isso faz com que as

partículas arrancadas do alvo sejam em maior número, ou seja, é gerado um aumento significativo na taxa de deposição. Esses ímãs foram fornecidos pela empresa CIBAS, sob as especificações do modelo RN35UH. Os canhões possuem muitos desses ímãs permanentes e, dependendo da configuração desses ímãs, tem-se certa configuração para as linhas de indução magnética ao redor dos canhões. No caso de amostras magnéticas, como é o caso deste trabalho, ocorre uma indução de anisotropias magnéticas nas amostras, ou seja, o processo de fabricação gera direções preferenciais para a magnetização.

O efeito desse campo magnético gerado pelos ímãs dos canhões na amostra pode ser reduzido com o aumento na distância entre o alvo e o substrato, porém, faz com que a taxa de deposição caia significativamente.

Neste trabalho foi utilizada a configuração chamada de “desbalanceada” em ambos os canhões. Essa configuração é mostrada na figura 4.3.

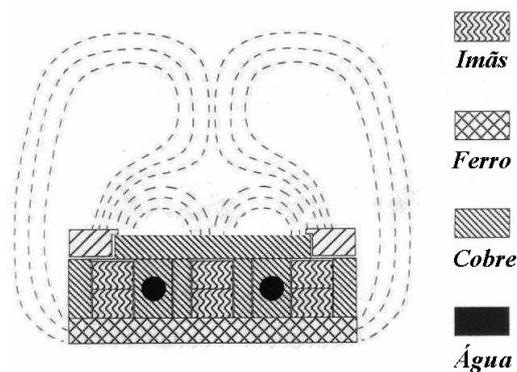


Figura 4.2 - Esquema das linhas de campo ao redor dos canhões usados no crescimento de nossas amostras.

Todos os ímãs no círculo ao redor do centro do canhão estão na mesma direção e sentido. O ímã do centro do canhão está colocado na mesma direção, porém em sentido contrário a fim de que as linhas de indução magnética que “saem” dos ímãs mais externos “entrem” no ímã central. Com a configuração “desbalanceada” e com o substrato a 5 cm de distância do canhão houve a indução da anisotropia unidirecional já durante o crescimento dos filmes mesmo sem a aplicação de um campo. A anisotropia induzida é perpendicular ao eixo da direção do movimento do substrato sobre os canhões.

O controle da espessura é um elemento básico para garantir a reprodutibilidade das amostras. Neste trabalho ele foi feito pelo monitoramento do tempo de exposição do substrato ao plasma. Como o *shutter* expõe uma região de 3050 passos ao plasma, a velocidade de movimento do substrato é calculada pela fórmula $v_d = 3.050 \text{ passos} \times (\tau/\Lambda)$, onde τ é a taxa de deposição ($\text{\AA}/\text{s}$) e Λ é a espessura do filme (\AA). Por exemplo, para crescer um filme de 50

Å com uma taxa de deposição de 2 Å/s .e necessário mover o substrato com uma velocidade de 122 passos/s $(3050\text{passos} \times (2\text{Å}/s/50\text{Å}))$. Dividindo a distância 3050 passos pela velocidade se obtêm o tempo de exposição de 25 s, necessário para atingir a espessura desejada. Para obter a taxa de deposição dos materiais a serem depositados, foram produzidos filmes simples cujas espessuras foram inferidas via aplicação da lei de Bragg aos espectros de XRD obtidos a baixos ângulos [154]. Nas figura 4.4 e 4.6 são apresentados os espectros para um filme de NiO e um de NiFe depositados sobre vidro. Pela indexação dos picos de Bragg relativos à interferência construtiva das ondas refletidas nas superfícies ar-filme e filme-vidro pode ser construído um gráfico do vetor de espalhamento $q = 4\pi \sin\theta/\lambda$, relativo a cada um dos picos, contra seu índice, como mostram as figuras 4.5 e 4.7 referentes ao NiO e ao NiFe respectivamente. A inclinação da reta obtida a partir de um ajuste linear é igual a 2π dividido pela espessura do filme, em unidades do comprimento de onda λ dos raios-x. Este procedimento de calibração foi repetido para todos os materiais utilizados neste trabalho. Novas calibrações foram feitas quando da produção de novos alvos e quando houve mudança de algum parâmetro de deposição.

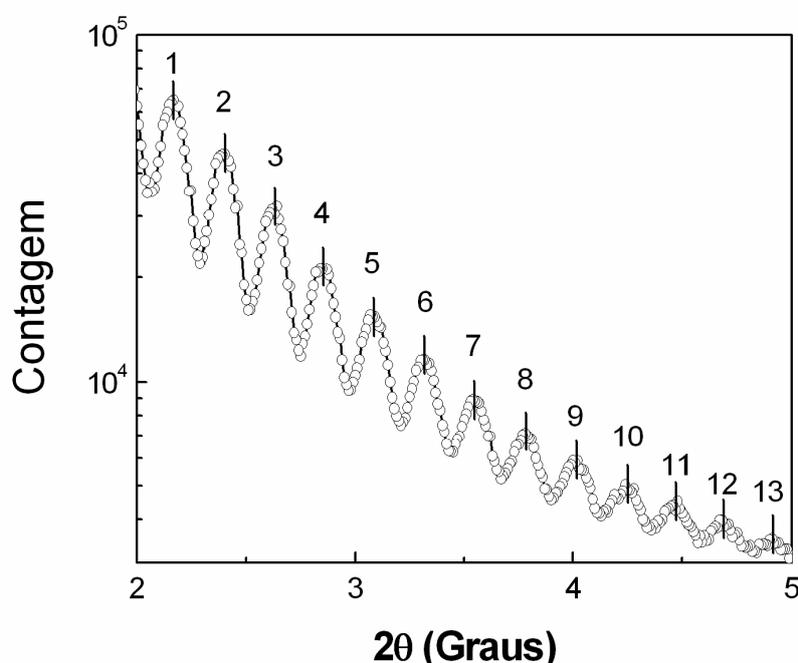


Figura 4.4 – Picos de Bragg para uma amostra de NiO depositada sobre um substrato de vidro, obtidos por medidas de difração de raios-x a baixos ângulos. Pela indexação destes picos é possível construir o gráfico do vetor de espalhamento em função dos índices, figura 4.5, e da inclinação daquela reta, obter a espessura da camada.

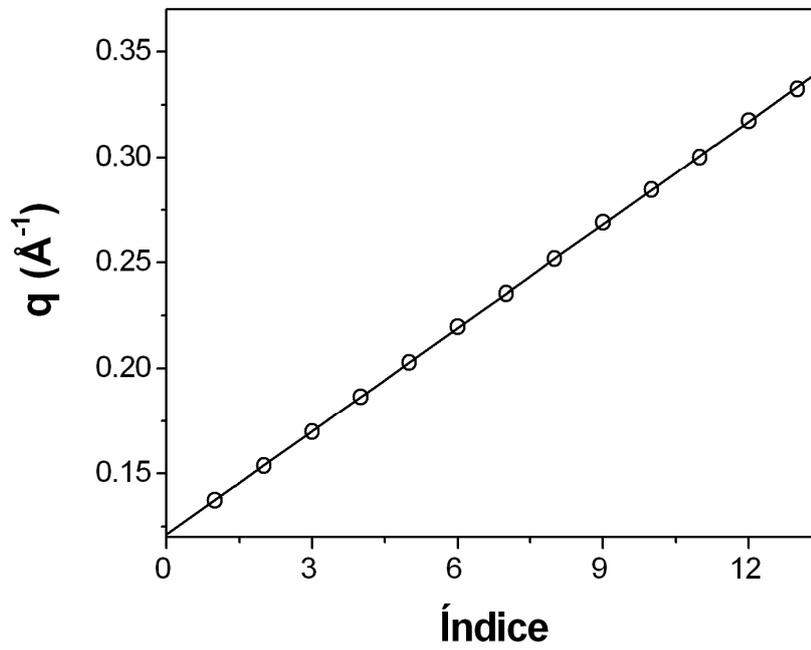


Figura 4.5 – Gráfico do vetor de espalhamento contra os índices dos picos de Bragg mostrados no gráfico 4.4. A espessura da amostra é igual a 2π dividido pela inclinação da reta.

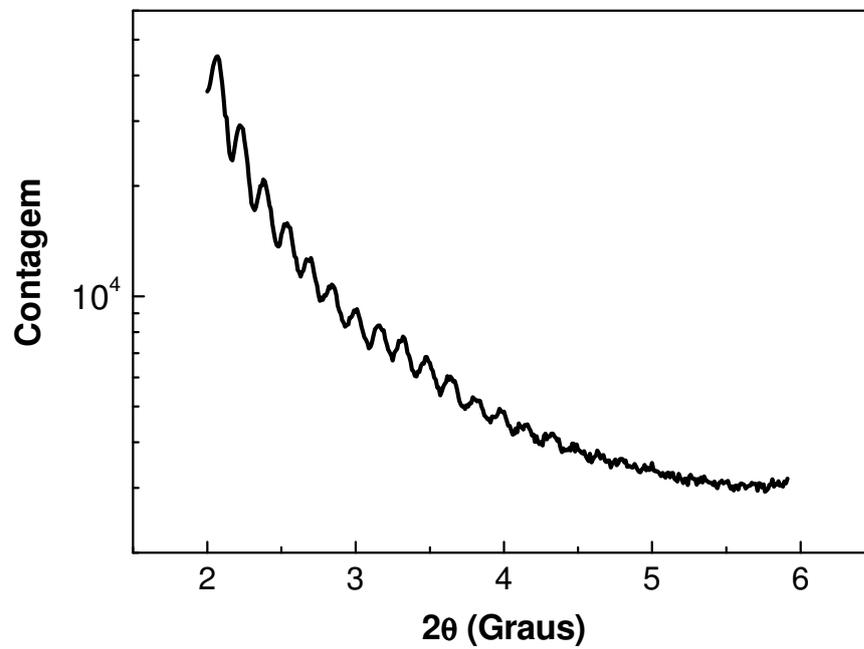


Figura 4.6 - Espectro de raios-x a baixos ângulos de um filme fino de NiFe.

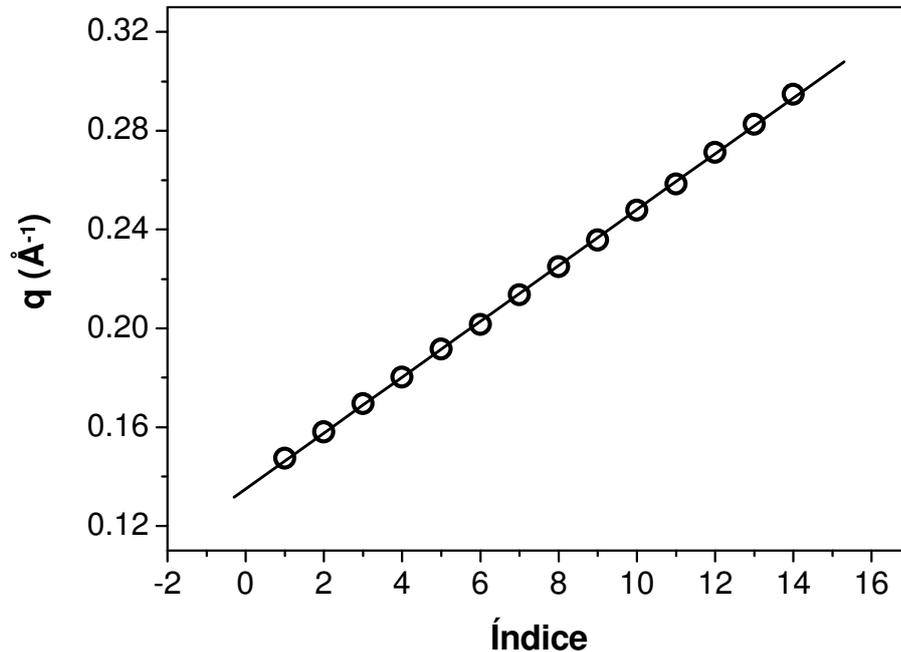


Figura 4.7 - Gráfico do vetor de espalhamento contra os índices dos picos de Bragg do gráfico 4.5. A espessura da amostra é igual a 2π dividido pela inclinação da reta.

4.1.2 Multicamadas Ni₅₀O₅₀/Ni₈₁Fe₁₉

O início deste trabalho ocorreu com a produção de bicamadas do tipo [(NiO)_{40nm}/(Ni₈₁Fe₁₉)_x], com a espessura x do *permalloy* variando entre 200 e 800 Å. Estes filmes foram depositados sobre substratos de vidro cobertos por um fino filme de Ta_{50nm}, de maneira que a superfície de deposição tivesse o mínimo de imperfeições topológicas. Na época em que este primeiro conjunto de amostras foi produzido, o *sputtering* do LMMM era equipado com apenas dois canhões, de maneira que era possível somente a deposição de duas ligas diferentes numa mesma sessão. Por este motivo estas amostras foram crescidas em duas etapas. Na primeira etapa os substratos são cobertos pelo Ta e logo após recebem uma camada de NiO. Ao fim desta etapa era necessário quebrar o vácuo e substituir um dos alvos anteriores pelo alvo de NiFe. Por fim, depois de restabelecida as condições de deposição, os filmes de NiFe eram depositados. Todos os filmes foram depositados após uma pressão de base de $P_b = 3 \times 10^{-7}$ Torr ser atingida e após um pré-sputtering de 30 min. A pressão de deposição e o fluxo de Ar foram mantidos em aproximadamente 5 mTorr e 30 sccm, respectivamente. Os filmes de Ta foram depositado com o canhão ligado a uma fonte DC fornecendo uma corrente 50 mA e uma tensão de 485 V. Já os filmes de NiO foram

depositados com a fonte RF fornecendo uma potência de 100 W. Os filmes de NiFe foram depositados também por sputtering DC nas mesmas condições que o Ta.

É importante mencionar que o porta-substrato utilizado, uma cruz metálica ligada através de um eixo ao motor de 40000 passos, permite que quatro substratos sejam cobertos na mesma sessão, ou seja, sem a quebra do alto vácuo.

Como as medidas de MI exigiam amostras mais espessas do que as bicamadas, também foram produzidas multicamadas do tipo $[\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}] \times n$, $n = 3, 5$ e 10 corresponde ao número de bicamadas FM/AFM empilhadas. Foram produzidas também amostras de $\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}/\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiFe}_{1000\text{Å}}$ e $\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}/\text{Ta}_{50\text{Å}}/[\text{NiFe}_{50\text{Å}}/\text{Cu}_{5\text{Å}}] \times 50$, além de bicamadas de NiO/Amorfo. Este material amorfo é o precursor do nanocristalino comercialmente conhecido como FINEMET ($\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$). A tabela 4.1 sintetiza o conjunto de amostras produzidos com o NiO como camada AF utilizadas neste trabalho.

N01	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}$
N02	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{400\text{Å}}$
N03	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{800\text{Å}}$
N04	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/[\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}] \times 3$
N05	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/[\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}] \times 5$
N06	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/[\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{200\text{Å}}] \times 10$
N07	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{400\text{Å}}/\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiFe}_{1000\text{Å}}$
N08	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{400\text{Å}}/\text{NiFe}_{400\text{Å}}/\text{Ta}_{50\text{Å}}/[\text{NiFe}_{50\text{Å}}/\text{Cu}_{5\text{Å}}] \times 50$
N09	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{300\text{Å}}/\text{Amorfo}_{100\text{Å}}$
N10	$\text{Ta}_{50\text{Å}}/\text{NiO}_{300\text{Å}}/\text{Amorfo}_{200\text{Å}}$

Tabela 4.1 – Amostras com NiO como material AF investigadas neste trabalho e produzidas no LMMM/UFSM.

No caso das multicamadas a mesma limitação física que exigiu a abertura da câmara durante a produção das bicamadas impediu que estas fossem separadas por espaçadores metálicos não magnéticos. Da forma como foram depositadas, cada camada de NiFe sente a influência de duas camadas de NiO, acima e abaixo. Sendo um fenômeno de interface, ao dobrar-se a superfície de acoplamento é esperado que este tipo de estrutura exiba tanto um campo de exchange quanto um campo coercivo mais intenso, sendo este último inteiramente

indesejável para o propósito de medir MI. No entanto pela limitação do sistema de produção do LMMM essa era a única possibilidade. Esse conjunto de amostras apesar de exibir o acoplamento de troca entre as camadas FM e AF, provavelmente induzido durante o processo de deposição pelo campo magnético gerado pelo próprio canhão, foi posteriormente submetido a um resfriamento na presença de um campo magnético estático de 2 kOe desde $T = 520$ K até a temperatura ambiente, afim de maximizar o nível de acoplamento entre as camadas.

O sistema experimental utilizado para o resfriamento consiste de um forno à base de fluxo de argônio composto por uma resistência metálica presa a uma base de alumínio, devidamente isolada, e um tubo de quartzo (com 3 cm de diâmetro), através da qual flui o gás. O tubo é posicionado entre os pólos de um eletroímã que fornece um campo de 2 kOe, aproximadamente uniforme em toda a amostra (as amostras foram cortadas com 2 mm de largura por 10 mm de comprimento). A amostra é presa a uma haste de vidro na ponta da qual é moldado uma esfera na qual é aberta uma fenda para que a amostra possa ser posicionada. Nenhum tipo de cola foi utilizado para evitar possíveis contaminações.

4.1.3 Sistema de deposição do CBPF

O sistema modular de deposição ATC-2400, existente no CBPF, foi projetado pelo engenheiro Alexandre Mello (CBPF), em parceria com a empresa AJA-International/USA. Sua versatilidade permite diversas configurações de operação para atender às mais variadas aplicações de preparação de filmes finos em forma de multicamadas e ligas. Um diagrama esquemático com as principais características do sistema é mostrado na figura 4.8. Em sua câmara principal cilíndrica, de 75 cm de diâmetro por 35 cm de altura, encontram-se dispostas circularmente quatro fontes Magnetron: duas com 2 polegadas de diâmetro e duas com 1.5 polegadas de diâmetro. Na pulverização catódica, o alvo do material que se deseja depositar é colocado em um potencial negativo. Um gás inerte (neste caso argônio) é inserido na câmara e através de uma fonte DC ou RF é feita à ignição do plasma. Os íons do plasma são atraídos em direção do alvo e ao se chocarem com a rede cristalina podem arrancar átomos. Através do campo magnético gerado pelo *magnetron*, o plasma fica posicionado bem perto do alvo, onde os elétrons fazem órbitas helicoidais, promovendo novas ionizações. Devido ao confinamento do plasma, baixas pressões de Ar (em torno de 2 mTorr) podem ser utilizadas, o que favorece a produção de filmes bem estruturados e de baixas rugosidades.

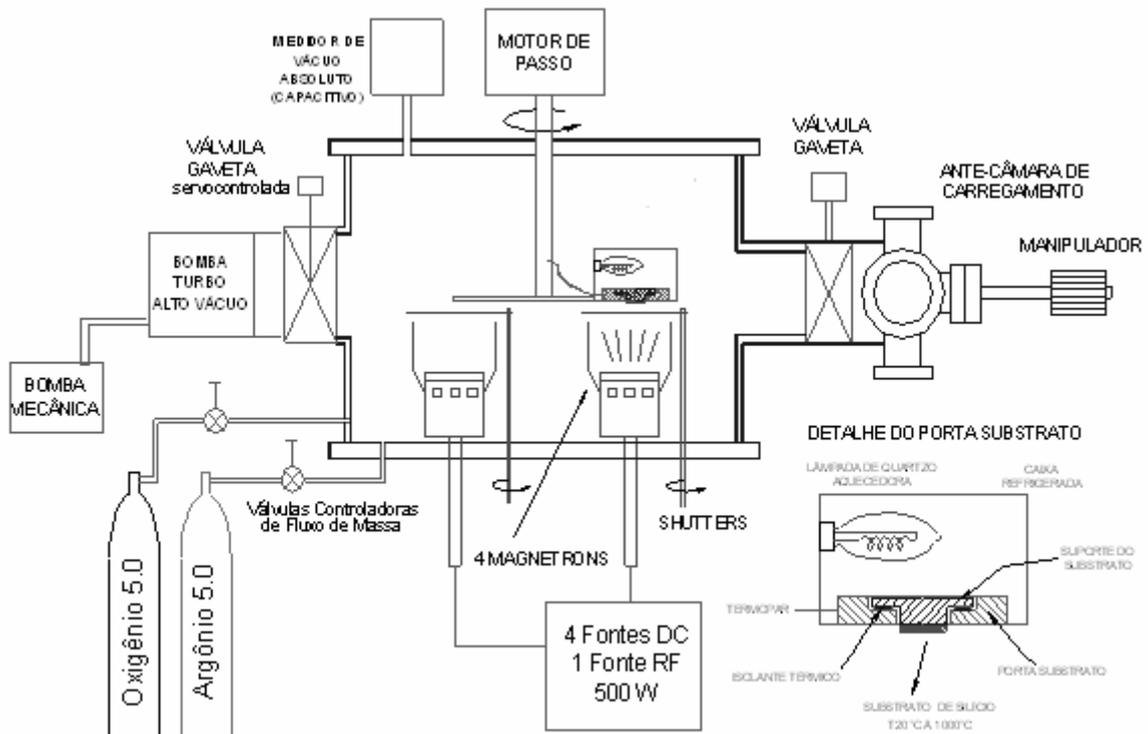


Figura 4.8 - Esquema simplificado do sistema de deposição, por magnetron sputtering, existente no CBPF e utilizado neste trabalho para a produção das multicamadas de NiFe/FeMn. Cortesia V. L. Nascimento.

A ignição com DC é geralmente usada para alvos de boa condutividade, enquanto que a com RF, que não exige um eletrodo para fazer a ignição, é usada para materiais isolantes e de baixa condutividade. Antes da deposição dos filmes, costuma-se fazer um pré-sputtering, para limpar a superfície dos alvos, que geralmente agregam algum óxido em sua superfície. Como os óxidos diminuem a condutividade do material, a limpeza dos alvos é geralmente efetuada, utilizando a fonte RF. Os materiais podem ser colocados em qualquer um dos canhões, com exceção dos alvos ferromagnéticos (FM) que devem ser colocados nos de 2 in, para que as linhas de campo magnético responsáveis pelo confinamento do plasma não passem todas pelo interior do alvo. Além disso, alvos FM não podem ser muito espessos ($t_{Fe} < 0,1$ in). Deve-se também neste caso, mudar o núcleo da Magnetron, passando de imã permanente para material ferromagnético. Multicamadas com até quatro materiais diferentes (elementos, ligas, óxidos ou biomateriais, por exemplo) podem ser formadas, existindo ainda a possibilidade de formar ligas a partir da co-deposição simultânea de dois alvos adjacentes.

Todo o processo de deposição das multicamadas é controlado por um sistema de computador, onde o tempo de deposição de cada alvo define a espessura da camada desejada, desde que seja conhecida a taxa de deposição de cada alvo.

O *magnetron sputtering* possui uma antecâmara (*loadlock*) acoplada à câmara principal (*main chamber*) por uma válvula manual de ultra alto vácuo. A função da antecâmara é permitir a colocação ou a retirada do porta-substrato na câmara principal sem quebrar o vácuo, aumentando ainda mais a versatilidade deste sistema.

4.1.4 Multicamadas $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$

Como será discutido detalhadamente no capítulo 5, apesar de as multicamadas com NiO como camada AF terem exibido o *exchange bias*, verificado pelas curvas de histerese deslocadas, as medidas de MI não alcançaram resultados satisfatórios. De fato essas amostras se mostraram insensíveis ao efeito. A falta de um espaçador metálico capaz de bloquear a interação de troca entre as bicamadas fez com que estas amostras apresentassem altas anisotropias e altos campos coercivos. Isso levou a produção de um novo conjunto de amostras utilizando a infra-estrutura disponível no CBPF, a qual permitia a deposição de até 4 ligas diferentes numa mesma sessão. Este conjunto de amostras foi composto basicamente por quatro amostras depositadas sobre substratos de Si <100> cujas estruturas físicas são mostradas na tabela 4.2 abaixo. Todos estes filmes foram depositados com os canhões alimentados por fontes de tensão DC, após uma pressão de base de 10^{-8} Torr ser atingida, numa atmosfera de argônio com pressão de 2 mTorr e sob a aplicação de um campo magnético estático de 460 Oe. Estas amostras não foram submetidas a resfriamento na presença de campo. A deposição em campo, conforme as curvas de histerese que serão apresentadas no capítulo 5, foi suficientemente capaz de acionar a interação de troca entre os spin interfaciais do FeMn e do NiFe.

S01	Ta100Å/NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å
S02	Ta100Å/NiFe300Å/FeMn130Å/NiFe100Å/Ta100Å
S03	Ta10nm/[NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20
S04	Ta10nm/[NiFe300Å/FeMn130Å/NiFe100Å/Ta100Å] x 20

Tabela 4.1 – Classificação das multicamadas de NiFe/FeMn produzidas no CBPF e investigadas neste trabalho.

4.2 Caracterização estrutural

As medidas de XRD apresentadas neste trabalho foram obtidas tanto em altos ângulos quanto em baixos ângulos com um difratômetro Shimadzu modelo XD-7A trabalhando numa configuração $\theta - 2\theta$. Este difratômetro é equipado com um goniômetro VG-208R e emite radiação Cu-K α . Conforme discutido anteriormente esta última configuração foi utilizada na determinação das taxas de deposição dos materiais utilizados.

Neste trabalho o foco em termos de medidas de XRD foi colocado sobre os espectros a altos ângulos para determinar a existências ou não de algum tipo de textura na estrutura interna dos filmes depositados.

4.3 Caracterização magnética

A caracterização magnética das amostras foi feita via curvas de magnetização estática obtidas com um magnetometro de amostra vibrante, construído no próprio LMMM. Todas as curvas de magnetização apresentadas neste trabalho foram obtidas com este equipamento.

O magnetômetro é composto por uma bobina de Helmholtz para a aplicação do campo magnético externo; uma fonte de corrente bipolar KEPCO de $\pm 20A$ para a alimentação da bobina; um amplificador de baixo ruído SR830 que controla a fonte de corrente, o *driver* do magnetômetro e também faz a leitura do sinal de tensão elétrica induzida nas bobinas sensoras próximas da amostra; e um microcomputador com um programa em linguagem *QBasic* para o controle total do experimento. A figura 4.9 mostra o diagrama de blocos do VSM, enquanto a figura 4.10 mostra um exemplo de curva histerese obtida com o sistema para o caso de uma bicamada do tipo NiO(40nm)/amorfo(20nm), no estado como fabricada.

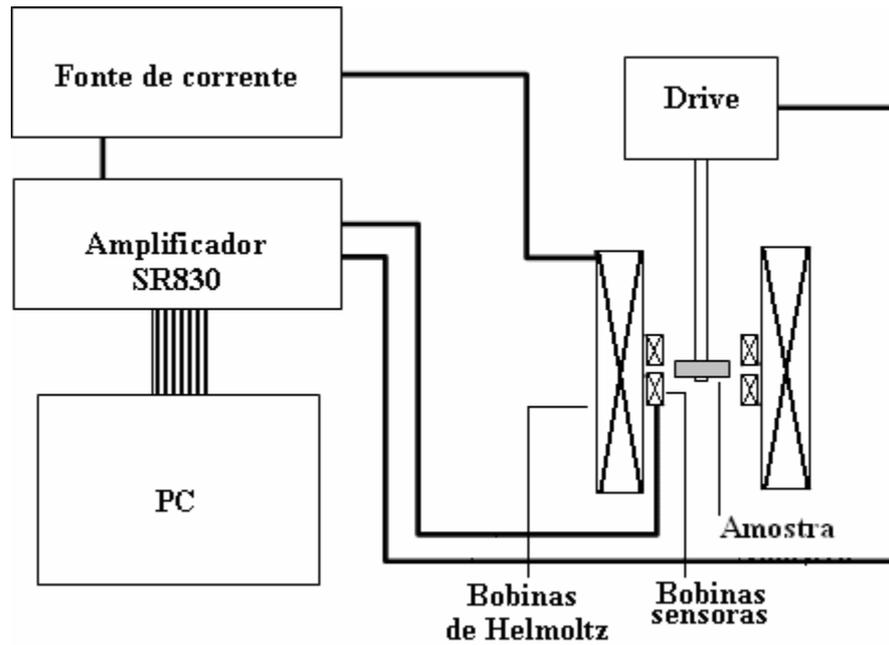


Figura 4.9 – Diagrama simplificado do VSM disponível no LMMM e utilizado neste trabalho.

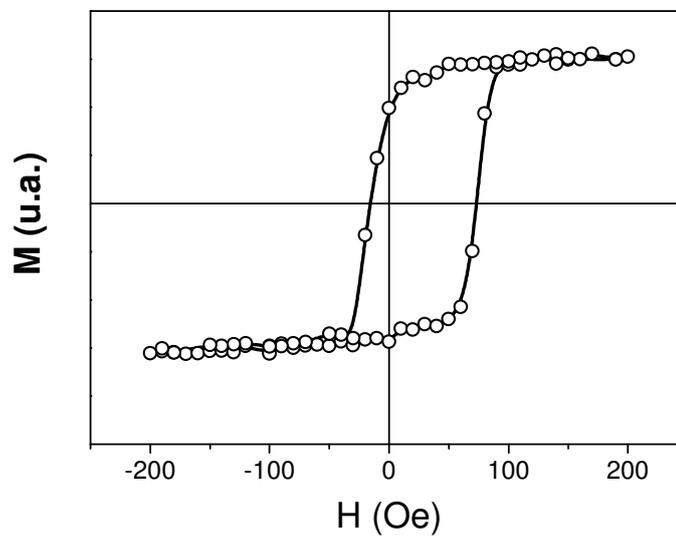


Figura 4.9 – Curva de histerese, deslocada em relação à coordenada de campo, obtida com uma bicamada de NiO (40nm) crescida sobre um filme amorfo (FeCuNbSiB) com 20nm. A anisotropia de troca foi induzida pelo campo residual gerado pelo canhão magnético durante a deposição.

4.4 Medidas de MI

As medidas de impedância apresentadas neste trabalho foram obtidas com um analisador de impedância HP 4396B, associado a uma mesa de medida HP 4396A1 e uma cavidade de microondas coaxial do tipo micro *strip line*. A figura 4.11 apresenta o diagrama de blocos do sistema.

O HP4396B é um instrumento que funciona como analisador de rede, de espectro ou de impedância. Neste trabalho foi utilizada a opção 010 do HP4396B, a qual permite que o equipamento funcione como um analisador de impedância. Instalando esta opção é possível medir a resistência e a reatância da amostras entre 100 kHz e 1.8 GHz.

O HP 4396A1 é um acessório utilizado pelo HP4396B para medidas de impedância. Ele utiliza o método de medida I-V (corrente/tensão) para determinar a impedância desconhecida de uma amostra. A cavidade de microondas é conectada a porta de saída deste acessório, a qual deve ser calibrada com terminais padrão de curto, carga e aberto, afim de, possibilitar uma medida precisa da impedância da amostra.

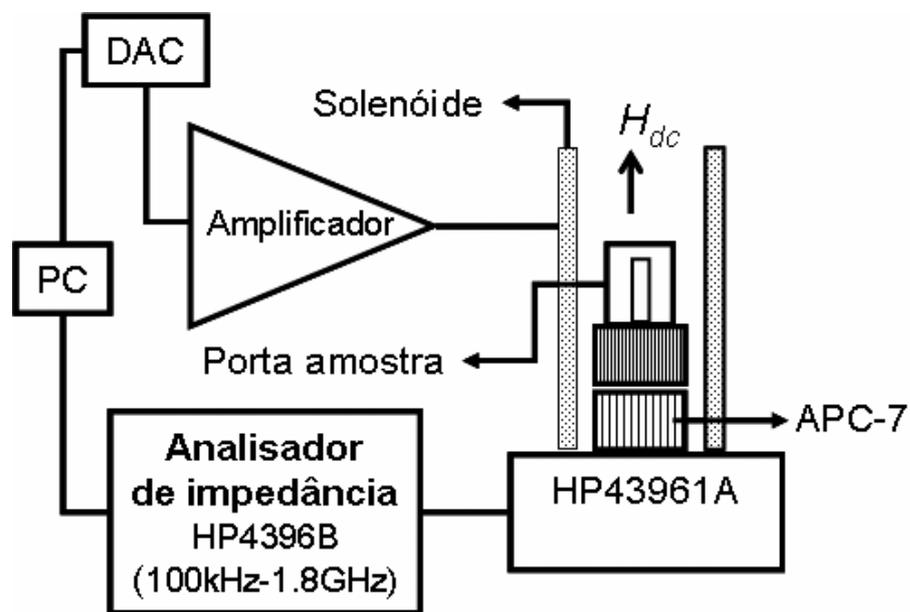


Figura 4.11 – Diagrama simplificado do sistema experimental utilizado nas medidas de GMI em altas frequências.

A cavidade de microondas foi desenvolvida com objetivo de fornecer um meio de medir a impedância característica dos filmes. Ela funciona como uma linha de transmissão do

tipo micro *strip*, onde o condutor central é substituído pela amostra. O pino de contato entre a amostra e o conector é centrado por um pequeno cilindro de teflon de 8 mm de diâmetro por 4 mm de altura. O teflon é um material muito adequado para esta tarefa, devido ao fato de sua permissividade elétrica ser constante no regime de frequências em questão. Erros induzidos por impedâncias parasíticas, oriundas da cavidade de microondas são corrigidos pela técnica de compensação aberto/curto/carga. Além disso, erros devido à extensão da porta de medida (plano de calibração – conector APC-7 no HP4396A1) são evitados pelo ajuste do comprimento elétrico da extensão (no caso 4mm de teflon).

Um solenóide de 8 cm de altura por 2,5 cm de diâmetro, com enrolamentos feitos com fios 27AWG (450 Oe/A) é utilizado para a produção do campo magnético longitudinal sobre a amostra. Como já foi mencionado o solenóide é alimentado por uma fonte de tensão controlada pelo programa de medida, além disso, o solenóide é refrigerado durante a medida por um ventilador, a fim de se evitar a elevação da temperatura da amostra.

O programa utilizado para controlar os parâmetros da medida e adquirir os dados foi feito na linguagem de programação HPVEE, específica para instrumentos da HP. A comunicação do PC com o conversor e com o analisador foram ambas feitas por uma interface paralela IEEE488. Além disso, o computador adquire simultaneamente os parâmetros mostrados na tela do analisador (resistência e reatância no caso em questão). Parâmetros como varredura de frequência, tipo de varredura (linear ou logarítmica) e tempo de medida são determinados diretamente no painel do HP4396B.

O analisador de impedância HP4396B, quando combinado com o kit 43961A permite a realização de medidas de impedância em altas frequências (100kHz–1.8GHz). Para isto o sistema utiliza o método de medida I-V (corrente/tensão). Neste método a impedância de uma amostra pode ser calculada a partir de medidas dos valores de tensão e corrente sobre ela. A corrente é calculada a partir da medida da tensão sob um resistor, conhecido e de baixa resistência. Na prática um transformador de baixas perdas é usado no lugar da resistência para prevenir os efeitos causados pelo resistor no circuito. O transformador, entretanto, limita o valor mínimo de frequência aplicável na medida. O adaptador HP43961A emprega como porta de saída um conector coaxial de precisão APC-7. Este conector permite a ligação da cavidade de microondas ao analisador e que o adaptador possa ser calibrado com terminais coaxiais padrões. A figura 4.12 mostra um desenho representativo da cavidade de microondas utilizada neste trabalho.

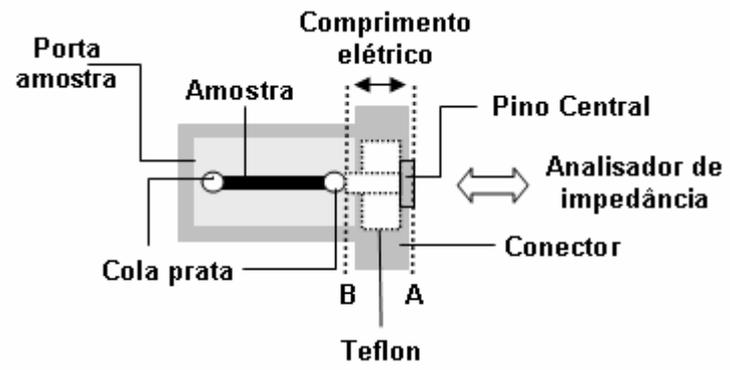


Figura 4.12 - Cavidade de microondas do tipo micro *stripline* utilizado nas medidas de impedância.

5 Resultados e discussões

5.1 Multicamadas de NiO/NiFe

Os espectros de raios-x a altos ângulos das multicamadas de NiO/NiFe, obtidos com radiação $\text{Cu K}\alpha$ e com o goniômetro operando numa configuração θ - 2θ , são mostrados na figura 5.1. Estes espectros fornecem informações sobre a estrutura cristalográfica das amostras.

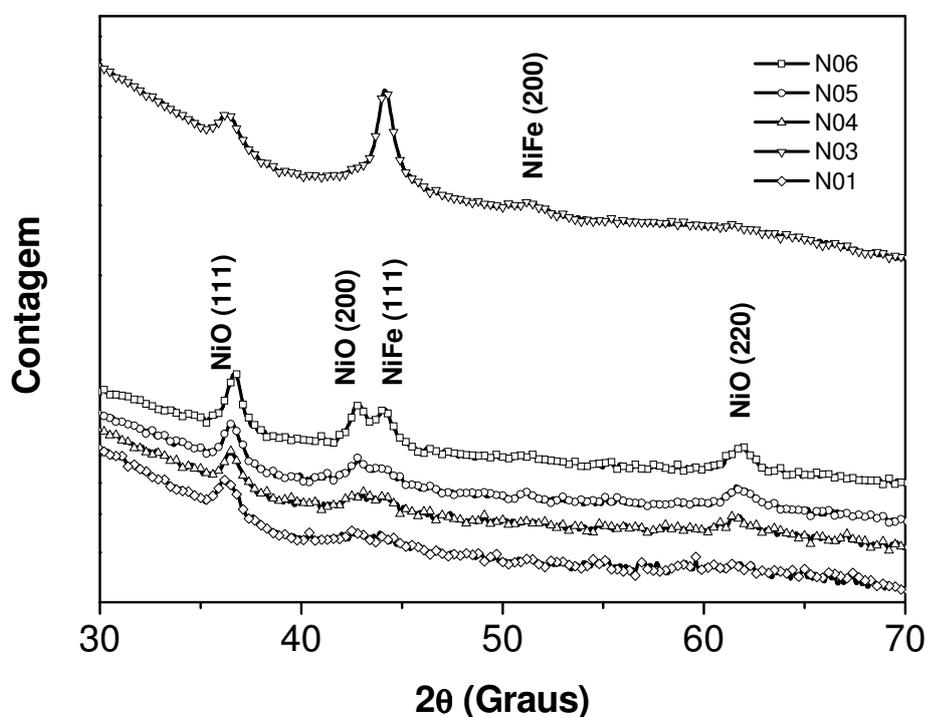


Figura 5.1. – Espectros de difração de raios-x em altos ângulos das multicamadas de NiO/NiFe.

O espectro da amostra da tri-camada de $\text{Ta}50\text{\AA}/\text{NiO}400\text{\AA}/\text{NiFe}200\text{\AA}$, por exemplo, exibe uma única linha espectral na posição do NiO FCC ($36,6^\circ$) com orientação na direção [111]. O espectro da tri-camada de $\text{Ta}50\text{\AA}/\text{NiO}400\text{\AA}/\text{NiFe}800\text{\AA}$ exibe além de uma linha associada ao NiO [111], uma forte linha espectral posição do NiFe [111] ($44,1^\circ$). A análise destes dois espectros leva à conclusão de que tanto o NiO quanto o NiFe são orientados ao longo da direção [111].

Entretanto, os espectros das multicamadas de Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å além das linhas associadas à existência de NiO [111] e do NiFe [111], duas fortes linhas associadas ao NiO [200] (42,8°) e ao NiO [220] (62,8°), determinando que as camadas de NiO crescem formando grãos com diferentes orientações preferenciais.

Recentemente Thomas e co-autores mostraram que é possível controlar a estrutura cristalográfica de um filme de NiO através da temperatura do substrato [155]. Eles produziram amostras de NiO, por deposição a laser pulsado sobre substratos de quartzo amorfo, em diferentes temperaturas entre 100 e 900° C e encontraram que a orientação cristalográfica do NiO varia fortemente com a temperatura do substrato. Abaixo de 200° C o NiO é orientado ao longo da direção [220]. Entre 300 e 400° C a orientação preferencial do NiO é ao longo da direção [111]. Enquanto que as amostras crescidas em altas temperaturas, acima de 600° C, são texturizadas na direção [200]. Assim, é possível que o surgimento de duas novas fases do NiO com o aumento no número de camadas esteja associado a um aumento na temperatura do substrato durante a deposição devido ao aumento do tempo de exposição deste ao plasma com o aumento do número de camadas.

Em suma, o NiO é texturizado na direção [111] nas tri-camadas e policristalino, com textura [111], [200], [220], nas multicamadas. O NiFe é texturizado na direção [111] em todas as amostras com NiO.

Duas curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å no estado como fabricada são mostradas na figura 5.2. θ é definido como o ângulo entre o campo estático e o eixo fácil da anisotropia na camada de NiFe. A direção fácil é assumida como sendo induzida pelo campo residual produzido pelo canhão magnético. Além disso, as amostras medidas são cortadas na forma retângulos de 2 x 5 mm sendo que o eixo fácil fica ao longo do maior eixo.

A curva de magnetização na direção fácil exhibe dois laços de histerese, como se uma metade dos momentos FM fosse acoplada ferromagneticamente aos momentos AF e a outra metade antiferromagneticamente. O mais provável é que a camada AF interfacial seja perfeitamente compensada de modo que momentos FM vizinhos sejam acoplados a momentos AF opostamente orientados.

Quando $\theta = 45^\circ$ o campo de bias é $H_{cb} = 49.8$ Oe, o campo coercivo é $H_c = 8.1$ Oe e razão entres estes é $H_{cb}/H_c = 5.1$. Estas características são excelentes para a obtenção de curvas de MI, uma vez que a permeabilidade geralmente cresce com a diminuição da coercividade [10]. Entretanto esta tri-camada tem uma espessura total de aproximadamente 650 Å, muito fina a ponto de que o efeito *skin* possa afetar a sua impedância.

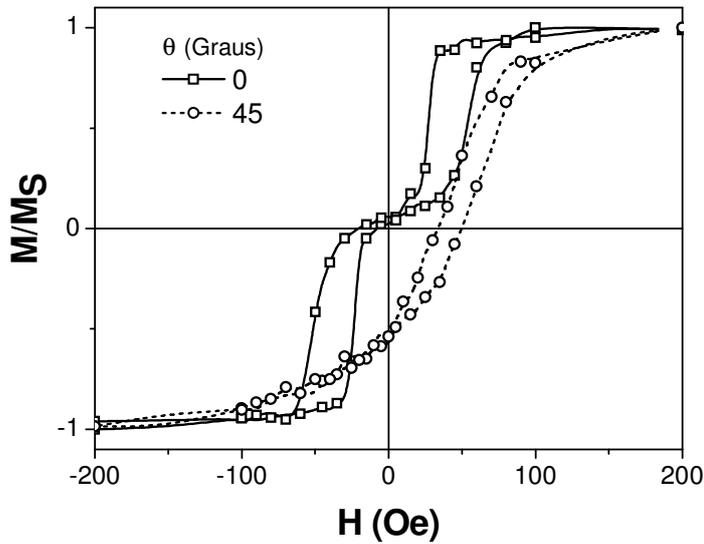


Figura 5.2 – Curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å no estado como fabricada para duas orientações entre o campo aplicado e a direção do eixo fácil da amostra.

Duas curvas da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å, após ela ser submetida a um processo de resfriamento desde $T = 250^\circ \text{C}$ até a temperatura ambiente na presença de um campo de 2 kOe, são mostradas na figura 5.3. O campo de resfriamento foi aplicado na direção fácil da amostra.

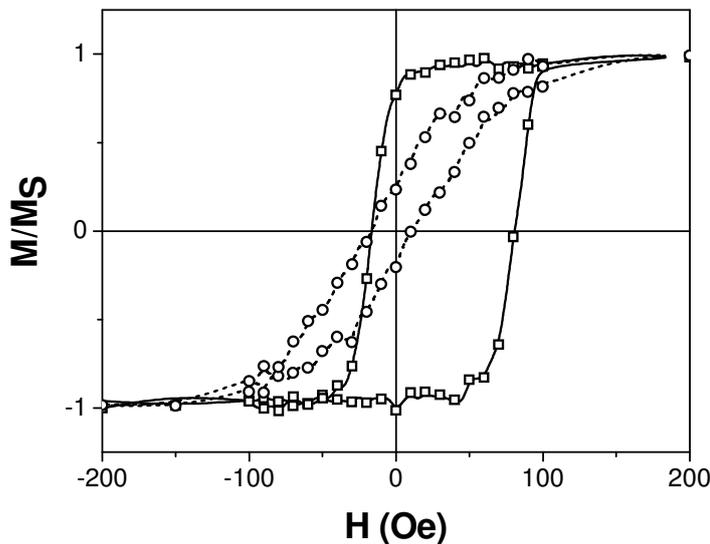


Figura 5.3 – Curva de magnetização no eixo fácil (quadrados) e no eixo duro (círculos) da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å após ela ser resfriada desde $T = 250^\circ \text{C}$ até a temperatura ambiente na presença de um campo estático de 2 kOe.

A curva do eixo fácil é deslocada por $H_{cb} = 32.7 \text{ Oe}$ e tem uma coercividade de $H_c = 48.5 \text{ Oe}$, o que resulta numa razão $H_{cb}/H_c = 0.67$. O tratamento apesar de induzir um acoplamento uniforme através da interface, aumenta consideravelmente a coercividade da amostra.

Quando o campo é aplicado perpendicularmente à direção do campo de *bias* a curva de magnetização não é deslocada em relação a $H = 0$ e, além disso, exibe $H_c = 13.1$ Oe.

Três curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe400Å no estado como fabricada são mostradas na figura 5.4.

A curva de magnetização do eixo fácil mostra dois laços histeréticos. A região dominante apresenta um $H_{eb} = 20$ Oe e um $H_c = 16.4$ Oe, o que resulta numa razão $H_{eb}/H_c = 1.22$.

Quando $\theta = 45^\circ$ $H_{eb} = 19.4$ Oe, $H_c = 12.3$ e $H_{eb}/H_c = 1.58$. Quando o campo é aplicado no eixo duro da amostra o deslocamento é praticamente nulo e $H_c = 3.6$ Oe.

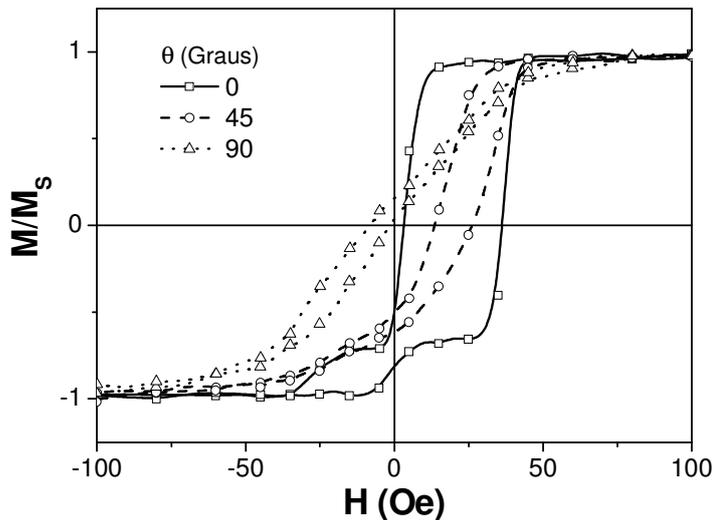


Figura 5.4 - Curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe400Å no estado como fabricada para diferentes orientações entre o campo externo e o eixo fácil da amostra.

A curva de magnetização no eixo fácil da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe400Å após ela ser resfriada em campo é apresentada na figura 5.5. A curva é deslocada em relação à origem por um campo de *bias* $H_{eb} = 15.1$ Oe e tem um campo coercivo $H_c = 30.6$ Oe, o que resulta numa razão $H_{eb}/H_c = 0.49$.

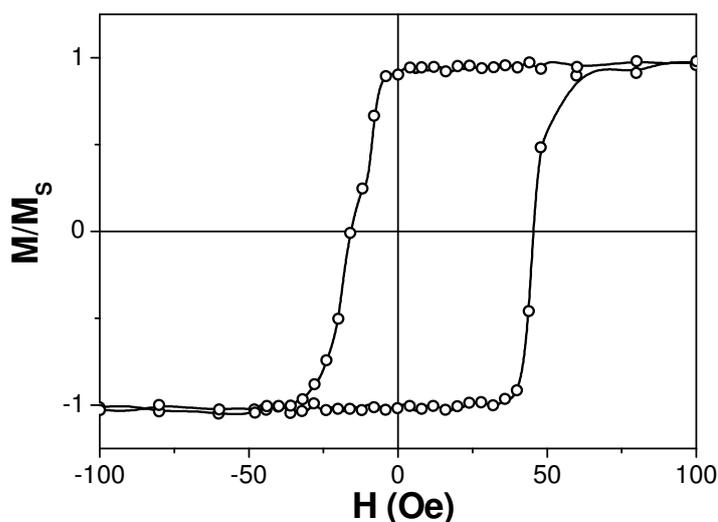


Figura 5.5 – Curva de magnetização no eixo fácil da tri-camada Ta50Å/NiO400Å/NiFe400Å após ela ser resfriada desde $T = 250^{\circ} \text{C}$ até a temperatura ambiente na presença de um campo estático de 2 kOe.

As curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe800Å no estado como fabricada são mostradas na figura 5.6.

A curva na direção fácil apresenta um pequeno campo de bias $H_{eb} = 5.2$ e alta coercividade $H_c = 46.1$. A coercividade de acordo com os modelos teóricos deveria diminuir com o crescimento da espessura da camada de NiFe (devido a diminuição da anisotropia magnetocristalina). Por isso este aumento abrupto na coercividade desta tri-camada deve estar associado a defeitos físicos originados termicamente, devido ao aumento no tempo de exposição da amostra ao plasma quando a espessura das camadas componentes deve ser aumentada.

Quando o campo magnetizante é aplicado no eixo duro da tri-camada a magnetização exhibe uma resposta perfeitamente simétrica em torno de $H = 0$ e um campo coercivo $H_c = 9.0$ Oe.

As curvas de magnetização da tri-camada Ta50Å/NiO400Å/NiFe800Å, após ela ser submetida ao processo de resfriamento descrito acima, podem ser vistas na figura 5.7. A coercividade aumenta com o aumento da espessura do NiFe independentemente da orientação do campo magnético.

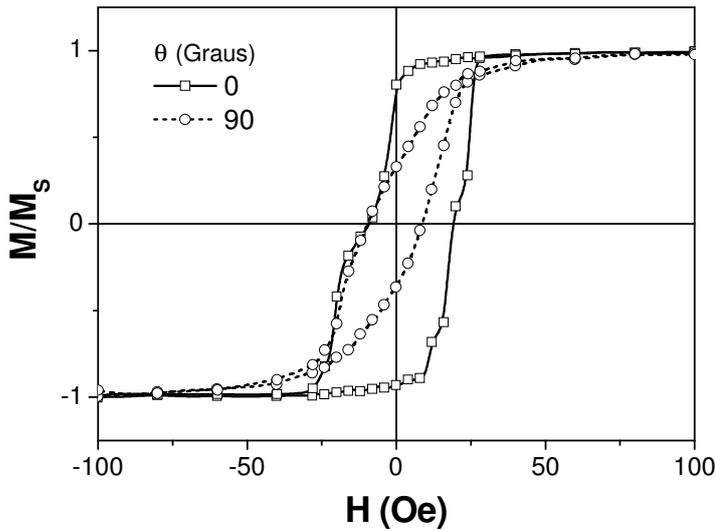


Figura 5.6 - Curvas de magnetização da tri-camada de Ta50Å/NiO400Å/NiFe800Å no estado como fabricada para duas diferentes orientações entre o campo aplicado e a direção fácil da amostra.

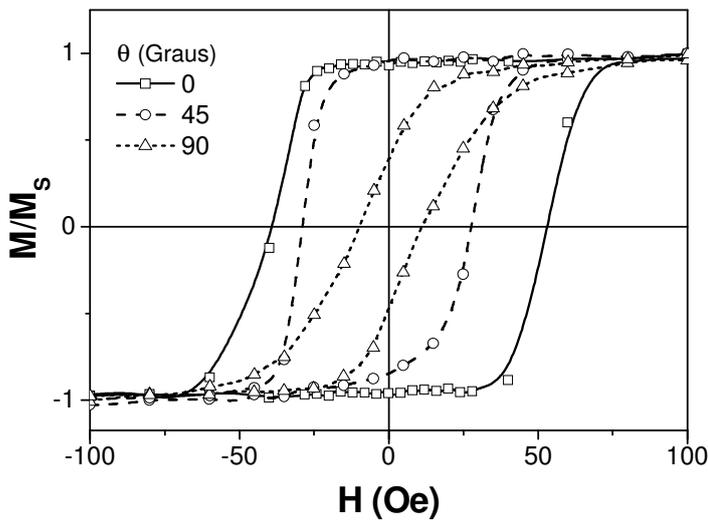


Figura 5.7 - Curva de magnetização da amostra N03 após ela ser resfriada desde $T = 250^\circ \text{C}$ até a temperatura ambiente na presença de um campo estático de 2 kOe para diferentes orientações entre o campo aplicado e o eixo fácil da anisotropia.

A figura 5.8 mostra a dependência do campo de troca e da coercividade com a espessura da camada de NiFe, quando o campo magnetizante é aplicado na direção do campo de resfriamento, para as tri-camadas de Ta50Å/NiO400Å/NiFe.

O campo de troca diminui com o aumento da espessura do FM, como acontece na maioria dos acoplamentos FM-AF. A amostra com 200Å de NiFe tem campo de *bias* de aproximadamente 32 Oe, entretanto a alta coercividade desta tri-camada aproximadamente 48 Oe, torna difícil a utilização desta geometria em medidas de MI, que exigem amostras magneticamente macias. Dobrando a espessura do NiFe tanto o campo de troca quanto a coercividade caem aproximadamente pela metade, diminuindo para 15 e 31 Oe, respectivamente, quando a espessura do NiFe é de 400 Å. O campo de troca, seguindo a

tendência esperada, cai para 6 Oe quando a espessura do NiFe é de 800 Å, entretanto, neste caso a coercividade não decai crescendo para 46 Oe. Como discutido no capítulo 2, seguindo um modelo simples, o aumento da espessura deve aumentar a anisotropia do AF e consequentemente deve diminuir a coercividade. Assim o alto valor do H_c observado na amostra com 80 Å de NiFe deve estar associado a imperfeições estruturais originadas por efeitos térmicos, uma vez que o tempo de deposição do substrato aumenta com o aumento da espessura.

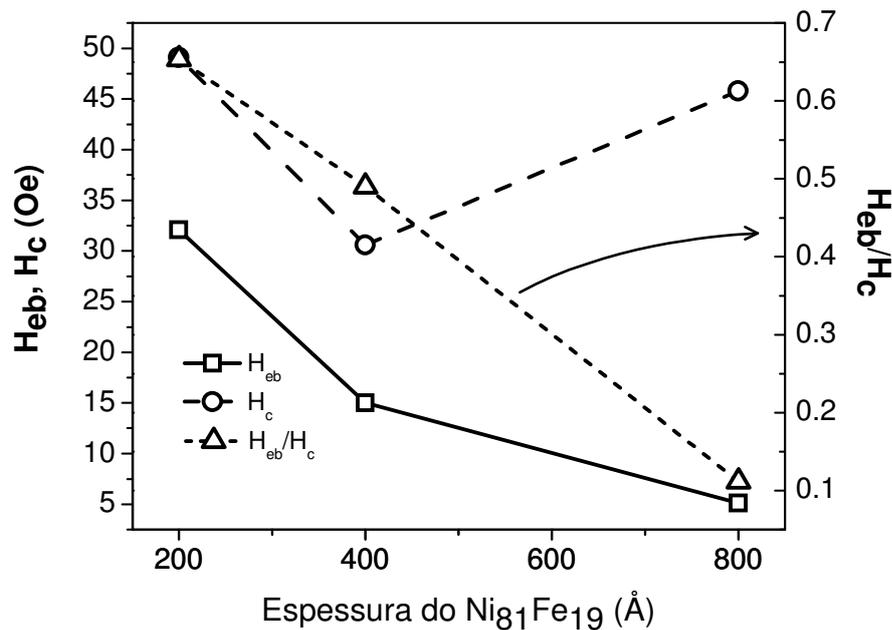


Figura 5.8 - Dependência do H_{eb} , do H_c e da razão H_{eb}/H_c com a espessura do NiFe em tri-camadas de Ta 50Å/NiO400Å/NiFe. Os dados foram obtidos das curvas de magnetização medidas com o campo magnetizante aplicado na direção do eixo fácil das tri-camadas.

A dependência do campo de troca e da coercividade em diferentes bicamadas de NiO-NiFe foi estudada sistematicamente por Han e co-autores [156]. Eles encontraram que o campo de *bias* e o campo coercivo são praticamente independentes da textura dominante na camada de NiO, seja ela na direção [111], [200] ou uma combinação destas com a orientação [220]. Por outro lado, eles observaram que o campo coercivo é fortemente influenciado pela altura média das rugosidades interfaciais. Por exemplo, uma bicamada de NiO(450Å)/NiFe(100Å) com rugosidade superficial média $R_m = 0.22$ nm exibe uma razão $H_{eb}/H_c = 9.51$ Oe ($H_{eb} = 39.0$ Oe e $H_c = 4.1$ Oe), enquanto que uma bicamada do mesmo tipo, porém com $R_m = 0.72$ nm, tem $H_{eb}/H_c = 1.24$ ($H_{eb} = 42.3$ e $H_c = 34.0$ Oe). Desta forma, os altos valores de H_c observados nas tri-camadas de Ta50Å/NiO400Å/NiFe, possivelmente, estão associados à qualidade da interface.

Os efeitos histeréticos observados independentemente da espessura do NiFe, presentes mesmo quando o campo de magnetização é aplicado na direção do eixo duro, indicam a existência de processos de rotação irreversíveis na camada AF [157]. Estes processos podem estar, por exemplo, associados à presença de grãos magneticamente metaestáveis, cuja magnetização orienta-se com a magnetização do FM, dando origem assim a uma anisotropia rotante [157]. Essa descrição qualitativa acerca da dependência do campo de troca e da coercividade das bicamadas de NiO/NiFe justifica a baixa resposta a MI encontrada, uma vez que alta coercividade, o que indica alta anisotropia e baixa permeabilidade, não são características adequadas a sistemas MI.

Como a MI depende exclusivamente da profundidade de penetração do campo eletromagnético no interior do condutor e esta grandeza tem um valor mínimo da ordem de centenas de nanômetros [158], foram produzidas multicamadas do tipo $[\text{NiO}400\text{\AA}/\text{NiFe}200\text{\AA}] \times N$ com $N = 3, 5$ e 10 .

As curvas de histerese destas amostras são mostradas nas figuras 5.9, 5.10 e 5.11 respectivamente. Todas as multicamadas exibem curvas de magnetização deslocadas em relação à origem, assim como a tri-camada, mesmo no estado como fabricada. O resfriamento em campo claramente aumenta a interação interfacial tornando a curva de magnetização uniforme e aumentando a coercividade.

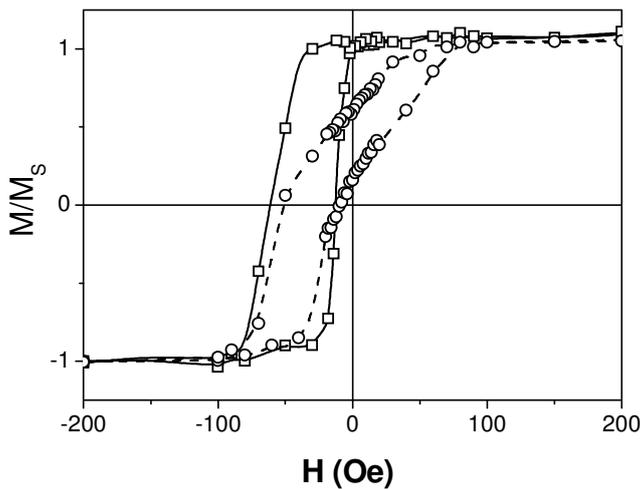


Figura 5.9 – Curvas de magnetização no eixo fácil da multicamada de $[\text{NiO}400\text{\AA}/\text{NiFe}200\text{\AA}] \times 3$ no estado como feita (círculos) e após resfriamento desde $T = 250^\circ\text{C}$ até a temperatura ambiente na presença de um campo estático de 2 kOe.

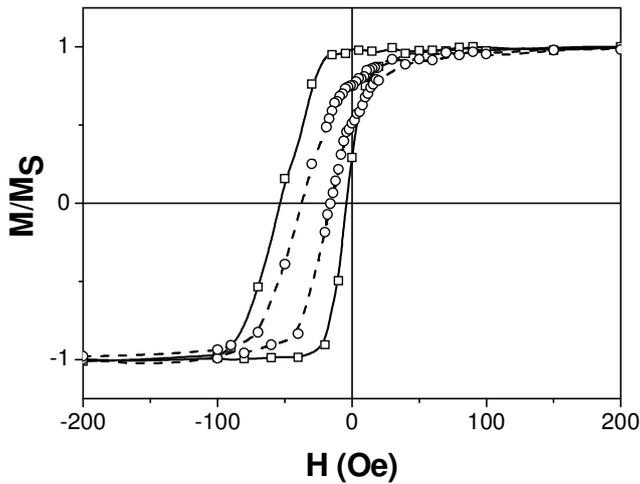


Figura 5.10 – Curvas de magnetização no eixo fácil da multicamada de $[\text{NiO}400\text{Å}/\text{NiFe}200\text{Å}] \times 5$ no estado como feita (círculos) e após o processo de resfriamento em campo (quadrados).

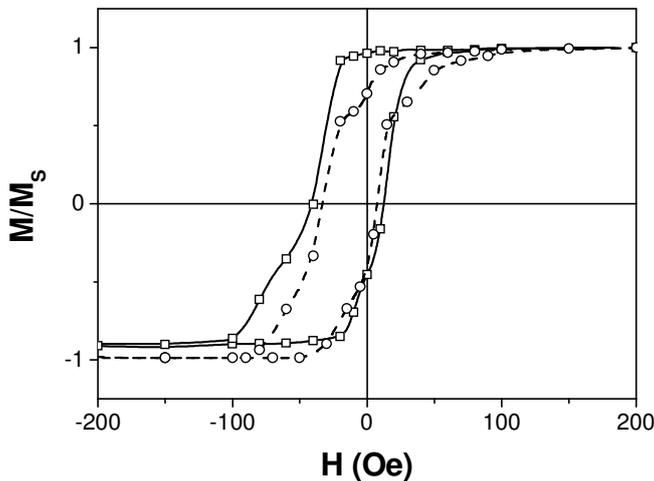


Figura 5.11 – Curvas de magnetização no eixo fácil da multicamada de $[\text{NiO}400\text{Å}/\text{NiFe}200\text{Å}] \times 10$ no estado como feita (círculos) e após resfriamento em campo (quadrados).

A figura 5.12 mostra a dependência do H_{eb} , do H_{c} e da razão entre estas grandezas com o número de bicamadas de $\text{NiO}400\text{Å}/\text{NiFe}200\text{Å}$ após as amostras serem termicamente tratadas na presença de um campo de 2 kOe, quando o campo é aplicado na direção do eixo de anisotropia (definida pelo campo de resfriamento).

A maior razão $H_{\text{eb}}/H_{\text{c}} = 1.2$ é exibida pela multicamada de $[\text{NiO}400\text{Å}/\text{NiFe}200\text{Å}] \times 5$, entretanto, mesmo esta amostra não exibe qualquer sinal de MI, provavelmente devido à baixa permeabilidade (alta coercividade) e à baixa espessura (3000 Å) da amostra.

Ainda com o objetivo de aumentar a espessura das amostras com EB, sobre duas amostras de $\text{Ta}50\text{Å}/\text{NiO}400\text{Å}/\text{NiFe}200\text{Å}$ (esta amostra foi crescida sobre um substrato retangular de vidro com dimensões de $20 \times 30 \text{ mm}$ e desta matriz foram cortadas amostras de $2 \times 5 \text{ mm}$) foram depositados um filme de NiFe de 1000 Å (amostra N07) e uma multicamada de $[\text{NiFe}50\text{Å}/\text{Cu}5\text{Å}] \times 50$ (amostra N08).

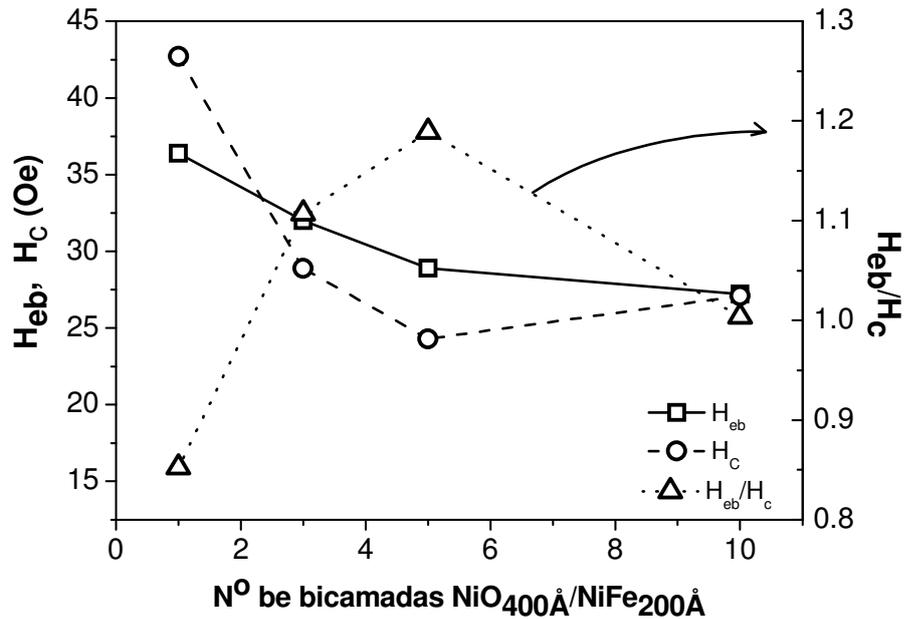


Figura 5.12 - Dependência do H_{eb} , do H_c e da razão H_{eb}/H_c com o número de bicamadas em multicamadas de $[NiO_{400\text{\AA}}/NiFe_{200\text{\AA}}]$.

A curva de magnetização da amostra N07 é mostrada na figura 5.13. Como pode ser observado, mesmo com a deposição do NiFe o sistema ainda exibe um forte acoplamento de troca ($H_{eb} = 18$ Oe), entretanto a coercividade cresce $H_c = 25$ Oe e o sinal de MI, mesmo na faixa dos GHz, não foi encontrado.

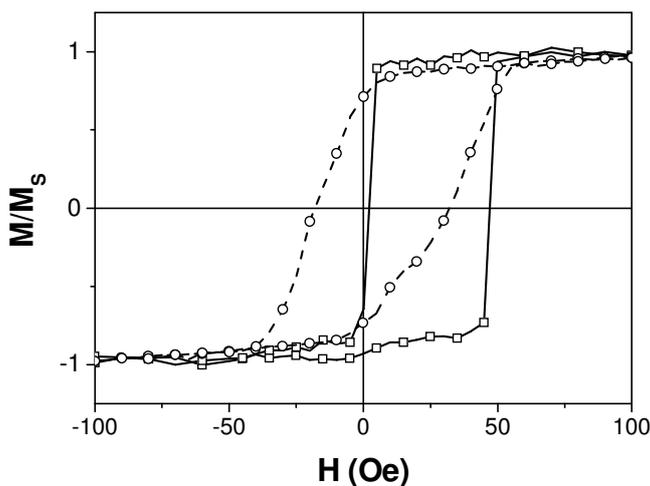


Figura 5.13 - Curvas de histerese longitudinais da amostra N02 no estado como feita (quadrados), $H_{eb} = 24.8$ Oe e $H_c = 22.6$ Oe, e da amostra N07, também no estado como feita (círculos), $H_{eb} = 18.1$ Oe e $H_c = 25.0$ Oe.

A figura 5.14 mostra a curva de magnetização no eixo fácil da amostra N08 - $Ta_{50\text{\AA}}/NiO_{400\text{\AA}}/NiFe_{200\text{\AA}}/Ta_{50\text{\AA}}/[NiFe_{50\text{\AA}}/Cu_{5\text{\AA}}] \times 50$ no estado como fabricada (círculos) e após o resfriamento em campo (quadrados).

No primeiro caso a amostra exibe um comportamento típico de uma amostra com anisotropia uniaxial, com uma curva de magnetização praticamente centrada em torno da origem.

Após o resfriamento os efeitos da interação de *exchange* são claramente observados. Embora o campo de bias seja praticamente nulo, o campo coercivo aumenta bastante. Desde que o EB não é observado esta amostra não apresenta uma curva de MI deslocada em relação à origem.

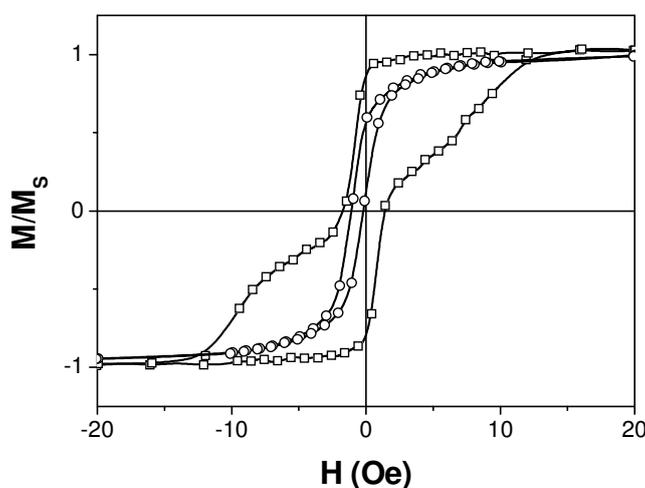


Figura 5.14 - Curvas de histerese longitudinais da amostra N08 - Ta50Å/NiO400Å/NiFe200Å/Cu10Å/[NiFe50Å/Cu10Å] x 50 - no estado como feita (círculos) e após resfriada desde T = 300°C em 2 kOe (quadrados).

Paralelamente a este trabalho relacionando o *exchange bias* com a MI, uma extensa investigação sobre a MI em materiais do tipo FINEMET ($\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$) tanto no estado amorfo como no estado nanocristalino foi conduzida (alguns resultados deste trabalho foram publicados nas referências [159, 160, 161]). Este tipo de material exibe um comportamento macio, mesmo na fase amorfa, quando a sua espessura é inferior a 100nm. Por isso, foram produzidas duas bi-camadas de NiO300Å/Amorfo100Å (N09) e de NiO300Å/Amorfo200Å (N10). As amostras medidas foram cortadas na forma retangular com dimensões 2 x 5 mm. O eixo maior foi cortado paralelamente a direção preferencial da anisotropia induzida pelo canhão magnético.

Curvas de magnetização da bi-camada de NiO300Å/Amorfo100Å são mostradas na figuras 5.15. A curva do eixo fácil (quadrados) é deslocada por um campo de *bias* $H_{eb} = 27.3$ Oe e tem um campo coercivo $H_c = 44.2$ Oe. A curva obtida quando o campo é aplicado perpendicularmente à direção assumida como preferencial (círculos) tem $H_{eb} = 27.5$ Oe e $H_c = 13.7$ Oe. Isso resulta numa razão $H_{eb}/H_c = 2$.

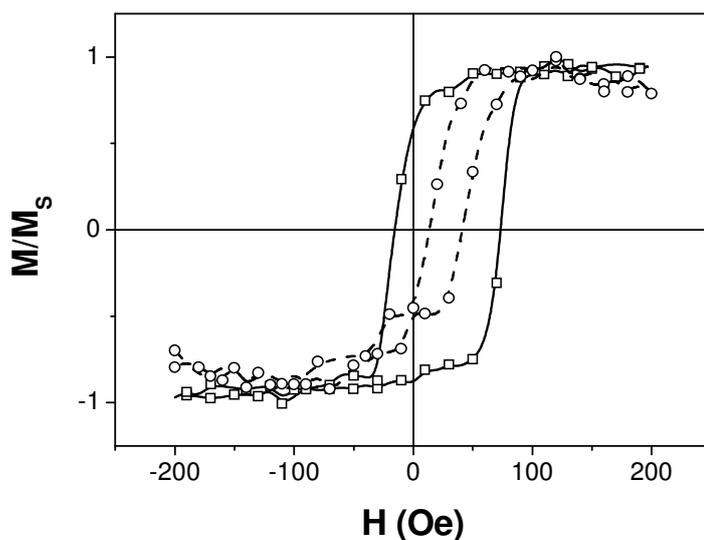


Figura 5.15 - Curva de histerese longitudinal (quadrados) e transversal (círculos) da amostra N09 - NiO400Å/B9100Å - no estado como depositada. Histerese longitudinal $H_{eb} = 27.9$ Oe e $H_c = 44.3$ Oe, histerese transversal $H_{eb} = 27.5$ Oe e $H_c = 13.7$ Oe.

Curvas de magnetização da bi-camada de NiO300Å/Amorfo200Å são mostradas na figuras 5.16. A curva do eixo fácil (quadrados) é deslocada por um campo de *bias* $H_{eb} = 13.5$ Oe e tem um campo coercivo $H_c = 10.0$ Oe. A curva obtida quando o campo é aplicado perpendicularmente à direção assumida como preferencial (círculos) tem $H_{eb} = 11.2$ Oe e $H_c = 4.6$ Oe.

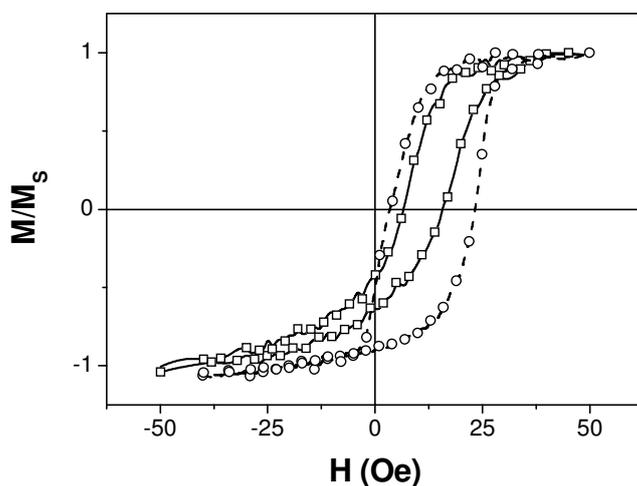


Figura 5.16 - Curva de histerese longitudinal (círculos) e transversal (quadrados) da amostra N10 - NiO400Å/B9200Å - no estado como depositada. Histerese longitudinal $H_{eb} = 13.5$ Oe e $H_c = 10.2$ Oe, histerese transversal $H_{eb} = 11.2$ Oe e $H_c = 4.6$ Oe.

A figura 5.17 mostra a dependência de H_{eb} , de H_c e da razão entre estas grandezas com a espessura do filme amorfo e com a direção de aplicação do campo magnetizante (longitudinal ou transversal). A melhor relação H_{eb}/H_c é obtida com a bicamada de NiO300Å/Amorfo200Å quando a direção do campo é perpendicular a direção da anisotropia. Neste caso $H_{eb} = 11.2$ Oe e $H_c = 4.2$ Oe. Estas características são relativamente adequadas

para obtenção de medidas de MI, entretanto como as amostras são extremamente finas é necessária à produção de uma multicamada.

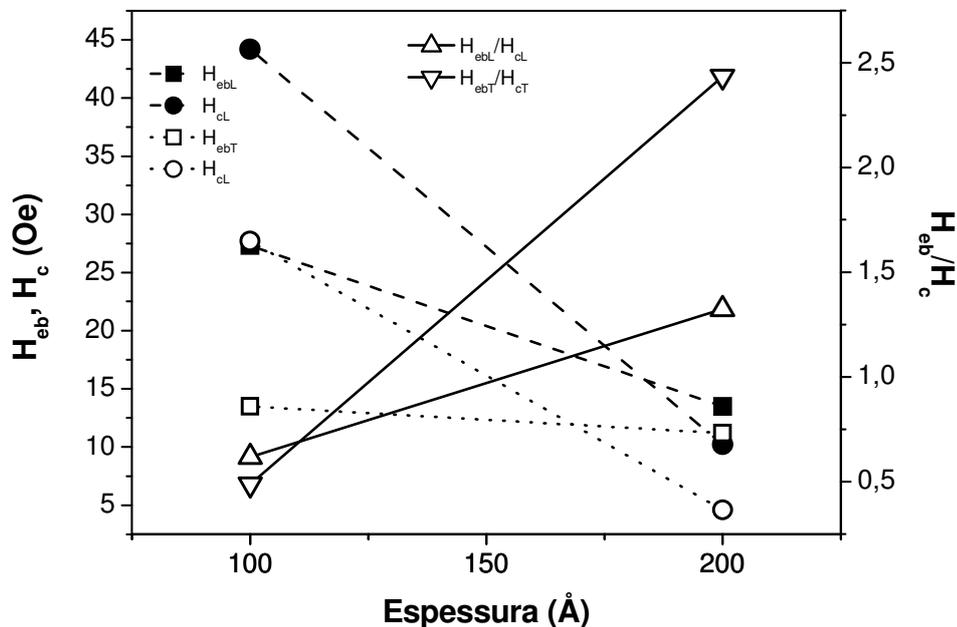


Figura 5.17 – Dependência do campo de troca e da coercividade e da razão H_{cb}/H_c em bicamadas de NiO300Å/B9 em função da espessura da camada amorfa.

5.2 Multicamadas de NiFe/FeMn

Os espectros de XRD a altos ângulos das amostras com FeMn são apresentados na figura 5.19. Todos os espectros exibem linhas na posição $43,3^\circ$ e $44,1^\circ$. A primeira é associada ao FeMn crescido na fase γ com orientação preferencial na direção [111]. A segunda linha espectral mencionada é associada ao NiFe FCC crescido na direção [111]. É importante lembrar que o FeMn só é antiferromagnético quando estabilizado na fase γ .

Como discutido no capítulo dois, Jungblut e co-autores [40] demonstraram que entre bicamadas de NiFe/FeMn altamente orientadas, crescidas por MBE, aquelas com textura [111] exibem os maiores campos de *bias* e as menores coercividades. Como será comprovado pelas medidas de magnetização obtidas nesta tese, com as amostras de NiFe/FeMn.

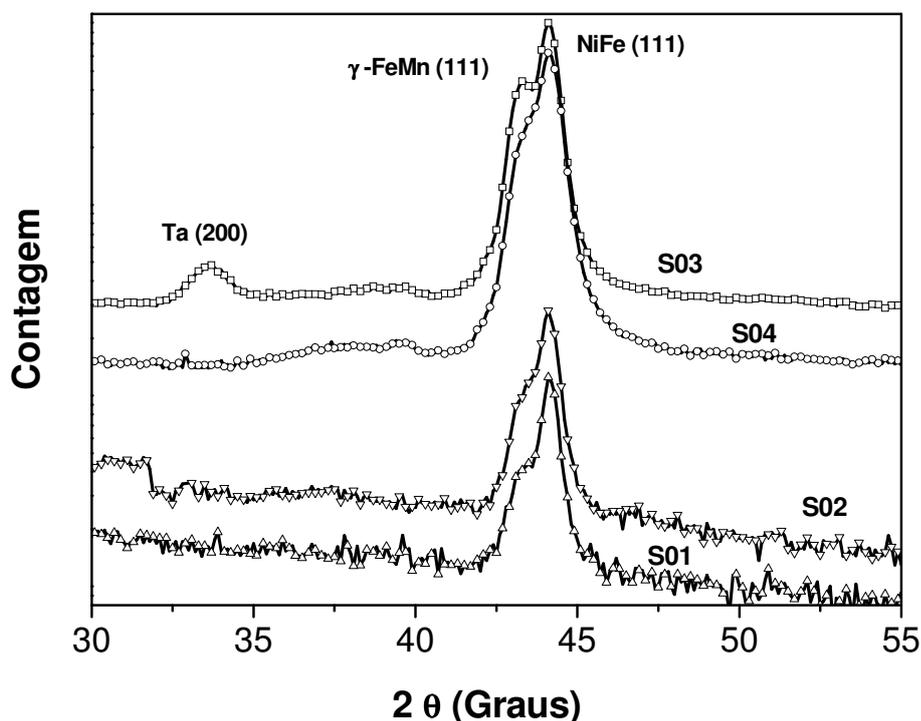


Figura 5.19 – Espectros de difração de raios-x em altos ângulos das multicamadas de NiFe/FeMn.

As curvas de histerese da multicamada de $[\text{NiFe}300\text{\AA}/\text{FeMn}130\text{\AA}/\text{Ta}100\text{\AA}] \times 20$ para diferentes ângulos de aplicação do campo magnetizante em relação à direção do campo de *bias* (determinada pela direção do campo aplicado durante a deposição) são mostradas na figura 5.20.

Os círculos referem-se aos dados experimentais obtidos em temperatura ambiente com a amostra no estado como depositada. O ângulo θ determina a direção de aplicação do campo magnético em relação à direção fácil da camada FM, que neste caso deve ser considerada como ao longo da direção do campo de deposição. O campo magnético é aplicado no plano do filme e θ é modificado alterando a direção de aplicação deste campo.

As linhas referem-se às curvas de magnetização numericamente calculadas a partir de um processo de minimização da energia magnética livre da amostra. Esta energia foi considerada como a soma das energias associadas ao campo desmagnetizante, à interação Zeeman e ao campo de anisotropia e, além disso, foram incluídos na expressão mais dois termos. Um associado à formação de uma parede de domínios na camada AF e outro associado à interação de troca interfacial entre as camadas magnéticas.

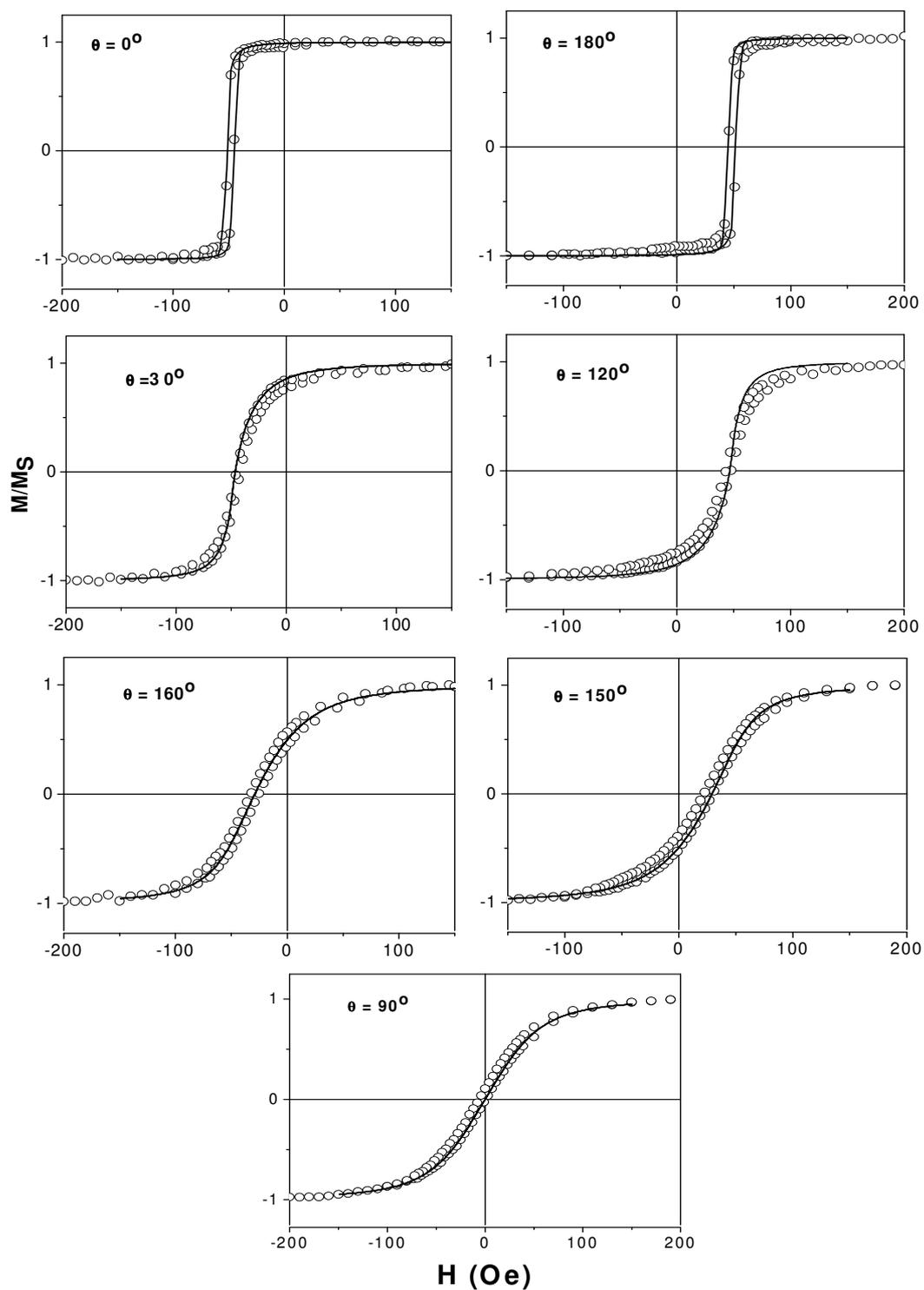


Figura 5.20 – Curvas de magnetização da amostra S03, obtidas experimentalmente (símbolos) e através de cálculos numéricos (linhas), para diferentes valores de θ , o ângulo formado pelo vetor magnetização e ao eixo fácil da camada FM.

Os dados teóricos mostrados na figura 5.20 foram calculados assumindo os seguintes valores para os parâmetros livres do problema: $H_E = 48$ Oe, $H_K = 18$ Oe, $H_W = 300$ Oe e $M_S = 780$ emu/cm³. Onde H_E é campo associado à anisotropia de troca unidirecional, H_K é o campo de anisotropia do FM (incluindo a energia magnetocristalina, magnetoelástica e de superfície) e H_W é o campo associado a formação de uma parede de domínios no AF durante o processo de magnetização da camada FM.

A figura 5.21 mostra as curvas de magnetização da multicamada de [NiFe300Å/FeMn130Å/NiFe100Å/Ta100Å] x 20 para diferentes direções de aplicação do campo estático em relação ao eixo preferencial da anisotropia, definido com sendo paralelo a direção do campo de deposição.

Quando $\theta = 0$ e 180° as curvas tem dois laços histeréticos distintos associados à interface inferior NiFe300Å/FeMn130Å e a interface superior FeMn13Å/NiFe10Å. No primeiro caso o laço histerético é deslocado por $H_{eb} = 43$ Oe e apresenta $H_c = 5.3$ Oe, valores semelhantes aos da amostra S03 a qual tem características físicas praticamente idênticas. Na interface de cima a espessura do NiFe foi reduzida 3 vezes de forma que $H_{eb} = 138$ Oe e $H_c = 15$ Oe, ou seja, neste sistema tanto H_{eb} quanto H_c variaram com o inverso da espessura da camada de NiFe, um comportamento usual em sistemas com exchange *bias*.

A figura 5.22 mostra a dependência angular do campo de *bias* e do campo coercivo para a multicamada [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20.

Os símbolos referem-se aos dados experimentais e as linhas representam os ajustes teóricos. O comportamento do campo de *bias* é muito bem descrito pelo modelo utilizado. Quando $\theta = 0$, o campo de *bias* é máximo, porém, negativo ($H_{eb0} \sim 48$ Oe). Ou seja, quando $\theta = 0$ o campo magnético externo está sendo aplicado na mesma direção do campo de troca, mas em sentido contrário. Além disso, o campo de *bias* se anula em torno de $\theta = 90^\circ$, quando o campo é aplicado na direção do eixo duro da camada FM. Entretanto o campo de troca não é máximo quando $\theta = 180^\circ$. Pode ser observado que os valores máximos do campo de troca, nesta região, localizam-se em $\theta \approx 180^\circ \pm 20^\circ$. Nesta região o ajuste teórico apresenta a maior discrepância, mostrando um patamar no campo de *bias* entra 160° e 200° e não a forma de um pequeno vale com mínimo em 180° .

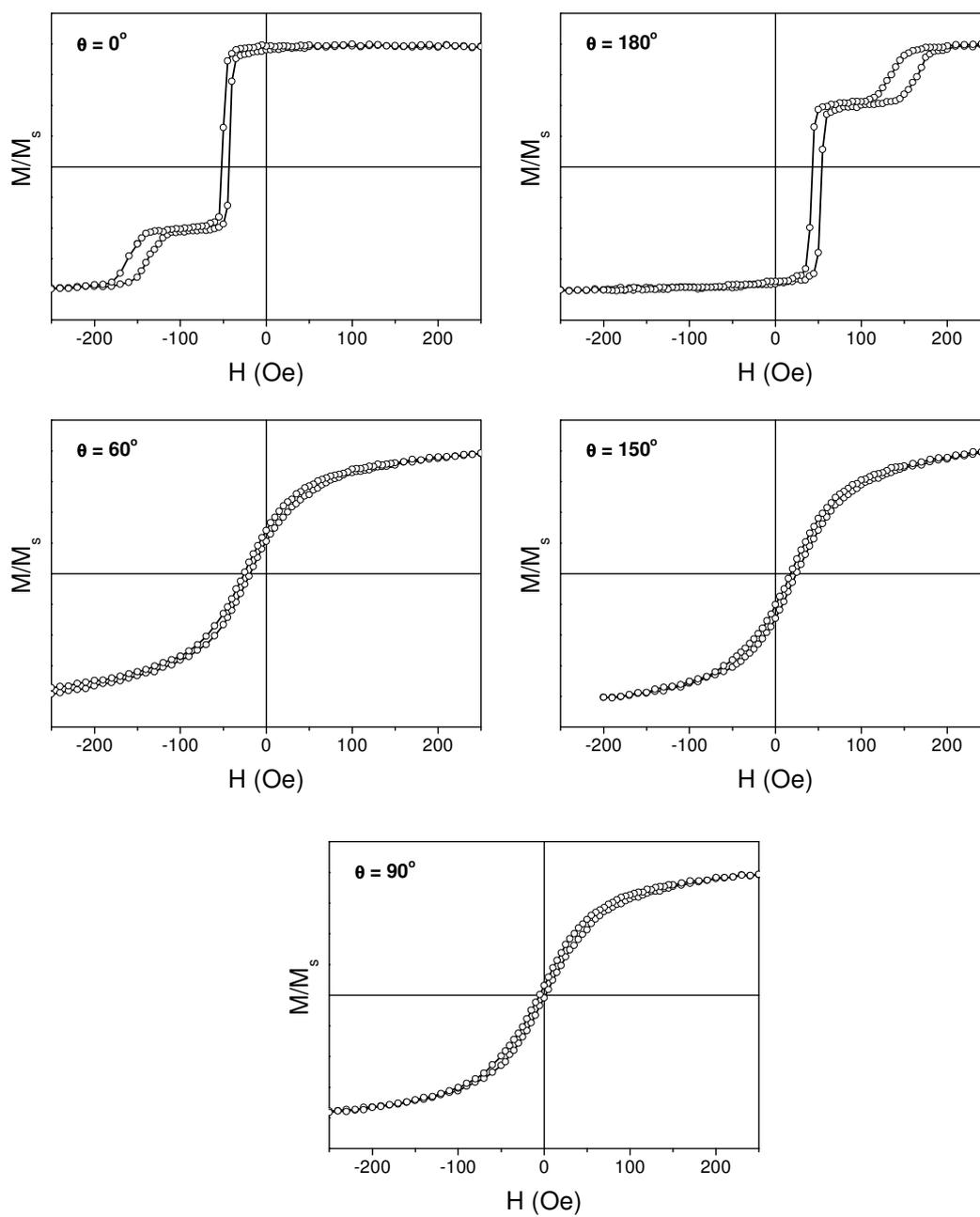


Figura 5.21 - Curvas de magnetização da amostra S04 para diferentes ângulos entre o campo aplicado (no plano da amostra) e o eixo preferencial da anisotropia.

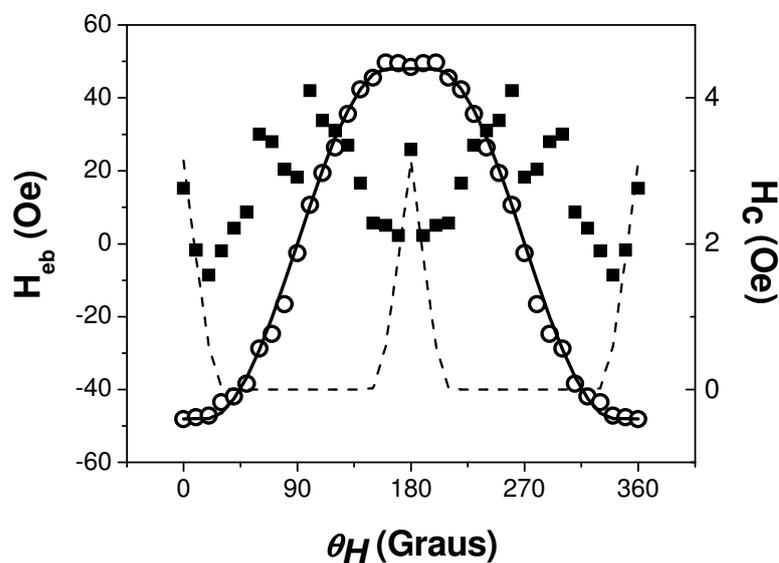


Figura 5.22 - Dependência angular do campo de bias e do campo coercivo da amostra S03, os símbolos referem-se aos dados experimentais (círculos H_{eb} e quadrados H_c) e as linhas aos dados teóricos (cheia H_{eb} e tracejada H_c).

Apesar de descrever muito bem a dependência angular do campo de *bias*, o modelo teórico não da conta do comportamento angular do campo coercivo. Os dados teóricos mostram o comportamento ideal, quando as rotações dos momentos FM são assumidas como uniformes, e quando o campo associado à formação de uma parede de domínios no AF é muito maior do que o campo de troca, de forma que os momentos AF permanecem praticamente presos na direção do campo de deposição. Neste caso, os valores máximos da coercividade ocorrem quando o campo é aplicado na direção do campo de troca, ou seja, quando $\theta = 0, 180^\circ$ e perpendicularmente a direção deste $\theta = 90^\circ$. Os dados experimentais, entretanto, mostram um comportamento mais complexo, que não apresenta uma tendência clara. Por exemplo, a coercividade é máxima quando $\theta = 100^\circ$ e 260° ($H_C = 4.1$ Oe) e mínima quando $\theta = 20^\circ$ e 340° ($H_C = 1.6$ Oe). O comportamento histerético está presente em todas as curvas de magnetização obtidas experimentalmente, mesmo quando $\theta = 90^\circ$, quando o campo de *bias* é praticamente nulo, neste caso $H_C = 3.3$ Oe.

5.2.1 Medidas de MI

Como discutido anteriormente as multicamadas de NiO investigadas neste trabalho foram insensíveis a MI. Entretanto nas multicamadas de NiFe/FeMn/Ta foram observados

espectro de MI deslocados em relação a coordenada de campo, este tipo de comportamento nunca foi relatado na literatura e será descrito a partir de agora.

A figura 5.23 mostra a dependência com a frequência da componente resistiva e da componente reativa da impedância da multicamada de $[\text{NiFe}300\text{\AA}/\text{FeMn}130\text{\AA}/\text{Ta}100\text{\AA}] \times 20$, para alguns valores de campo quando este decresce do seu valor máximo em direção ao seu valor mínimo.

Apesar da resistência (R) não exibir nenhum pico agudo, esperado quando o efeito *skin* é determinado pela FMR, observa-se que a reatância (X) troca de sinal em valores de frequência que diminuem com a diminuição do campo externo. Este comportamento é típico de FMR, uma vez que a componente imaginária da impedância relaciona-se com a componente real da permeabilidade transversal, que deve ser zero na ressonância [5]. Além disso, linha vertical pontilhada na figura 5.23 mostra que, quando $H = 50$ Oe, por exemplo, a curva de R vs. f exibe um calombo cujo centro de simetria localiza-se em um valor de frequência que coincide com a frequência em que ocorre a troca de sinal em X , ou seja, provavelmente devido a dispersões da anisotropia, os picos em R , associados à FMR, são muito pouco intensos e bastante largos.

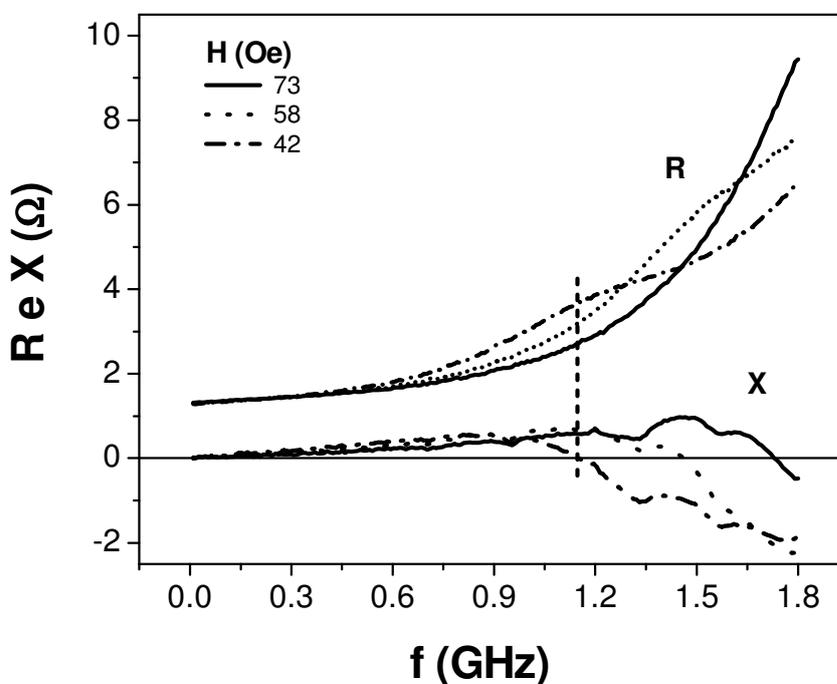


Figura 5.23 - Espectros em frequência da multicamada $[\text{NiFe}300\text{\AA}/\text{FeMn}130\text{\AA}/\text{Ta}100\text{\AA}] \times 20$ para diferentes valores de campo, em torno de H_{CI} .

Entretanto a confirmação da presença de efeitos ressonantes é obtida pela evolução na forma das curvas de R e X vs. H mostradas na figura 5.24.

Com o aumento da frequência a estrutura de pico simples presente até aproximadamente 1 GHz se desdobra em uma estrutura com dois picos. É importante observar que, nos valores de frequência onde R é máximo, ou seja na ressonância, a componente X passa pelo valor zero. Este comportamento é típico num experimento de MI num regime de frequências altas quando o campo e a corrente são aplicados paralelamente entre si e a direção da anisotropia no FM, como discutido no capítulo 3.

A figura 5.25 mostra as curvas de Z vs. H para alguns valores de frequência, obtidas a partir das medidas de R e X ($Z = \sqrt{R^2 + X^2}$) mostradas na figura anterior. Assim como as curvas de magnetização, os espectros de impedância são assimétricos em relação à origem. Além disso, independente da frequência de medida, as curvas de MI são deslocadas por um valor de campo ($H_{eb}^{gmi} \approx 47Oe$) aproximadamente igual ao valor do campo de *bias* obtido através da curva de magnetização estática ($H_{eb}^{mag} \approx 48Oe$ para $\theta = 0$).

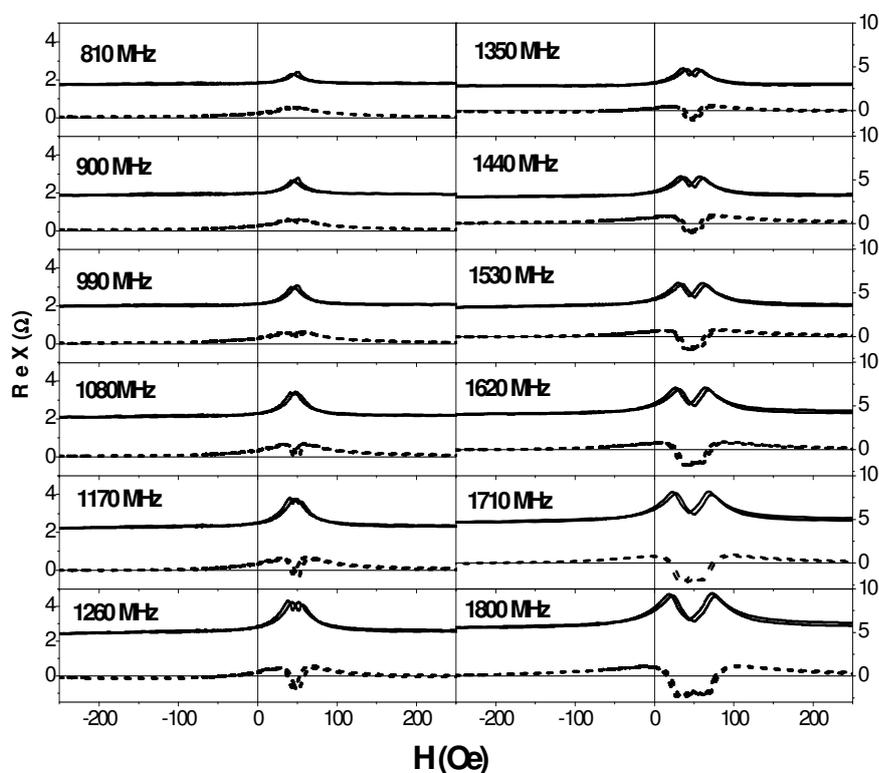


Figura 5.24 – Espectros de R e X contra campo, para diferentes frequências, obtidos com a multicamada [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20.

Por outro lado, a histerese presente nas curvas de magnetização estática também se manifesta nas curvas de MI. A magnitude do desvio entre as curva de Z vs. H obtidas quando o campo externo cresce de $-H_{\max}$ até H_{\max} e as curvas obtidas quando o campo decresce de H_{\max} até $-H_{\max}$, é aproximadamente igual ao valor do campo do coercivo obtido da curva de magnetização. Este valor não se altera com o crescimento da frequência, e a coercividade obtida deste deslocamento ($H_C^{gmi} \approx 3.4Oe$) é praticamente igual à coercividade obtida da curva de magnetização ($H_C^{mag} \approx 3.4Oe$, $\theta = 0$). Assim, a MI pode ser utilizada para obter tanto o campo de *bias* quanto a coercividade em multicamadas com EB.

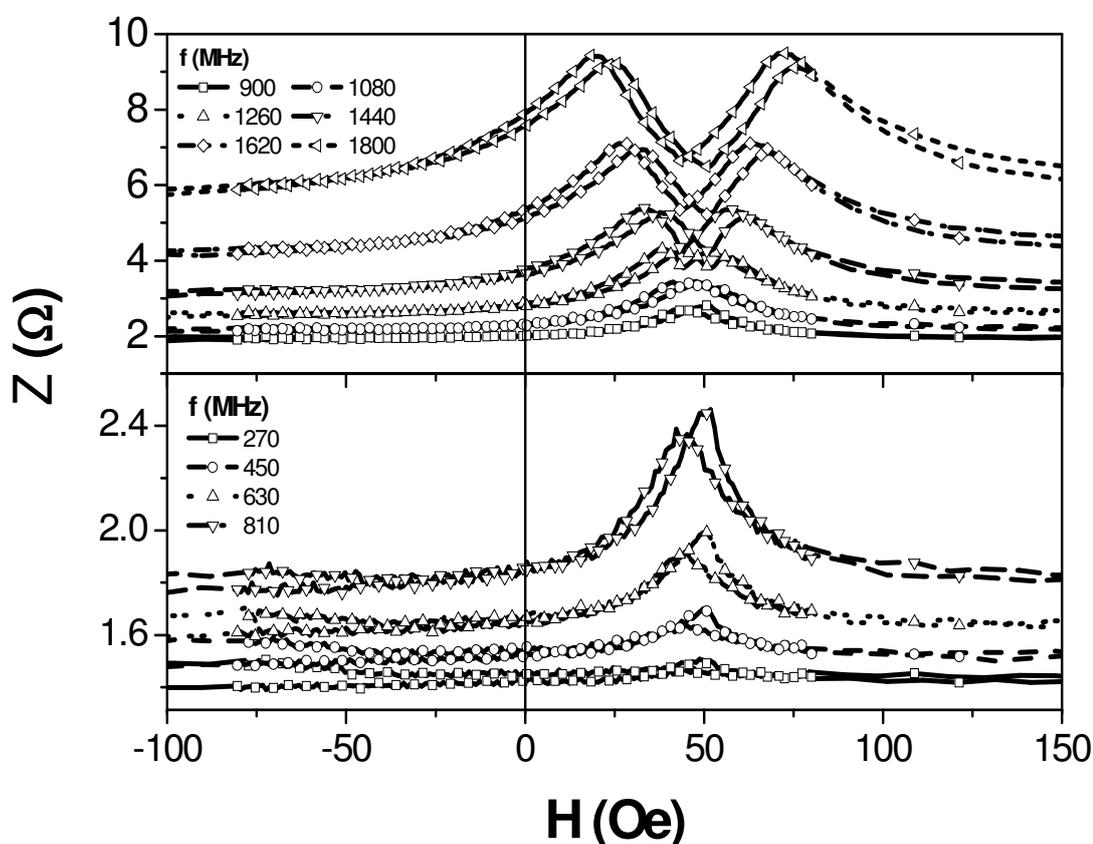


Figura 5.25 - Curvas de Z vs. H para diferentes valores de frequência, obtidas com a amostra $[\text{NiFe}300\text{\AA}/\text{FeMn}130\text{\AA}/\text{Ta}100\text{\AA}] \times 20$.

Quanto aos processos de magnetização, a evolução da estrutura das curvas de MI mostra que em frequências abaixo de 1GHz uma estrutura de pico único, associada à rotação da magnetização, se faz presente. Acima de 1 GHz devido a efeitos ressonantes, essa estrutura se desdobra em uma com dois picos simétricos em relação ao campo de *bias*.

A MI máxima em função da frequência para a multicamada [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20 é mostrada na figura 5.26. A magnitude do efeito cresce monotonicamente com a frequência até aproximadamente 1.3 GHz, passando de 5 % para 70 %. É importante notar que neste intervalo a magnetização transversal ocorre apenas por rotações dos momentos. Para frequências maiores, apesar de a ressonância dominar o efeito *skin*, a intensidade da MI não cresce, oscilando entre 55 e 70 %.

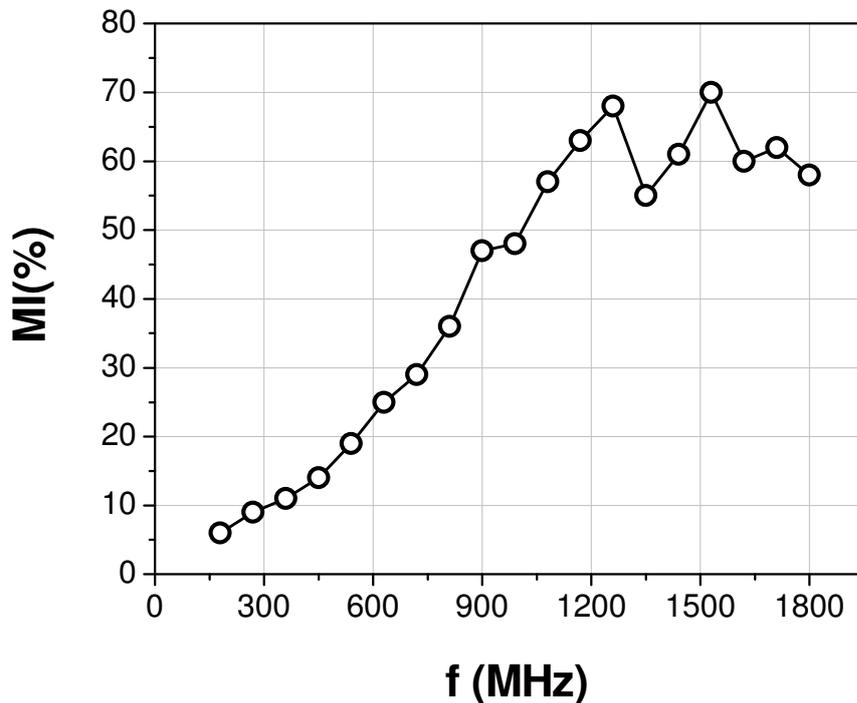


Figura 5.26 - MI máximo vs. f para a amostra [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20.

Os círculos na figura 5.27 representam a relação de dispersão obtida dos espectros de MI da multicamada de [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20. As curvas teóricas foram numericamente calculadas a partir de uma expressão para a energia livre da amostra baseada no modelo de Mauri, como considerado nos cálculos das curvas de magnetização:

$$E = [2\pi(\vec{M}_A \cdot \hat{n})^2 - \vec{H} \cdot \vec{M}_A - K_A(\vec{M}_A \cdot \hat{u} / M_A)^2]t_A - \sigma_w \vec{M}_B \cdot \hat{u} / M_B - J_E \vec{M}_A \cdot \vec{M}_B / (M_A M_B). \quad (5.1)$$

Devido ao quarto termo na equação 5.1, associado à formação de uma parede de domínios no AF durante a magnetização do FM, a relação de dispersão dependerá das derivadas em segunda ordem da energia em relação à θ_B e ϕ_B , os ângulos de equilíbrio da magnetização na camada AF. Neste caso a condição de ressonância padrão

$$(\omega/\gamma)^2 = (E_{\theta A} E_{\theta A} E_{\phi A} E_{\phi A} - E_{\theta A} E_{\phi A}) / (t_A M_A \text{sen} \theta_A)^2, \quad (5.3)$$

geralmente utilizada para modelar a resposta de uma única camada ferromagnética, não pode ser usada e uma relação mais geral tem que ser calculada.

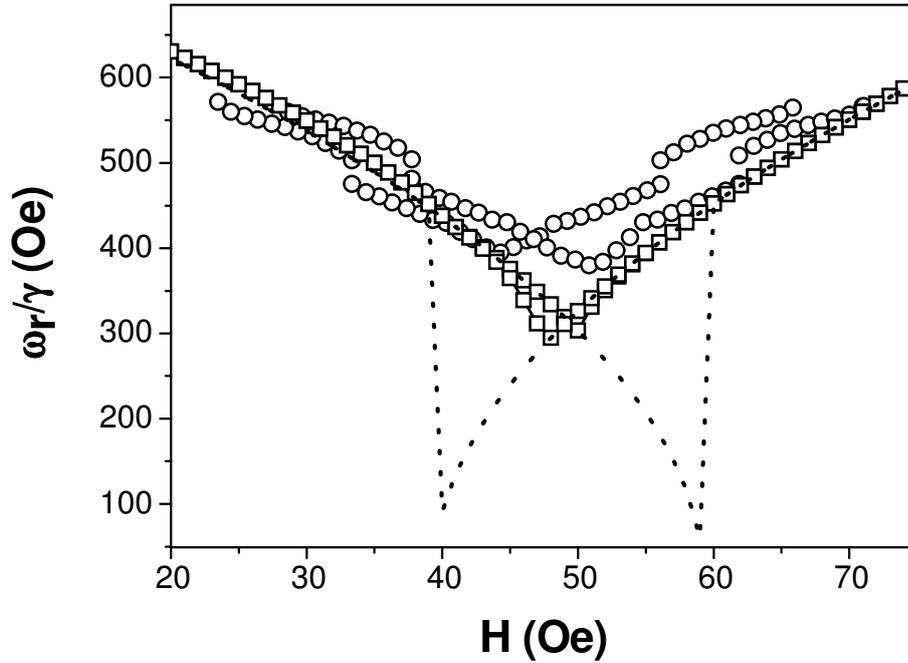


Figura 5.27 - Relação de dispersão experimental e teórica para a amostra [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20.

A relação de dispersão para uma bicamada é obtida, seguindo o tratamento de Smit-Bejers para problemas de FMR [162], encontrando as raízes do determinante da seguinte matriz 4x4 [121]

$$M = \begin{bmatrix} E_{\theta A \theta A} & E_{\theta A \phi A} + iz_A & E_{\theta A \theta B} & E_{\theta A \phi B} \\ E_{\theta A \phi A} - iz_A & E_{\phi A \phi A} & E_{\theta B \phi A} & E_{\phi A \phi B} \\ E_{\theta A \theta B} & E_{\theta B \phi A} & E_{\theta B \theta B} & E_{\theta B \phi B} + iz_B \\ E_{\theta A \phi B} & E_{\phi A \phi B} & E_{\theta B \phi B} - iz_B & E_{\phi B \phi B} \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

onde E_{ij} 's são as derivadas em segunda ordem da densidade de energia com relação aos ângulos de equilíbrio das magnetizações na camada FM e na camada AF, $z_A = (\omega/\gamma_A)t_A M_A \text{sen} \theta_A$, $z_B = (\omega/\gamma_B)t_B M_B \text{sen} \theta_B$ e γ_A e γ_B são as razões giromagnéticas das duas camadas.

A curva tracejada na figura 5.27 foi calculada seguindo este procedimento e assumindo que o eixo de anisotropia da camada AF é perfeitamente alinhado com o eixo de

anisotropia do FM, sem que nenhum tipo de dispersão na direção da anisotropia do AF tenha sido considerado. Além disso, ela foi calculada com os mesmos valores utilizados nos cálculos das curvas de magnetização para os campos $H_K = 18$ Oe, $H_E = 48$ Oe e $H_w = 300$ Oe. A magnetização do NiFe também foi assumida como sendo $M_S = 780$ emu/cm³.

A curva representada com quadrados foi calculada da mesma forma que a descrita acima, porém foi assumido que a direção do eixo fácil do AF segue uma distribuição gaussiana com desvio padrão de 0.15. Esta curva se ajusta bem melhor aos dados experimentais. A maior discrepância se encontra na região entre 45 e 52 Oe, quando a amostra não está saturada.

Em suma, nesta amostra, [NiFe300Å/FeMn130Å/Ta100Å] x 20, o modelo teórico considerado, que descreve bastante bem a dependência angular do campo de *bias*, precisa ser melhorado para descrever com maior precisão a relação de dispersão da amostra principalmente entre 45 e 52 Oe, numa faixa onde a magnetização da amostra não está saturada.

6 Conclusões e perspectivas futuras

Neste trabalho foi feito um estudo sobre a influência do EB sobre a MI em multicamadas de filmes finos com acoplamento de troca. Foi demonstrada uma nova potencialidade do EB, que é a sua capacidade de produzir curvas de MI deslocadas em relação ao eixo de campo magnético.

As multicamadas de NiO/NiFe investigadas foram insensíveis a MI. Este fato está diretamente associado à baixa permeabilidade, alta coercividade e pouca espessura destas amostras. Apesar disso, comparando os resultados obtidos aqui com aqueles já publicados na literatura, conclui-se que, modificando as condições de deposição e utilizando espaçadores metálicos entre as bicamadas, é possível reduzir a coercividade, aumentar a permeabilidade, a espessura e manter o alto grau de acoplamento entre os filmes magnéticos, e assim, possivelmente, tornar este tipo de sistema sensível a MI.

Por outro lado, nas multicamadas de NiFe/FeMn/Ta foi observado forte acoplamento associado com baixa coercividade. Essas amostras apresentaram variações de impedância de até 70 % em frequências acima de 500 Mhz. Além disso, este tipo de sistema apresenta uma característica completamente nova no que diz respeito a MI. As curvas de MI observadas são típicas de uma configuração onde o campo estático e a corrente de sonda são paralelas a direção fácil da anisotropia, com uma estrutura de pico simples, associada à rotação dos momentos magnéticos, evoluindo para uma estrutura com dois picos, os quais se afastam para valores maiores de campo com o aumento da frequência devido a efeitos ressonantes. No entanto assim como as curvas de magnetização estática, as curvas de GMI são completamente deslocadas em relação à coordenada de campo e a simetria em torno de $H = 0$, observada em sistemas uniaxiais, transferem-se para $H = H_{eb}$. Estes resultados demonstram uma nova aplicação deste extraordinário efeito denominado *exchange bias*, que é a sua capacidade de sintonizar as regiões de maior sensibilidade em termos de MI em relação ao eixo dos campo magnéticos.

Além disso, este trabalho apresenta uma nova potencialidade para a utilização da MI, a sua utilização na caracterização magnética de sistemas com EB.

Os resultados de MI obtidos neste trabalho foram interpretados em termos da relação entre MI e FMR. Primeiramente a dependência angular do campo de bias, obtida via curvas de magnetização, foi investigada analiticamente. Afim de, testar a aplicabilidade do modelo de Mauri para o sistema em questão, a dependência angular do campo de bias foi

numericamente calculada. As curvas de magnetização foram calculadas a partir da minimização da energia magnética livre do sistema, que foi assumida sendo composta pela energia desmagnetizante, Zeeman, uniaxial, de troca e de parede de domínios. Também foi assumido que a magnetização ocorre de uma maneira coerente, segundo o modelo de Stoner-Wolfarth. Pela minimização da energia livre os ângulos de equilíbrio da magnetização foram obtidos e conseqüentemente a sua componente na direção do campo aplicado calculada. As curvas medidas são bem ajustadas quando os valores de campo utilizados são: $H_k = 18$ Oe, $H_w = 300$ Oe e $H_E = 48$ Oe. O campo de troca foi obtido diretamente da curva de magnetização estática quando o campo é paralelo ao eixo fácil, enquanto o campo associado à anisotropia uniaxial do FM foi inferido a partir da curva de magnetização no eixo duro. Estes valores concordam bastante bem com aqueles já publicados na literatura em sistemas análogos, ou seja, bicamadas de NiFe/FeMn.

Apesar de descrever bastante bem o comportamento angular do campo troca, este modelo não descreve a resposta complexa da coercividade. O comportamento histerético observado mesmo quando o campo magnetizante é aplicado perpendicularmente à direção do eixo fácil, segundo os modelos descritos na literatura, deve estar associado à existência de nano-grãos antiferromagnéticos cujas magnetizações são acopladas a magnetização do FM e orientam-se com esta com a aplicação de um campo externo. Este acoplamento da origem a processos de magnetização irreversíveis na camada AF, que dão origem, a um tipo de anisotropia girante, que seria a responsável pela resposta complexa da coercividade.

Os espectros em frequência da MI claramente exibem características associadas à FMR. Embora picos agudos na componente real da impedância não tenham sido observados, a parte imaginária exibe o comportamento típico de FMR trocando de sinal em diferentes valores de frequência para diferentes valores de campo. Este comportamento torna-se mais claro em torno de $H = H_{eb}$. Nesta região o campo externo equilibra o campo de anisotropia, diminuindo a intensidade dos campos internos e conseqüentemente a frequência de ressonância. Destes espectros em frequência, foi obtida a relação de dispersão do sistema, ou seja, a dependência da frequência de ressonância com o campo aplicado. A relação de dispersão foi teoricamente calculada com a fórmula de Smit-Beljers que descreve a frequência de ressonância em termos das derivadas em segunda ordem da energia livre em relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização das camadas magnéticas. Os dados experimentais são relativamente bem ajustados nas regiões de campo na qual a amostra encontra-se praticamente saturada. Entretanto os valores calculados são aproximadamente 20 % menores dos que os

valores experimentais numa região de valores de campo na qual a amostra não se encontra saturada ($H_{c1} < H < H_{c2}$).

O presente trabalho abre um leque de opções para investigações complementares futuras. Entre estas as mais óbvias parecem ser:

1) Produzir e investigar um conjunto maior de multicamada de NiFe/FeMn/Ta, modificando o número de bicamadas e as características físicas das mesma, principalmente as espessuras das camadas magnéticas.

2) Modificar as condições de deposição de forma a obter multicamadas de NiO/NiFe com baixa coercividade e sensíveis a MI.

3) Produzir multicamadas com EB utilizando materiais amorfos como camada ferromagnética.

4) Melhorar os resultados numéricos obtidos, principalmente a dependência angular da coercividade e os valores da frequência de ressonância quando a amostra não está saturada, inserindo na expressão para a energia livre um termo associado à anisotropia rodante gerada por processos de magnetização irreversíveis nas camadas AF.

5) Por fim, realizar medidas de MI em um sistema que englobe uma faixa de frequências ainda maior, pelo menos até 10 GHz, uma vez que descrever as características dinâmicas de sistemas magnéticos é altamente desejável tanto em termos acadêmicos quanto tecnológicos.

Referências

- ¹ M.N. Baibich; J.M. Broto; A. Fert; F.N. Vandau; F. Petroff; P. Eitenne; G. Cileuzet; A. Friederich; J. Chazelas, *P. Rev. B* **61**, 2472 (1988).
- ² L. V. Panina; K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1189 (1994).
- ³ L.D. Landau; E.M. Lifshitz, *Eletrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, Oxford, 1975.
- ⁴ A. Yelon; D. Menard; M. Britel; P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3084 (1996).
- ⁵ G.T. Rado; J.R. Weertman, *J. Phys. Chem. Solids* **11**, 315 (1959).
- ⁶ F.L.A. Machado; C.S Martins; S.M. Rezende, *Phys. Rev. B* **51**, 3926 (1995).
- ⁷ J. Vazquez; M. Vazquez; D.X. Chen; A. Hernando, *Phys. Rev. B* **50**, 16737 (1994).
- ⁸ R. Valenzuela; M. Knobel; M. vazquez; A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **78**, 5189 (1995).
- ⁹ R.S. Beach; A.E. Berkowitz, *J. Appl. Phys.* **76**, 6209 (1994).
- ¹⁰ A. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, IEEE Press, New York, 2001.
- ¹¹ P. Ciureanu; M. Britel; D. Menard; C. Akyel; A. Yelon; M. Rouabhi; R.W. Cochrane, *J. Magn. Magn. Mater.* **196**, 391 (1999).
- ¹² R.B da Silva; A.M.H. de Andrade; A.M. Severino; L.F. Schelp; R.L. Sommer, *J. Appl. Phys.* **91**, 7436 (2002).
- ¹³ R.B da Silva; A.M.H. de Andrade; A.M. Severino; A.D.C. Viegas; R.L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 288 (2002).
- ¹⁴ L. Spinu; I. Dumitru; A. Stancu; D. Cimpoesu, *J. Magnet. Magnt. Mater.* **296**, 1 (2006).
- ¹⁵ K. Mohri, *Mater. Sci. Eng. A* **185**, 141 (1994).
- ¹⁶ T. Kitoh; K. Mohri; T. Ushiyama, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3137 (1995).
- ¹⁷ F.L.A. Machado; B.L. Silva; E. Montarroyos, *J. Appl. Phys.* **73**, 687 (1999).
- ¹⁸ S.-H. Song; K.-S. Kim; S-C Yu; C.G. Kim; M. Vazquez, **215**, 532 (2000).
- ¹⁹ C.G. Kim; K.J. Jang; H.C. Kim; S.S. Yoon, *J. Appl. Phys.* **85**, 5447 (1999).
- ²⁰ L. Kraus; M. Malatek; S.S. Yoon; C.G. Kim, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, 214 (2006).
- ²¹ W.H. Meiklejohn; C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1443 (1956).
- ²² J. Nogués; I.K. Schüller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- ²³ S. Gangopadhyay; G.C Hadjipanayis; C.M. Sorensen; K.J. Klabunde, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 3174 (1992).
- ²⁴ B. Dieny; V.S. Speriosu; S. Metin; S.S.P. Parkin; B.A. Gurney; P. Baumgart; D.R. Wilhoit, *J. Appl. Phys.* **69**, 4774 (1991).
- ²⁵ H. W. Xi; R.M. White, *Phys. Rev B* **61**, 80 (2000).
- ²⁶ T. Ambrose; R.L. Sommer; C.L. Chien, *Phys. Rev. B* **56**, 83 (1997).
- ²⁷ H.W. Xi; M.H. Kryder; R.M. White, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2687 (1999).
- ²⁸ D. Mauri; H.C. Siegmann; P.S. Bagus; E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- ²⁹ W.H. Meiklejohn; C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1443 (1956).
- ³⁰ J. Nogués; I.K. Schüller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- ³¹ A.E. Berkowitz; K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- ³² W.H. Meiklejohn; C.P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- ³³ R. L. Stamps, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R-247 (2000).

-
- ³⁴ F. Nolting; A. Scholl; J. Stohr; J.W. Seo; J. Fompeyrine; H. Siegart; J.P. Locquet; S. Anders; J. Luning; E.E. Fullerton; M.F. Toney; M.R. Scheinfein; H.A. Padmore, *NATURE* **405**, 767 (2000).
- ³⁵ V.I. Nikitenko; V.S. Gornakov; A.J. Shapiro; R.D. Shull; K. Liu; S.M. Zhou; C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 765 (2000).
- ³⁶ R. Jungblut; R. Coehoorn; M.T. Johnson; J. van de Stegge; A. Reinders, *J. Appl. Phys.* **75**, 6659 (1994).
- ³⁷ J. Nogués; D. Lederman; T.J. Moran, I. K. Schuller; K.V. Rao, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3168 (1996).
- ³⁸ J.C.S. Kools, *IEEE Trans. Magnet.* **32**, 3165 (1996).
- ³⁹ C. Tang, *J. Appl. Phys.* **55**, 2226 (1984).
- ⁴⁰ R. Jungblut; R. Coehoorn; M.T. Johnson; Ch. Sauer; P. J. van der Zaag; A. R. Ball; Th.G.S.M. Rijks; J. aan de Stegge; A. Reinders, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 300 (1995).
- ⁴¹ D.V. Dimitrov; S.F. Zhang; J.Q. Xiao; G.C. Hadjipanayis; C. Prados, *Phys. Rev. B* **58**, 12090 (1998).
- ⁴² B. Heinrich; J.F. Cochran; D. Venus; K. Totland; D. Atlan; S. Govorkov; K. Myrtle, *J. Appl. Phys.* **79**, 4518 (1996).
- ⁴³ H. W. Xi; R.M. White, *Phys. Rev B* **61**, 80 (2000).
- ⁴⁴ C. Leighton; J. Nogues; B.J. Jonsson-Akerman; I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **64**, 3466 (2000).
- ⁴⁵ C. Prados; M. Multigner; A. Hernando; J.C. Sanchez; A. Fernandez; C.F. Conde; A. Conde, *J. Appl. Phys.* **85**, 6118 (1999).
- ⁴⁶ M.R. Fitzsimmons; C. Leighton; A. Hoffmann; P.C. Yashar; J. Nogues; K. Liu; C.F. Majkrzak; J.A. Dura; H. Fritzsche; I.K. Schuller, *Phys. Rev. B* **64**, 104415 (2001).
- ⁴⁷ T. Mewes; B. Hillebrands; R.L. Stamps, *Phys. Rev. B* **68**, 184418 (2003).
- ⁴⁸ T. Ambrose; R.L. Sommer; C.L. Chien, *Phys. Rev. B* **56**, 83 (1997).
- ⁴⁹ H.W. Xi; M.H. Kryder; R.M. White, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2687 (1999).
- ⁵⁰ T. Mewes; H. Nembach; M. Rickart; S.O. Demokritov; J. Fassbender; B. Hillebrands, *Phys Rev. B* **65**, 224423, (2002).
- ⁵¹ J.V. Kim; R.L. Stamps; B.V. McGrath; R.E. Camley, *Phys. Rev. B* **61**, 8888 (2000).
- ⁵² X.W. Wu; T. Ambrose; C.L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2176 (1998).
- ⁵³ M.D. Stiles; R.D. McMichael, *Phys. Rev B* **59**, 3722 (1999).
- ⁵⁴ M.D. Stiles; R.D. McMichael, *Phys. Rev B* **60**, 12950 (1999).
- ⁵⁵ T.J. Regan; H. Ohldag; C. Stamm; F. Nolting; J. Luning; J. Stohr; R.L. White, *Phys. Rev. B* **64**, 214422 (2001).
- ⁵⁶ F. Radu; M. Etzkorn; R. Siebrecht; T. Schmitte; K. Westerholt; H. Zabel, *Phys. Rev. B* **67**, 134409 (2003).
- ⁵⁷ M. Kiwi; J. Mejia-Lopez; R.D. Portugal; R. Ramirez, *Appl. Phys. Lett* **75**, 3995 (1999).
- ⁵⁸ M. Gruyters; D. Riegel, *Phys. Rev. B* **63**, 052401 (2001).
- ⁵⁹ P.A.A. van der Heijden; T.F.M.M. Maas; W.J.M. de Jonge; J.C.S. Kools; F. Roozeboom; P.J. van der Zaag, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 492 (1998).
- ⁶⁰ H. Ohldag; T.J. Regan; J. Stohr; A. Scholl; F. Nolting; J. Luning; C. Stamm; S. Anders; R.L. White, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247201 (2001).
- ⁶¹ F.U. Hillebrecht; H. Ohldag; N.B. Weber; C. Bethke; U. Mick; M. Weiss; J. Bahrtdt, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3419 (2001).
- ⁶² W. Zhu; L. Seve; R. Sears; B. Sinkovic; S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5389 (2001).

-
- ⁶³ G.H. Yu; C.L. Chai; F.W. Zhu; J.M. Xiao; W.Y. Lai, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1706 (2001).
- ⁶⁴ X. Lin; A.S. Murthy; G.C. Hadjipanayis; C. Swan; S.I. Shah, *J. Appl. Phys.* **76**, 6543 (1994).
- ⁶⁵ Y.J. Chen; D.K. Lottis; E.D. Dahlberg; J.N. Kuznia; A.M. Wowchak; P.I. Cohen, *J. Appl. Phys.* **69**, 4523 (1991).
- ⁶⁶ Y.J. Chen; D.K. Lottis; E.D. Dahlberg, *J. Appl. Phys.* **70**, 5822 (1991).
- ⁶⁷ Y.J. Chen; D.K. Lottis; E.D. Dahlberg, *Mod. Phys. Lett.* **5**, 1781 (1991).
- ⁶⁸ T. Ambrose; C.L. Chien, *J. Appl. Phys.* **83**, 6822 (1998).
- ⁶⁹ J.G. Zhu; Y.F. Zheng; X.D. Lin, *J. Appl. Phys.* **81**, 4336 (1997).
- ⁷⁰ G.H. Yu; C.L. Chai; F.W. Zhu; J.M. Xiao; W.Y. Lai, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1706 (2001).
- ⁷¹ G.P. Ju; A.V. Nurmikko; R.F.C. Farrow; R.F. Marks; M.J. Carey, B.A. Gurney, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3705 (1999).
- ⁷² O. Massanet; R. Montmory; C. R. Acad. Sci. Paris **258**, 1752 (1964).
- ⁷³ W.H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33**, 1328 (1962).
- ⁷⁴ S. Gangopadhyay; G.C Hadjipanayis; C.M. Sorensen; K.J. Klabunde, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 3174 (1992).
- ⁷⁵ A.A. Glazer; A.P. Potapov; R.I. Tagirov, *Sov. Phys. JETP. Lett.* **15**, 259 (1972).
- ⁷⁶ N.M. Salansky; V.A Seredkin; V.A. Burmakin; A.V. Nabatov, *Sov. Phys. JETP. Lett.* **38**, 1011 (1974).
- ⁷⁷ R.D. Hempstead; S. Krongelb; D.A. Thompson, *IEEE Trans. Magn.* **14**, 521 (1978).
- ⁷⁸ A.J. Devasahayam; K.R. Mountfield; M.H. Kryder, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 2881 (1997).
- ⁷⁹ T. Lin; G.L. Gorman; C. Tsang, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 3443 (1996).
- ⁸⁰ D.E. Heim; R.E. Fontana Jr; C. Tsang; V.S. Speriosu; B.A. Gurney; M.L. Williams, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 216 (1994).
- ⁸¹ T.J. Moran; J. Nogués; D. Lederman; I. K. Schuller, *Appl. Phys Lett.* **72**, 617 (1998).
- ⁸² T.J. Moran; I. K. Schuller, *J. Appl. Phys.* **79**, 5109 (1996).
- ⁸³ C. Schlenker, *Phys. Stat. Solid.* **28**, 507 (1968).
- ⁸⁴ Y. Ijiri; J.A. Borchers; R.W. Erwin; S.H. Lee; P.J. van der Zaag; R.M. Wolf, *Phys. Rev Lett.* **80**, 608 (1999).
- ⁸⁵ R.C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, Wiley-Intescience, New York (2000).
- ⁸⁶ F.B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.* **38**, 3641 (1967).
- ⁸⁷ M. Tsunoda; M. Konoto; M. Takahashi, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3688 (1997).
- ⁸⁸ J. Nogués; D. Lederman; T.J. Moran; I. K. Schuller, *Appl. Phys Lett.* **68**, 3186 (1996).
- ⁸⁹ S.L. Burkett; S. Kora; J.C. Lusth, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3544 (1997).
- ⁹⁰ W. Stoocklein; S.S.P. Parkin; J.C. Scott; *Phys. Rev. B* **38**, 6847 (1988).
- ⁹¹ P. D. Battle; A.K. Cheetham; G.A. Gehring, *J. Appl. Phys.* **50**, 7578 (1979).
- ⁹² A.E. Berkowitz; K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- ⁹³ J. Kanamori, *Prog. Theor. Phys.* **17**, 197 (1957).
- ⁹⁴ A.J. Sievers III; M. Tinkham, *Phys. Rev.* **129**, 1566 (1953).
- ⁹⁵ M.T. Hutchings; E.J. Samuelson, *Phys. Rev. B* **6**, 3447 (1972).
- ⁹⁶ J.I. Kaplan, *J. Chem Phys.* **22**, 1709 (1954).
- ⁹⁷ K. Takano; R.H. Kodama; A.E. Berkowitz; W. Cao; G. Thomas, *J. Appl. Phys.* **83**, 6888 (1998).
- ⁹⁸ S. - S Lee; D.-G. Hwang; C.M. Park; K.A. Lee; J.R. Rhee, *J. Appl. Phys.* **81**, 5298 (1997).

-
- ⁹⁹ D.-H. Han; J.-G. Zhu; J.H. Judy, *J. Appl. Phys.* **81**, 4996 (1997).
- ⁹⁹ D.-H. Han; J.-G. Zhu; J.H. Judy, *J. Appl. Phys.* **81**, 4996 (1997).
- ¹⁰⁰ R.P. Michel; A. Chaiken; C.T. Wang; L.E. Johnson, *Phys. Rev. B* **58**, 8566 (1998).
- ¹⁰¹ H. Umbayashi; Y. Ishikawa, *J. Phys. Soc. Japan* **21**, 1281 (1966).
- ¹⁰² K.T.-Y. Kung; L.K. Louie; G.L. Gorman, *J. Appl. Phys.* **69**, 5634 (1991).
- ¹⁰³ R. Jungblut; R. Coehoorn; M.T. Johnson; J. aan de Stegge; A. Reinders, *J. Appl. Phys.* **75**, 6659 (1994).
- ¹⁰⁴ L. Neel, *Ann. Phys. Paris* **2**, 61 (1967).
- ¹⁰⁵ M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mat.* **234**, 584 (2001).
- ¹⁰⁶ A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- ¹⁰⁷ C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 6th edition, Wiley, New York, 1986.
- ¹⁰⁸ T.C. Schulthess; W.H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
- ¹⁰⁹ T.C. Schulthess; W.H. Butler, *J. Appl. Phys.* **85**, 5510 (1999).
- ¹¹⁰ D. Mauri; H.C. Siegmann; P.S. Bagus; E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 2929 (1987).
- ¹¹¹ J. Nogués; C. Leighton; I.K. Schüller, *Phys. Rev. B* **61**, 1315 (2000).
- ¹¹² N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- ¹¹³ A.R. Ball; A.J.G. Leenaers; P.J. van der Zaag; K.A. Shaw; B. Singer; D.M. Lind; H. Fredrikze; M.T. Rekveldt, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1489 (1996).
- ¹¹⁴ V. Strom; B. J. Johnson; K.V. Rao; E.D. Dahlberg; J. Appl. Phys. **81**, 5003 (1997).
- ¹¹⁵ M. Kiwi; J. Mejia-Lopez; R.D. Portugal; R. Ramirez, *Europhys. Lett* **48**, 573 (1999).
- ¹¹⁶ M. Kiwi; J. Mejia-Lopez; R.D. Portugal; R. Ramirez, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3995 (1999).
- ¹¹⁷ T.C. Schulthess; W.H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
- ¹¹⁸ A.E. LaBonte; J.S. Kouvel; *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
- ¹¹⁹ M.D. Stiles; R.D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
- ¹²⁰ H. Xi; R.M. White, *J. Appl. Phys.* **86**, 5169 (1999).
- ¹²¹ J. Geshev; L.G. Pereira; J.E. Schmidt, *Phys. Rev. B*, **64**, 184411 (2001).
- ¹²² H. Xi; M.H. Kryder; R.M. White, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2687 (1999).
- ¹²³ J. Geshev; L.G. Pereira; J.E. Schmidt, *Phys. Rev. B*, **66**, 134432 (2002).
- ¹²⁴ R. S. Beach; A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3652 (1994).
- ¹²⁵ L. V. Panina; K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1189 (1994).
- ¹²⁶ K.V. Rao; F.B. Humphrey; J.L. CostaKramer, *J. Appl. Phys.* **76**, 6204 (1994).
- ¹²⁷ J. Velazquez; M. Vazquez; D.X. Chen; A. Hernando, *Phys. Rev. B* **50**, 16737 (1994).
- ¹²⁸ F.L.A. Machado; B.L. da Silva; S.M. Rezende; C.S. Martins, *J. Appl. Phys.* **75**, 6563 (1994).
- ¹²⁹ R.L. Sommer; C.L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3346 (1995).
- ¹³⁰ R.L. Sommer; C.L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 857 (1995).
- ¹³¹ Atkinson; P. T. Squire, *J. Appl. Phys.* **83**, 6569 (1998).
- ¹³² F. L.A. Machado; C.S. Martins; S.M. Rezende, *Phys. Rev. B* **51**, 3926 (1996).
- ¹³³ L. Kraus, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, 764 (1999).
- ¹³⁴ L.V. Panina; K. Mohri; T. Uchiyama; M. Noda, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 1249 (1995).
- ¹³⁵ L.V. Panina, *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 278 (2002).
- ¹³⁶ N.A. Usov; A.S. Antonov; A.N. Lagar'kov, *J. Magn. Magn. Mater.* **185**, 159 (1998).

-
- ¹³⁷ T. Morikawa; , Y. Nishibe; H. Yamadera; Y. Nonomura; M. Takeuchi; J. Sakata; Y. Taga, IEEE Trans. Magn. **32**, 4965 (1996).
- ¹³⁸ R.F. Soohoo, Phys. Rev. **120**, 1978 (1960).
- ¹³⁹ J.R. MacDonald; Phys. Rev. **103**, 280 (1956).
- ¹⁴⁰ W. S. Ament; G.T. Rado, Phys. Rev. **97**, 1558 (1955).
- ¹⁴¹ C. Vittoria R.C. Barker; A. Yelon, J. Appl. Phys. **40**, 1561 (1984).
- ¹⁴² D. Ménard; M. Britel; P. Ciureanu; A. Yelon, J. Appl. Phys. **84**, 2805 (1998).
- ¹⁴³ R. B. da Silva; A. Carara; A.M.H. de Andrade; A.M. Severino; R.L. Sommer, J. Appl. Phys. **94**, 4539 (2003).
- ¹⁴⁴ H. Chiriac; T.A. Óvári, Prog. Mate. Sci. **40**, 333 (1996).
- ¹⁴⁵ C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
- ¹⁴⁶ D. Menard; A. Yelon, J. Appl. Phys. **88**, 379 (2000).
- ¹⁴⁷ G.T. Rado; J.R. Weertman, Phys. Rev. **94**, 1386 (1954).
- ¹⁴⁸ L. Kraus, J. Magn. Magn. Mater. **196-197**, 354 (1999).
- ¹⁴⁹ N.A Usov; A. S. Antonov; A. N. Lagar'kov; A.B. Granovsky, J. Magn. Magn. Mater. **203**, 108 (1999).
- ¹⁵⁰ D.P. Makhnovsky; L.V. Panina; D.J. Mapps, Phys. Rev. B **63**, 144424 (2001).
- ¹⁵¹ N.A Usov; A. S. Antonov; A.B. Granovsky, J. Magn. Magn. Mater. **171**, 64 (1997).
- ¹⁵² D.P. Makhnovsky; A. S. Antonov ; L.V. Panina, A. N. Lagar'kov, J. Appl. Phys. **84**, 5698 (1998).
- ¹⁵³ G.V. Skrotskii; L.V. Kurbatov, Sob, Phys. JETP **35**, 148 (1959).
- ¹⁵⁴ B.D. Cullity, Elements of X-Ray Diffraction, Adisson-Wesley (1967).
- ¹⁵⁵ L. Thomas; B. Negulescu; Y. Dumont; M. Terssier; N. Keller; A. Wack; M. Guyot, J. Appl. Phys. **93**, 6838 (2003).
- ¹⁵⁶ D.-H Han; J.-G Zhu; J.H. Judy; J.M. Sivertsen, J. Appl. Phys. **81**, 340 (1997).
- ¹⁵⁷ R.D. McMichael; M.D. Stiles; P.J. Chen; W.F. Egelhoff, Phys. Rev. B. **58**, 8605 (1998).
- ¹⁵⁸ L. Kraus, J. Magn. Magn. Mater. **196**, 354 (1999).
- ¹⁵⁹ R.B. da Silva, A.D.C. Viegas; M.A. Correa; A.M.H. Andrade; R.L. Sommer, Phys. B **381**, 172 (2006).
- ¹⁶⁰ A.D.C. Viegas; L. Santi; M.A. Correa; R.B. da Silva; A.M.H. Andrade; R.L. Sommer, Phys. B **381**, 271 (2006).
- ¹⁶¹ M.A. Correa; A.D.C. Viegas; R.B. da Silva; A.M.H. Andrade; R.L. Sommer, Phys. B **381**, 162 (2006).
- ¹⁶² J. Smit; H.G. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).