

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Wagner Jesus da Silva Garcia

**EFEITO HALL DE *SPIN* INVERSO EM  
MULTICAMADAS DE Ta/NiFe/FeMn/Ta**

Santa Maria, RS, Brasil  
2017

**Wagner Jesus da Silva Garcia**

**EFEITO HALL DE *SPIN* INVERSO EM MULTICAMADAS DE  
Ta/NiFe/FeMn/Ta**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Física**

Orientador: Prof. Dr. Lucio Strazzabosco Dorneles

Co-orientador: Prof. Dr. Artur Harres de Oliveira

Santa Maria, RS, Brasil

2017

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Garcia, Wagner Jesus da Silva  
EFEITO HALL DE SPIN INVERSO EM MULTICAMADAS DE  
Ta/NiFe/FeMn/Ta / Wagner Jesus da Silva Garcia.- 2017.  
105 p.; 30 cm

Orientador: Lucio Strazzabosco Dorneles  
Coorientador: Artur Harres de Oliveira  
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa  
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de  
Pós-Graduação em Física, RS, 2017

1. Exchange Bias 2. Efeito Hall de spin inverso 3.  
Efeito de retificação de spin 4. Corrente de spin 5.  
Ressonância ferromagnética I. Dorneles, Lucio  
Strazzabosco II. de Oliveira, Artur Harres III. Título.

---

© 2017

Todos os direitos autorais reservados a Wagner Jesus da Silva Garcia. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

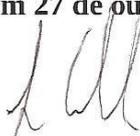
Endereço: Avenida Roraima, 1000. Prédio 13. Sala 1102, Bairro Camobi, Santa Maria, RS, 97.105-900 Fone: 55 32208618 E-mail: wagnerjgarcia@hotmail.com

Wagner Jesus da Silva Garcia

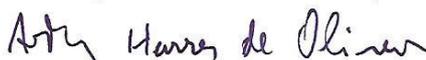
**EFEITO HALL DE SPIN INVERSO EM MULTICAMADAS DE  
Ta/NiFe/FeMn/Ta**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), como requisito parcial para a obtenção do título de **Doutor em Física**.

Aprovado em 27 de outubro de 2017:



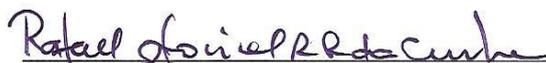
**Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr. (UFSM)**  
(Presidente/Orientador)



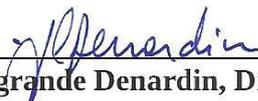
**Artur Harres de Oliveira, Dr. (UFSM)**  
(Co-orientador)



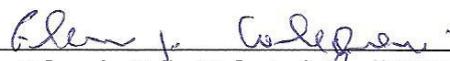
**Julian Penkov Geshev, Dr. (UFRGS)**



**Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha, Dr. (UNILA)**



**Juliano Casagrande Denardin, Dr. (UFSM / USACH)**



**Eleonir João Calegari, Dr. (UFSM)**

Santa Maria, RS  
2017

## AGRADECIMENTOS

Agradeço:

Primeiramente a todos os professores por nos ensinarem conteúdos que talvez usaremos na vida e outras lições que não são encontradas nos livros, mas muitas delas usamos diariamente.

Ao professor Lucio Strazzabosco Dorneles pela oportunidade de aceitar ser meu orientador, acreditando e confiando no meu trabalho.

Ao professor Artur Harres de Oliveira pela co-orientação, disponibilidade e atenção.

Aos professores Ricardo Barreto, Marcos Carara, Luiz Schelp, pelas colaborações e sugestões.

Aos colegas Rafael Segeer, Danian Dugato e todos os outros que tive a oportunidade de trabalhar.

A minha esposa Raquel pelo amor, incentivo e apoio. Pessoa extremamente inteligente.

A minha mãe Derci e ao meu pai José pelo estímulo, ensinamentos e exemplos de respeito, honestidade e trabalho. Assim como aos meus sobrinhos e às minhas irmãs Rose e Ingrid.

À família Stefanello.

Ao Colégio Estadual Emílio Zuñeda.

À Universidade Federal de Santa Maria por ter mudado minha história de vida.

Ao programa de Pós-Graduação em Física.

Ao Centro de Artes e Letras e ao departamento de Desenho Industrial. Aos professores e colegas, em especial ao Darcy.

E agradeço principalmente a todas as pessoas que não foram mencionadas, mas que de uma forma ou de outra, contribuíram para que esse trabalho se concretizasse.

Obrigado a todos.

## RESUMO

Tese de Doutorado  
Programa de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### EFEITO HALL DE *SPIN* INVERSO EM MULTICAMADAS DE Ta/NiFe/FeMn/Ta

AUTOR: WAGNER JESUS DA SILVA GARCIA

ORIENTADOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

CO-ORIENTADOR: ARTUR HARRES DE OLIVEIRA

Local da Defesa e Data: Santa Maria, 27 de Outubro de 2017.

Na presente tese, investigou-se a geração de tensão elétrica dc em multicamadas de Ta/NiFe/FeMn/Ta com *exchange bias* (EB) na condição de ressonância ferromagnética (FMR). Este sinal está relacionado a dois fenômenos distintos, o efeito de retificação de *spins* (SRE) e o efeito Hall de *spin* inverso (ISHE). O primeiro origina-se do acoplamento não-linear entre a corrente elétrica dinâmica e a resistência elétrica dinâmica induzida pelo campo magnético de micro-ondas via magnetorresistência anisotrópica (AMR) e efeito Hall anômalo (AHE). O segundo refere-se à transformação da corrente pura de *spins* em corrente de carga causada por processos de espalhamentos dependentes de *spin*. Dois métodos foram utilizados para discriminar as contribuições do SRE e do ISHE. O método universal explora a dependência desses efeitos com a direção da injeção de *spin*. O método angular envolve uma varredura angular, onde a direção do campo magnético estático no plano é variada e, para cada ângulo  $\phi_H$  é medida uma tensão  $V_{DC}(H)$ . Dentre todas as amostras produzidas escolheu-se a com maior campo de *exchange bias* para realizar a investigação e separar a contribuição do sinal ISHE do SRE pelos dois métodos. A contribuição ISHE foi confirmada mediante equivalência entre os métodos universal e angular para separação do sinal ISHE.

#### Palavras-chave:

*Exchange Bias*. NiFe/FeMn. Efeito Hall de *spin* inverso - ISHE.

# ABSTRACT

PhD thesis  
Post-Graduate Program in Physics  
Federal University of Santa Maria

## INVERSE SPIN HALL EFFECT IN Ta/NiFe/FeMn/Ta MULTILAYERS

AUTHOR: WAGNER JESUS DA SILVA GARCIA

ADVISOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

COADVISOR: ARTUR HARRES DE OLIVEIRA

Defense Place and Date: Santa Maria, October 27<sup>th</sup>, 2017.

In the present thesis, the generation of a dc voltage in exchange-biased Ta/NiFe/FeMn/Ta multilayers at ferromagnetic resonance was investigated. This dc signal is related to two distinct phenomena, namely, the spin rectification effect (SRE) and the inverse spin Hall effect (ISHE). The first comes from a non-linear coupling between a dynamic electric current and a dynamic electrical resistance induced by a microwave magnetic field via anisotropic magnetoresistance (AMR) and anomalous Hall effect (AHE). The second refers to the transformation of a pure spin current into a charge current caused by spin dependent scattering processes. Two methods were used to discriminate between SRE and ISHE contributions. The universal method explores the dependence of those effects with the spin injection direction. The angular method involves an angular sweeping, where the in-plane static magnetic field direction is varied, and for each angle  $\phi_H$ ,  $V_{DC}(H)$  is measured. Among all produced samples, that with the highest exchange bias field was chosen to conduct the investigation and separate the contribution of the ISHE signal from SRE by both methods. The ISHE contribution was confirmed by equivalence between the universal and angular methods for separation of the ISHE signal.

**Keywords:** Exchange Bias. NiFe/FeMn. Inverse spin Hall effect - ISHE.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – (a) Tratamento térmico com aplicação de campo ( $\vec{H}$ ) e a camada AFM no estado paramagnético. (b) Após o resfriamento do sistema a camada superficial do AFM em contato com FM se reordenou alinhada ao $\vec{H}$ .....	19
Figura 2.2 – Representação da curva de magnetização de um sistema com <i>exchange bias</i> com quatro etapas ilustrativas da rotação coerente para as magnetizações das camadas FM conforme o modelo intuitivo. $H_{c,1}$ e $H_{c,1}$ são o campo coercivo do lado esquerdo e do lado direito da curva de magnetização. A temperatura do sistema é menor que a $T_N$ (NOGUES et al., 2005).....	20
Figura 2.3 – Ilustração dos três tipos de efeitos Hall com suas respectivas datas de descobertas. Em (a) o ordinário, em (b) o anômalo e em (c) o de <i>spin</i> . $B$ é o campo magnético externo aplicado e $M$ é a magnetização espontânea intrínseca (CHANG; LI, 2016). ....	23
Figura 2.4 – Ilustração do efeito Hall ordinário. O campo magnético $\vec{B}$ é aplicado ao longo do eixo Z, a corrente de carga ao longo do eixo X e a tensão Hall detectada ao longo de Y. Devido à força de Lorentz, as cargas negativas em movimento dobram seus caminhos para as bordas da amostra (HIRSCH, 1999). ....	24
Figura 2.5 – Ilustração do efeito Hall anômalo. A impureza magnética $\mu$ num condutor não magnético causa um espalhamento assimétrico dos portadores de carga. ....	25
Figura 2.6 – Ilustração dos três principais mecanismos que podem dar origem ao AHE. Em qualquer material real, todos os mecanismos influenciam o movimento dos elétrons (NAGAOSA et al., 2010). ....	26
Figura 2.7 – Um esboço da trajetória do <i>spin</i> na Pt sob a aplicação de uma tensão aplicada ao longo do eixo $\hat{x}$ (HAAZEN, 2012).....	27
Figura 2.8 – Em (a) é representação de corrente de carga pura, em (b) uma corrente de carga <i>spin</i> polarizada e em (c) uma corrente de <i>spin</i> pura sem corrente de carga.....	28
Figura 2.9 – Os ingredientes da retificação de <i>spin</i> . Em (1) os efeitos de magnetorresistência que resultam em uma dependência de orientação da magnetização na resistência da heteroestrutura ferromagnética. Em (2) a magnetização sendo conduzida por campos de frequência de micro-ondas, a precessão resultante produzirá uma resistência rf e a magnetização pode ser conduzida por um torque de campo produzido por um campo magnético rf ( $h_{rf}$ ), ou por um torque de <i>spin</i> produzido por uma corrente de <i>spin</i> ( $j_s$ ). Em (3) a resistência rf pode acoplar-se de forma não linear a uma corrente rf ( $j_{rf}$ ) e produzir uma tensão retificada (HARDER et al., 2016). ....	32
Figura 2.10 – Efeito Hall de <i>spin</i> (a) e efeito Hall de <i>spin</i> inverso (b). $J_C$ = corrente de carga. $J_S$ = corrente de <i>spin</i> . (VILELA, 2013). ....	35
Figura 2.11 – (a) Excitação de fase constante ou modo de precessão uniforme. (b) Modo de onda de <i>spin</i> adaptado de (GUIMARÃES, 1998). ....	37
Figura 2.12 – Material ferromagnético sob um campo magnético estático $\vec{H}_o$ sobreposto a um campo oscilante $\vec{h}(t)$ . ....	37
Figura 2.13 – Precessão da magnetização com amortecimento em torno do campo magnético efetivo (adaptada de (KIM, 2010)). ....	39

Figura 2.14 – Na tricomada MN-FM-MN, o metal normal do lado esquerdo não será considerado inicialmente para fins de simplificação. A corrente de <i>spin pumping</i> $\vec{I}_s$ e o acúmulo de <i>spin</i> $\mu_s$ são mostrados no lado direito do MN. $H_{eff}$ é o campo magnético efetivo que inclui o campo externo, campo de desmagnetização e campo de anisotropia cristalina (TSERKOVNYAK et al., 2002). . . . .	41
Figura 2.15 – Esboço para a tensão dc induzida na bicamada FM/MN. Em (a) são indicadas as amostras normalmente posicionadas para cima, em (b) amostras viradas para baixo. Também há indicação que a tensão devido ao ISHE inverte de sinal quando a direção de injeção de corrente de <i>spin</i> muda, porém a tensão devido aos efeitos de retificação permanece igual. Em (c) é mostrada uma <i>microstrip</i> em curto-circuito (ZHANG et al., 2016). . . . .	44
Figura 2.16 – Medidas das voltagens para diferentes campos magnéticos aplicados para obter o campo de FMR na frequência de 5,2 GHz aplicado na <i>microstrip</i> . Na parte (a) são observadas duas medidas <i>up</i> e <i>down</i> para o material FM (Py) sobre um substrato de SiO <sub>2</sub> . Na parte (b) são observadas duas medidas <i>up</i> e <i>down</i> para uma bicamada FM/MN (Py/Pt) sobre o mesmo substrato e também representadas pela figura 2.15 (ZHANG et al., 2016). . . . .	46
Figura 2.17 – Variação angular do campo magnético externo ( $\phi_H$ ) gerado por um par de bobinas de Helmholtz. As duas posições representam as bobinas nos ângulos 0 graus em (a) e 90 graus em (b). A medida angular é realizada girando as bobinas de Helmholtz a cada 10 graus no entorno da <i>microstrip</i> que é mantida fixa no centro. . . . .	48
Figura 2.18 – Variação angular do campo magnético externo ( $\phi_H$ ). Cada medida da tensão tem duas contribuições, uma Lorentziana $A_L$ e uma dispersiva $A_D$ . A amostra é a mesma do método universal, Pt/Py sobre substrato de SiO <sub>2</sub> . As linhas sólidas representam os ajustes teóricos às contribuições experimentais (ZHANG et al., 2016). . . . .	48
Figura 3.1 – Representação da deposição de átomos no substrato por <i>sputtering</i> . . . . .	50
Figura 3.2 – Representação do <i>magnetron sputtering</i> (KELLY; ARNELL, 2000). . . . .	51
Figura 3.3 – Esquema dos equipamentos utilizados na produção dos filmes finos por <i>magnetron sputtering</i> . . . . .	51
Figura 3.4 – Representação esquemática de um difratômetro de raios-x na configuração de Bragg-Brentano. . . . .	54
Figura 3.5 – Difração de raios-x baixo ângulo ( $\theta - 2\theta$ ) para calibração da taxa de deposição de uma amostra de Permalloy. . . . .	56
Figura 3.6 – Magnitude do vetor espalhamento em função do índice dos picos de Bragg, com um ajuste linear para o Permalloy. . . . .	56
Figura 3.7 – Representação esquemática do magnetômetro de campo de gradiente alterado (AGFM). . . . .	57
Figura 3.8 – Guias de onda apropriadas para cada região do espectro eletromagnético (CRONIN, 1995). . . . .	58
Figura 3.9 – Representação da seção transversal de uma linha de transmissão tipo <i>microstrip</i> contendo em seu interior um filme fino. As linhas de campo elétrico (linhas tracejadas) e magnético (linhas cheias) também são representadas. Adaptado de (SEBASTIAN et al., 2013). . . . .	59
Figura 3.10 – Representação da <i>microstrip</i> utilizada no experimento e adaptada de (BEKKER, 2004), sendo $l_{am}$ a largura da amostra. . . . .	60

Figura 3.11 – Representação da <i>microstrip</i> perpendicular no interior das bobinas de Helmholtz que geram o campo magnético $\vec{H}$ em duas posições angulares. Também são indicados os contatos para o nanovoltímetro e a conexão com o analisador vetorial de rede. ....	61
Figura 3.12 – Representação do diagrama de blocos com o analisador de rede, nanovoltímetro, fonte de corrente e computador para realizar o controle e aquisição dos dados. ....	62
Figura 3.13 – Configuração da amostra com o sistema de referência. $\vec{H}$ gira livremente e faz um ângulo $\phi_H$ com a direção Z. ....	63
Figura 4.1 – Espectros de raios-x para 4 filmes finos de FeMn depositados sob diferentes potências. Através deles podemos inferir a presença das duas estruturas cristalinas, a cúbica de face centrada (cfc) e a cúbica de corpo centrado (ccc), referentes aos picos. ....	65
Figura 4.2 – O espectro de raios-x mostrando as diferentes intensidades para diferentes potências de deposição. ....	66
Figura 4.3 – Valores do campo de <i>exchange bias</i> e do campo coercivo obtidos para multicamadas de Ta/NiFe(x)/FeMn/Ta com diferentes espessuras $x$ de NiFe. Em destaque, os valores obtidos para o filme EB34. ....	68
Figura 4.4 – Difração de raios-x de $41^\circ$ a $47^\circ$ para 4 multicamadas em função do ângulo $2\theta$ . ....	69
Figura 4.5 – Difração de raios-x para amostra de NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) sem <i>exchange bias</i> (quadrados) e a difração da amostra com <i>exchange bias</i> EB34 (círculos). ....	71
Figura 4.6 – Curvas de magnetização para a amostra EB34. $\beta$ representa o ângulo entre o campo magnético ( $\vec{H}$ ) aplicado no plano do filme e a direção de fácil magnetização. ....	72
Figura 4.7 – Curvas de tensão $V$ versus $H$ para amostra EB34. ....	73
Figura 4.8 – Relação de dispersão: evolução da frequência em função do campo de ressonância $H_r$ para a amostra EB34. Os círculos representam os dados experimentais e a linha sólida é o melhor ajuste obtido com a equação 4.2. ....	75
Figura 4.9 – Evolução da largura de linha em função da frequência para as amostras de Py (losango) e da EB34 (círculo). Os dados estão representados pelos pontos coloridos e a linha sólida é o ajuste linear para cada um. ....	76
Figura 4.10 – Amplitudes das funções lorentziana ( $A_L$ ) e dispersiva ( $A_D$ ) em função do ângulo para a amostra EB34 com EB. ....	79
Figura 4.11 – Medidas <i>up</i> (triângulos) e <i>down</i> (quadrados) da tensão dc em função da variação do campo magnético externo para a amostra EB34 sob a frequência de 3,5 GHz. O ângulo entre a direção do campo $\vec{H}$ e a componente magnética da micro-onda ( $\vec{h}$ ) é igual a 90 graus. A curva pontilhada representa as contribuições dos efeitos de retificação de <i>spin</i> e para obter o valor $V_{SRE}$ utiliza-se a equação 4.8. ....	81
Figura 4.12 – Medidas <i>up</i> (triângulos) e <i>down</i> (quadrados) da tensão dc em função da variação do campo $\vec{H}$ para a amostra EB34 sob $f = 5$ GHz. Foi utilizado o método universal para extrair a contribuição ISHE da SRE. Os círculos pretos representam a diferença entre as curvas <i>up</i> e <i>down</i> (ISHE) devido a direção de difusão de <i>spin</i> que são invertidos nas duas orientações. Para obter o valor $V_{DC}^{ISHE}$ utiliza-se a equação 4.9. ....	81

Figura A.1 – Espectros de raios-x para todos filmes finos de FeMn depositados sob diferentes potências. Através deles podemos inferir a presença das duas estruturas cristalinas, a cúbica de face centrada (cfc) e a cúbica de corpo centrado (ccc), referentes aos picos. ....	94
Figura A.2 – O espectro de raios-x mostrando as diferentes intensidades para diferentes potências de deposição de todos filmes de Ta/NiFe. ....	95
Figura A.3 – Difração de raios-x de 42° a 46° para todas as multicamadas em função do ângulo $2\theta$ . ....	96
Figura A.4 – Curvas de tensão $V$ versus $H$ para amostra EB34 de 2,0 GHz até 3,5 GHz na configuração <i>down</i> e ângulo $\phi_H = 90^\circ$ . ....	97
Figura A.5 – Curvas de tensão $V$ versus $H$ para amostra EB34 de 3,6 GHz até 5,0 GHz na configuração <i>down</i> e ângulo $\phi_H = 90^\circ$ . ....	98
Figura A.6 – Curvas de tensão $V$ versus $H$ para amostra EB34 com as variações angulares $\phi_H$ de 0° a 190°, sob frequência de 5 GHz e a amostra na posição <i>down</i> . ....	99
Figura A.7 – Curvas de tensão $V$ versus $H$ para amostra EB34 com as variações angulares $\phi_H$ de 200° a 350°, sob frequência de 5 GHz e a amostra na posição <i>down</i> . ....	100
Figura A.8 – Uma das medida para o método angular com a região delimitada para o ajuste em vermelho, para a frequência de 5 GHz. ....	101
Figura A.9 – Os parâmetros obtidos após o juste da função 2.34. ....	101
Figura A.10 – Curvas de magnetização para a multicamada com 40 nm de Py. $\beta$ representa o ângulo entre campo magnético aplicado no plano e a direção de <i>exchange bias</i> . ....	102
Figura A.11 – Medida da tensão dc versus H para diferentes frequências. O campo de EB está alinhado a 180° com relação ao compo magnético externo. ....	102
Figura A.12 – Medida da tensão dc versus H para o método angular. ....	103
Figura A.13 – Medida da tensão dc versus H para o método universal. ....	103
Figura A.14 – Medida da tensão dc <i>up</i> e <i>down</i> para amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm). .	104
Figura A.15 – Medida da tensão dc para amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm), com as contribuições $A_L$ e $A_D$ . ....	104
Figura A.16 – Ajustes de $A_L$ e $A_D$ obtidos para a amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm). . .	105

## **LISTA DE TABELAS**

Tabela 1 – Composição nominal dos filmes finos produzidos. . . . .	61
--	----

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AFM	Antiferromagnético
AGFM	Magnetômetro de Gradiente de Força Alternada
AHE	Efeito Hall Anômalo
AMR	Magnetorresistência anisotrópica
ccc	cúbica de corpo centrado
cfc	cúbica de face centrada
Co	Cobalto
CoO	óxido de Cobalto
dc	corrente contínua
DOS	densidade de estados simplificada
EB	<i>Exchange Bias</i>
EB34	amostra composta por Ta(15 nm)/NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm)/Ta(15 nm)
FM	ferromagnético
FMR	ressonância ferromagnética
HE	efeito Hall normal
ISHE	efeito Hall de spin inverso
LED	diodo emissor de luz
LLG	Landau Lifshitz Gilbert
MN	Metal Normal
Mn	Manganês
MR	magnetorresistência
Pt	Platina
Py	permalloy
rf	radiofrequência
SHE	Efeito Hall de <i>spin</i>
SRE	efeitos de retificação de <i>spin</i>
Ta	Tântalo
XRD	difração de raios-x
XRR	reflexão de raios-x

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A_L$	Amplitude da contribuição Lorentziana
$A_D$	Amplitude da contribuição Dispersiva
Ar	Argônio
$E_F$	energia de Fermi
$H_c$	campo coercivo
$H_{eb}$	campo de <i>exchange bias</i>
$H_o$	campo magnético estático externo
$H_r$	campo de ressonância
$J_C$	densidade corrente de carga
$J_S$	densidade de corrente de <i>spin</i>
$M$	magnetização
$t_{AFM}$	espessura do antiferromagneto
$T_B$	temperatura de bloqueio
$T_C$	temperatura de Curie
$t_{FM}$	espessura do ferromagneto
$T_N$	temperatura de Néel
nm	nanômetro
Oe	Oersted
W	Watt
$\mu_c$	potencial químico de carga
$\mu_s$	potencial químico de <i>spin</i>
Py	Ni <sub>81</sub> Fe <sub>19</sub> (NiFe)
FeMn	Fe <sub>50</sub> Mn <sub>50</sub>
$V_{dc}$	tensão contínua
$V_{VT}$	tensão total
$\vec{B}$	campo magnético
$\vec{E}$	campo elétrico
$\vec{j}_c$	densidade de corrente de carga
$\vec{j}_s$	densidade de corrente de <i>spin</i>
$\nabla$	operador diferencial vetorial (nabla) $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$
$\sigma$	condutividade
$\rho_c$	densidade de carga

$\rho_s$  densidade de *spin*  
 $\lambda_s$  comprimento de difusão de *spin*  
 $\Delta H$  largura de linha

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	16
<b>2 REVISÃO</b> .....	18
<b>2.1 Exchange Bias</b> .....	18
2.1.1 Características do EB .....	21
<b>2.2 Efeito Hall</b> .....	23
2.2.1 Efeito Hall ordinário .....	23
2.2.2 Efeito Hall anômalo .....	24
2.2.3 Efeito Hall de <i>spin</i> .....	26
<b>2.3 Corrente de carga e corrente de <i>spin</i></b> .....	27
<b>2.4 Efeitos de retificação de <i>spin</i></b> .....	31
<b>2.5 Efeito Hall de <i>spin</i> e efeito Hall de <i>spin</i> inverso</b> .....	33
<b>2.6 Ressonância ferromagnética - FMR</b> .....	36
<b>2.7 Spin pumping</b> .....	39
<b>2.8 Modificações na equação de LLG devido ao <i>spin pumping</i></b> .....	42
<b>2.9 Separação do ISHE por duas técnicas - método angular e universal</b> .....	42
<b>3 APARATOS EXPERIMENTAIS</b> .....	50
<b>3.1 Magnetron Sputtering</b> .....	50
<b>3.2 Difração de raios-x</b> .....	53
3.2.1 Difração de raios-x (XRD) .....	53
3.2.2 Determinação da taxa de deposição .....	55
<b>3.3 AGFM</b> .....	56
<b>3.4 Detecção da tensão DC em FMR</b> .....	57
<b>4 RESULTADOS E DISCUSSÃO</b> .....	64
<b>4.1 Análise dos filmes com EB</b> .....	67
<b>5 CONSIDERAÇÕES FINAIS</b> .....	83
<b>REFERÊNCIAS</b> .....	84
<b>ANEXOS</b> .....	93
<b>A.1 Difração de raios-x</b> .....	94
<b>A.2 Varredura da frequência - EB34</b> .....	97
<b>A.3 Varredura angular - EB34</b> .....	99
<b>A.4 Procedimento para o método angular</b> .....	101
<b>A.5 Multicamada de Ta(15 nm)/Py(40 nm)/FeMn(20 nm)/Ta(20 nm)</b> .....	102
<b>A.6 Bicamada NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm) sem EB</b> .....	104

# 1 INTRODUÇÃO

Em 1956, a IBM apresentou um dispositivo que representou um grande passo para a indústria de gravação magnética, o disco rígido magnético. Por muitos anos a gravação magnética foi o principal objeto de interesse, tanto para os cientistas quanto para a indústria. Apesar do armazenamento ainda ser um dos focos da indústria eletrônica, hoje o principal interesse está no poder de processamento e no grau de miniaturização dos dispositivos. Dispositivos eletrônicos recebem e processam dados, além de estarem interligados uns aos outros. Por isso, dispositivos que armazenam ou processam dados usando o magnetismo são interessantes.

Dentre os sistemas mais estudados que possuem aplicação na tecnologia da informação, estão as bicamadas formadas por materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos (FM/AFM). Em dimensões muito pequenas, de alguns nanômetros, as propriedades magnéticas destes sistemas mudam, pois a superfície e a interface entre o filme e o substrato têm papel importante. Por exemplo, fenômenos como interdifusão, acoplamento entre camadas, anisotropias de superfícies e relaxação de mágnons ocorrem na interface. Este sistema (FM/AFM) já é utilizado comercialmente em sensores magneto-ópticos, cabeçotes de gravação magnética e memórias magnetorresistivas de acesso aleatório não voláteis (MRAM)(CHEN, 2009). Isso tudo é aplicação prática da chamada spintrônica. Entretanto, dispositivos lógicos de *spin* como transistores spintrônicos, ainda estão nos laboratórios de pesquisa. Esses transistores não dependerão mais do fluxo contínuo de elétrons, como ocorre atualmente, mas trabalharão com as propriedades quânticas de *spin* do elétron. É fundamental criar, manipular e detectar correntes de *spin*, que ao ser injetada na camada de metal normal (MN) pode ser interpretada como elétrons com *spin* opostos movendo-se em direções opostas.

O elétron é uma partícula elementar que possui carga elétrica negativa e momento angular de *spin*. O fluxo de elétrons é a corrente elétrica e o fluxo de momento angular de *spin* é a corrente de *spin* (MAEKAWA et al., 2012). Um dos métodos mais usados para a geração de correntes de *spin* é o mecanismo de bombeamento de *spin* (*spin pumping*). Neste efeito uma camada FM é excitada por micro-ondas induzindo sua ressonância ferromagnética e essa precessão da magnetização do FM atua como uma bomba injetora de corrente de *spin* no MN adjacente (TSERKOVNYAK et al.,2002).

Em metais, o SHE consiste na conversão de corrente de carga em correntes de *spin* através da interação *spin*-órbita. O mecanismo contrário é o ISHE, que consiste na conversão

de correntes puras de *spin* em corrente transversal de carga. O ISHE possibilita a detecção dessa corrente de *spin* através de medidas de tensão elétrica, resultado do acúmulo de cargas.

Se o MN receptor da corrente de *spin* possuir forte acoplamento *spin*-órbita, parte destes elétrons é defletida perpendicularmente à corrente de *spin*. Isto gera um acúmulo de cargas nas bordas da amostra, que pode ser medido como uma tensão elétrica dc, chamada de tensão ISHE.

O ponto crucial da nossa pesquisa é entender, mais especificamente, como a substituição da camada de MN por um metal antiferromagnético pode alterar o sistema e se o *exchange bias* (EB) entre as camadas pode influenciar no ISHE, tendo em vista que EB é um fenômeno relacionado com a interface.

## 2 REVISÃO

### 2.1 *Exchange Bias*

Em 1956, Meiklejohn e Bean, pesquisadores do laboratório da General Electric, publicaram um artigo intitulado *New Magnetic Anisotropy* (MEIKLEJOHN; BEAN, 1957). Já no primeiro parágrafo do trabalho eles esclareciam que se tratava de uma nova anisotropia magnética, melhor descrita como uma anisotropia de troca, resultante de uma interação entre o material antiferromagnético com o material ferromagnético. Neste trabalho pioneiro, foram estudadas partículas de cobalto (Co) recobertas pelo seu óxido natural (CoO). Foi observado que acima da temperatura de Néel ( $T_N$ ) das partículas de CoO o sistema apresentava comportamento magnético semelhante ao do cobalto puro. No entanto, abaixo da  $T_N$  deveria existir alguma interação entre os *spins* do Co e os do CoO. Esse efeito foi verificado tanto na curva de histerese magnética quanto na curva de torque. Na curva de histerese, após resfriamento em campo magnético, foi observado um deslocamento em campo. Já na curva de torque, a dependência com o ângulo de aplicação do campo seguia um comportamento proporcional ao  $\sin \theta$ , diferente do que é encontrado para o Co puro, que é uma curva proporcional a  $\sin 2\theta$ .

Atualmente, o *exchange bias* é de grande interesse tanto para a ciência básica quanto para a aplicação em novas tecnologias. Do ponto de vista científico, existem vários fatores que influenciam o comportamento magnético de uma estrutura e fazem com que seja um desafio desenvolver uma análise teórica sobre o assunto (NOGUÉS; SCHULLER, 1999). Quanto à aplicação tecnológica, o EB é utilizado para fabricação de cabeçotes de leitura e gravação magnética, assim como em sensores que usam a magnetorresistência gigante como base de funcionamento (DIENY et al., 1991).

O fenômeno de EB pode ser descrito de forma simplificada por um modelo intuitivo (MEIKLEJOHN; BEAN, 1957), (MEIKLEJOHN, 1999), que considera o efeito em termos do alinhamento paralelo dos *spins* na interface FM/AFM, que acontece durante o processo de resfriamento em campo ou tratamento térmico (figura 2.1). Ele considera uma bicamada FM/AFM produzida sem a presença de um campo magnético externo. Ao aquecer essa bicamada na presença de um campo magnético externo ( $\vec{H}$ ), a uma temperatura menor que a temperatura de Curie ( $T_C$ ) do FM e acima da  $T_N$  do AFM, os *spins* da camada FM se alinharão com o campo, que deve ser suficiente para saturar a camada FM, enquanto os *spins* da camada AFM

permanecerão de forma aleatória no estado paramagnético (figura 2.1,a). Na interface, os *spins* AFM ficarão alinhados ao FM devido a interação de troca entre eles. Ao final do resfriamento (figura 2.1,b), a camada AFM retorna ao estado antiferromagnético. Os *spins* AFM abaixo da camada interfacial se alinharão antiparalelamente a essa, ficando apenas as camadas FM/AFM da interface alinhadas ao campo magnético externo, resultando na camada FM presa à camada interfacial AFM. Este alinhamento resulta no surgimento de um torque exercido pelos *spins* AFM sobre os *spins* da camada FM, e que confirma a existência de uma anisotropia unidirecional. Dependendo da anisotropia do material AFM, é possível perceber um deslocamento da curva de histerese ou apenas um aumento da coercividade. Se a anisotropia é grande, ocorre um deslocamento, mas se for uma anisotropia pequena, apenas há um aumento da coercividade (NOGUÉS; SCHULLER, 1999).

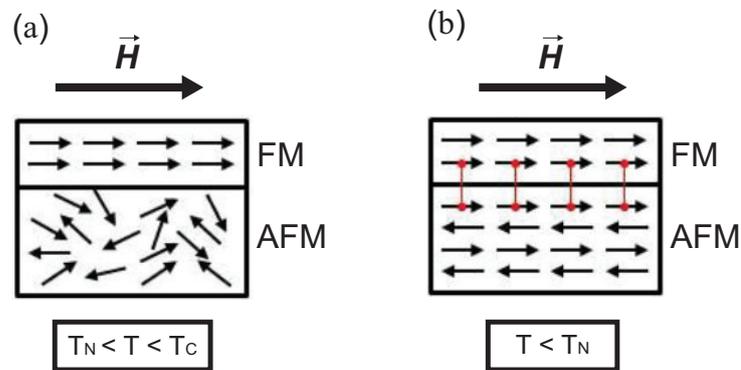


Figura 2.1 – (a) Tratamento térmico com aplicação de campo ( $\vec{H}$ ) e a camada AFM no estado paramagnético. (b) Após o resfriamento do sistema a camada superficial do AFM em contato com FM se reordenou alinhada ao  $\vec{H}$ .

Este modelo intuitivo apresenta apenas uma descrição qualitativa do fenômeno de *exchange bias* e despreza vários aspectos importantes, tais como a influência da espessura da camada FM, a rugosidade interfacial, a distribuição dos tamanhos de grãos, configuração de *spins* na camada AFM, entre outros.

Além do deslocamento característico da curva de histerese, os sistemas com *exchange bias* normalmente têm um campo coercivo maior que o do material ferromagnético puro. Na figura 2.2 é possível verificar o deslocamento da curva e entender as definições de campo de *exchange bias* ( $H_{eb}$ ) e campo coercivo ( $H_c$ ). Além disso, juntamente com os campos  $H_c$  e  $H_{eb}$ , observa-se quatro regiões (i, ii, iii e iv) que representam as orientações relativas dos momentos nos materiais antiferromagnético e ferromagnético. No caso (i), o campo magnético externo ( $\vec{H}$ ) satura a amostra e todos os momentos do FM estão alinhados na mesma direção e sentido de  $\vec{H}$ . Gradativamente, o campo magnético muda seu sentido, passando de positivo para negativo.

Os *spins* FM tendem a se reorientar com o novo sentido do campo. Os *spins* da camada AFM permanecem fixos devido a sua grande anisotropia, exercem um torque sobre os *spins* FM na interface FM/AFM. Para reverter a magnetização, o campo  $\vec{H}$  deverá ter uma intensidade capaz de superar o efeito do torque exercido pelo AFM (figura 2.2,(ii)). Na etapa (iii) a camada FM tem seus *spins* invertidos e saturados devido ao intenso campo magnético externo aplicado. Para completar o laço de histerese,  $\vec{H}$  reverte seu sentido e gradativamente retorna da parte negativa para a positiva. A camada FM reorienta seus *spins* que agora são ajudados pelo torque gerado pelo acoplamento interfacial (figura 2.2,(iv)). Em todas as etapas representadas na figura 2.2, considerou-se que a configuração magnética da camada AFM permanece inalterada.

Matematicamente, podemos definir os campos  $H_c$  e  $H_{eb}$  como

$$H_c = \frac{H_{c,1} - H_{c,2}}{2} \quad (2.1)$$

e

$$H_{eb} = \frac{H_{c,1} + H_{c,2}}{2}. \quad (2.2)$$

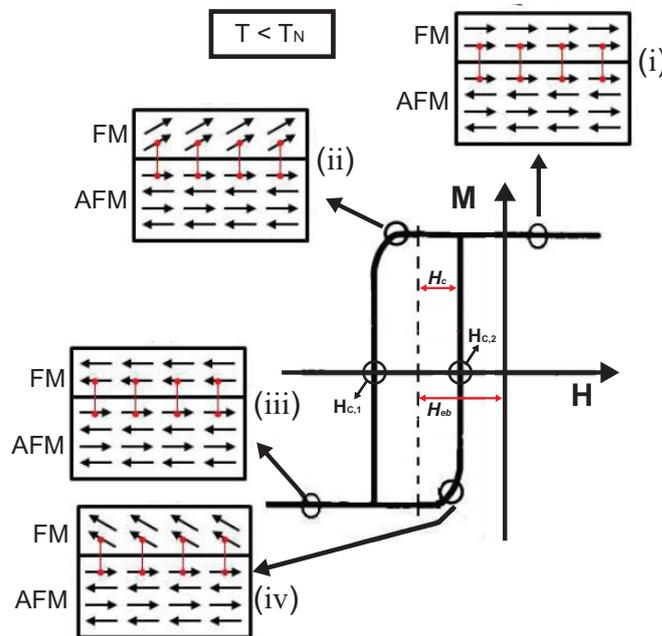


Figura 2.2 – Representação da curva de magnetização de um sistema com *exchange bias* com quatro etapas ilustrativas da rotação coerente para as magnetizações das camadas FM conforme o modelo intuitivo.  $H_{c,1}$  e  $H_{c,2}$  são o campo coercivo do lado esquerdo e do lado direito da curva de magnetização. A temperatura do sistema é menor que a  $T_N$  (NOGUES et al., 2005).

Nesse modelo cada camada é considerada um domínio individual (monodomínio) e a interface entre essas camadas FM e AFM é perfeitamente plana. Também supõe-se que a camada AFM não rotaciona e possui anisotropia uniaxial, não se movendo durante a reversão da magnetização da parte FM. Os *spins* interfaciais do AFM não são compensados, ou seja, em termos do momento magnético seu valor resultante é diferente de zero, além de terem uma interação de troca com os *spins* da camada FM.

Vários modelos teóricos foram desenvolvidos buscando uma melhor compreensão do fenômeno de *exchange bias*, como por exemplo, os modelos propostos por Meiklejohn e Bean (1957), Néel (1967), Malozemoff (1987), Mauri et al. (1987), Koon (1997), Schulthess e Butler (1998), Stiles e McMichael (1999), Nowak et al. (2002). Todos têm alguma limitação quando comparados com resultados experimentais. Como o fenômeno de *exchange bias* é sensível a variáveis como cristalinidade, tamanho de grão, espessura das camadas FM e AFM, temperatura, rugosidade interfacial, oxidação, entre outras, é difícil formular um modelo que seja completamente fiel aos resultados experimentais.

### 2.1.1 Características do EB

O *exchange bias* apresenta como principal característica o deslocamento em campo da curva de histerese magnética para sistemas FM/AFM acoplados. Outra característica é o aumento da coercividade em relação ao material FM desacoplado. Essas características particulares do EB são sensíveis à temperatura, à espessura das camadas FM e AFM, à rugosidade da superfície, à cristalinidade, ao tamanho de grão e a magnetização de saturação do FM.

O EB apresenta uma dependência com a temperatura, desaparecendo acima da chamada temperatura de bloqueio ( $T_B$ ) (NOGUÉS; SCHULLER, 1999). Geralmente a  $T_B$  é menor que a temperatura de Néel ( $T_N$ ) do material antiferromagnético, porém em filmes finos com camadas espessas de material AFM a  $T_B \approx T_N$  (DAI et al., 2003), (MAO et al., 1998). O valor de  $T_B$  pode estar ligado ao tamanho dos grãos interfaciais ou à anisotropia do AFM, podendo ser menor para filmes finos com espessuras menores (NOGUES et al., 2005).

A dependência de  $H_{eb}$  com a espessura do FM é inversamente proporcional a espessura do material ferromagnético,  $H_{eb} \propto \frac{1}{t_{FM}}$ , indicando que o EB é um efeito de interface (NOGUÉS; SCHULLER, 1999). Essa relação não é válida se a camada FM é muito fina, provavelmente devido a uma possível descontinuidade da camada (PARKIN et al., 1990). As dependências do  $H_{eb}$  e do  $H_c$  com a espessura do material AFM ( $t_{AFM}$ ) são mais complexas

(BERKOWITZ; TAKANO, 1999). O EB só é observado a partir de uma espessura mínima do AFM, aumentando até um valor máximo e finalmente estabilizando (NOGUÉS; SCHULLER, 1999). Em alguns casos é observado um máximo de  $H_{eb}$  antes que este atinja um valor estável. O aparecimento inicial do  $H_{eb}$  é mais acentuado com o aumento de  $t_{AFM}$  até uma espessura crítica (NOGUES et al., 2005) que em muitas vezes é acompanhado por um pico no  $H_c$ .

Outro efeito observado em alguns sistemas com EB é o chamado efeito de treinamento. Ele é caracterizado pela redução do  $H_{eb}$  e do  $H_c$  com número de ciclos de histerese magnética consecutivos medidos a uma temperatura fixa. Existem dois tipos de efeito de treinamento, um entre o primeiro e o segundo ciclo, e outro envolvendo um número maior de ciclos de histerese. O primeiro tipo de efeito de treinamento surge a partir da simetria magnética AFM (efeito de treinamento atérmico (HARRES et al., 2016)). Esse efeito pode ser causado por acoplamento do tipo *spin-flop*, explicado a partir de um modelo simples de rotação coerente. O segundo tipo determina que em sistemas de filmes finos, a redução do  $H_{eb}$  é proporcional ao número de ciclos de histerese (BINEK, 2004), (BITERNAS et al., 2009), (HARRES et al., 2016).

Em geral, em filmes finos texturizados que apresentam o fenômeno de *exchange bias* a magnitude de  $H_{eb}$  diminui com o aumento da rugosidade (NOGUÉS et al., 1996), (LEDERMAN et al., 1997), entretanto, em alguns sistemas esse comportamento é inverso (NOGUÉS; SCHULLER, 1999), (NASCIMENTO et al., 2008).

A textura cristalográfica para um material policristalino é crucial no aparecimento do EB, pois está diretamente ligada à forma com que os domínios da interface estarão dispostos para interagirem com a camada FM. Na maioria das vezes, se a amostra possuir uma única orientação preferencial, o  $H_{eb}$  aumenta com a melhora da textura cristalográfica (NOGUÉS; SCHULLER, 1999). Para o caso dos filmes de FeMn, a textura de crescimento cristalino que favorece o efeito de EB mais intenso é a no plano cristalográfico (111) (JUNGBLUT et al., 1995), (JUNGBLUT et al., 1994).

## 2.2 Efeito Hall

Existem pelo menos três tipos de efeitos Hall, o ordinário (EH), o anômalo (AHE) e o de *spin* (SHE), ilustrados pela figura 2.3.

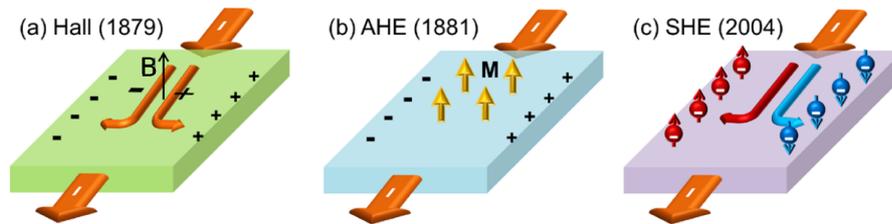


Figura 2.3 – Ilustração dos três tipos de efeitos Hall com suas respectivas datas de descobertas. Em (a) o ordinário, em (b) o anômalo e em (c) o de *spin*.  $B$  é o campo magnético externo aplicado e  $M$  é a magnetização espontânea intrínseca (CHANG; LI, 2016).

Os dois primeiros foram observados experimentalmente na mesma época por Edwin H. Hall, mas uma explicação teórica mais efetiva sobre o AHE só foi proposta em 1954 (KARPLUS; LUTTINGER). O SHE teve sua comprovação experimental em 2004 por Kato et al. baseada em uma nova previsão acompanhada da sugestão para realizar a medida em 1999 por Hirsch .

### 2.2.1 Efeito Hall ordinário

O efeito Hall ordinário descreve a geração de uma diferença de potencial transversal a uma corrente elétrica que percorre um condutor e está sob a influência de um campo magnético externo ( $\vec{B}$ ). A tensão de Hall surge devido ao acúmulo de um tipo de portadores de carga em um dos lados da amostra (figura 2.4). Quando  $\vec{B}$  é aplicado perpendicular ao plano do condutor, o caminho das cargas em movimento torna-se curvado devido a força de Lorentz  $\vec{F} = q[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})]$ . No entanto, isso ocorre enquanto o equilíbrio não é estabelecido.

A dependência da resistividade Hall  $\rho_H$  com um campo  $\vec{B}$  aplicado perpendicular ao plano de amostra é diferente nos condutores ferromagnéticos e não magnéticos. O efeito que é observado em condutores ferromagnéticos é chamado AHE (figura 2.5). Dentro dos materiais não magnéticos,  $\rho_H$  aumenta linearmente com  $\vec{B}$  devido à força de Lorentz, enquanto nos ferromagnetos, ele aumenta gradualmente em campos magnéticos fracos, mas satura para grandes valores de  $\vec{B}$ , tornando-se quase independente do campo.

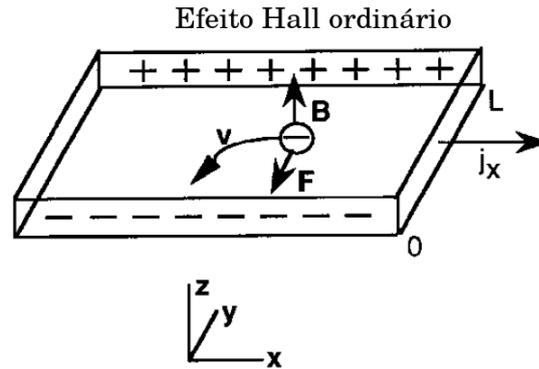


Figura 2.4 – Ilustração do efeito Hall ordinário. O campo magnético  $\vec{B}$  é aplicado ao longo do eixo Z, a corrente de carga ao longo do eixo X e a tensão Hall detectada ao longo de Y. Devido à força de Lorentz, as cargas negativas em movimento dobram seus caminhos para as bordas da amostra (HIRSCH, 1999).

### 2.2.2 Efeito Hall anômalo

No efeito Hall em metais não magnéticos o grau de liberdade de *spin* não é levado em conta, pois as densidades dos portadores de carga com cada orientação de *spin* são iguais ( $n_{\uparrow} = n_{\downarrow}$ ). Como em metais FM o número de elétrons com *spin-up* e *spin-down* é diferente, a contribuição dependente de *spin* torna-se relevante. A explicação microscópica para esse fenômeno foi proposta por Karplus e Luttinger (1954) (KARPLUS; LUTTINGER, 1954) baseando-se na polarização de *spin* e no acoplamento *spin*-órbita que ocorre durante o espalhamento dos elétrons. A interação *spin*-órbita em FM leva a um espalhamento dependente de *spin* dos elétrons de condução, resultando em uma corrente *spin* polarizada perpendicular a corrente de carga inicial e independente de campo magnético externo.

O AHE pode ser entendido considerando impurezas magnéticas (átomos com momentos magnéticos não nulos) inseridas num metal não-magnético (figura 2.5). Supomos que a magnetização produzida por essas impurezas seja perpendicular à superfície da amostra. Então, ao aplicar uma corrente elétrica paralela à essa superfície é observado que os elétrons são espalhados de maneira assimétrica, devido ao momento magnético das impurezas (PIMENTEL JÚNIOR, 2007). A assimetria no espalhamento gera um campo elétrico perpendicular à corrente e à magnetização, chamado de campo Hall anômalo.

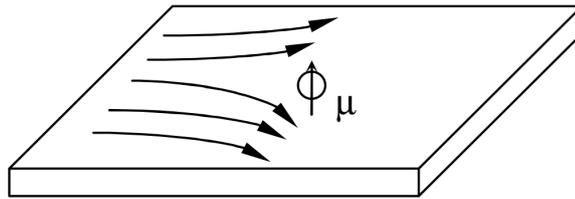


Figura 2.5 – Ilustração do efeito Hall anômalo. A impureza magnética  $\mu$  num condutor não magnético causa um espalhamento assimétrico dos portadores de carga.

Karplus e Luttinger (1954) mostraram que ao aplicar um campo elétrico externo a um sólido, os elétrons adquirem uma contribuição adicional à sua velocidade de grupo. Essa velocidade anômala de grupo observada era perpendicular ao campo elétrico aplicado (ou a corrente de carga), portanto, poderia contribuir para o efeito Hall. No caso dos condutores ferromagnéticos, a soma da velocidade anômala sobre todos os estados de banda ocupados pode ser diferente de zero, implicando para a condutividade Hall  $\sigma_{xy}$ . Por esta contribuição depender apenas da estrutura de banda e ser largamente independente do espalhamento, ficou conhecida como uma contribuição intrínseca para a AHE (NAGAOSA et al., 2010).

A principal crítica da teoria de Karplus e Luttinger centrou-se na ausência completa de dispersão da desordem na contribuição da resposta Hall. Utilizando uma teoria semiclassical para AHE, Smit e Berger focaram na influência da desordem ou espalhamentos em cristais imperfeitos. Smit (1955), (1958) argumentou que a principal fonte de corrente AHE é o espalhamento assimétrico (*skew scattering*) de impurezas causadas pela interação *spin*-órbita. Berger (1970) por outro lado, argumentou que a principal fonte de corrente AHE seria o salto lateral (*side jump*) experimentado por quasi partículas após o espalhamento de impurezas devido ao acoplamento *spin*-órbita.

Os três principais mecanismos considerados (contribuição intrínseca, *side jump* e *skew scattering*) são mostrados na figura 2.6.

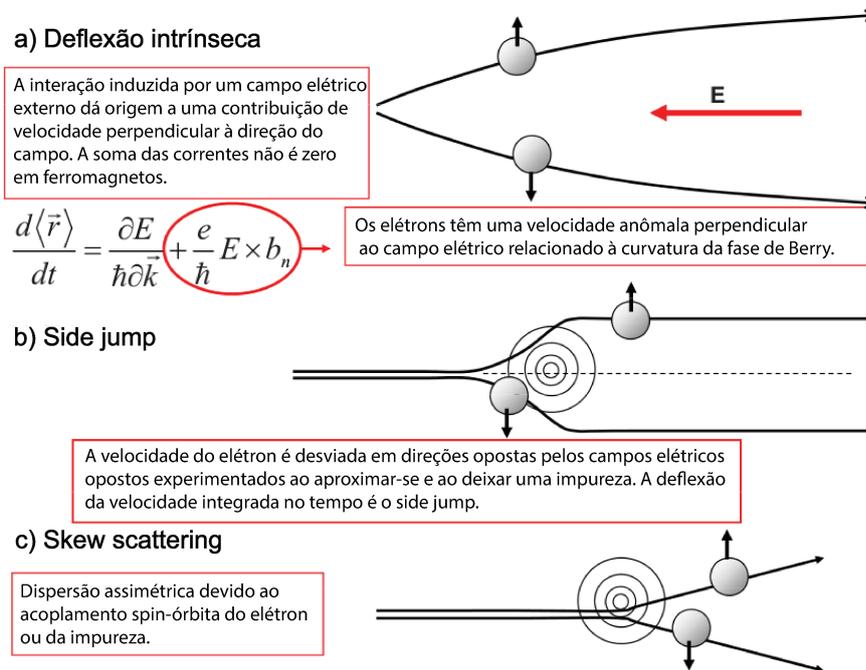


Figura 2.6 – Ilustração dos três principais mecanismos que podem dar origem ao AHE. Em qualquer material real, todos os mecanismos influenciam o movimento dos elétrons (NAGA-OSA et al., 2010).

Em resumo, o AHE é proporcional a magnetização do material. Existem duas contribuições para o AHE, uma devido a força de Lorentz (ordinário) e outra devido a espalhamentos dependentes de *spin*. Para metais altamente condutores a maior contribuição do AHE é devido a força de Lorentz, porém para metais de baixa condutividade a principal contribuição é devido ao espalhamento dependente de *spin*.

### 2.2.3 Efeito Hall de *spin*

Como vimos na seção anterior, o AHE é o acúmulo de cargas nas laterais de um ferromagneto que tem uma corrente de carga aplicada transversal as laterais desse acúmulo. Essa carga acumulada será perpendicular a corrente de carga e a diferença líquida de cargas com *spin up* e *spin down* do ferromagneto gera uma diferença de potencial. Já o SHE, de maneira geral, descreve o fato que o *spin* pode ser acumulado nas bordas de um condutor metálico e perpendicular a corrente de carga que flui por esse condutor. Esse comparativo geral foi usado para inferir algumas semelhanças que existem entre os fenômenos AHE e SHE, incluindo-se ainda suas origens devido a espalhamentos dependentes de *spin*. A própria teoria do SHE é

emergente da teoria de AHE, porém, a diferença chave é que o *spin*, ao contrário da carga, é uma quantidade não conservada na maioria dos casos (SINOVA et al., 2015).

O efeito Hall de *spin* é uma propriedade de transporte, onde uma corrente de *spin* é gerada por uma corrente de carga. Nos materiais que exibem o SHE, como Pt ou Ta, um elétron não se propaga somente na direção do campo elétrico, mas também exibe uma velocidade anômala, dependente de seu *spin*. Esta velocidade anômala é perpendicular à orientação de *spin* e à direção da velocidade de propagação. Por exemplo, um elétron com seu *spin* alinhado na direção  $\hat{y}$ , movendo-se na direção  $\hat{x}$ , exibirá uma velocidade anômala na direção  $\hat{z}$ . Ao mesmo tempo, um elétron com *spin* oposto (alinhado à direção  $-\hat{y}$ ), que também se move na direção  $\hat{x}$ , é defletido na direção oposta (direção  $-\hat{z}$ ). Este processo é representada na figura 2.7, onde uma corrente de carga não polarizada é vista dando origem a uma corrente de *spin* transversal (HAAZEN, 2012).

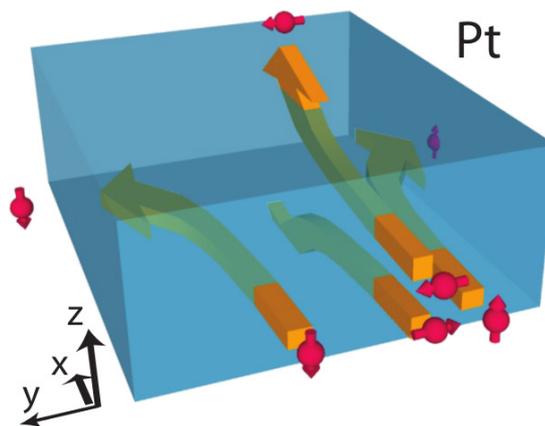


Figura 2.7 – Um esboço da trajetória do *spin* na Pt sob a aplicação de uma tensão aplicada ao longo do eixo  $\hat{x}$  (HAAZEN, 2012).

Essa velocidade anômala (que gera corrente de *spin*), chave na compreensão do efeito Hall de *spin*, não tem uma origem física distinta, mas resulta de uma combinação de múltiplas contribuições, as quais são as mesmas do AHE: *skew scattering* (SMIT, 1955), (SMIT, 1958), *side-jump* (BERGER, 1970) (ambos extrínsecos) e uma contribuição intrínseca (MOROTA et al., 2011), conforme figura 2.6.

### 2.3 Corrente de carga e corrente de *spin*

Se uma mesma quantidade de portadores de carga com *spin-up* e *spin-down* viajarem numa mesma direção, então efetivamente só a carga é transportada, gerando uma corrente pura de carga (figura 2.8,a). Contudo, uma corrente de carga pode ser acompanhada por uma corrente

de *spin*, ou seja, de um movimento líquido de momentos magnéticos (figura 2.8,b). Quando ocorre apenas transporte de *spin* sem qualquer transporte de carga, temos o que se chama de corrente pura de *spin* (figura 2.8,c).

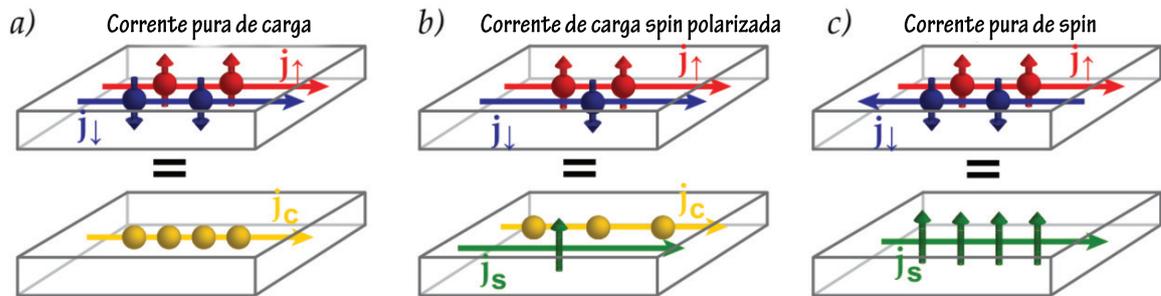


Figura 2.8 – Em (a) é representação de corrente de carga pura, em (b) uma corrente de carga *spin* polarizada e em (c) uma corrente de *spin* pura sem corrente de carga.

O transporte de elétrons *spin* polarizados ocorre de maneira natural em qualquer material para o qual exista um desbalanço nas populações de *spin* (*up e down*) no nível de Fermi. Este desbalanço ocorre comumente nos metais ferromagnéticos, pois a densidade de estados para os elétrons com *spin up e down* são quase idênticas, mas os estados estão deslocados em energia um em relação ao outro. Este deslocamento faz com que as bandas não sejam preenchidas da mesma forma e é a causa da existência do momento magnético resultante nos FM. Isto também explica porque os portadores de carga com *spin up e spin down*, no nível de Fermi, sejam diferentes em número, caráter (*up ou down*) e mobilidade. Esta diferença permite utilizar os metais FM como fonte de portadores de carga (SUAREZ, 2006).

A lei da conservação da carga elétrica é consequência da sua invariância, ou seja, quando um elétron se move de um lugar para outro sua carga permanece a mesma, além de definir a densidade de corrente de carga  $\vec{j}_c$  (SUN; XIE, 2005).

Ao tratarmos de corrente de *spin* deveremos definir a densidade de corrente de *spin* como  $\vec{j}_s$  na conservação do momento angular de *spin*. Na mecânica quântica não relativística o *spin* é uma quantidade conservada quando o momento angular orbital é congelado (AN et al., 2012). Essa condição de conservação de momento angular é uma aproximação que permite escrever a equação da continuidade do momento angular de *spin* da seguinte maneira:  $(d/dt)(\vec{M}) + \nabla \cdot \vec{j}_s = 0$ . Por meio dessa equação a densidade de corrente de *spin* pode ser definida, sendo  $\vec{M}$  a densidade de momento magnético (magnetização local) (MAEKAWA et al., 2012).

Em uma situação real, o momento angular de *spin* não é conservado devido à relaxação

do *spin*, assim como por processos de difusão de *spin*, de forma que a equação de continuidade torna-se:  $(d/dt)(\vec{M}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_s = \vec{T}$ . Esse termo adicional ( $\vec{T}$ ) na equação indica que o momento angular de *spin* não é mais conservado. Como o *spin* é uma grandeza vetorial e a corrente de *spin* é o fluxo de *spins*, então a corrente de *spin*  $\vec{j}_s$  é uma grandeza tensorial.

O transporte de *spin* e carga é diferente para metais não magnéticos, ferromagnéticos e semicondutores. A condutividade de metais não magnéticos independe de *spin* e não existe interação entre a corrente de *spin* e a corrente de carga. Já em ferromagnetos, a condutividade é dependente do *spin*, enquanto que em semicondutores é dependente de *spin* apenas na presença de uma acumulação de *spin* (ZAYETS, 2012).

Como observado anteriormente, as equações de transporte de *spin* e carga para materiais com condutividade dependente de *spin* são derivadas das leis de conservação. As equações de transporte de *spin* e carga descrevem a difusão de elétrons em regiões de maior concentração para regiões de menor concentração de *spin* e carga.

A seguir serão descritos alguns passos matemáticos com suas devidas considerações físicas para reforçar o entendimento a respeito de corrente de carga e de *spin*. Conforme Zayets (2012), um material pode ter diferentes condutividades  $\sigma_\uparrow$ ,  $\sigma_\downarrow$ , para *spin-up* e *spin-down*, que podem ser descritas como

$$\begin{pmatrix} \sigma_\uparrow \\ \sigma_\downarrow \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\sigma \left[ 1 + \beta \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \right], \quad (2.3)$$

onde definimos  $\sigma$  como a condutividade efetiva e  $\beta$  como a seletividade de *spin*,

$$\sigma = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow, \quad \beta = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow}. \quad (2.4)$$

Assumindo que dentro de cada banda de *spin* os elétrons estão em equilíbrio térmico, a difusão e a velocidade de deriva dos elétrons em faixas de *spin-up* e *spin-down* podem ser descritas por potenciais químicos dependentes do *spin*  $\mu_\downarrow$  e  $\mu_\uparrow$ . Ao invés de  $\mu_\downarrow$  e  $\mu_\uparrow$ , é mais conveniente usar o potencial químico de carga ( $\mu_c$ ) e o potencial químico de *spin* ( $\mu_s$ ) definidos como

$$\begin{pmatrix} \mu_\uparrow \\ \mu_\downarrow \end{pmatrix} = \mu_c \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + \mu_s \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

O  $\mu_c$  descreve a velocidade de deriva e a acumulação de cargas e o  $\mu_s$  descreve a difusão e a acumulação de *spin*. A difusão e a velocidade de deriva dos elétrons em cada banda de *spin* são descritos pela lei de Ohm

$$\vec{j}_{\uparrow,\downarrow} = \sigma_{\uparrow,\downarrow} \vec{\nabla} \mu_{\uparrow,\downarrow}, \quad (2.6)$$

sendo  $\vec{j}_{\uparrow,\downarrow}$  e  $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$  as correntes e condutividades para os elétrons com *spin-up* e *spin-down*, respectivamente.

O fluxo de carga e o fluxo de *spin* são descritos pela corrente de carga e de *spin*, respectivamente. Assim é possível obter esses valores conforme

$$\vec{j}_c = \vec{j}_{\uparrow} + \vec{j}_{\downarrow}, \quad \vec{j}_s = \vec{j}_{\uparrow} - \vec{j}_{\downarrow}. \quad (2.7)$$

Com as duas relações de (2.7) é possível definir três tipos distintos de configurações, conforme a figura 2.8.

Substituindo as relações (2.5) e (2.6) em (2.7), as correntes de carga e *spin* podem ser calculadas como

$$\begin{aligned} \vec{j}_c &= \sigma(\vec{\nabla}\mu_c + \beta\vec{\nabla}\mu_s), \\ \vec{j}_s &= \sigma(\vec{\nabla}\mu_s + \beta\vec{\nabla}\mu_c). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Para determinar a dissipação de carga e *spin* utiliza-se as equações de continuidade

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{j}_c = \frac{\partial\rho_c}{\partial t}, \quad \vec{\nabla}\cdot\vec{j}_s = \frac{\partial\rho_s}{\partial t}, \quad (2.9)$$

onde  $\rho_c$  e  $\rho_s$  são as densidades de carga e *spin*, respectivamente.

Para o caso estático não há dissipação de carga,

$$\frac{\partial\rho_c}{\partial t} = 0. \quad (2.10)$$

Devido a relaxação de *spin* (principalmente por espalhamento dependente de *spin*), há dissipação de *spin* mesmo no caso estático. Com isso, a densidade de *spin* não é conservada, logo

$$\frac{\partial\rho_s}{\partial t} = \frac{\sigma\mu_s}{\lambda_s^2}, \quad (2.11)$$

sendo  $\lambda_s$  definido como o comprimento de difusão intrínseco de *spin*.

As seguintes equações de transporte de carga e *spin*,

$$\begin{aligned} \nabla[\sigma(\nabla\mu_c + \beta\nabla\mu_s)] &= 0, \\ \nabla[\sigma(\nabla\mu_s + \beta\nabla\mu_c)] &= \frac{\sigma\mu_s}{\lambda_s^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

são obtidas substituindo (2.7), (2.10) e (2.11) em (2.9).

O parâmetro  $\beta$  caracteriza a dependência da condutividade com relação a polarização de *spin*. Para metais não magnéticos ( $\beta = 0$ ) não há dependência da condutividade com a polarização de *spin*. Para metais ferromagnéticos ( $\beta = \text{constante}$ ) existe essa dependência da condutividade com a polarização de *spin*. Já em materiais semicondutores ( $\beta = \text{não constante}$ ) a condutividade é dependente do *spin* apenas na presença de uma acumulação de *spin*.

## 2.4 Efeitos de retificação de *spin*

O SRE é um fenômeno que gera tensão dc devido a campos de micro-ondas ac incidentes em um ferromagneto condutor. Essa propriedade atrai a atenção devido à sua alta sensibilidade à ressonância ferromagnética, bem como sua relevância para spintrônica (SOH et al., 2015).

Harder et al. (2016) considera que esta tensão é devido ao acoplamento não linear entre a resistência dinâmica  $R[\vec{H}(t)]$  e a corrente dinâmica  $\vec{j}(t)$  geradas durante a FMR. A resistência oscilante é induzida por um campo magnético rf de micro-ondas  $\vec{h}$  via magnetorresistência anisotrópica (AMR), enquanto a corrente oscilante é induzida por um campo elétrico rf de micro-ondas  $\vec{e}$  via lei de Ohm (GUI et al., 2013).

Para entender a origem desse efeito, considere uma estrutura ferromagnética excitada por um campo de micro-ondas com frequência angular  $\omega$ . Os campos elétrico e magnético dentro da estrutura são representados por (HARDER et al., 2016),

$$\vec{e}(t) = \vec{e}_o e^{-i\omega t} \quad (2.13)$$

e

$$\vec{h}(t) = \vec{h}_o e^{-i(\omega t - \Phi)}, \quad (2.14)$$

sendo  $\Phi$  a diferença de fase entre  $\vec{h}$  e  $\vec{e}$  associada a perdas do sistema (JACKSON, 1999). O  $\vec{e}(t)$  gera uma corrente rf

$$\vec{j}(t) = \vec{j}_o e^{-i\omega t} = \sigma \vec{e}(t), \quad (2.15)$$

enquanto o  $\vec{h}(t)$  gera um torque na magnetização

$$\vec{m}(t) = \hat{\chi} \vec{h}(t), \quad (2.16)$$

fazendo com que ela precesse em torno da direção de equilíbrio. As condutividade e susceptibilidade do material em altas frequências são representadas pelas funções  $\sigma$  e  $\chi$ , respectivamente. Se a estrutura for uma monocamada simples, pode-se considerar como boa aproximação que  $\vec{h}(t)$  será o único responsável pela precessão da magnetização, apesar de existirem estudos que indicam a presença de torque devido ao acoplamento *spin*-órbita em sistemas de camada única (KUREBAYASHI et al., 2014). Em bicamadas ou junções túnel magnéticas onde uma corrente de *spin*  $\vec{j}_s(t)$  está presente, um torque adicional devido ao *spin* contribuirá para a precessão de magnetização, de modo que

$$\vec{m}(t) = \hat{\chi} \vec{h}(t) + \hat{\chi}_s \vec{j}_s(t), \quad (2.17)$$

com  $\chi_s$  sendo a susceptibilidade efetiva dependente da frequência devido à corrente de *spin*. Em virtude da magnetorresistência (MR), a precessão da magnetização produzirá uma resistência dinâmica,

$$R(t) = R[\vec{H}(t)], \quad (2.18)$$

a qual será dependente do campo magnético,

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_o + \vec{h}(t). \quad (2.19)$$

Como consequência, uma tensão média independente do tempo pode ser medida ao longo da direção da corrente,

$$V_{DC} = \left\langle \text{Re}\{j(t)\} \text{Re}\{R[\vec{H}(t)]\} \right\rangle = j_o \vec{h}_o \cdot \nabla R(\vec{H}_o) \left( \frac{\cos(\Phi)}{2} \right). \quad (2.20)$$

Com base nisso é possível observar nas ilustrações da figura 2.9 os três ingredientes dos efeitos de retificação de *spin*: (1) alguma forma de magnetorresistência, para que a resistência da heteroestrutura dependa da orientação da magnetização; (2) um torque que impulsione a magnetização rf, resultando em uma magnetorresistência variável no tempo; e (3) uma corrente rf que possa se acoplar à resistência rf e produzir uma tensão dc.

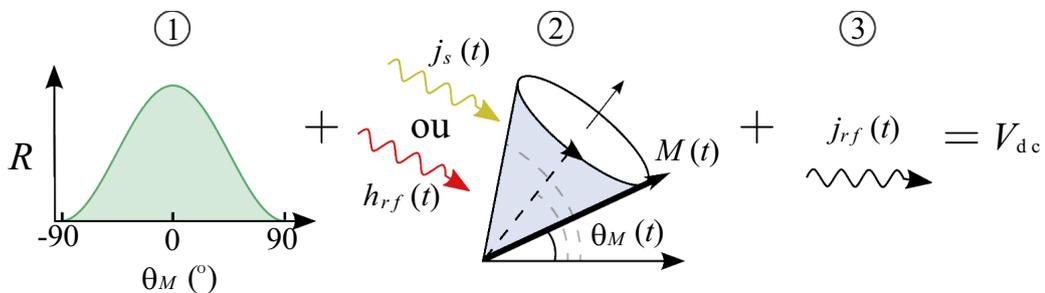


Figura 2.9 – Os ingredientes da retificação de *spin*. Em (1) os efeitos de magnetorresistência que resultam em uma dependência de orientação da magnetização na resistência da heteroestrutura ferromagnética. Em (2) a magnetização sendo conduzida por campos de frequência de microondas, a precessão resultante produzirá uma resistência rf e a magnetização pode ser conduzida por um torque de campo produzido por um campo magnético rf ( $h_{rf}$ ), ou por um torque de *spin* produzido por uma corrente de *spin* ( $j_s$ ). Em (3) a resistência rf pode acoplar-se de forma não linear a uma corrente rf ( $j_{rf}$ ) e produzir uma tensão retificada (HARDER et al., 2016).

Assim, qualquer combinação das suas componentes deve gerar um sinal independente do tempo proporcional à  $\text{Re}\{j\} \cdot \text{Re}\{R[\vec{H}]\}$  tomado na média temporal. A amplitude deste sinal depende da diferença de fase  $\Phi$  entre  $j$  e  $R$ , ou de maneira mais inicial entre  $\vec{j}$  e  $\vec{m}$ . Efeitos relacionados à  $\Phi$  são chamados de efeitos de retificação de *spin*, compreendidos a partir da relação trigonométrica  $\cos(\omega t) \cdot \cos(\omega t - \Phi) = [\cos(2\omega t - \Phi) + \cos(\Phi)]/2$  aproximando para

a contribuição de  $\cos(\Phi)/2$ . Basicamente, são efeitos que geram uma tensão dc através do acoplamento não linear entre campos de excitação rf, precessão dos *spins* e correntes de carga rf (HARDER et al., 2011). O termo ac está relacionado com o segundo harmônico da frequência aplicada. Alguns exemplos de SRE são os efeitos de magnetorresistência, como AMR, AHE e HE, presentes nas medidas de transporte que utilizam filmes finos magnéticos sob FMR, além de observadas em bicamadas FM/MN, com o MN tendo acoplamento spin-órbita. Para as bicamadas, além da corrente rf no ferromagneto, o campo elétrico rf induz uma corrente de carga na camada MN. Com isso, uma corrente de *spin* pode fluir para a camada FM controlando a precessão da magnetização por meio da transferência de torque do SHE.

## 2.5 Efeito Hall de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso

Em 1999, Hirsch utilizou o termo *Spin Hall Effect* (SHE) para apresentar, de uma maneira mais atraente, uma ideia que já havia sido prevista por Dyakonov e Perel em 1971. Nesta previsão, uma corrente elétrica poderia induzir uma corrente de *spin* em materiais com grande interação *spin*-órbita.

O SHE consiste no acúmulo de *spin* nas laterais da superfície de um material onde há transporte de carga elétrica. A observação experimental foi feita em semicondutores por Kato et al. em 2004 e por Wunderlich et al. em 2005. Em ambos os casos observou-se que uma corrente elétrica gerava um acúmulo de *spins* com polarizações opostas nas extremidades das amostras. No trabalho de Kato e colaboradores, em 2004, o efeito foi observado em um material semicondutor e não magnético, o arseneto de gálio. Elétrons com a mesma polarização de *spin* induzidos por um campo elétrico ( $\vec{E}$ ) foram detectados nas laterais desse semicondutor com o uso de um microscópio Kerr. Nesse tipo de microscópio a luz passa primeiro por um filtro ou polarizador, depois é refletida sobre a amostra e, por fim atravessa um segundo polarizador (analisador). Se a luz refletida sofrer alguma alteração no plano de polarização (rotação Kerr), após a amostra ser submetida ao  $\vec{E}$ , é detectada uma diferença de intensidade da luz em relação ao estado inicial sem campo. Também foi observado que essas polarizações eram fora do plano e tinham sinais opostos nos dois lados do semicondutor, consistente com as previsões de efeito Hall de *spin*. Uma diferença de potencial foi aplicada transversalmente às duas regiões com *spins* opostos para induzir o movimento eletrônico. Apesar de utilizar campo magnético no experimento, as medidas de efeito Hall de *spin* são obtidas no instante que esse campo magnético externo é nulo.

Já o experimento de Wunderlich et al. (2005), também utilizou um material semicondutor não magnético, porém com um arranjo experimental diferente. Nesse trabalho foi desenvolvido um diodo emissor de luz (LED) constituído por uma heteroestrutura de (Al,Ga)As/ GaAs. Conforme era aplicado um campo elétrico em uma determinada direção no LED, a luz emitida sofria uma alteração na sua polarização circular. A detecção era realizada por meio de um microscópio eletrônico de varredura, o qual analisava a diferença na intensidade da luz emitida devido a sua rotação da polarização.

O próximo passo foi a detecção elétrica do SHE, sendo observada primeiramente por Azevedo et al. (2005), no entanteo foram Valenzuela e Tinkham (2006) quem tiveram êxito ao explicar a injeção da corrente *spin*-polarizada de um ferromagneto (CoFe) para uma camada de Al, separadas por uma barreira túnel de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Um campo magnético foi aplicado fora do plano da amostra, gerando uma direção definida da injeção de *spins* do FM sobre o filme de Al. Uma tensão foi medida em dois pontos e a uma distância menor que o comprimento de difusão de *spin* do Al. Essa tensão resultou exclusivamente da conversão de corrente de *spin* em corrente de carga pelo SHE, sendo proporcional à componente de *spin* injetada e perpendicular ao plano definido pela corrente de *spin*.

O SHE consiste no aparecimento de uma acumulação de *spin* nas laterais da superfície de um material onde há transporte de carga elétrica. Por outro lado, o efeito inverso (ISHE) prevê a geração de corrente de cargas perpendicular à corrente pura de *spin*. O mesmo mecanismo de interação *spin*-órbita, responsável pelo SHE, seria responsável pelo efeito inverso, ISHE.

Conforme pode ser observado na figura 2.10a, uma corrente de carga ( $J_C$ ) não polarizada atravessa um condutor não-magnético e tem suas cargas acumuladas em extremidades opostas do condutor, gerando assim uma corrente pura de *spin* ( $J_S$ ) transversal à corrente de carga. A orientação dos *spins* nas extremidades do material é contrária em lados opostos. Se a direção da corrente elétrica ( $J_C$ ) é revertida, a direção da orientação dos *spins* também é revertida. O efeito inverso também ocorre (figura 2.10,b) se uma corrente pura de *spin* ( $J_S$ ) fluir pelo mesmo material. A interação *spin*-órbita gerará uma corrente Hall de carga ( $J_C$ ) transversal que produzirá um acúmulo de carga nas extremidades do material, caracterizando o ISHE.

O efeito Hall de *spin* manifesta-se através do surgimento de uma corrente de *spin* induzida por uma corrente de carga. Analogamente, uma corrente de *spin* pura deve gerar uma corrente de carga. Este é o chamado efeito Hall de *spin* inverso que foi observado em 2006 atra-

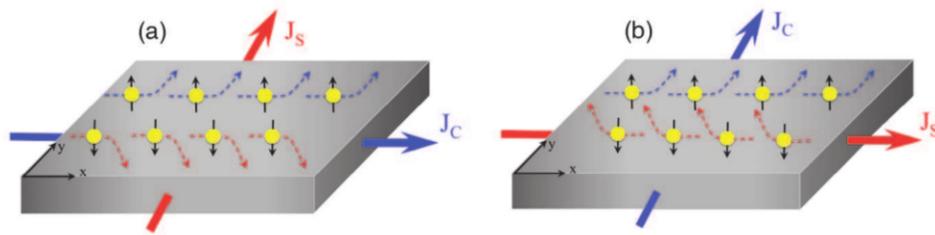


Figura 2.10 – Efeito Hall de *spin* (a) e efeito Hall de *spin* inverso (b).  $J_C$  = corrente de carga.  $J_S$  = corrente de *spin*. (VILELA, 2013).

vés de arranjos experimentais distintos (VALENZUELA; TINKHAM, 2006), (SAITOH et al., 2006), (ZHAO et al., 2006). Do ponto de vista prático, a detecção de uma corrente elétrica é mais simples do que a de uma corrente de *spin*. Para observarmos o ISHE, basta gerar uma corrente de *spin*. Para dar origem a tal corrente, Saitoh e colaboradores (2006) fizeram uso do chamado *spin pumping* (SILSBEE et al., 1979), (TSERKOVNYAK et al., 2002). O bombeamento de *spin* foi observado em 2005 por Azevedo et al. (AZEVEDO et al., 2005) porém sem uma explicação mais detalhada do fenômeno. Deve-se observar que a figura 2.10 não representa essa técnica de *spin pumping*. Este fenômeno ocorre quando um material FM que está em contato com um MN é colocado em ressonância ferromagnética (FMR). Parte do amortecimento da precessão da magnetização, que mantém a precessão constante quando o sistema está em FMR, pode ser atribuído à transferência de momento angular de *spins* que estão precessionando para elétrons de condução. Esta transferência polariza o *spin* dos elétrons de condução e a polarização pode então se propagar para o MN como uma corrente de *spin* pura. Esta técnica vem sendo muito utilizada nos últimos anos no estudo do SHE e do ISHE em sistemas FM/MN (WEI et al., 2014).

O ISHE não é observado apenas em materiais não-magnéticos. Materiais FM (AZEVEDO et al., 2014) e AFM (MENDES et al., 2014), (ZHANG et al., 2014) também são utilizados para detectar correntes de *spin*. A geração, manipulação e detecção destas correntes são requisitos básicos para o desenvolvimento da spintrônica, e os SHE surgem como excelentes ferramentas para realizá-los. Basicamente, necessitamos que um componente do sistema seja capaz de gerar a corrente de *spin* e que outro a converta em um sinal elétrico.

## 2.6 Ressonância ferromagnética - FMR

A primeira previsão da existência de ondas de *spin* foi feita por Felix Bloch em 1930, o qual mostrou que os estados de desvios coletivos de *spin* eram as excitações de menor energia num sistema ferromagnético, tendo efeito direto nas propriedades termodinâmicas. Em particular, ele previu que as ondas de *spin* seriam responsáveis por uma variação da magnetização com a temperatura na forma  $T^{3/2}$  em  $T \ll T_C$ . Por muitos anos procurou-se verificar a existência de ondas de *spin* através de medidas de  $M(T)$  - magnetização em função da temperatura, mas os resultados não eram conclusivos.

O efeito da FMR foi originalmente descoberto por Arkadyev (1912) que observou pela primeira vez a absorção de radiação de micro-ondas em meios ferromagnéticos. Onze anos depois, Dorfman (1923) deu a primeira interpretação teórica dos experimentos realizados. Griffiths (1946) e Zavoisky em 1946, observaram, independentemente, linhas de ressonância para o Ni, Fe e Co. Griffiths (1946) percebeu que a ressonância ferromagnética era causada pela interação dos momentos magnéticos em precessão com um campo magnético sob uma frequência de micro-onda (YAGER; BOZORTH, 1947). Mesmo que sua intenção fosse medir a permeabilidade de metais ferromagnéticos em comprimentos de onda de cerca de 1-3 cm (que acabou verificando esse novo fenômeno), houve um grande interesse no estudo de materiais ferro e ferromagnéticos com técnicas de micro-ondas. Posteriormente Kittel em 1947 e 1948, generalizou a teoria que havia sido proposta originalmente por Landau-Lifshitz (1935), mostrando que a frequência de ressonância está em estreito acordo com a frequência de Larmor (VONSOVSKII, 1966).

Na presença de um campo magnético externo  $\vec{H}(t) = \vec{H}_o + \vec{h}(t)$  (onde  $\vec{h}(t)$  é orientado perpendicularmente ao campo estático  $\vec{H}_o$ ) os momentos magnéticos do material FM tendem a precessionar em torno de sua posição de equilíbrio. Desta forma o modo excitado de mais baixa energia é aquele de fase constante para todos os *spins* (figura 2.11,a). Este modo de excitação é denominado modo uniforme de um FM em FMR (GUIMARÃES, 1998). A dependência espacial da fase para os modos de precessão caracteriza as ondas de *spin* (figura 2.11,b).

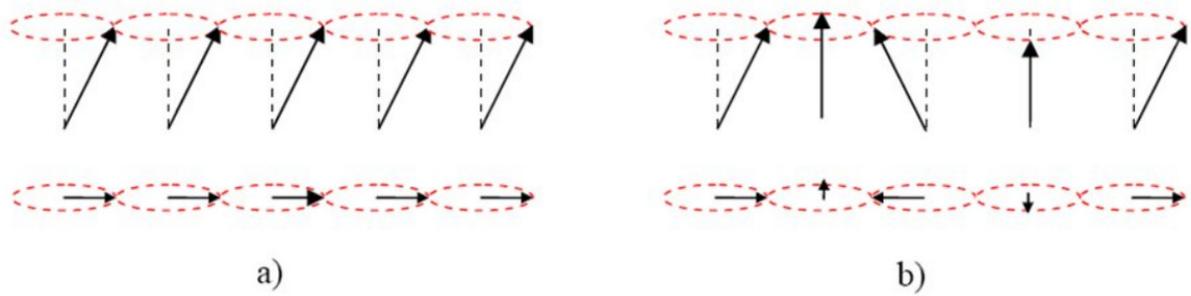


Figura 2.11 – (a) Excitação de fase constante ou modo de precessão uniforme. (b) Modo de onda de *spin* adaptado de (GUIMARÃES, 1998).

A ressonância ferromagnética consiste na absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético. Esta absorção ocorre na presença de um campo magnético estático  $\vec{H}_o$ , em torno do qual o momento magnético total ( $\vec{M}$ ) do material precessiona. A precessão de  $\vec{M}$  é descrita por (BLUNDELL, 2001):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_o) \quad (2.21)$$

sendo  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  a razão giromagnética.

A absorção ressonante ocorre quando a frequência da precessão coincide com a frequência do campo de radiação eletromagnética  $\vec{h}(t)$ , que é aplicado perpendicularmente ao campo estático  $\vec{H}_o$  (figura 2.12). Esta frequência localiza-se na região de micro-ondas (FERMIN et al., 1999).

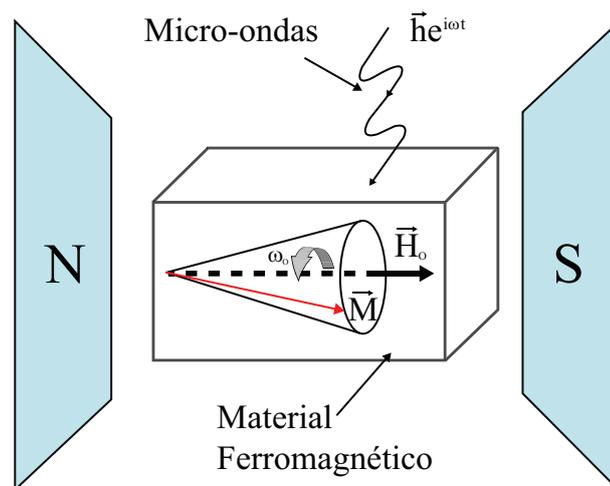


Figura 2.12 – Material ferromagnético sob um campo magnético estático  $\vec{H}_o$  sobreposto a um campo oscilante  $\vec{h}(t)$ .

Partindo da equação do movimento de precessão (2.21) encontramos que um conjunto de momentos magnéticos na presença de um campo magnético estático precessiona na frequência angular  $\omega_o$  (de Larmor) (LEVITT, 2008):  $\omega_o = \gamma H_o$ . Assim, ao incidir no sistema radiação eletromagnética de frequência  $\omega$  igual a esta frequência de precessão (ou seja,  $\omega = \omega_o$ ) a radiação terá máxima absorção pelo material FM (ressonância). A equação completa que também contempla o termo de amortecimento foi proposta por Landau e Lifshitz em 1935, com a seguinte formulação

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \lambda \frac{\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})}{M_s^2}. \quad (2.22)$$

Esse termo adicional é um torque devido aos mecanismos de perda que fazem a magnetização retornar ao seu estado relaxado, situação de alinhamento entre  $\vec{M}$  e  $\vec{H}_{ef}$ . A constante de amortecimento de Landau-Lifshitz é  $\lambda$ , a magnetização de saturação é  $M_s$  e o campo magnético efetivo  $\vec{H}_{ef}$  é o campo resultante que interage com a magnetização. Diferentemente do  $\vec{H}_o$ , o  $\vec{H}_{ef}$  é resultante de campos externos aplicados e campos internos como o desmagnetizante, de anisotropia magnetocristalina e outros particulares de cada sistema.

Havia um problema com a equação 2.22, no limite de  $\lambda \rightarrow \infty$ , ela divergia, não fazendo sentido físico. Então, Gilbert propôs em 1955 uma formulação diferente para a dinâmica da magnetização. Observando que a equação conservativa que descreve a precessão da magnetização (2.21) poderia ser derivada de métodos lagrangianos e as coordenadas generalizadas seriam as componentes do vetor magnetização ( $M_x, M_y, M_z$ ). Desse modo, a forma mais simples e direta para introduzir um termo de dissipação é considerar uma espécie de força viscosa, com componentes proporcionais às derivadas temporais das coordenadas generalizadas. A solução que Gilbert encontrou foi usar um termo que é dependente da derivada temporal da magnetização. Assim, mesmo quando o amortecimento ( $\alpha$ ) é grande,  $d\vec{M}/dt$  tende a zero. A equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) é escrita da seguinte maneira

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) + \frac{\alpha}{M_s}(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}). \quad (2.23)$$

Na figura 2.13 estão ilustradas as contribuições da equação 2.23 em que a precessão da magnetização não é constante ao longo do tempo. A precessão da magnetização é amortecida através de processos de perda de energia, e  $\vec{M}$  tende a se alinhar com o campo  $\vec{H}_{ef}$ .

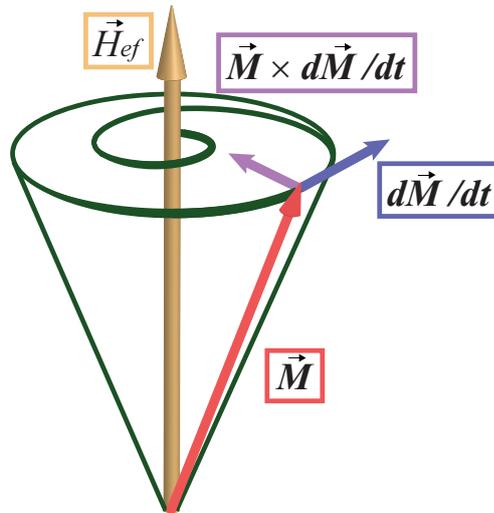


Figura 2.13 – Precessão da magnetização com amortecimento em torno do campo magnético efetivo (adaptada de (KIM, 2010)).

Em um experimento típico de FMR, um campo magnético de radiação de micro-ondas é aplicado perpendicularmente a um campo magnético estático externo ( $\vec{H}_o$ ), de maneira que esse campo de micro-ondas perturbe os *spins*, os quais foram alinhados inicialmente pelo campo  $\vec{H}_{ef}$ . Quando a frequência de radiação se aproxima da frequência do modo uniforme, o campo de micro-ondas faz com que os *spins* precessionem e a amostra absorve a energia da radiação de micro-ondas. Por isso a ressonância é caracterizada por uma linha de absorção. Uma das informações importantes que se obtém com FMR é a largura de linha, que está relacionada aos mecanismos que promovem a relaxação da magnetização. O outro parâmetro importante é o campo de ressonância da linha de absorção que dá informações sobre as anisotropias do material em estudo.

## 2.7 Spin pumping

A equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) é a equação fundamental da dinâmica de magnetização. Em 1999, Myers et al. mostraram que o parâmetro de amortecimento de Gilbert em uma estrutura de Co/Cu/Co, sendo Cu o material não magnético, apresentou um valor diferente para o Co. Eles observaram que tal resultado estava de acordo com as previsões de que uma corrente *spin* polarizada exerce um torque na interface entre um metal magnético e outro não magnético, devido a interação de troca local entre os elétrons de condução e os momentos magnéticos.

O mecanismo de bombeamento de *spin*, *spin pumping* em inglês, foi primeiramente

proposto por Tserkovnyak et al., em 2002. Os autores propuseram que a precessão da magnetização em ferromagnetos pode transferir uma corrente de *spin* pura para um meio metálico não-magnético adjacente. Esse bombeamento acarreta em aumento da constante de amortecimento de Gilbert na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. Com os cálculos realizados foi possível explicar os dados experimentais que haviam sido apresentados por Mizukami et al. (2001).

Tserkovnyak et al. (2002) consideraram primeiramente um sanduíche de três camadas (MN-FM-MN) (figura 2.14), sem a existência de tensão de bias, sem fluxo de corrente de carga ou *spin* enquanto a magnetização estivesse constante no tempo. Quando a direção da magnetização começa a precessionar, devido a uma excitação externa, uma corrente de *spin*  $\vec{I}_s$  será bombeada para fora do material FM. Essa corrente penetra no material MN conforme o valor da condutância de *spin pumping* ( $A$ ) do MN, que depende de parâmetros complexos ( $A \equiv A_r + iA_i$ ). Sendo  $\vec{I}_s$  definida como

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left( A_r \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - A_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right), \quad (2.24)$$

onde  $\vec{m} = \vec{m}(t) = \vec{M}/M_s$  é o vetor unitário na direção da magnetização, com  $M_s$  a magnetização de saturação e  $A \equiv A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}$  é condutância de *spin pumping*, a qual depende dos coeficientes de reflexão e transmissão para elétrons com *spin-up* ou *spin-down* no MN. Esse processo pode ser visto como a polarização de elétrons de condução em um MN.

Essa teoria é baseada em sistemas adiabáticos de bombeamento de carga em que a dependência temporal do sistema é lenta comparada ao tempo de resposta característica (BROUWER, 1998). Neste caso, os elétrons (*spins*) no interior do MN sempre estarão em equilíbrio com a magnetização, ou seja, precessionando na interface entre FM e MN. Outra forma de entender essa consideração adiabática é por meio do tempo de permanência média de um elétron em um sítio atômico no MN em relação ao período de precessão da magnetização do FM. Enquanto a magnetização dá um giro o elétron salta  $10^6$  sítios.

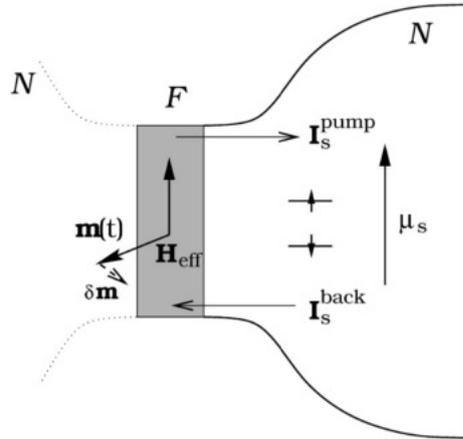


Figura 2.14 – Na trcamada MN-FM-MN, o metal normal do lado esquerdo não será considerado inicialmente para fins de simplificação. A corrente de *spin pumping*  $\vec{I}_s$  e o acúmulo de *spin*  $\mu_s$  são mostrados no lado direito do MN.  $H_{eff}$  é o campo magnético efetivo que inclui o campo externo, campo de desmagnetização e campo de anisotropia cristalina (TSERKOVNYAK et al., 2002).

O regime oposto ao caso adiabático inicial seria a situação em que o tempo para relaxação de *spin* é maior do que o período da precessão da magnetização. Nessa situação a taxa de injeção de *spin* é maior que a taxa de dissipação. Essa situação gera um acúmulo de *spin* local líquido  $\mu$  sobre a camada MN. Esse acúmulo  $\mu$  tem que se difundir, podendo ser no próprio MN ou retornar para o FM. Se retornar para o FM é chamada de corrente de *spin back*  $I_s^{back}$ , sendo a corrente total de *spin* nada mais que o fluxo total de *spin* transferido na interface (COSTACHE et al., 2008),

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{back}. \quad (2.25)$$

O efeito proposto por Tserkovnyak et al. (2002) foi observado em 2005 por Azevedo et al.; no entanto, a afirmação que o sinal detectado devido ao *spin pumping* era o ISHE foi realizada por Saitoh et al. em 2006. Saitoh sugeriu usar o efeito de *spin Hall* inverso, a partir de uma corrente de *spin* para gerar uma corrente de carga acessível a eletrônica convencional. Os autores utilizaram um filme fino de  $Ni_{81}Fe_{19}$  como gerador de uma corrente de *spin* para um filme de Pt. Uma diferença de potencial elétrica foi gerada no filme de Pt devido a ressonância ferromagnética do filme de NiFe e esse efeito foi atribuído ao ISHE no filme de Pt.

## 2.8 Modificações na equação de LLG devido ao *spin pumping*

A corrente de *spin* para fora do FM carrega momento angular perpendicular à direção de magnetização. De acordo com a conservação do momento angular, os *spins* injetados via  $\vec{I}_s$ , correspondem a um torque ( $\vec{\tau} = -\vec{I}_s$ ) no FM. Se processos de relaxação de *spin* interfacial como *spin-flip* não forem considerados, o torque será totalmente transferido para a precessão da magnetização coerente. Logo, a precessão da magnetização do FM, descrita pela equação de LLG, pode ser alterada com um termo a mais de amortecimento. Após incluir esse termo, a equação LLG pode ser escrita da seguinte maneira (TSERKOVNYAK et al., 2002)

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\vec{m} \times \vec{H}_{ef} + (\alpha_o + \alpha')\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \gamma\vec{I}_s, \quad (2.26)$$

sendo  $\vec{I}_s$  a corrente total de *spin* que inclui a corrente de *spin pumping* e a corrente de retorno  $\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{back}$ ,  $\vec{H}_{ef}$  o campo magnético efetivo,  $\alpha_o$  o valor intrínseco da constante de amortecimento do material FM e  $\alpha'$  o amortecimento adicional causado pelo *spin pumping*. Na prática isso resulta no aumento da largura de linha do espectro de FMR.

## 2.9 Separação do ISHE por duas técnicas - método angular e universal

Nessa seção serão apresentadas duas técnicas para extrair o valor da tensão ISHE, o método angular e o universal (ZHANG et al., 2016). O ISHE é um efeito que tem suas tensões elétricas geradas por desequilíbrio de *spin* (HIRSCH, 1999). Para produzir a corrente de *spin*, o bombeamento de *spin* por irradiação de micro-ondas num FM em contato com outro metal não magnético adjacente foi proposto por Ando et al. (2011) e Kurebayashi et al. (2011). Este foi um avanço neste campo, porque os *spins* são efetivamente injetados dos metais FM para MN. A tensão dc é gerada no MN devido ao efeito ISHE, que segue a forma de linha do espectro de ressonância (FMR) para o FM. Logo depois, foi identificado que nas bicamadas FM/MN, a tensão não tinha somente contribuição do ISHE, mas também de efeitos de retificação de *spin* (HARDER et al., 2011). As tensões do SRE não podem ser desprezadas e suprimidas, exceto em casos especiais em que o campo elétrico de micro-ondas é zero, como no centro de uma cavidade ressonante de micro-ondas no modo de campo elétrico transversal  $TE_{011}$  (SAITOH et al., 2006). No entanto, é difícil explorar as características da frequência da bicamada FM/MN com a cavidade de micro-ondas porque a cavidade só funciona em torno de sua frequência de ressonância. Por isso é conveniente estudar o ISHE em diferentes frequências com guias de

ondas coplanares (CPW) (HARDER et al., 2011) ou em *microstrip* (SOH et al., 2014a). O sinal ISHE é, na maioria dos casos, misturado ao SRE porque esse não pode ser desprezado em uma linha de transmissão e pode contribuir com voltagens na mesma forma de linha do ISHE. Então, é necessário extrair o sinal ISHE do sinal misturado. As complexidades da separação dos dois efeitos foram resolvidas pelos trabalhos de Harder et al. (2011) e Soh et al. (2014a).

Logo depois foi demonstrado que os dois efeitos têm diferentes dependências com a direção do campo magnético estático. Assim, a rotação do campo no plano do filme (método angular) pode ser usada para separar os dois efeitos. Outro método generalizado foi proposto por Bai et al. (2013), onde as diferentes simetrias angulares e de campo foram usadas para separar as duas contribuições, não dependendo da aproximação linear e podendo ser usado nos casos de alta potência para estudar efeitos não lineares. No entanto, nesse método é necessário ter precisão no controle da direção do campo magnético e várias medidas são necessárias.

Outro método foi proposto por Zhang et al. (2016) para separar a tensão SRE e ISHE, simplificando a medição para duas etapas (método universal). O SRE apresenta contribuições Lorentzianas e dispersivas enquanto o ISHE apresenta apenas contribuições Lorentzianas. Assim, o sinal é uma mistura de funções par e ímpar, tendo o ISHE apenas característica ímpar da direção de injeção de *spin*, e o SRE é independente da direção. Logo, ao inverter a direção da injeção de *spin* também será invertido o sinal da tensão  $V_{DC}^{ISHE}$ , enquanto o  $V_{SRE}$  não sofre alterações. Essas tensões também são funções das frequências de micro-ondas, mas sua relação permanece quase constante.

A magnetorresistência anisotrópica é uma das propriedades de simetria da tensão medida (HARDER et al., 2011). Sua contribuição para a tensão dc é devido às diferenças de fase da corrente ( $\vec{j}$ ) gerada pela micro-onda e precessão da magnetização ( $\vec{M}$ ), a qual se origina da invariância rotacional do FM como no modelo de duas bandas (JAN, 2001) para o transporte de *spin*. A tensão  $V_{SRE}$  pode ser expressa por

$$V_{SRE} \propto \langle (\vec{m} \cdot \vec{e}_z) j_z \rangle \vec{e}_z \cdot \vec{e}_H, \quad (2.27)$$

onde  $\vec{m} = \vec{M}(t) - \vec{M}$  é a magnetização bombeada por FMR, que se propaga no FM e do FM para a camada MN.  $\vec{e}_{z,H}$  são as direções dos eixos z no sistema de coordenadas e o campo magnético estático ( $\vec{H}$ ), conforme a figura 2.15. A difusão do *spin* do FM para o MN gera um aumento na tensão dc devido ao acoplamento *spin*-órbita. A tensão ISHE é expressa por

$$V_{ISHE} \propto (|\vec{m} \cdot \vec{e}_H| \omega_r) \vec{e}_z \cdot (\vec{e}_y \times \vec{e}_H), \quad (2.28)$$

onde  $\omega_r$  é a frequência angular FMR em que a  $V_{ISHE}$  está envolvida.

Existe outra contribuição importante que é o AHE, o qual pode ser escrito como

$$V_{AHE} \propto \langle \vec{m}_y j_z \rangle. \quad (2.29)$$

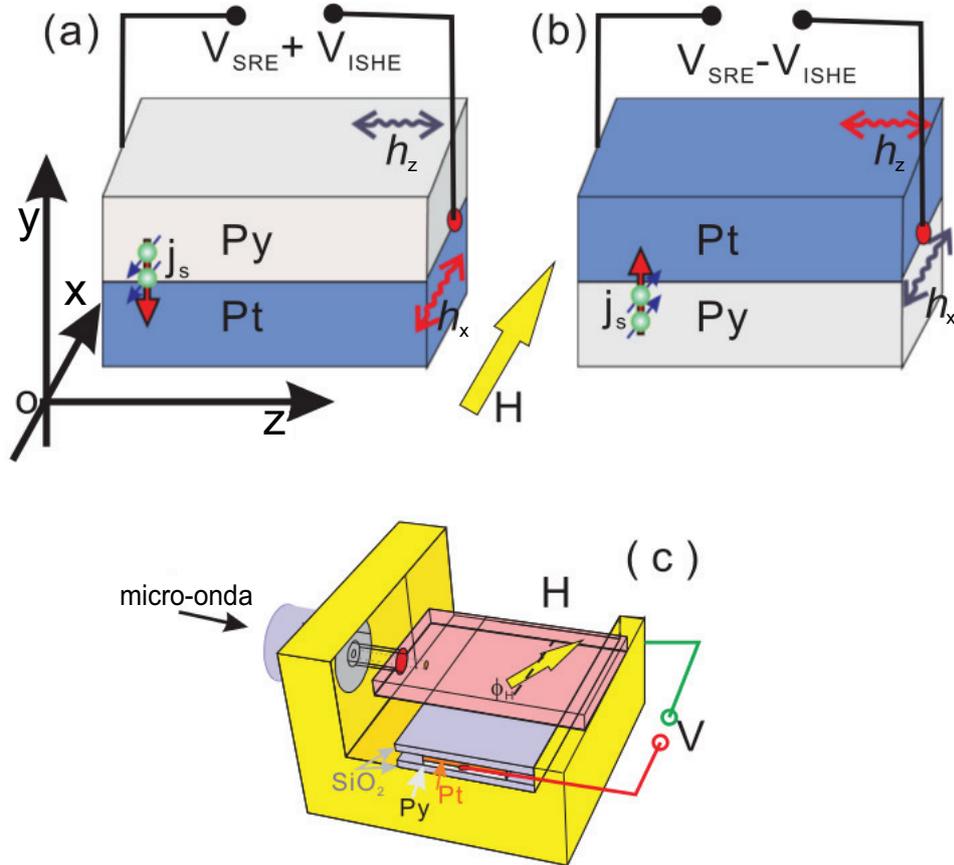


Figura 2.15 – Esboço para a tensão dc induzida na bicamada FM/MN. Em (a) são indicadas as amostras normalmente posicionadas para cima, em (b) amostras viradas para baixo. Também há indicação que a tensão devido ao ISHE inverte de sinal quando a direção de injeção de corrente de *spin* muda, porém a tensão devido aos efeitos de retificação permanece igual. Em (c) é mostrada uma *microstrip* em curto-circuito (ZHANG et al., 2016).

A tensão total ( $V_{VT}$ ) é expressa como a soma de todas:  $V_{VT} = V_{SRE} + V_{AHE} + V_{ISHE}$ .

Como pode ser observado nas equações 2.27, 2.28 e 2.29, a  $V_{ISHE}$  é uma função ímpar na direção  $\vec{e}_y$ , enquanto  $V_{SRE,AHE}$  são independentes de  $y$ . Isso é bem compreensível porque  $\vec{e}_y$  está relacionado à direção de difusão de *spin*, mas é irrelevante para produzir  $V_{SRE}$  e  $V_{AHE}$ . Assim, apenas a direção de difusão de *spin* é invertida como na figura 2.15(b) em relação ao sistema de coordenadas e a nova tensão total invertida será expressa por:  $V_{VT}^I = V_{SRE} + V_{AHE} - V_{ISHE}$ . Neste caso, as contribuições de tensão simetricamente dependentes podem ser separadas com uma soma e uma subtração de duas medidas. Na sequência desse desenvolvimento será

denotado o uso de  $V_{SRE}$  para ambos SRE e AHE, e quando necessário se especificará a tensão AHE. Assim, a configuração da medida com a amostra para cima será denominada *up* e a configuração com a amostra virada para baixo será denominada *down*. Então a tensão total  $V_{VT}^{UP}$  será expressa como a soma das contribuições SRE e ISHE, definida como

$$V_{VT}^{Up} = V_{SRE} + V_{DC}^{ISHE}. \quad (2.30)$$

Quando a injeção da corrente de *spin* é invertida (posição *down*), a nova tensão torna-se

$$V_{VT}^{Down} = V_{SRE} - V_{DC}^{ISHE}. \quad (2.31)$$

As contribuições simétricas podem ser separadas com a soma e a subtração das medidas *up* e *down*,

$$V_{SRE} = \frac{1}{2}(V_{VT}^{Up} + V_{VT}^{Down}) \quad (2.32)$$

$$V_{DC}^{ISHE} = \frac{1}{2}(V_{VT}^{Up} - V_{VT}^{Down}). \quad (2.33)$$

Para exemplificar o método universal (*up* - *down*) será utilizada a medida extraída de Zhang et al. (2016), representada pela figura 2.16. Na medida da tensão da monocamada ferromagnética de Py (figura 2.16,a), apenas o SRE foi gerado. A tensão medida no filme na configuração *up* é mostrada como círculos abertos. O ajuste que resulta na linha vermelha fitada sobre as medidas dessa monocamada mostra que é uma combinação dispersiva e Lorentziana. A contribuição relativa de cada uma dessas funções obedece a uma função do ângulo de fase da contribuição elétrica da micro-onda e a corrente (HARDER et al., 2011). Quando a amostra é girada para a posição *down*, o sinal da tensão permanece o mesmo e a nova medida é dada em cima da anterior com quadrados pretos preenchidos, o que é esperado pela simetria da tensão SRE.

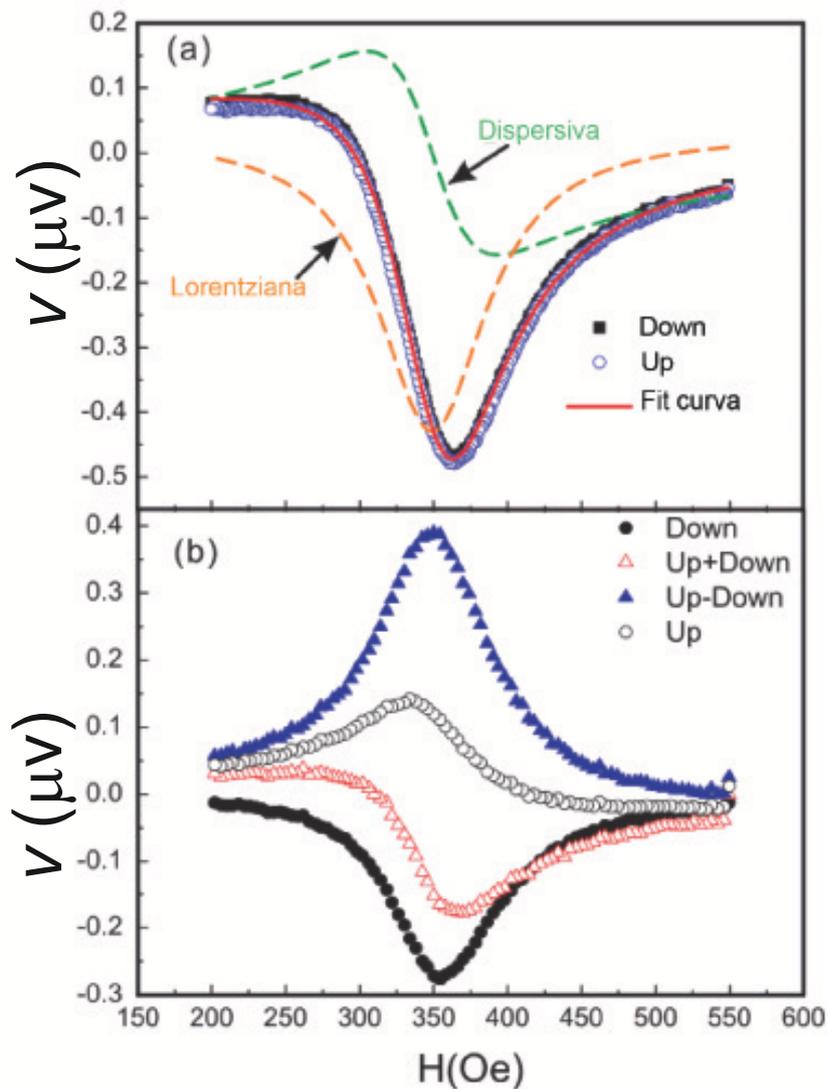


Figura 2.16 – Medidas das voltagens para diferentes campos magnéticos aplicados para obter o campo de FMR na frequência de 5,2 GHz aplicado na *microstrip*. Na parte (a) são observadas duas medidas *up* e *down* para o material FM (Py) sobre um substrato de  $\text{SiO}_2$ . Na parte (b) são observadas duas medidas *up* e *down* para uma bicamada FM/MN (Py/Pt) sobre o mesmo substrato e também representadas pela figura 2.15 (ZHANG et al., 2016).

O sinal das tensões medidas na bicamada (Py/Pt) sobre a configuração *up* e *down* pode ser observado na figura 2.16(b). A clara diferença entre as duas curvas provém da direção de difusão de *spin* com relação a sua orientação relativa ao sistema de coordenadas. Assim, as contribuições do ISHE e SRE podem ser obtidas por subtração (*up* - *down*) ou soma (*up* + *down*) das duas curvas, respectivamente. Mas essa acentuada diferença dos sinais das medidas *up* e *down* não é tão evidente para todos os sistemas FM/MN. A bicamada Py/Pt foi usada com a finalidade de evidenciar muito bem as diferenças entre as medidas *up* e *down*. Isso por ter a Platina um grande acoplamento *spin*-órbita. Para sistemas em que o acoplamento é menor, a diferença entre as medidas *up* e *down* podem ser de menor valor, como por exemplo Py/FeMn.

A figura 2.17 representa parte do aparato experimental responsável pela variação angular e a figura 2.18, extraída de Zhang et al. (2016), apresenta as tensões separadamente para diferentes ângulos. Os dados foram processados a partir de conjuntos de medidas em diferentes ângulos do campo magnético. Em cada um desses ângulos fixos, uma varredura do campo magnético foi realizada e, posteriormente, ajustada essa medida ao modelo teórico, separando em duas componentes  $A_L$  e  $A_D$  da tensão. Então sua tensão total  $V_{VT}$  para diferentes campos magnéticos é dada por uma forma de linha Lorentziana e dispersiva:

$$V_{VT} = A_L L + A_D D, \quad (2.34)$$

sendo

$$L = \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2} \quad (2.35)$$

$$D = \frac{\Delta H(H - H_r)}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2}. \quad (2.36)$$

A quantidade  $\Delta H$  é a largura de linha a meia altura do pico de ressonância FM, e  $H_r$  é o campo de ressonância. A equação 2.34 foi ajustada aos dados experimentais. As amplitudes de  $A_L$  e  $A_D$  para cada ângulo são mostradas na figura 2.18.

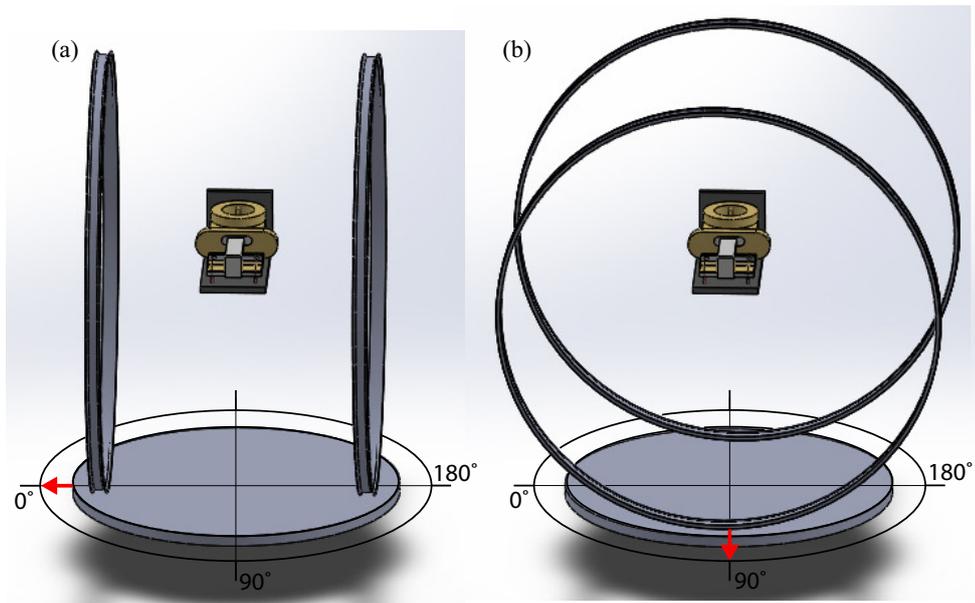


Figura 2.17 – Variação angular do campo magnético externo ( $\phi_H$ ) gerado por um par de bobinas de Helmholtz. As duas posições representam as bobinas nos ângulos 0 graus em (a) e 90 graus em (b). A medida angular é realizada girando as bobinas de Helmholtz a cada 10 graus no entorno da *microstrip* que é mantida fixa no centro.

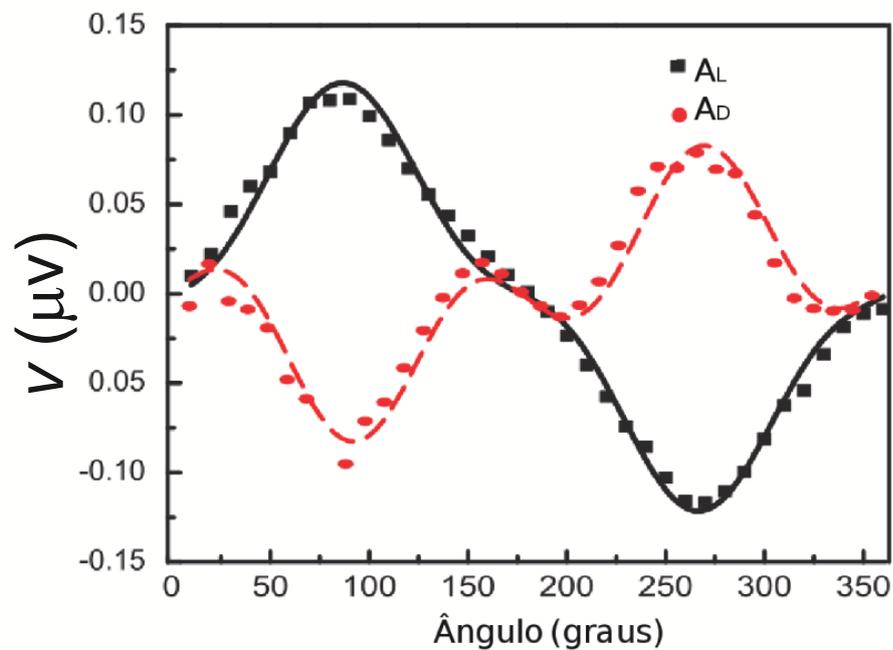


Figura 2.18 – Variação angular do campo magnético externo ( $\phi_H$ ). Cada medida da tensão tem duas contribuições, uma Lorentziana  $A_L$  e uma dispersiva  $A_D$ . A amostra é a mesma do método universal, Pt/Py sobre substrato de  $\text{SiO}_2$ . As linhas sólidas representam os ajustes teóricos às contribuições experimentais (ZHANG et al., 2016).

As contribuições do ISHE e do SRE na tensão são obtidas ajustando as equações 2.37 e 2.38 aos dados experimentais, que são os quadrados pretos e círculos vermelhos da figura 2.18, às seguintes equações:

$$A_L = -\sin \Phi [V_{AMR}^x \sin \phi_H \cos 2\phi_H - V_{AMR}^z \sin \phi_H \cos 2\phi_H] - V_{AHE} \cos \Phi \sin \phi_H + V_{DC}^{ISHE} \sin^3 \phi_H, \quad (2.37)$$

$$A_D = +\cos \Phi [V_{AMR}^x \sin \phi_H \cos 2\phi_H - V_{AMR}^z \sin \phi_H \cos 2\phi_H] - V_{AHE} \sin \Phi \sin \phi_H. \quad (2.38)$$

Os parâmetros  $V_{AMR}^x$  e  $V_{AMR}^z$  se referem as respectivas contribuições devido a corrente de micro-ondas  $\vec{j}_x$  e  $\vec{j}_z$  no plano da AMR. As contribuições devido ao efeito Hall anômalo são representadas por  $V_{AHE}$  e as contribuições de ISHE por  $V_{DC}^{ISHE}$ . A diferença de fase entre a corrente de micro-onda  $\vec{j}$  e a contribuição magnética  $\vec{h}$  é denominada  $\Phi$ .  $\phi_H$  é o ângulo entre o campo magnético externo e a componente magnética da micro-onda.

Um protocolo de como são realizados ajustes e extração dos parâmetros para o método angular é encontrado no anexo **A.4**.

### 3 APARATOS EXPERIMENTAIS

#### 3.1 *Magnetron Sputtering*

Uma das técnicas utilizadas para a produção de filmes finos é a de pulverização catódica (*sputtering*), por permitir uma excelente reprodutibilidade, boa aderência dos filmes ao substrato, e o controle da espessura. No processo básico de pulverização catódica, um alvo (ou cátodo) é bombardeado por íons energéticos vindos de um plasma, situado em frente ao alvo. O processo de bombardeamento provoca a remoção de átomos do alvo, que é o *sputtering* e esses átomos do alvo podem ser condensados num substrato formando filmes finos (KELLY; ARNELL, 2000). Isso ocorre porque um determinado íon, normalmente o gás nobre argônio (Ar), é acelerado por meio de uma diferença de potencial, fazendo com que ele colida sobre o material (alvo) que se deseja depositar. Esse choque fará com que ocorra o espalhamento dos átomos do alvo em todas as direções, e uma parte acabará atingindo o substrato e formando o filme fino. A figura 3.1 apresenta um esquema representativo básico da técnica de *sputtering*.

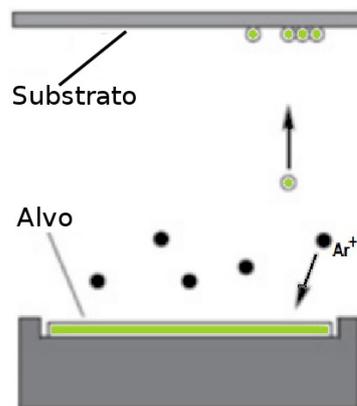


Figura 3.1 – Representação da deposição de átomos no substrato por *sputtering*.

Como o material do alvo é espalhado em todas as direções, há uma baixa eficiência no processo, gerando uma baixa taxa de deposição no substrato. Para minimizar estas perdas e tornar a taxa de deposição mais estável e eficiente é utilizado um campo magnético externo para controlar a trajetória dos íons de Ar. O campo magnético, produzido por ímãs, faz com que os elétrons fiquem mais próximos do alvo, aumentando a taxa de ionização do gás, evitando também que os elétrons sejam atraídos para o substrato. Quando este campo magnético externo é inserido no sistema de *sputtering*, a técnica passa a ser denominada *magnetron sputtering*.

Esse sistema de ímãs se encontra junto aos canhões e logo abaixo do alvo. A configura-

ção das linhas de campos gerada pelos ímãs é indicada pelas linhas com setas pretas na figura 3.2.

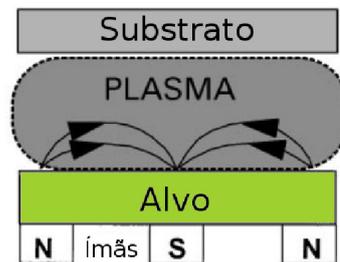


Figura 3.2 – Representação do *magnetron sputtering* (KELLY; ARNELL, 2000).

Os filmes finos utilizados neste estudo foram produzidos no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos – LMMM da UFSM utilizando a técnica de *magnetron sputtering*, conforme o esquema da figura 3.3. É possível visualizar o computador que controla os motores de passo; o controlador de fluxo de Ar; alvos sobre os dois canhões; dois substratos de vidro fixos ao porta substrato; um manômetro capacitivo (Baratron) para medida da pressão durante a deposição; um sensor de baixa pressão; o sistema de vácuo e o *shutter* (disco com um orifício) que permite iniciar e interromper a exposição do substrato ao plasma.

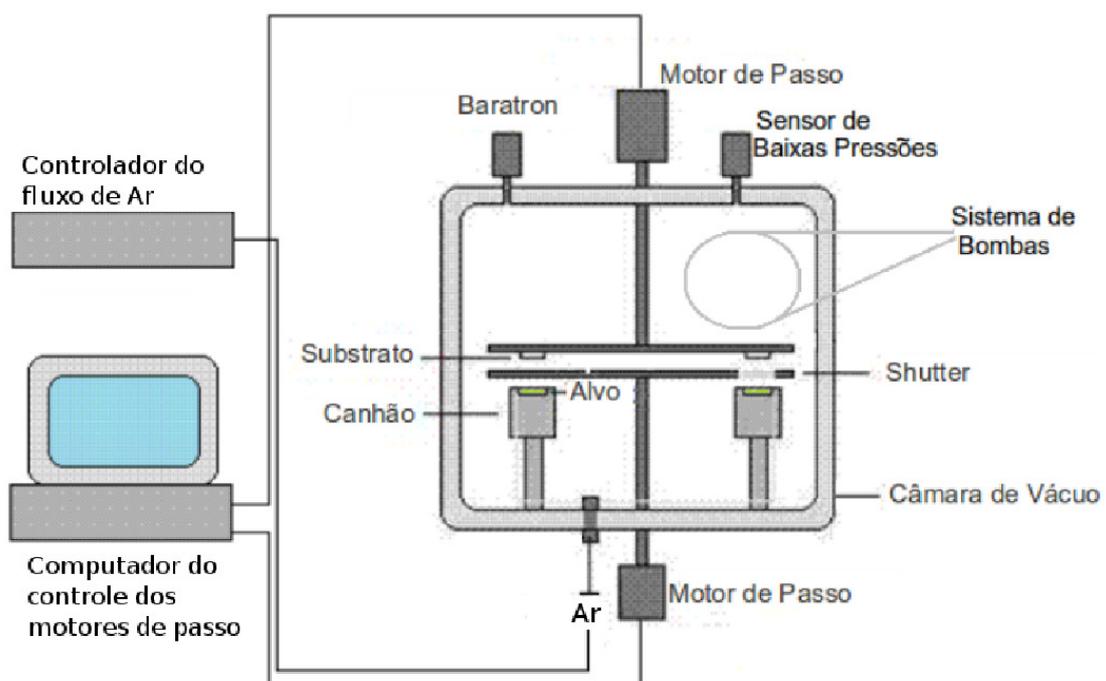


Figura 3.3 – Esquema dos equipamentos utilizados na produção dos filmes finos por *magnetron sputtering*.

O processo de deposição dos filmes pode ser resumido da seguinte forma:

- Abrir a câmara previamente aquecida.
- Posicionar e fixar os alvos de FeMn, NiFe, Ta sobre os canhões.
- Conectar as fontes de alimentação DC (Advance Energy MDX500) aos canhões.
- Colocar as lamínulas de vidro entre dois ímãs permanentes fixos a uma calha de ferro parafusada no porta substrato. O sistema de ímãs permanentes e paralelos tem o objetivo de induzir uma direção de anisotropia magnética no filme. O campo estático entre esses ímãs é de 1,5 kOe.
- Posicionar e prender o *shutter* ao motor de baixo.
- Inserir o porta substrato na câmara e prendê-lo ao motor de passo superior.
- Fechar a câmara e iniciar o procedimento de bombeamento. Primeiro estágio até  $10^{-2}$  mbar pela bomba mecânica e segundo pela difusora.
- Após alcançar a pressão próxima a de base ( $5 \cdot 10^{-7}$  mbar) é acionado o circuito de água fria. Nesta etapa admite-se argônio na câmara mantendo sua taxa de vazão constante em 32 sccm (*standard cubic centimeters per minute*).
- Utilizar uma persiana posicionada na entrada da bomba difusora para regular a pressão de deposição em  $2,67 \cdot 10^{-3}$  mbar.
- Ligar os sistema de refrigeração exclusivo dos canhões de deposição.
- Ligar as fontes de alimentação dos canhões à potência de 20 W para fazer um *pré-sputtering*, que consiste em remover camadas de oxidação e eventuais sujeiras sobre os alvos.
- Ajustar as potências das fontes conforme um estudo prévio de taxa de deposição e que favoreça a estrutura cristalina desejada. Neste estudo foram utilizadas as seguintes potências: 20 W para o Ta com uma taxa de 0,27 nm/s; 90 W para o FeMn e taxa de 0,907 nm/s e 130 W para o NiFe com taxa de 1,342 nm/s. Esses valores de potência foram escolhidos com base no estudo individual da estrutura cristalina do FeMn e NiFe a ser descrito nos resultados e discussão.

A espessura dos filmes finos é controlada pelos motores de passo que são programados via computador. O *shutter* seleciona qual alvo é exposto ao porta substrato, e a velocidade com que o substrato passa sobre o alvo exposto permite o controle da espessura de cada camada. A taxa de deposição para cada alvo e seus parâmetros é previamente determinada. O porta substratos de aço inox, na forma de cruz, permite a produção de até 4 amostras por rodada.

### 3.2 Difração de raios-x

Um plano de átomos num cristal, ou plano de Bragg, reflete os raios-x da mesma maneira que a luz visível é refletida em um espelho plano. A reflexão de raios-x nesses planos sucessivos, separados por uma distância  $d$ , pode gerar uma interferência construtiva. A interferência construtiva acontece nos ângulos que satisfazem a lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (3.1)$$

sendo  $\theta$  metade do ângulo entre o feixe incidente e o refletido de raios-x,  $\lambda$  o comprimento de onda  $1,54056 \text{ \AA}$  ( $K\alpha$  do cobre) e  $n$  um número inteiro.

A produção de raios-x ocorre quando uma partícula eletricamente carregada e com energia maior que uma energia cinética mínima sofre uma rápida desaceleração. Parte dessa energia é liberada em forma de calor e apenas 1% será transformada em raios-x. Nem todas partículas (elétrons) são freadas da mesma forma, uma parte é totalmente freada liberando a sua energia de uma só vez e gerando a maior intensidade do espectro contínuo. Outra fração de elétrons é desacelerada por partes até perder toda a energia, gerando um espectro contínuo. Quando uma tensão no tubo de raios-x assume um valor crítico, aparece um pico na intensidade dos raios-x produzidos com um determinado comprimento de onda, característico de cada alvo metálico. Este comprimento de onda característico está associado à expulsão de um elétron de uma camada atômica, seguida da ocupação deste nível por um elétron de uma outra camada mais externa, liberando energia na forma de raios-x. Esses picos podem ter intensidade até 90 vezes maior que o maior valor do espectro contínuo. São esses picos característicos que são utilizados na difração de raios-x. A maior probabilidade de recomposição da camada atômica é do elétron da camada L passar para a K, surgindo um pico chamado  $K\alpha$ . Por outro lado, se o elétron da camada M passar para a K, outro pico menor surge, é o chamado  $K\beta$  (CULLITY, 1978). Na prática, usa-se um filtro de níquel para barrar o raios-x  $K\beta$  de modo que o feixe usado para o estudo seja considerado monocromático e assim poder fazer uso da equação 3.1.

#### 3.2.1 Difração de raios-x (XRD)

A caracterização estrutural das amostras foi realizada por difração de raios-x em altos ângulos (XRD) que é uma técnica usada para identificar as fases cristalinas presentes nos materiais e para determinar as propriedades estruturais dessas fases. A técnica de XRD também pode ser utilizada para a determinação da espessura de filmes finos mono e multicamadas, embora

no caso específico de multicamadas seja necessário utilizar-se de um *software* para simular e obter parâmetros como rugosidade e densidade eletrônica. Existem vários métodos de difração de raios-x, e no caso específico da caracterização de filmes policristalinos utiliza-se a geometria Bragg-Brentano. Nessa geometria, fendas (*slits*) colimam os raios-x incidentes que atingem a amostra a um ângulo  $\theta$ . Depois de passar pelos *slits* de detecção, o feixe atinge o detector. Além de *slits* na saída do tubo e entrada do detector também são usados *sollers*, que são utilizados para ajustar a divergência lateral do feixe de raios-x. *Sollers* consistem em folhas paralelas finas perpendiculares aos *slits* que impedem a divergência angular do feixe fora do plano  $\theta/2\theta$ , dando uma forma de pico menos assimétrico e mais estreito, especialmente em baixos ângulos. Essa geometria, também é conhecida por configuração  $\theta - 2\theta$  e está representada na figura 3.4.

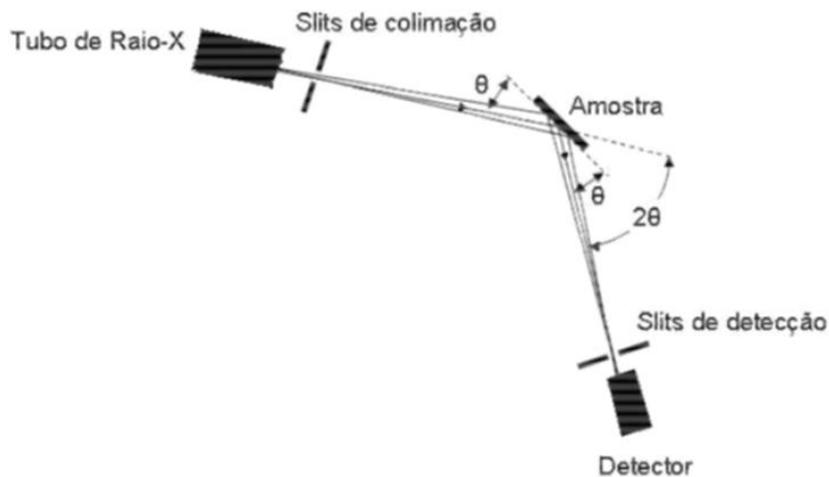


Figura 3.4 – Representação esquemática de um difratômetro de raios-x na configuração de Bragg-Brentano.

A figura de difração de um cristal perfeito e em um sistema ideal, deveria apresentar linhas de difração como uma função de delta de Dirac. Em amostras reais, os picos de difração sempre possuem uma certa largura sendo possível relacioná-la ao tamanho de grão cristalino ( $L$ ), podendo ser calculado seu valor, em ângstrons, pela fórmula de Debye-Scherrer (CULLITY, 1978)

$$L = \frac{0,9\lambda}{b \cos\theta} \quad (3.2)$$

onde  $b$  é a largura à meia altura do pico de Bragg,  $\theta$  sua posição angular e  $\lambda$  representa o comprimento de onda de raios-x. Assim, se considera um material amorfo com tamanho de grão muito pequeno e um cristal perfeito com tamanho de grão infinito.

Neste trabalho foi utilizado o difratômetro Brüker D8 Advance com goniômetro na geometria de Bragg-Brentano, tubo de raios-x com alvo de cobre e detector LinxEye. O feixe também é colimado por *sollers*, além de *slits*, na saída do tubo e entrada do detector. A amostra foi mantida fixa enquanto o tubo e o detector percorriam ângulos iguais por passo, mantendo a distância angular um do outro em  $2\theta$  ( $\theta_{incidente} = \theta_{refletido}$ ). As medidas de XRD permitiram caracterizar a estrutura cristalina das amostras.

### 3.2.2 Determinação da taxa de deposição

Para a determinação da taxa de deposição das amostras utiliza-se XRD. Incidindo um feixe de raios-x sobre uma amostra que tenha uma distribuição estrutural ordenada e periódica, observa-se interferências construtivas e destrutivas quando se varia o ângulo de incidência com relação à superfície da amostra (CULLITY, 1978).

Para o cálculo da espessura das amostras utiliza-se a técnica de difração de raios-x a baixos ângulos, entre  $1^\circ$  e  $10^\circ$ , com varredura  $\theta - 2\theta$ , conforme ilustrado na figura 3.4. O módulo do vetor espalhamento, que é definido pela diferença do vetor de onda incidente e refletido, pode ser calculado pela expressão

$$q = \frac{4\pi\sin\theta}{\lambda}, \quad (3.3)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda de raios-x, que no caso do difratômetro usado é 0,154056 nm.  $\theta$  é o ângulo em que os picos são observados (pico de Bragg), sendo este valor obtido do espectro de raios-x, conforme é observado na figura 3.5.

Com a localização dos picos de Bragg, pode-se construir um gráfico do vetor de espalhamento (equação 3.3) *versus* o índice do pico, gerando um gráfico conforme a figura 3.6. A inclinação dessa reta é  $\beta$  e está relacionada com a espessura do filme  $\Lambda$  da seguinte forma

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (3.4)$$

Desta forma, uma análise da espessura de filmes finos (até 100 nm) pode ser obtida com uma precisão de 0,2 nm. Através do conhecimento da taxa de deposição (determinada pela reflexão de raios-x) e do tempo de exposição do substrato tem-se o controle da espessura do filme que está sendo depositado.

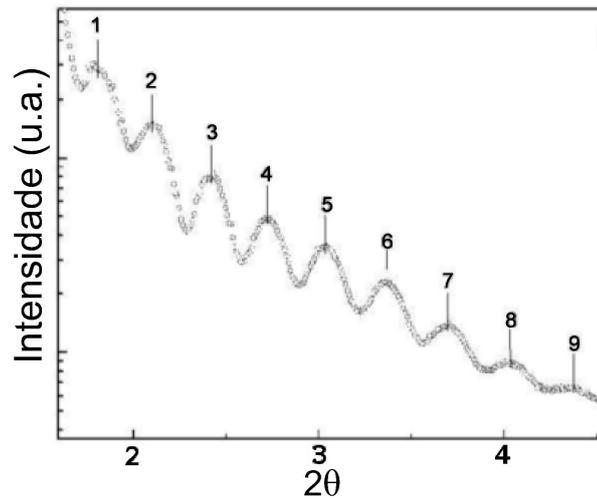


Figura 3.5 – Difração de raios-x baixo ângulo ( $\theta - 2\theta$ ) para calibração da taxa de deposição de uma amostra de Permalloy.

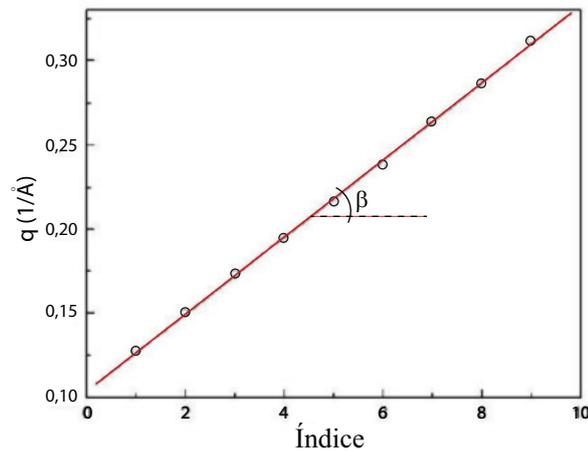


Figura 3.6 – Magnitude do vetor espalhamento em função do índice dos picos de Bragg, com um ajuste linear para o Permalloy.

### 3.3 AGFM

O Magnetômetro de Gradiente de Força Alternada (AGFM) é um instrumento muito sensível para medidas de momento magnético. Neste tipo de magnetômetro, a amostra é colocada na extremidade de uma haste e imersa em um campo magnético alternado, produzido por bobinas, que se denominam bobinas de gradiente. A amostra sofre uma força magnética também alternada ( $\vec{F}_m$ ) que é proporcional ao momento magnético ( $\vec{m}$ ) da amostra e ao gradiente do campo  $\nabla \vec{h}$ , sendo dada pela relação

$$\vec{F}_m = \vec{m} |\nabla h|. \quad (3.5)$$

Mantendo o gradiente de campo constante na região da amostra, a força  $\vec{F}_m$  será função

apenas do momento magnético da amostra. A amplitude de oscilação da haste é proporcional a esta força produzida sobre a amostra e é transformada em um sinal elétrico por um piezoelétrico. O eletroímã é utilizado para gerar o campo magnético estático externo. Um esquema do AGFM é observado na figura 3.7.

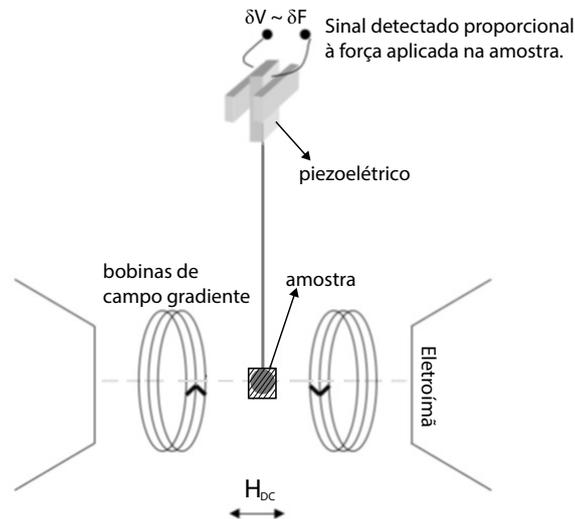


Figura 3.7 – Representação esquemática do magnetômetro de campo de gradiente alternado (AGFM).

O AGFM é um dispositivo capaz de medir variações no momento magnético que pode chegar a sensibilidade de  $10^{-10} \text{A.m}^2$ . A sensibilidade de qualquer medida física de uma saída analógica contínua pode ser potencializada se o sinal contínuo for convertido em um sinal alternado com uma frequência fixa, que é então detectado utilizando um amplificador síncrono lock-in sintonizado com essa frequência (COEY, 2009). O lock-in utilizado no experimento foi o modelo SR830 da Stanford.

O AGFM do laboratório fica suspenso por borrachas que absorvem as vibrações mecânicas do ambiente, reduzindo a intensidade do ruído. Todo sistema de controle dos equipamentos e aquisição de dados foi montado no *software* da plataforma Labview.

### 3.4 Detecção da tensão DC em FMR

O aparato experimental utilizado para realizar a medida de corrente de *spin* é o mesmo utilizado para medidas de ressonância ferromagnética com a adição do nanovoltímetro para a detecção da tensão dc. Por essa razão se observará individualmente a estrutura de uma linha de transmissão de placas paralelas (*microstrip*) antes do aparato experimental específico.

A *microstrip* é um dos tipos de guia de onda, sendo essa denominação mais geral relacionada a qualquer estrutura que direciona a propagação de energia na forma de uma onda eletromagnética ao longo de um determinado caminho. Numa situação ideal, não existiriam perdas de energia e distorções na onda que é direcionada, mas em sistemas reais essas perdas são apenas minimizadas. As guias de onda são necessárias quando existe o interesse em se trabalhar com altas frequências (a partir da faixa de micro-ondas), nas quais os circuitos elétricos AC típicos, compostos por resistores, indutores e capacitores, passam a ter maior potência irradiada e a energia eletromagnética não fica confinada (CRONIN, 1995).

A forma física mais apropriada para uma guia de onda, como pode ser observado na figura 3.8, depende da faixa de frequências em que se deseja trabalhar. As dimensões da guia devem estar relacionadas ao comprimento de onda da radiação que será guiada. Quanto menor o comprimento de onda da radiação, menor deve ser a estrutura da guia (CRONIN, 1995). São exemplos de guias de onda: *microstrip*, cabos coaxiais e fibras óticas.

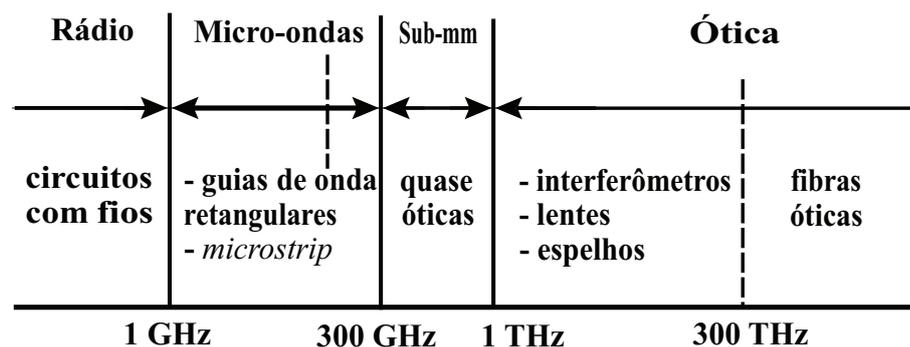


Figura 3.8 – Guias de onda apropriadas para cada região do espectro eletromagnético (CRONIN, 1995).

Se uma guia de onda tiver a forma física de duas placas condutoras e paralelas, separadas por uma distância ( $h$ ) relativamente menor que seus comprimentos ( $l$ ), também será chamada de linha de transmissão de placas paralelas. Portanto, a classificação da *microstrip*, além de ser genericamente uma guia de onda, também se especifica como linha de transmissão de placas paralelas.

Na *microstrip* os campos elétricos e magnéticos são perpendiculares à direção de propagação e, aproximadamente, homogêneos na região intermediária entre as placas (BEKKER, 2004), (AWANG, 2014). Além disso, não há um limite mínimo de frequência que pode ser utilizado, sendo este limite caracterizado pela sensibilidade e por ruídos experimentais, por exemplo, se a quantidade de material magnético for muito pequena (SEBASTIAN et al., 2013).

Na figura 3.9, é observada a seção transversal de uma *microstrip* carregada com um filme fino e a configuração das linhas de campo da onda eletromagnética por ela guiada.

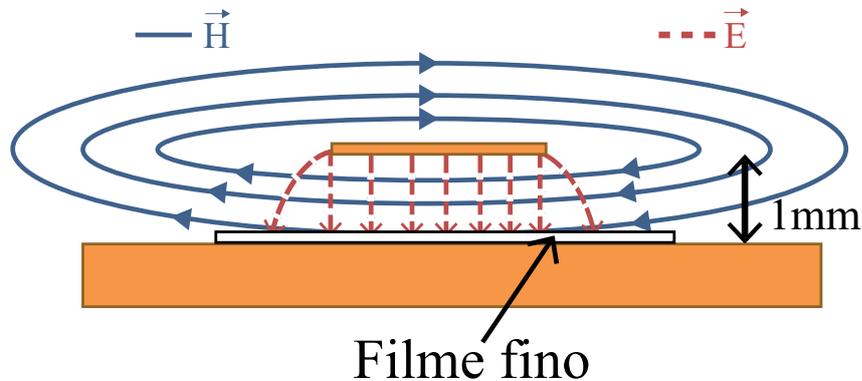


Figura 3.9 – Representação da seção transversal de uma linha de transmissão tipo *microstrip* contendo em seu interior um filme fino. As linhas de campo elétrico (linhas tracejadas) e magnético (linhas cheias) também são representadas. Adaptado de (SEBASTIAN et al., 2013).

Na figura 3.10, que representa a *microstrip* com a amostra em seu interior, a altura  $h$  tem aproximadamente o dobro da espessura do substrato, que é uma lamínula de vidro de 0,5 mm. Assim, o filme fino depositado sobre o substrato fica posicionado a uma mesma distância ( $h/2$ ) das duas placas. A largura da linha superior ( $w$ ) é 3 mm e a do platô inferior ( $a$ ) é 6,5 mm. A diferença de largura dessas placas ( $w$  e  $a$ ) é projetada de maneira que as linhas de campo magnético fiquem confinadas na região entre as placas [49] e a interação do campo elétrico no interior da *microstrip* seja mínima com a amostra. As linhas de campo magnético ( $\vec{H}$  - que é diferente do campo das bobinas de Helmholtz) e elétrico ( $\vec{E}$ ) no interior da *microstrip* podem ser observadas na figura 3.9. Outra informação relevante é o comprimento total  $l = 6,5$  mm que é menor que um quarto do comprimento de onda para uma frequência de 5 GHz ( $\lambda/4 = 15$  mm), o que limita a frequência máxima que pode ser utilizada nessa *microstrip*. Tanto a linha superior quanto o platô inferior são de cobre com espessura de 0,5 mm. A escolha do uso do cobre foi por se tratar de um material não magnético, assim não influenciando nas medidas.

A *microstrip* tem um conector do tipo SMA que será conectado ao analisador vetorial de rede por meio de um cabo coaxial ZV Z93. As placas paralelas da *microstrip* são terminadas em curto circuito.

A banda de frequência que pode ser utilizada vai da ordem de MHz até 5 GHz. Esse analisador vetorial permite que sejam realizadas variações da frequência.

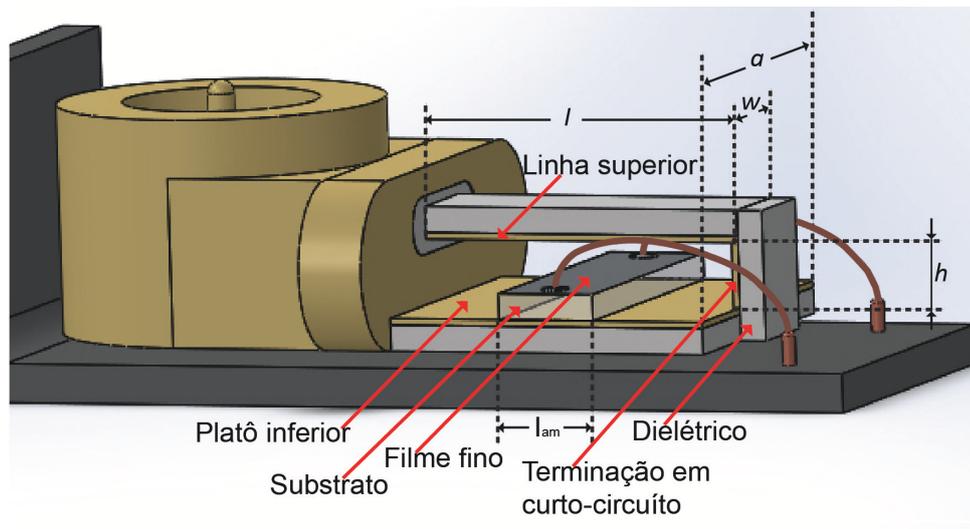


Figura 3.10 – Representação da *microstrip* utilizada no experimento e adaptada de (BEKKER, 2004), sendo  $l_{am}$  a largura da amostra.

As bobinas de Helmholtz são alimentadas por uma fonte de corrente KEPCO 20-20 e o campo magnético máximo é de 250 Oe. Cada amostra é posicionada na *microstrip* e submetida a campo magnético externo homogêneo (Figura 3.11).

Na medida de variação angular a base em que estão posicionadas as bobinas de Helmholtz é girada de  $10^\circ$  após cada varredura de campo magnético. A amostra fica fixa no interior da *microstrip* em todo procedimento. A figura 3.11 mostra exatamente o posicionamento das bobinas nos ângulos  $0^\circ$  (figura 3.11,a) e  $90^\circ$  (figura 3.11,b).

Nas medidas *up* e *down* as bobinas são fixas ao ângulo de  $90^\circ$  (figura 3.11,b). Nesse procedimento a amostra é totalmente retirada do interior da *microstrip* e invertida, ou seja, a face que estava para cima é colocada para baixo.

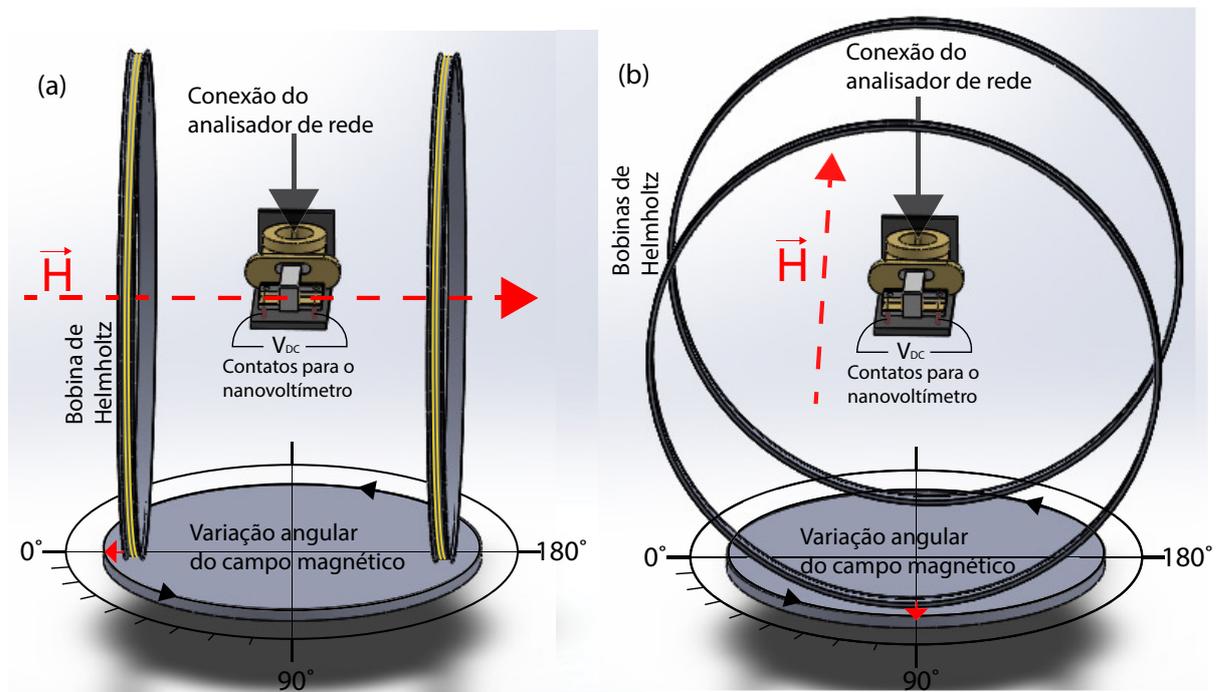


Figura 3.11 – Representação da *microstrip* perpendicular no interior das bobinas de Helmholtz que geram o campo magnético  $\vec{H}$  em duas posições angulares. Também são indicados os contatos para o nanovoltímetro e a conexão com o analisador vetorial de rede.

Para detectar as tensões dc na amostra que se encontra no interior da *microstrip*, foi utilizado um nanovoltímetro Keithley 2182A. Os eletrodos foram fios de cobre colados com cola prata nas bordas do filme fino. Quando o filme ferromagnético é posto em ressonância ferromagnética, uma tensão dc é gerada no filme não-magnético, ou no filme AFM, e uma diferença de potencial é medida entre os contatos do filme.

O analisador vetorial de rede utilizado no experimento é um Rohde Schwarz ZVB 14 que trabalha numa faixa de frequências entre 10 MHz e 14 GHz, com duas portas de teste. Essas servem como saídas para um sinal de estímulo RF e como entradas para um sinal de resposta do dispositivo em teste (DUT). Com uma única porta de teste é possível transmitir um sinal de estímulo e medir um sinal de resposta na forma de reflexão. Apesar do equipamento permitir trabalhar com frequências acima de 5 GHz, o experimento ficou limitado pelas dimensões da *microstrip*. No diagrama da figura 3.12, o analisador de rede apresenta duas setas indicando que envia micro-ondas para a *microstrip* e ao mesmo tempo mede a impedância por meio do parâmetro coeficiente de reflexão.

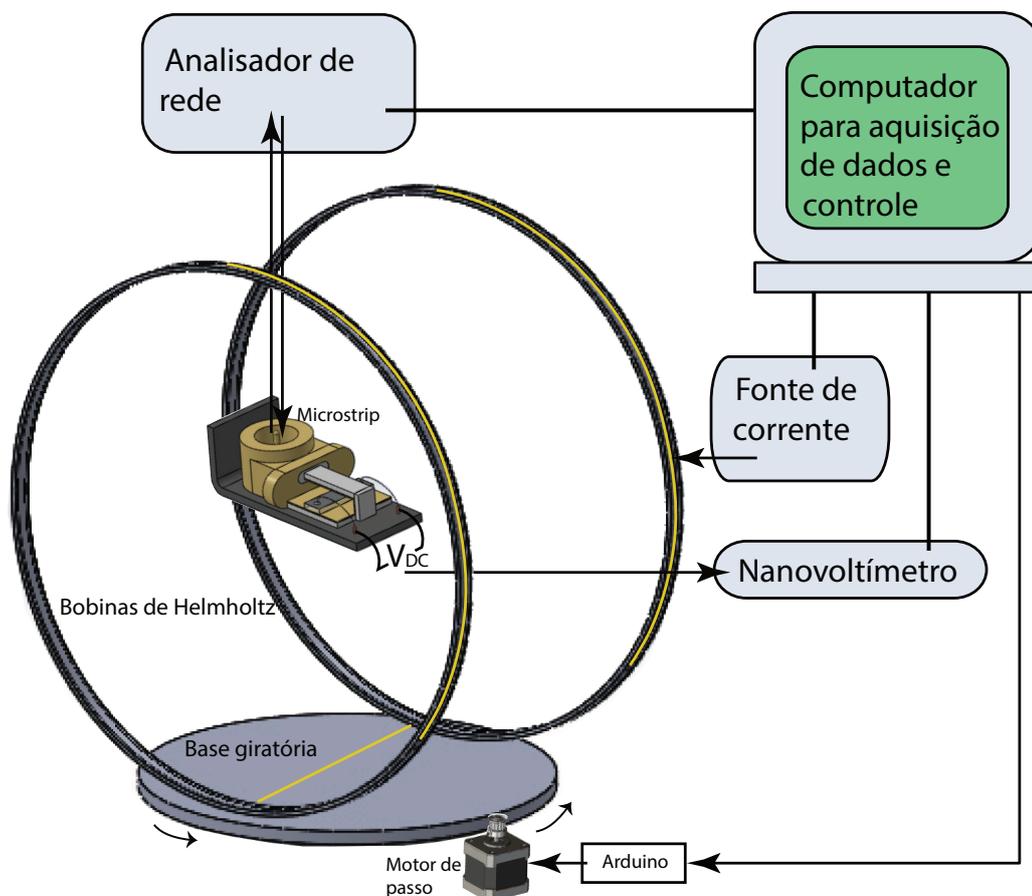


Figura 3.12 – Representação do diagrama de blocos com o analisador de rede, nanovoltímetro, fonte de corrente e computador para realizar o controle e aquisição dos dados.

Apesar de não ser mostrado na figura 3.12, tanto o cabo coaxial da *microstrip* quanto o cabo que leva informações ao nanovoltímetro são presos em um suporte que entra por cima das bobinas. Dessa maneira, as bobinas podem girar livremente enquanto o sistema preso ao suporte se mantém fixo e posicionado no centro das bobinas.

Tanto a medida de variação angular quanto a medida *up* e *down* precisam que os instrumentos sejam controlados por um software ligado a um computador. A plataforma que esse software foi projetado é a HP VEE. O programa para medida *up* e *down* teve comunicação com os equipamentos pela interface GPIB, enquanto o programa destinado às medidas com variação angular também precisou fazer uso da interface USB, para o controle do motor de passo. A ligação USB do computador se aplicava ao hardware arduino que por sua vez ativava um driver (ponte H L298) para girar o motor de passo no término de cada medida.

A figura 3.13 representa a configuração de medida na amostra e o referencial X, Y, Z está posicionado no canto superior direito. A tensão  $V_{DC}$  é medida ao longo da direção Z e o eixo fácil de exchange bias se encontra paralelo ao eixo X. O ângulo  $\phi_H$  é formado pelo campo magnético externo  $\vec{H}$  e pelo campo magnético de micro-ondas  $\vec{h}$ , este último paralelo ao eixo Z. Neste caso, considera-se a magnetização do filme fino alinhada com o campo externo  $\vec{H}$ .

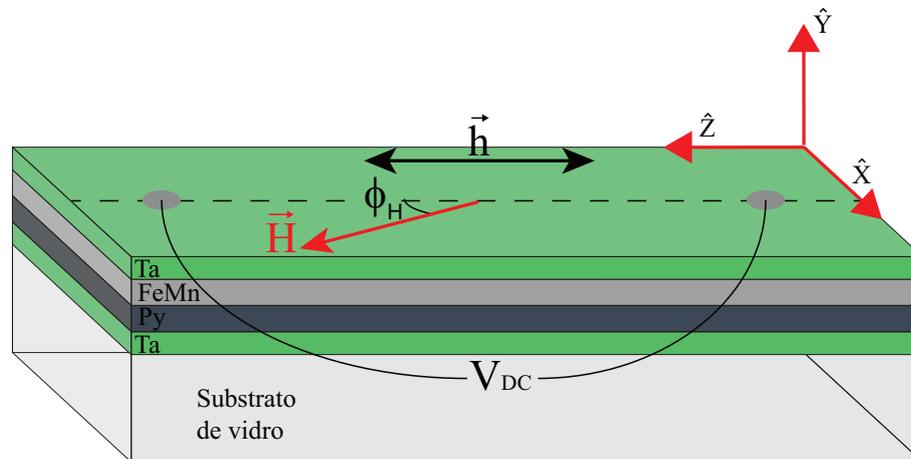


Figura 3.13 – Configuração da amostra com o sistema de referência.  $\vec{H}$  gira livremente e faz um ângulo  $\phi_H$  com a direção Z.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção será descrito como foram depositados os filmes finos, os resultados do estudo de filmes com *exchange bias* pela técnica de XRD, a avaliação dos campos de  $H_{eb}$  e  $H_c$  em função das espessuras de Py, medidas experimentais da tensão dc dos filmes finos sob FMR para identificar e separar as contribuições SRE e ISHE.

A primeira etapa do trabalho foi encontrar a configuração do sistema de deposição por *sputtering* que pudesse fazer os filmes finos de FeMn crescerem na estrutura cristalina (111) para o surgimento do *exchange bias* quando depositados junto ao NiFe. A potência de deposição foi o parâmetro escolhido para essa investigação.

Foram utilizados alvos de tântalo (Ta),  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  (Py),  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  (FeMn) para produzir as multicamadas e uma bicamada depositadas sobre vidro. No restante do texto serão adotadas apenas as siglas dos alvos NiFe (ou Py) e FeMn sem os valores estequiométricos.

Para a investigação do FeMn foram produzidas 11 amostras com diferentes potências de deposição (de 20 a 150 W) e para o NiFe foram analisadas 12 amostras que tiveram suas potências de deposição variando de 50 a 160 W. Nesta última investigação utilizou-se como camada semente o Ta. Para melhor entendimento, serão apresentadas apenas algumas medidas das difrações de raios-x.

Na figura 4.1 é possível observar os difratogramas de amostras de FeMn depositadas com diferentes potências. Dependendo da potência de deposição, o filme de FeMn pode crescer com orientações cristalográficas preferenciais distintas. Nas amostras aqui estudadas, duas fases ficam mais evidentes, a  $\gamma$  e a  $\alpha$ . O pico observado em  $2\theta = 43,14^\circ$  é relativo ao plano (111) da fase  $\gamma$ -FeMn. O pico observado em  $2\theta = 43,53^\circ$  é relativo ao plano (100) da fase  $\alpha$ -FeMn. Conforme Freitas et al. (2014), a fase  $\gamma$ -FeMn apresenta estrutura cristalina cúbica de face centrada (cfc), sendo que nessa fase o FeMn apresenta ordenamento antiferromagnético.

As medidas para as outras potências estudadas encontram-se no anexo A.1 (figura A.1).

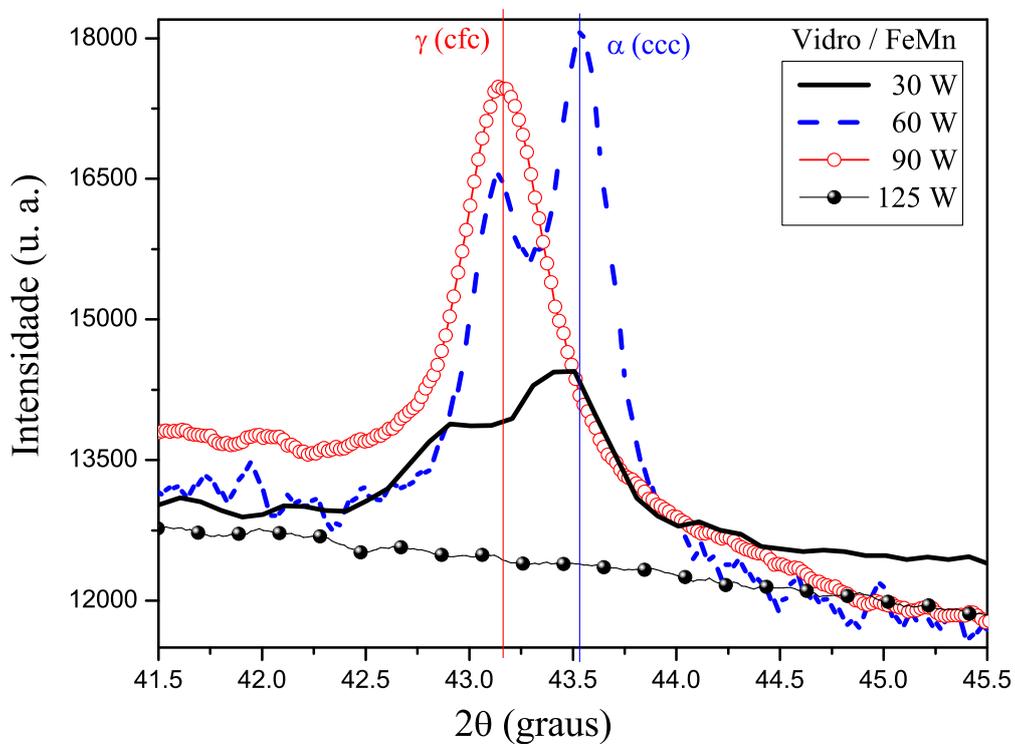


Figura 4.1 – Espectros de raios-x para 4 filmes finos de FeMn depositados sob diferentes potências. Através deles podemos inferir a presença das duas estruturas cristalinas, a cúbica de face centrada (cfc) e a cúbica de corpo centrado (ccc), referentes aos picos.

Na figura 4.2 são apresentados os difratogramas de 4 amostras de NiFe sobre o Ta. As espessuras estabelecidas para cada material foram de 70 nm para o NiFe e 15 nm para o Ta. Todos filmes analisados no difratômetro de raios-x têm a mesma área. Nesta faixa de ângulos, observa-se apenas o pico relativo ao plano (111) do NiFe próximo a  $44,2^\circ$ . A maior intensidade foi observada no difratograma do filme produzido com potência de 130 W. As espessuras das amostras foram determinadas pela técnica de reflexão de raios-x.

As medidas para as outras potências estudadas encontram-se no anexo A.1 (figura A.2).

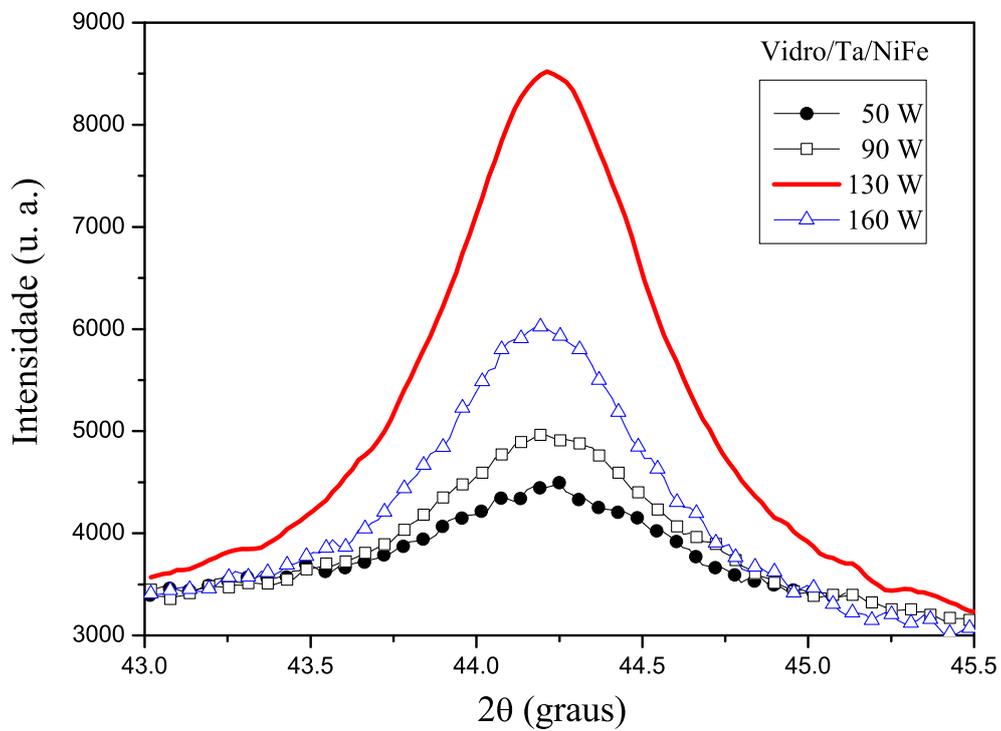


Figura 4.2 – O espectro de raios-x mostrando as diferentes intensidades para diferentes potências de deposição.

#### 4.1 Análise dos filmes com EB

Após encontrar as configurações ótimas para a produção dos filmes finos com *exchange bias*, foram produzidos os filmes com diferentes espessuras de NiFe. Conforme descrito na tabela 1, as multicamadas foram crescidas com seus valores de Ta e FeMn fixos, variando apenas a espessura da camada de NiFe.

Tabela 1 – Composição nominal dos filmes finos produzidos.

Multicamadas
Ta - 15 nm
FeMn - 20 nm
NiFe - $x$ nm
Ta - 15 nm
Vidro

Foram depositados 12 filmes multicamadas com espessuras  $x$  do NiFe de: 2,5; 5,0; 7,5; 10; 20; 30; 40; 50; 60; 70; 80 e 150 nm. Além dos filmes multicamadas também foram produzidas duas bicamadas sobre o vidro, uma constituída de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm) e outra de NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm).

A bicamada NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) foi utilizada apenas para comparar seu espectro de raios-x com o de uma multicamada.

A figura 4.3 apresenta os valores de campo de *exchange bias* e coercividade para as multicamadas medidos pela técnica de AGFM. O valor máximo  $H_{eb} = 34$  Oe foi observado para o filme cuja espessura de NiFe é 20 nm, o qual tem a seguinte composição nominal Ta(15 nm)/NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm)/Ta(15 nm), e será definido a partir de agora como EB34. Para filmes com espessuras maiores que 20 nm de NiFe houve uma queda inversamente proporcional ao aumento das espessuras do NiFe para os valores de  $H_{eb}$  e  $H_c$ , entretanto, para espessuras menores de 20 nm foi observado um aumento abrupto desses valores. Conforme Mauri (1987b) observou, os valores de  $H_{eb}$  são inversamente proporcionais aos valores das espessuras da camada ferromagnética  $t_{FM}$ , obedecendo a relação  $H_{eb} \propto \frac{1}{t_{FM}}$ .

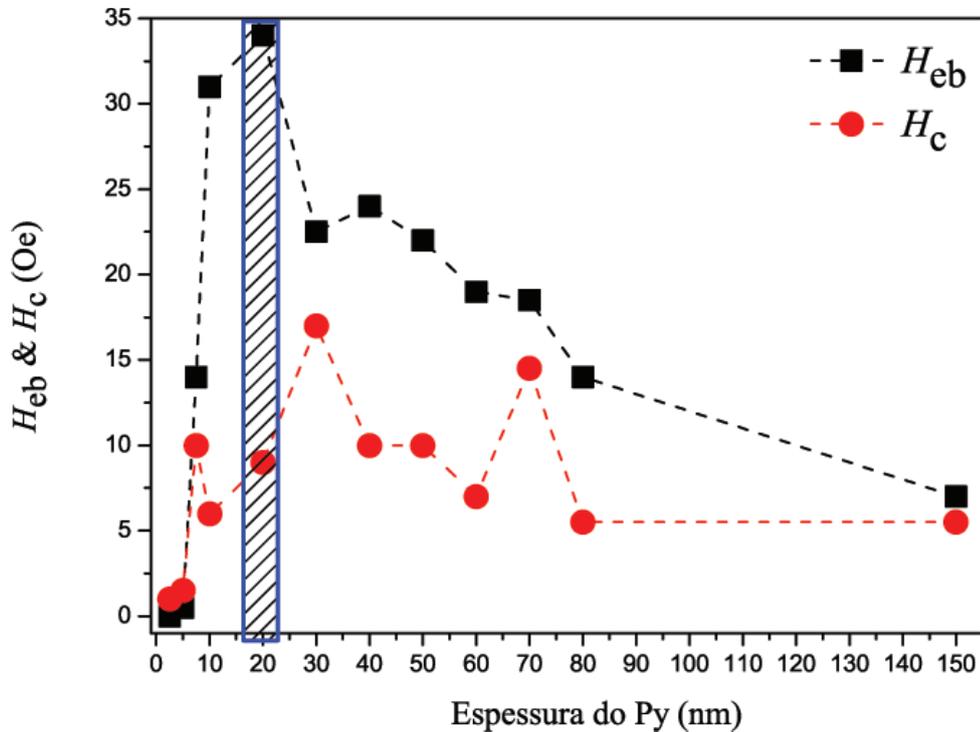


Figura 4.3 – Valores do campo de *exchange bias* e do campo coercivo obtidos para multicamadas de Ta/NiFe(x)/FeMn/Ta com diferentes espessuras  $x$  de NiFe. Em destaque, os valores obtidos para o filme EB34.

Quanto à difração de raios-x, as multicamadas (FM/AFM) apresentaram os dois picos característicos esperados, em  $43,1^\circ$  para o FeMn (111) e  $44,2^\circ$  para o NiFe (111). A amostra com maior intensidade na região do FeMn ( $43,1^\circ$ ) foi a EB34 (figura 4.4) que também apresentou maior valor  $H_{eb}$ .

As medidas para as outras potências estudadas encontram-se no anexo A.1 (figura A.3).

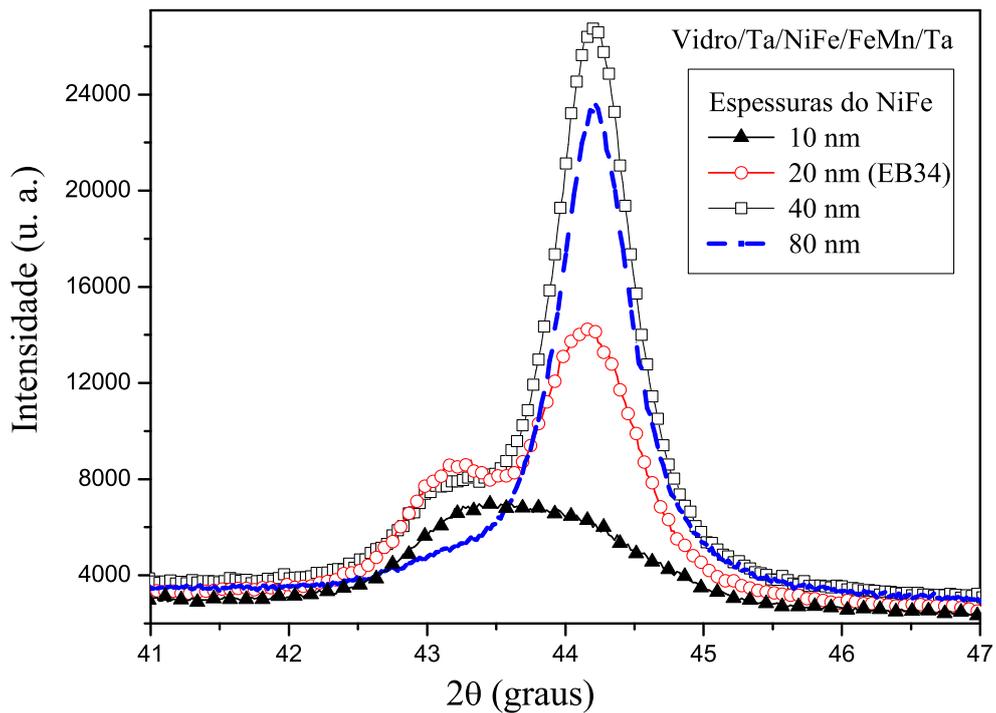


Figura 4.4 – Difração de raios-x de  $41^\circ$  a  $47^\circ$  para 4 multicamadas em função do ângulo  $2\theta$ .

As medidas a seguir são referentes a amostra EB34 escolhida para representar o estudo de ISHE e SRE em filmes finos com *exchange bias*. Na sequência serão apresentadas suas difrações de raios-x, curva de magnetização, curva de tensão  $V_{DC}$  versus  $H$ , evolução da frequência em função do campo de ressonância, evolução da largura de linha em função da frequência, assim como as duas principais medidas, uma que utiliza o método da variação angular e outra o método universal. A escolha da amostra EB34 está relacionada ao maior campo de EB que permitiu trabalhar dentro das limitações do aparato experimental.

A figura 4.5 representa a difração de raios-x da amostra EB34 e de uma amostra comparativa composta por NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) sem as camadas de Ta. A amostra com *exchange bias* apresentou dois picos cristalográficos, um deles corresponde a orientação cristalográfica (111) do FeMn e o outro a orientação (111) do NiFe, localizados nas posições angulares  $2\theta = 43, 21^\circ$  e  $2\theta = 44, 13^\circ$ . O FeMn orientado nessa direção encontra-se na fase  $\gamma$  e estrutura cúbica de face centrada (cfc). Conforme Jungblut et al. (1994), filmes finos de NiFe/FeMn com estrutura (111) apresentam *exchange bias*, e se comparados aos de estruturas cristalinas (110) e (100), seus campos de *exchange bias* e coercividade têm maior valor. Segundo Freitas et al. (2014), o FeMn só é antiferromagnético quando estabilizado na fase  $\gamma$ .

A amostra composta por NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) depositada diretamente sobre a lamínula de vidro, sem a presença de Ta como *buffer*, não apresentou picos indicando estrutura cristalina. A potência de deposição utilizada para o NiFe e o FeMn foi de 50 W. Esta amostra não apresentou *exchange bias*, o que provavelmente está relacionado com a ausência da textura (111) no FeMn (RITCHIE et al., 2002), (CHANG et al., 2016). Allegranza e Chen (1993) compararam a difração de raios-x sobre duas amostras de vidro/NiFe e vidro/Ta/NiFe, onde a textura (111) foi observada somente no filme que utilizou como camada semente o Ta. No entanto, as diferentes potências de deposição dos dois filmes podem ter influenciado a ausência do pico (111) na amostra NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) e a presença do pico na EB34. Por essa razão não é possível afirmar que apenas a ausência de Ta foi o principal motivo para não haver textura (111).

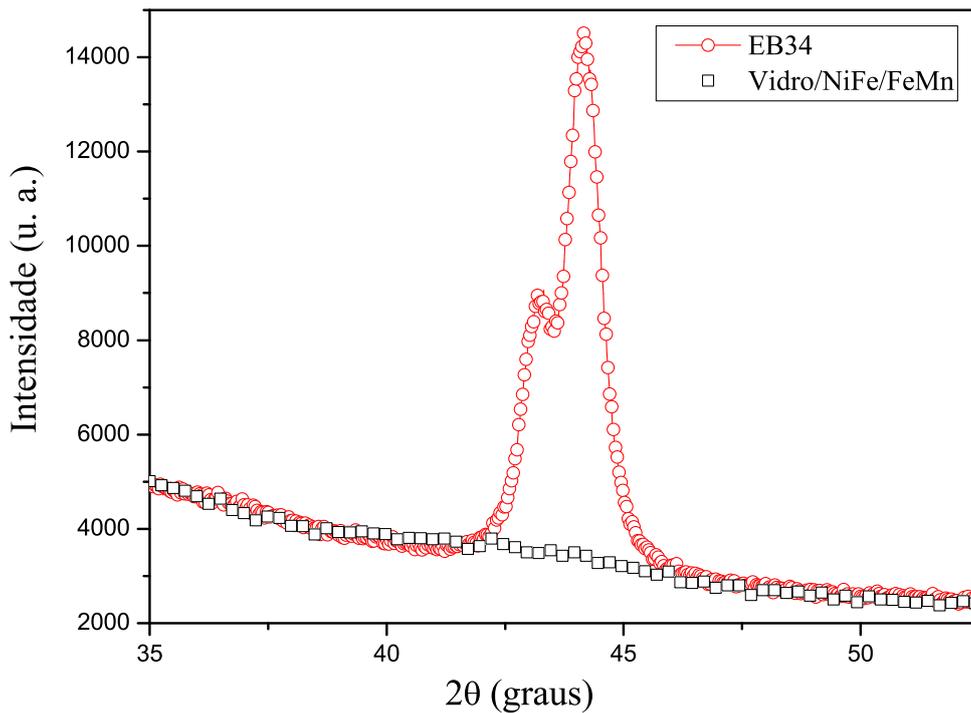


Figura 4.5 – Difração de raios-x para amostra de NiFe(20 nm)/FeMn(20 nm) sem *exchange bias* (quadrados) e a difração da amostra com *exchange bias* EB34 (círculos).

A figura 4.6 mostra curvas de magnetização medidas para diferentes orientações relativas entre o campo magnético externo aplicado e a amostra. Todos os laços de histerese foram obtidos com o campo aplicado no plano da amostra. A variável  $\beta$  representa o ângulo entre a direção de aplicação do campo e a direção de fácil magnetização. Essa direção também coincide com a direção do campo magnético estático aplicado durante o processo de fabricação dos filmes para induzir o EB. Analisando estas curvas, foram obtidos os seguintes valores para o campo de *exchange bias* e o campo coercivo,  $H_{eb} = -34$  Oe e  $H_c = 9$  Oe.

O *exchange bias* é resultado de um acoplamento interfacial entre as camadas de NiFe e FeMn, induzindo uma anisotropia unidirecional no FM. Entre as manifestações mais evidentes deste fenômeno está o deslocamento em campo do laço de histerese magnética. O mesmo deslocamento é observado nas curvas  $V_{DC}(H)$  da figura 4.7, que é equivalente a  $\beta = 0^\circ$ .

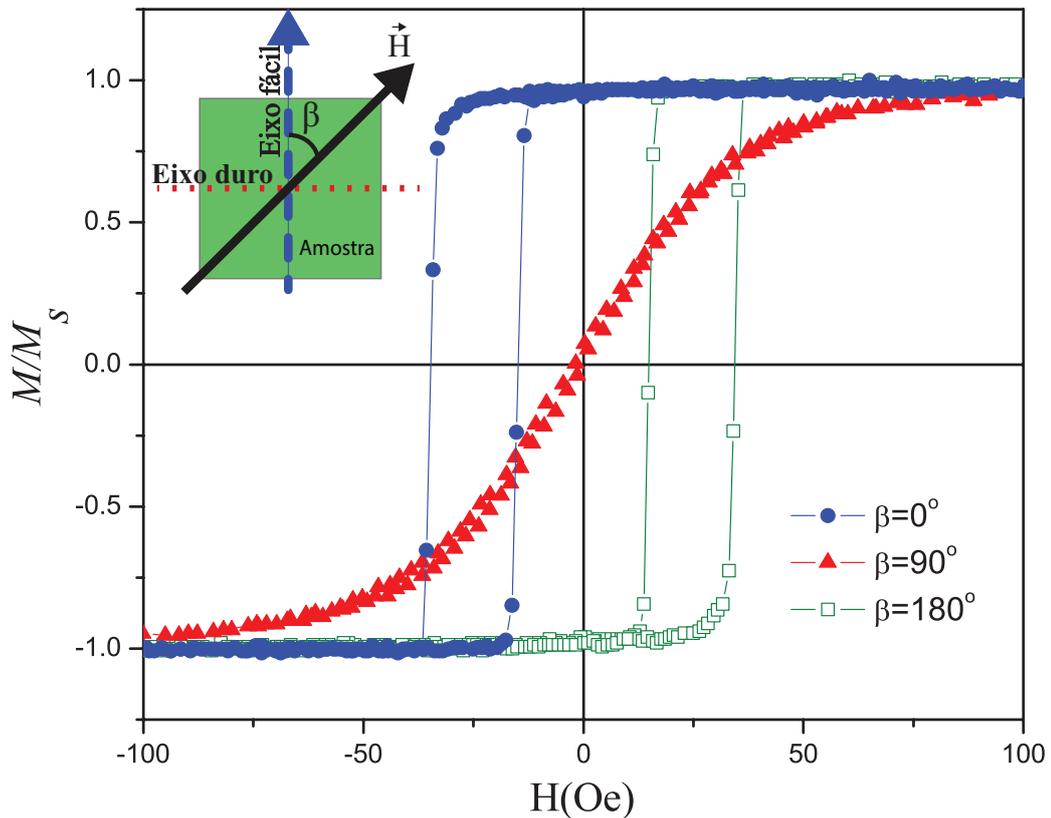


Figura 4.6 – Curvas de magnetização para a amostra EB34.  $\beta$  representa o ângulo entre o campo magnético ( $\vec{H}$ ) aplicado no plano do filme e a direção de fácil magnetização.

As medidas da tensão dc sob FMR foram obtidas conforme o aparato experimental da seção 3.4. A figura 4.7 mostra medidas da tensão  $V_{DC}$  em função da variação do campo magnético externo para quatro frequências analisadas. Existem duas setas sobre a medida de frequência 2,3 GHz (círculos fechados) indicando os sentidos da variação do campo magnético externo na medida. A seta para baixo se refere ao sentido do campo  $\vec{H}$  variar de um máximo positivo para negativo, retornando (seta para cima) ao valor inicial e fechando o laço de histerese. Essa explicação é válida para as outras frequências.

A amostra estava com seu eixo fácil de magnetização alinhado com o campo magnético externo. Com relação ao ângulo de análise angular, na posição  $\phi_H = 90^\circ$ , lembramos que esse ângulo é formado pelo campo magnético externo  $\vec{H}$  e pelo campo magnético de micro-ondas  $\vec{h}$ .

Outras medidas relativas a variação da frequência e a variação angular  $\phi_H$  encontram-se nos anexos A.2 e A.3.

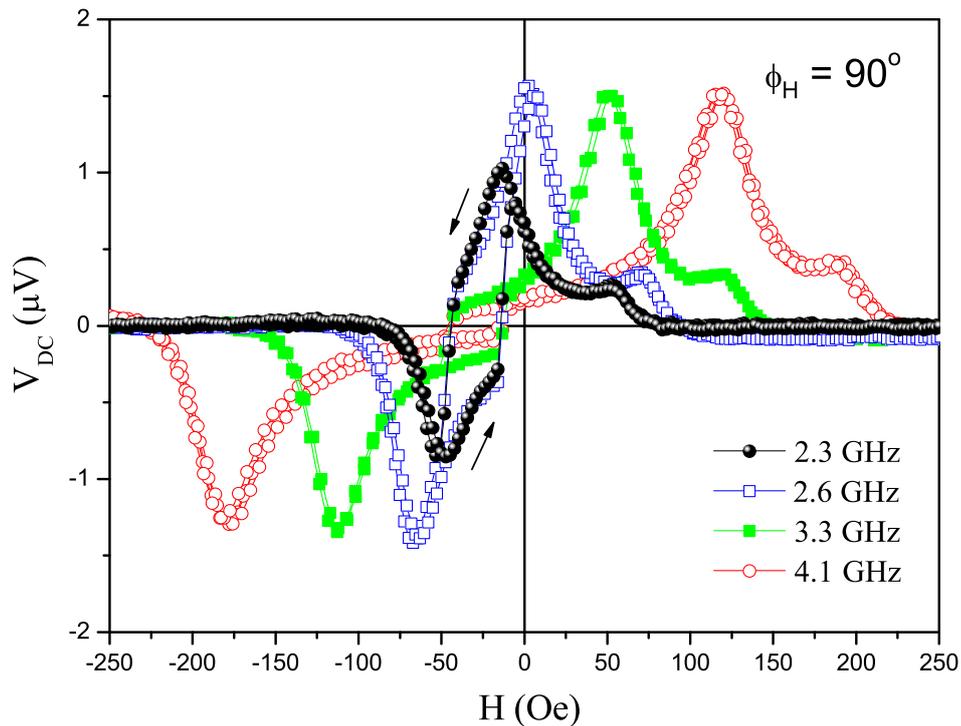


Figura 4.7 – Curvas de tensão  $V$  versus  $H$  para amostra EB34.

As medidas foram realizadas com a direção do campo de *exchange bias* coincidindo com a direção  $+\hat{x}$  e o campo de excitação  $\vec{h}$  foi aplicado perpendicularmente a essa direção. Todas as curvas foram iniciadas a partir de um campo magnético máximo e positivo,  $+H_{max}$ , variando o

campo até  $-H_{max}$  e voltando para  $+H_{max}$ . As setas ilustram os ramos ascendente e descendente de cada medida. Uma histerese é claramente observada em todos os laços. Este comportamento está relacionado com o da magnetização estática; quando a magnetização inverte, uma variação na tensão é detectada. Essa evolução linear de  $V_{DC}$  perto dos campos coercivos está relacionada ao SRE não-ressonante (ZHU et al., 2011). Embora a tensão não ressonante devido à rotação da magnetização e a tensão ressonante FMR devido à precessão da magnetização estejam próximas para a curva da frequência 2,3 GHz, para a curva de frequência 4,1 GHz essas contribuições estão visivelmente afastadas. Na curva de 4,1 GHz na região de histerese predominam os efeitos de SRE não-ressonantes.

Um pico consistente com SRE e ISHE é observado. A posição do pico muda em direção à região de altos campos conforme a frequência aumenta, evidenciando sua origem ressonante. A forma de linha da medida de tensão é uma combinação de uma contribuição simétrica Lorentziana,  $L$ , e uma forma de linha dispersiva,  $D$ , definidas pelas equações 2.35 e 2.36.

A equação 4.1 foi ajustada conforme os dados experimentais,

$$V_{DC}(H) = A_L L + A_D D, \quad (4.1)$$

para obter os seguintes parâmetros  $H_r$ ,  $\Delta H$ ,  $A_L$  e  $A_D$ . As amplitudes das contribuições Lorentzianas e dispersivas são respectivamente  $A_L$  e  $A_D$ . Um protocolo de como é realizado esse ajuste e extração dos parâmetros é encontrado no anexo **A.4**.

Para estabelecer a condição FMR e atingir o sinal máximo para a tensão dc, geralmente é necessário aplicar campos magnéticos estáticos. Dependendo do valor da frequência de excitação, esses campos magnéticos externos podem ser suficientemente altos e, conseqüentemente, restringir as aplicações tecnológicas. Zhu et al. (ZHU et al., 2011) propôs uma maneira de contornar esse problema explorando a retificação de *spin* não-ressonante na ausência de um campo magnético externo. O uso de sistemas com *exchange bias* pode ser uma solução alternativa. A curva  $V_{DC}(H)$  medida para o filme Ta/NiFe/FeMn/Ta usando  $f = 2,6$  GHz representada na figura 4.7 ilustra por que isso pode ser possível. Nessa configuração, o valor máximo de tensão ( $V_{DC}$ ) é obtido para  $H = 0$  e sua amplitude é maior do que a medida observada no trabalho de Zhu et al. (2011). A frequência de trabalho de um eventual dispositivo pode ser ajustada alterando o campo de  $H_{eb}$  (DA SILVA et al., 2014) de tal forma que a configuração FMR seja alcançada com campos magnéticos externos baixos ou até mesmo sem campo externo.

Variando a frequência de medida é possível obter a relação de dispersão  $H_r(f)$  (figura 4.8) e  $\Delta H(f)$  (figura 4.9) que estão relacionadas com a dinâmica da magnetização. A figura 4.8 ilustra a dependência da frequência de micro-onda  $f$  com  $H_r$  para  $\phi_H = 90^\circ$ . A equação de Kittel ajustada aos dados experimentais foi (GLOWINSKI et al., 2012)

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(|H_r - H_{eb}| + H_k)(|H_r - H_{eb}| + H_k + 4\pi M_s)}, \quad (4.2)$$

sendo  $\gamma$  a razão giromagnética,  $H_k$  o campo de anisotropia uniaxial,  $M_s$  a magnetização de saturação. Com a relação  $\frac{\gamma}{2\pi} = 0,0028$  GHz/Oe, o melhor ajuste foi obtido para os seguintes valores:  $M = 872,9$  Oe;  $H_k = 46,2$  Oe e  $H_{eb} = 32,3$  Oe.

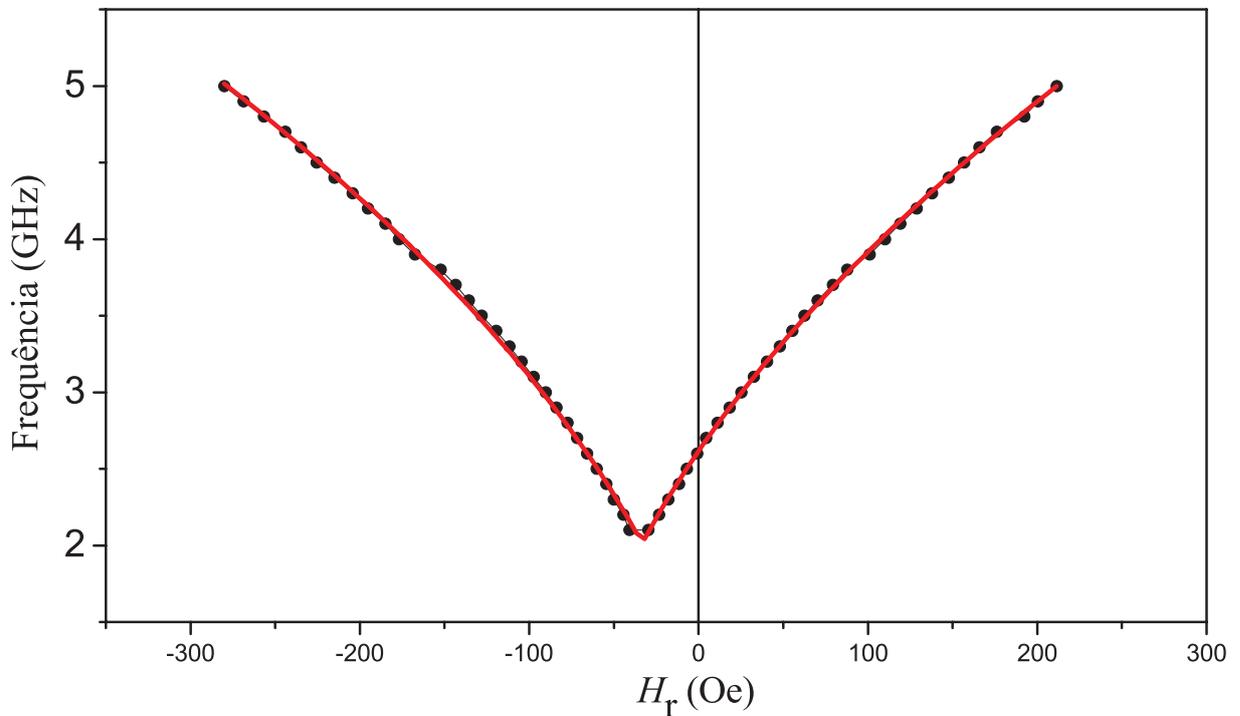


Figura 4.8 – Relação de dispersão: evolução da frequência em função do campo de ressonância  $H_r$  para a amostra EB34. Os círculos representam os dados experimentais e a linha sólida é o melhor ajuste obtido com a equação 4.2.

A evolução da largura de linha  $\Delta H$  com a frequência  $f$  obtida para a EB34 é ilustrada na figura 4.9. A mesma posição angular  $\phi_H = 90^\circ$  foi usada para extrair os parâmetros. Na mesma figura é observado o comportamento de  $\Delta H$  de uma amostra comparativa de 20 nm de Py, também depositada por *sputtering* sobre vidro. A área da amostra pura de Py é equivalente ao da amostra multicamada ( $4 \times 13 \text{ mm}^2$ ).

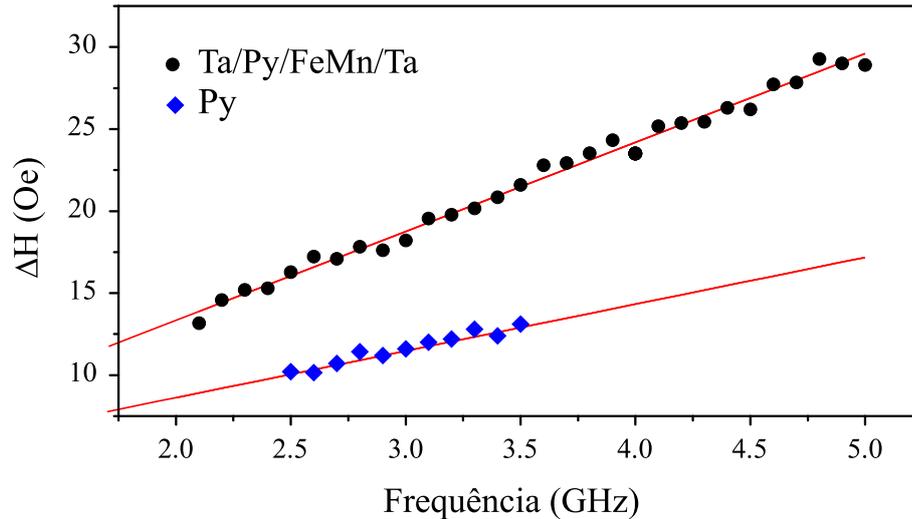


Figura 4.9 – Evolução da largura de linha em função da frequência para as amostras de Py (losango) e da EB34 (círculo). Os dados estão representados pelos pontos coloridos e a linha sólida é o ajuste linear para cada um.

A  $\Delta H$  é maior para a amostra EB34 do que para a de Py, apresentando uma inclinação maior. Uma série de mecanismos pode contribuir para a largura de linha de ressonância (LINDNER et al., 2003), (ZAKERI et al., 2007). Para um sistema ferromagnético cuja dinâmica de magnetização é governada pela equação clássica de Landau-Lifshitz-Gilbert (GILBERT, 2004) e considerando o amortecimento de Gilbert como o único amortecimento intrínseco, segue que a largura de linha da FMR dependeria linearmente da frequência de micro-ondas (HEINRICH; BLAND, 2005). Quando há camadas metálicas não magnéticas adjacentes no sistema, o bombeamento de *spin* pode levar ao aumento da largura de linha. Esta contribuição também aumenta linearmente com a frequência de micro-ondas e pode ser interpretada como um amortecimento do tipo Gilbert adicional (MOSENDZ et al., 2010).

Mecanismos que não podem ser escritos na forma de Gilbert também podem ser relevantes. Estruturas não homogêneas e defeitos podem desempenhar um papel importante no processo de relaxação, resultando por exemplo em espalhamento de *magnons*. Nesse processo conhecido como espalhamento de dois *magnons*, o *magnon* com  $k = 0$  excitado na FMR espalha em um estado degenerado de *magnons* tendo o vetor de onda  $k$  diferente de zero. Variações nos campos internos, espessura ou orientação cristalina dentro da amostra também podem aumentar a largura de linha (ZAKERI et al., 2007).

Para distinguir todas as contribuições para  $\Delta H$ , geralmente é necessário estudar a variação de largura de linha dentro de uma ampla faixa de frequência (LINDNER et al., 2003). Nosso aparato experimental é limitado a uma frequência máxima de 5 GHz, no entanto, a expressão fenomenológica 4.3 teve um bom ajuste aos dados experimentais,

$$\Delta H(f) = \Delta H_0 + \frac{2\pi\alpha_{eff}}{\gamma} f, \quad (4.3)$$

sendo  $\Delta H_0$  o parâmetro relacionado a homogeneidade da amostra e  $\alpha_{eff}$  uma grandeza adimensional que representa o amortecimento efetivo. Para a amostra EB34, os parâmetros extraídos da equação 4.3 após o ajuste são  $\Delta H_0 = 2,5$  Oe e  $\alpha_{eff} = 0,015$ , enquanto que para a amostra pura de Py temos  $\Delta H_0 = 2,85$  Oe e  $\alpha_{eff} = 0,0079$ .

A maior inclinação observada para a EB34 provavelmente está relacionada a um aumento de  $\alpha_{eff}$  devido ao bombeamento de *spin* para as camadas de Ta e FeMn. Além disso, o aumento de  $\alpha_{eff}$  indica a presença de uma corrente de *spin* no sistema que pode induzir uma tensão dc. A corrente de *spin* no Ta e FeMn poderia ser transformada em uma corrente de carga via ISHE. Estudos anteriores (HOFFMANN, 2013),(ZHANG et al., 2014) mostraram que o acoplamento *spin*-órbita em tais materiais é suficientemente alto para gerar esse efeito.

Uma varredura angular foi realizada para distinguir entre a contribuição ISHE e a de efeitos de retificação (seção 2.9). Nesse método, o ângulo  $\phi_H$  ( $\vec{H}$  em relação  $\vec{h}$ ) é avançado de 10 em 10 graus após realizar a medida de tensão dc em função da variação de  $\vec{H}$ . De cada ângulo é obtida uma medida semelhante a figura 4.7 para uma frequência. Para nossa configuração experimental, os parâmetros  $A_L$  e  $A_D$  podem ser escritos como (SOH et al., 2014b)

$$A_L = -\sin \Phi [V_{AMR}^x \sin \phi_H \cos 2\phi_H - V_{AMR}^z \sin \phi_H \cos 2\phi_H] - V_{AHE} \cos \Phi \sin \phi_H + V_{DC}^{ISHE} \sin^3 \phi_H \quad (4.4)$$

e

$$A_D = +\cos \Phi [V_{AMR}^x \sin \phi_H \cos 2\phi_H - V_{AMR}^z \sin \phi_H \cos 2\phi_H] - V_{AHE} \sin \Phi \sin \phi_H, \quad (4.5)$$

sendo que os parâmetros  $V_{AMR}^x$  e  $V_{AMR}^z$  se referem as respectivas contribuições devido às correntes de micro-ondas  $\vec{j}_x$  e  $\vec{j}_z$  no plano da AMR. As contribuições devido ao efeito Hall anômalo são representadas por  $V_{AHE}$  enquanto as do ISHE por  $V_{DC}^{ISHE}$ . A diferença de fase entre a corrente de micro-onda  $\vec{j}$  e a sua componente magnética  $\vec{h}$  é denominada  $\Phi$ .

Como pode ser visto na equação 4.4, a contribuição ISHE para a medida de tensão  $V_{DC}$  é proporcional a  $\sin^3 \phi_H$ . Consequentemente, ajustando  $A_L(\phi_H)$  para essa expressão é possível obter valores para  $\Phi$ ,  $V_{AMR}^x$ ,  $V_{AMR}^z$ ,  $V_{AHE}$  e  $V_{DC}^{ISHE}$ .

A figura 4.10 ilustra a variação de  $A_L$  e  $A_D$  em função do ângulo  $\phi_H$ , que é o ângulo entre o campo magnético externo e a componente magnética da micro-ondas ( $\vec{h}$ ), sendo aplicada uma frequência de 5 GHz. Os círculos representam os dados experimentais para as curvas de tensão, medidas para diferentes ângulos. As linhas representam o melhor ajuste obtido através das equações 4.4 e 4.5 que são ajustadas com os mesmos parâmetros, exceto o parâmetro livre que é  $V_{DC}^{ISHE}$ .

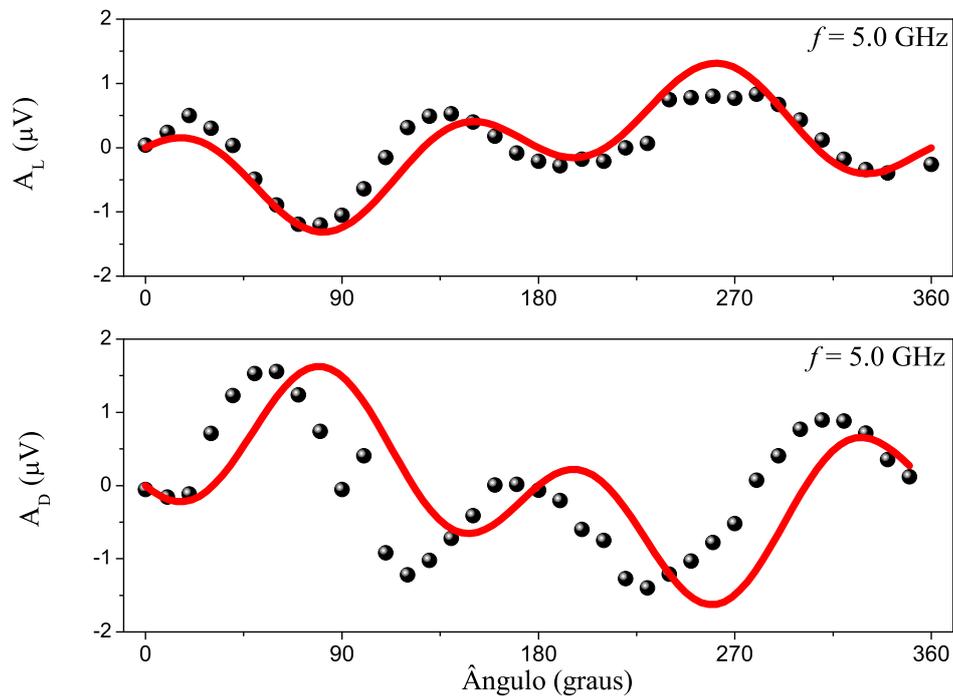


Figura 4.10 – Amplitudes das funções lorentziana ( $A_L$ ) e dispersiva ( $A_D$ ) em função do ângulo para a amostra EB34 com EB.

Os parâmetros extraídos do ajuste da figura 4.10 para os dados experimentais foram os seguintes:  $\Phi = 212^\circ$ ,  $V_{AMR}^x = 1,71 \mu\text{V}$ ,  $V_{AMR}^z = 0,85 \mu\text{V}$ ,  $V_{AHE} = 0,083 \mu\text{V}$  e  $V_{DC}^{ISHE} = 0,41 \mu\text{V}$ .

O segundo método aplicado é o universal, que é a diferença entre as contribuições dos SRE e ISHE para a tensão  $V_{DC}$ . Assim é investigada a dependência desses efeitos com a direção de injeção de *spin* (KIM et al., 2015),(ZANG et al., 2016). Enquanto o SRE é independente do sentido (*up* ou *down*), o ISHE é uma função que tem uma dependência com esse posicionamento. Então a injeção de *spin* é invertida ao virarmos a amostra no interior da *microstrip*, enquanto o sinal do SRE permanece inalterado o do ISHE muda de sinal. A medida da tensão foi obtida para duas configurações diferentes, *up* e *down*. A tensão total  $V_{DC}^{Up}$  pode ser expressa como uma soma das contribuições SRE e ISHE, definida como

$$V_{DC}^{Up} = V_{SRE} + V_{DC}^{ISHE}. \quad (4.6)$$

Quando a injeção da corrente de *spin* é revertida (posição *down*), a nova tensão torna-se

$$V_{DC}^{Down} = V_{SRE} - V_{DC}^{ISHE}. \quad (4.7)$$

As contribuições simétricas podem ser separadas com a soma e a subtração das medidas *up* e *down*,

$$V_{SRE} = \frac{1}{2}(V_{DC}^{Up} + V_{DC}^{Down}) \quad (4.8)$$

$$V_{DC}^{ISHE} = \frac{1}{2}(V_{DC}^{Up} - V_{DC}^{Down}). \quad (4.9)$$

A corrente de *spin* é gerada por *spin pumping* da camada FM para as camadas adjacentes. Assim, na configuração *up* a corrente de *spin* entra na camada de FeMn de baixo para cima e a direção de injeção de *spin* no material é ao longo do eixo  $\hat{y}$ . Para o Ta, que está abaixo da camada FM, a injeção de *spin* é de cima para baixo, na direção  $-\hat{y}$ . A configuração *down* é obtida ao rodarmos 180 graus a configuração *up* ao longo do eixo  $\hat{x}$ . Essa rotação foi escolhida de maneira que o eixo de EB permanecesse fixo. A corrente de *spin* é sempre paralela ao eixo  $\hat{y}$ , tanto na configuração *up* quanto na *down*.

Os dados obtidos para amostra EB34 são mostrados nas figuras 4.11 e 4.12 para as frequências de 3,5 GHz e 5 GHz. A contribuição  $V_{DC}^{ISHE}$  comparada a  $V_{SRE}$  pode ser observada para as duas frequências. O sinal ISHE tem forma de linha simétrica e Lorentziana e pode ser ajustado com a equação  $V_{DC} = A_L L + A_D D$ , considerando  $A_D = 0$  para extrair o valor de  $V_{DC}^{ISHE}$ . O melhor ajuste para a frequência de 3,5 GHz foi de  $|V_{DC}^{ISHE}| = 0,18 \mu\text{V}$  e para a frequência de 5 GHz foi  $|V_{DC}^{ISHE}| = 0,36 \mu\text{V}$ .

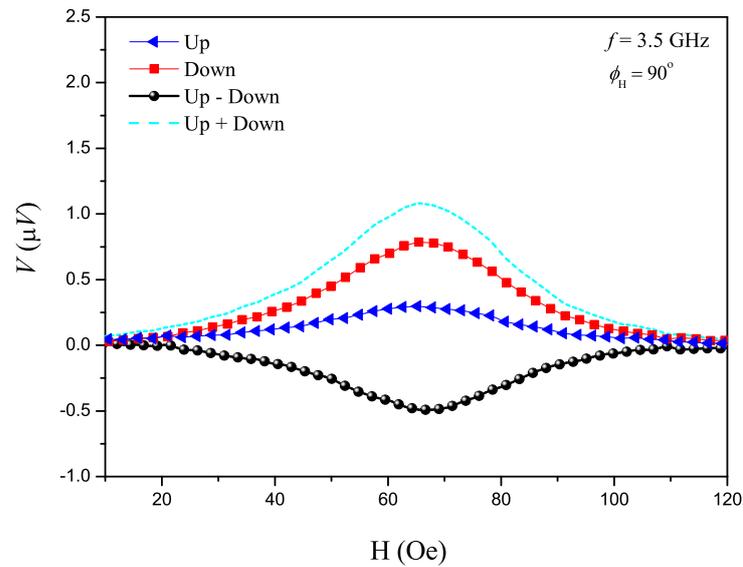


Figura 4.11 – Medidas *up* (triângulos) e *down* (quadrados) da tensão dc em função da variação do campo magnético externo para a amostra EB34 sob a frequência de 3,5 GHz. O ângulo entre a direção do campo  $\vec{H}$  e a componente magnética da micro-onda ( $\vec{h}$ ) é igual a 90 graus. A curva pontilhada representa as contribuições dos efeitos de retificação de *spin* e para obter o valor  $V_{SRE}$  utiliza-se a equação 4.8.

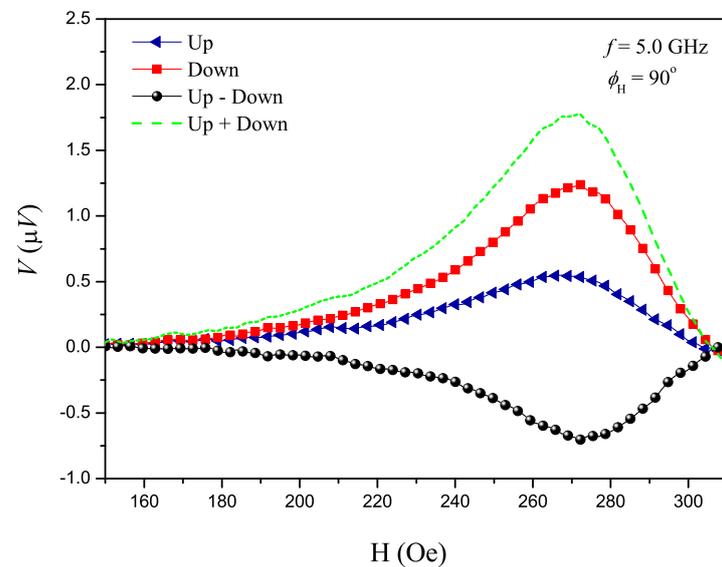


Figura 4.12 – Medidas *up* (triângulos) e *down* (quadrados) da tensão dc em função da variação do campo  $\vec{H}$  para a amostra EB34 sob  $f = 5$  GHz. Foi utilizado o método universal para extrair a contribuição ISHE da SRE. Os círculos pretos representam a diferença entre as curvas *up* e *down* (ISHE) devido a direção de difusão de *spin* que são invertidos nas duas orientações. Para obter o valor  $V_{DC}^{ISHE}$  utiliza-se a equação 4.9.

Esse conjunto de medidas obtido para a amostra EB34 comprova que além da tensão SRE há também a ISHE em filmes finos com *exchange bias*. Além disso, o *exchange bias* permitiu identificar que para a frequência de 2,6 GHz é possível encontrar um máximo da tensão de ressonância sem a presença de campo magnético externo (figura 4.7). Parte dos resultados deste trabalho estão publicados na revista *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (GARCIA et al., 2017).

Para as outras amostras, apesar de obter um sinal maior da tensão total, tornou-se mais difícil separar a contribuição ISHE e, conseqüentemente, concluir sobre a influência do EB. A frequência de ressonância e o campo magnético externo limitaram a investigação para amostras com maior espessura de material ferromagnético.

Além das amostras com EB foi realizada uma avaliação do sinal ISHE em uma bicamada de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm) sem EB, porém, como esta tem espessuras diferentes da amostra EB34, não foi possível fazer uma comparação entre elas, apenas indicar a presença do sinal ISHE mediante os métodos angular e universal.

Ao final desta tese (anexo) encontram-se outras medidas relacionadas às difrações de raios-x, tensão pelo campo magnético com a variação da frequência e com a variação angular, análise pelo método angular e universal da multicamada com 40 nm de NiFe e da amostra NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm) sem EB.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

A primeira etapa do trabalho foi encontrar um protocolo de produção de filmes finos por *magnetron sputtering* que permitisse a criação de filmes com EB. Esse protocolo baseou-se em uma análise das estruturas cristalinas em relação às potências de deposição para o FeMn sobre o substrato de vidro e do NiFe sobre Ta/vidro. Também, foi possível perceber que, dependendo da potência utilizada, o FeMn pode apresentar-se com a estrutura  $\alpha$  (100) ou  $\gamma$  (111), enquanto o NiFe sob diferentes potências não apresentou uma outra estrutura diferente da (111).

A segunda etapa concentrou-se na produção dos filmes finos com EB. Todas multicamadas com EB continham a estrutura Ta/NiFe/FeMn/Ta sobre o substrato de vidro. A diferença entre cada filme com EB foi a espessura utilizada para a camada FM, a qual variou de 2,5 até 150 nm. Foram realizadas medidas de magnetização por meio de um AGFM e foi observado uma região entre 20 e 150 nm em que o  $H_{eb}$  teve um decréscimo com o aumento da espessura do NiFe. Através da análise da estrutura cristalográfica por difração de raios-x foi possível observar que, com o aumento da espessura de NiFe, o pico referente à posição (111) do FeMn decrescia.

Foi possível identificar a contribuição ISHE pelas duas técnicas e medir o sinal ISHE para um sistema com acoplamento ferromagnético. No entanto, a amostra EB34 com 20 nm de NiFe foi a que nos permitiu obter o melhor resultado.

Outro ponto de interesse que surgiu no transcorrer da pesquisa foi a potencial aplicabilidade em sistemas que utilizem altas frequências para sensores ou receptores sem a necessidade de um campo magnético externo. A amostra EB34 apresenta FMR na frequência de 2,6 GHz, faixa de operação próxima das antenas de wifi que é 2,4 GHz. Esta frequência pode ser modificada variando-se as espessuras dos filmes.

## REFERÊNCIAS

- ALLEGGRANZA, O.; CHEN, M.-M. Effect of substrate and antiferromagnetic film's thickness on exchange-bias field (invited). **Journal of Applied Physics**, v.73, p.6218–6222, 1993.
- AN, Z. et al. The universal definition of spin current. **Scientific Reports**, v.2:388, p.1–20, 2012.
- ANDO, K. et al. Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem. **Nature Materials**, v.10, p.655–659, 2011.
- ARKADYEV, V. K. Fresnel Diffraction. **Journal of Russian Physical Chemistry Society**, v.44, p.165, 1912.
- AWANG, Z. **Microwave systems design**. Malaysia: Springer Singapore, 2014.
- AZEVEDO, A. et al. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? **Journal of Applied Physics**, v.97, p.10C715, 2005.
- AZEVEDO, A. et al. Competing spin pumping effects in magnetic hybrid structures. **Applied Physics Letters**, v.104, p.052402, 2014.
- BAI, L. et al. Universal Method for Separating Spin Pumping from Spin Rectification Voltage of Ferromagnetic Resonance. **Physical Review Letters**, v.111, p.217602–217607, 2013.
- BEKKER, V. A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.270, p.327–332, 2004.
- BERGER, L. Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets. **Physical Review B**, v.2, p.4559, 1970.
- BERKOWITZ, A.; TAKANO, K. Exchange anisotropy — a review. **Journal Magnetism Magnetic Materials**, v.200, p.552, 1999.
- BINEK, C. Training of the exchange-bias effect: a simple analytic approach. **Physical Review B**, v.70, p.014421, 2004.
- BITERNAS, A. G. et al. Training effect of exchange bias bilayers within the domain state model. **Physical Review B**, v.80, p.134419, 2009.

- BLOCH, V. F. Zur theorie des ferromagnetismus. **Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei**, v.61, p.206–219, 1930.
- BLUNDELL, S. **Magnetism in condensed matter**. Oxford: Oxford University Press, 2001.
- BROUWER, P. W. Scattering approach to parametric pumping. **Physical Review B**, v.58, p.R10 135–138, 1998.
- CHANG, C.-Z.; LI, M. Quantum anomalous Hall effect in time-reversal-symmetry breaking topological insulators. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v.28, p.123002 – 123027, 2016.
- CHANG, H. W. et al. Effect of Ta underlayer on magnetic properties of FeMn/NiFe films. **Surface and Coatings Technology**, v.303, p.148–153, 2016.
- CHEN, Y.-T. The Effect of Interface Texture on Exchange Biasing in  $Ni_{80}Fe_{20}/Ir_{20}Mn_{80}$  system. **Nanoscale Research Letters**, v.4, p.90–93, 2009.
- COEY, J. M. D. **Magnetism and magnetic materials**. 1<sup>th</sup>.ed. New York, USA: Cambridge, 2009.
- COSTACHE, M. V. et al. Electrical detection of spin pumping: dc voltage generated by ferromagnetic resonance at ferromagnet/nonmagnet contact. **Physical Review B**, v.78, p.064423 1–9, 2008.
- CRONIN, N. J. **Microwave and optical waveguides**. 1<sup>th</sup>.ed. UK: Inst of Physics Pub, Inc, 1995.
- CULLITY, B. D. **Elements of x-ray diffraction**. 2<sup>th</sup>.ed. Massachusetts, USA: Addison Wesley Publishing Company, INC, 1978.
- DA SILVA, R. B. et al. Angular dependence of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased NiFe/IrMn multilayers. **Applied Physics Letters**, v.104, p.102405 – 102410, 2014.
- DAI, B. et al. Structural and magnetic properties of NiFe/NiMn bilayers with different seed and cap layers. **Journal of Magnetism Magnetic Materials**, v.257, p.190–194, 2003.
- DIENY, B. et al. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. **Physical Review B**, v.43, n.1, p.1297–1300, 1991.

- DORFMANN, J. Einige Bemerkungen zur Kenntnis des Mechanismus magnetischer Erscheinungen. **Zeitschrift für Physik**, v.17, p.98, 1923.
- DYAKONOV, M.; PEREL, V. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. **Physics Letters A**, v.35, p.459–460, 1971.
- FERMIN, J. R. et al. Ferromagnetic resonance linewidth and anisotropy dispersions in thin Fe films. **Journal of Applied Physics**, v.85, p.7316–7320, 1999.
- FREITAS, A. S. et al. Fe-Mn alloys: a mixed-bond spin - 1/2 ising model version. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.361, p.137–139, 2014.
- GARCIA, W. J. S. et al. Inverse spin Hall and spin rectification effects in NiFe/FeMn exchange-biased thin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.441, p.392–397, 2017.
- GILBERT, T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials; Phys. Rev. 100, 1243 (1955). **IEEE Transactions on Magnetics**, v.40, p.3443–3449, 2004.
- GLOWINSKI, H. et al. Exchange coupled NiFe/NiMn bilayer studied by a vector network analyzer ferromagnetic resonance. **Acta Physica Polonica A**, v.121, p.1145–1147, 2012.
- GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. **Nature**, v.158, p.670–671, 1946.
- GUI, Y. et al. The physics of spin rectification and its application. **Science China**, v.56, p.124–141, 2013.
- GUIMARÃES, A. P. **Magnetism and magnetic resonance in solids**. New York: John Wiley Sons, 1998.
- HAAZEN, P. P. J. **Domain wall motion induced by the spin Hall effect in ultrathin Pt/Co/Pt films**. 2012. 125p. Dissertação (Mestrado em Ciência da Computação) — Department of Applied Physics - Eindhoven University of Technology, Eindhoven.
- HARDER, M. et al. Analysis of the line shape of electrically detected ferromagnetic resonance. **Physical Review B**, v.84, p.054423, 2011.
- HARDER, M. et al. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects. **Physics Reports**, v.661, p.1–59, 2016.

- HARRES, A. et al. Criteria for saturated magnetization loop. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.402, p.76–82, 2016.
- HEINRICH, B.; BLAND, J. A. C. **Ultrathin Magnetic Structures, Fundamentals of Nanomagnetism Vol. III**. 1<sup>st</sup>.ed. Berlin: Springer, 2005.
- HIRSCH, J. Spin Hall effect. **Physical Review Letters**, v.83, p.1834–1837, 1999.
- HOFFMANN, A. Spin Hall effects in metals. **IEEE Transactions on Magnetics**, v.49, p.5172–5193, 2013.
- JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. 3<sup>th</sup>.ed. [S.l.]: John Wiley Sons, Inc., 1999.
- JAN, J. P. **Solid State Physics**. 1<sup>st</sup>.ed. [S.l.]: Academic Press, 2001. 483p.
- JUNGBLUT, R. et al. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> bilayer (invited). **Journal of Applied Physics**, v.75, p.6659, 1994.
- JUNGBLUT, R. et al. Exchange biasing in MBE-grown Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> bilayers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.148, p.300–306, 1995.
- KARPLUS, R.; LUTTINGER, J. M. Hall Effect in Ferromagnetics. **Physical Review**, v.95, p.1154–1160, 1954.
- KATO, Y. K. et al. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. **Science**, v.306, p.1910–1913, 2004.
- KELLY, P. J.; ARNELL, R. D. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. **Vacuum**, v.56, p.159–172, 2000.
- KIM, S.-I. et al. Stacking order dependence of inverse spin Hall effect and anomalous Hall effect in spin pumping experiments. **Journal of Applied Physics**, v.117, p.17D901, 2015.
- KIM, S.-K. Micromagnetic computer simulations of spin waves in nanometre-scale patterned magnetic elements. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v.43, p.264004/1–264004/25, 2010.
- KITTEL, C. Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment. **Physical Review**, v.71, p.270–271, 1947.

- KITTEL, C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. **Physical Review**, v.73, p.155–161, 1948.
- KOON, N. C. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic. **Physical Review Letters**, v.78, p.4865–4868, 1997.
- KUREBAYASHI, H. et al. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting. **Nature Materials**, v.10, p.660–664, 2011.
- KUREBAYASHI, H. et al. An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature. **Nature Nanotechnology**, v.9, p.211–217, 2014.
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. **Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion**, v.8, p.101–114, 1935.
- LEDERMAN, D. et al. Exchange anisotropy and the antiferromagnetic surface order parameter. **Physical Review B**, v.56, p.2332–2335, 1997.
- LEVITT, M. H. **Spin dynamics: basics of nuclear magnetic resonance**. 2<sup>th</sup>.ed. [S.I.]: John Wiley Sons, 2008.
- LINDNER, J. et al. Non-Gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering. **Physical Review B**, v.68, p.060102(R), 2003.
- MAEKAWA, S. et al. **Spin Current**. 1<sup>th</sup>.ed. [S.I.]: Oxford University Press, 2012.
- MALOZEMOFF, A. P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. **Physical Review B**, v.35, p.3679–3682, 1987.
- MAO, S. et al. Temperature dependence of giant magnetoresistance properties of NiMn pinned spin valves. **Journal Applied Physics**, v.83, n.11, p.6807–6809, 1998.
- MAURI, D. et al. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. **Journal of Applied Physics**, v.62, p.3047–3049, 1987.
- MAURI, D. et al. Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich. **Journal of Applied Physics**, v.62, n.22, p.2929–2932, 1987.

- MEIKLEJOHN, W. H. Exchange anisotropy - A review. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.200, p.552, 1999.
- MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New magnetic anisotropy. **Physical Review**, v.105, n.3, p.904–913, 1957.
- MENDES, J. et al. Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>. **Physical Review B**, v.89, p.140406(R), 2014.
- MIZUKAMI, S. et al. The Study on ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM (NM=Cu, Ta, Pd and Pt) Films. **Japanese Journal of Applied Physics**, v.40, p.580–585, 2001.
- MOROTA, M. et al. Indication of intrinsic spin Hall effect in 4d and 5d transition metals. **Physical Review B**, v.87, p.174405/1 – 174405/5, 2011.
- MOSENDZ, O. et al. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. **Physical Review B**, v.82, p.214403–214413, 2010.
- MYERS, E. B. et al. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. **Science**, v.285, p.867, 1999.
- NAGAOSA, N. et al. Anomalous Hall effect. **Reviews of Modern Physics**, v.82, p.1539, 2010.
- NASCIMENTO, V. P. et al. Influence of the roughness on the exchange bias effect of NiFe/FeMn/NiFe trilayers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.320, p.272–274, 2008.
- NOGUES, J. et al. Exchange bias in nanostructures. **Physics Reports**, v.422, p.65–117, 2005.
- NOGUÉS, J. et al. Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF<sub>2</sub>-Fe bilayers. **Applied Physics Letters**, v.68, n.22, p.3186–3188, 1996.
- NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. K. Exchange bias. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.192, n.2, p.203–232, 1999.
- NOWAK, U. et al. Domain state model for exchange bias. I. Theory. **Physical Review B**, v.66, p.014430, 2002.
- NÉEL, L. **Annals of Physics (Paris)**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1967.

PARKIN, S. S. P. et al. **Magnetic Properties of Low Dimensional Systems II**. 2<sup>th</sup>.ed. Berlin, Germany: Springer, 1990. 110p.

PIMENTEL JÚNIOR, J. L. **Efeito Hall extraordinário no supercondutor magnético  $RuSr_2GdCu_2O_8$** . 2007. 98p. Dissertação (Mestrado em Ciência da Computação) — Programa de pós-graduação em física - Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Rio Grande do Sul: Porto Alegre.

RITCHIE, L. et al. Magnetic exchange bias enhancement through seed layer variation in FeMn/NiFe layered structures. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.247, p.187–190, 2002.

SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-hall effect. **Applied Physcs Letters**, v.88, p.182509/1–182509/3, 2006.

SCHULTHESS, T. C.; BUTLER, W. H. Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films. **Physical Review Letters**, v.81, p.4516–4519, 1998.

SEBASTIAN, T. et al. Improved accuracy thin film permeability extraction for a microstrip permeameter. **Journal of Applied Physics**, v.113, p.033906, 2013.

SILSBEE, R. H. et al. Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic normal-metal interface. **Physical Review B**, v.19, p.4382, 1979.

SINOVA, J. et al. Spin Hall effects. **Reviews of Modern Physics**, v.87, p.1213, 2015.

SMIT, J. The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I. **Physica**, v.21, p.877–887, 1955.

SMIT, J. The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II. **Physica**, v.24, p.39–51, 1958.

SOH, W. T. et al. Note: electrical detection and quantification of Spin Rectification Effect enabled by shorted microstrip transmission line technique. **Review of Scientific Instruments**, v.85, p.026109, 2014.

SOH, W. T. et al. An angular analysis to separate spin pumping-induced inverse spin Hall effect from spin rectification in a Py/Pt bilayer. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v.47, p.285001, 2014.

SOH, W. T. et al. Non-local detection of spin dynamics via spin rectification effect in yttrium iron garnet/SiO<sub>2</sub>/NiFe trilayers near simultaneous ferromagnetic resonance. **American Institute of Physics Advances**, v.5, p.087184, 2015.

STILES, M. D.; MCMICHAEL, R. D. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. **Physical Review B**, v.59, p.3722–3733, 1999.

SUAREZ, R. L. R. **Fenômenos magneto-eletrônicos em interfaces metálicas**. 256p. Tese (Doutorado em Física) – Programa de Pós-Graduação em Física, Universidade Federal de Pernambuco, Recife. 2006.

SUN, Q.; XIE, X. C. Definition of the spin current: the angular spin current and its physical consequences. **Physical Review B**, v.72, p.245305, 2005.

TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. **Physical Review Letters**, v.88, n.11, p.117601, 2002.

VALENZUELA, S. O.; TINKHAM, M. Direct electronic measurement of the spin hall effect. **Nature**, v.442, p.176, 2006.

VILELA, G. L. S. **Geração e detecção de correntes puras de spin pelos efeitos de spin pumping e Seebeck de spin**. 209p. Tese (Doutorado em Física) – Programa de pós-graduação em física - Universidade Federal de Pernambuco, Pernambuco:Recife. 2013.

VONSOVSKII, S. V. **Ferromagnetic Resonance**: The phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances. 1<sup>th</sup>.ed. Oxford: Pergamon Press, 1966.

WEI, D. et al. Direct electronic measurement of the spin hall effect. **Nature Communications**, v.5, p.3768, 2014.

WUNDERLICH, J. et al. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System. **Physical Review Letters**, v.94, p.047204/0 – 047204/4, 2005.

YAGER, W. A.; BOZORTH, R. M. Ferromagnetic Resonance at Microwave Frequencies. **Physical Review**, v.72, p.80, 1947.

ZAKERI, K. et al. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering. **Physical Review B**, v.76, p.104416–104424, 2007.

ZANG, W. et al. Separating inverse spin Hall voltage and spin rectification voltage by inverting spin injection direction. **Applied Physics Letters**, v.108, p.102405, 2016.

ZAVOISKII, E. K. Spin magnetic resonance in the decimetrewave region. **Journal of Physics USSR**, v.10, p.197–198, 1946.

ZAYETS, V. Spin and charge transport in materials with spin-dependent conductivity. **Physical Review B**, v.86, p.174415, 2012.

ZHANG, W. et al. Spin Hall effects in metallic antiferromagnets. **Physical Review Letters**, v.113, p.196602–196608, 2014.

ZHANG, W. et al. Separating inverse spin Hall voltage and spin rectification voltage by inverting spin injection direction. **Applied Physics Letters**, v.108, p.111, 2016.

ZHAO, H. et al. Coherence control of hall charge and spin currents. **Physical Review Letters**, v.96, p.246601, 2006.

ZHU, X. F. et al. Nonresonant spin rectification in the absence of an external applied magnetic field. **Physical Review B**, v.83, p.140402(R)–140406(R), 2011.

# ANEXOS

---

## ANEXO A – Medidas complementares

### A.1 Difração de raios-x

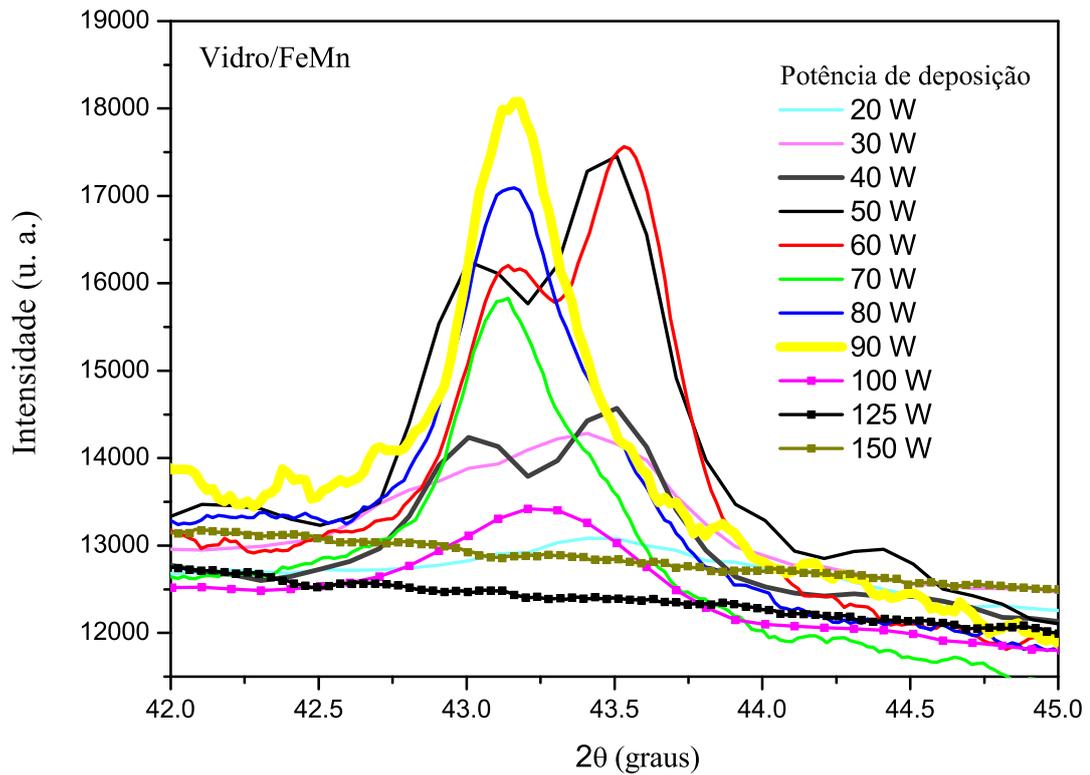


Figura A.1 – Espectros de raios-x para todos filmes finos de FeMn depositados sob diferentes potências. Através deles podemos inferir a presença das duas estruturas cristalinas, a cúbica de face centrada (cfc) e a cúbica de corpo centrado (ccc), referentes aos picos.

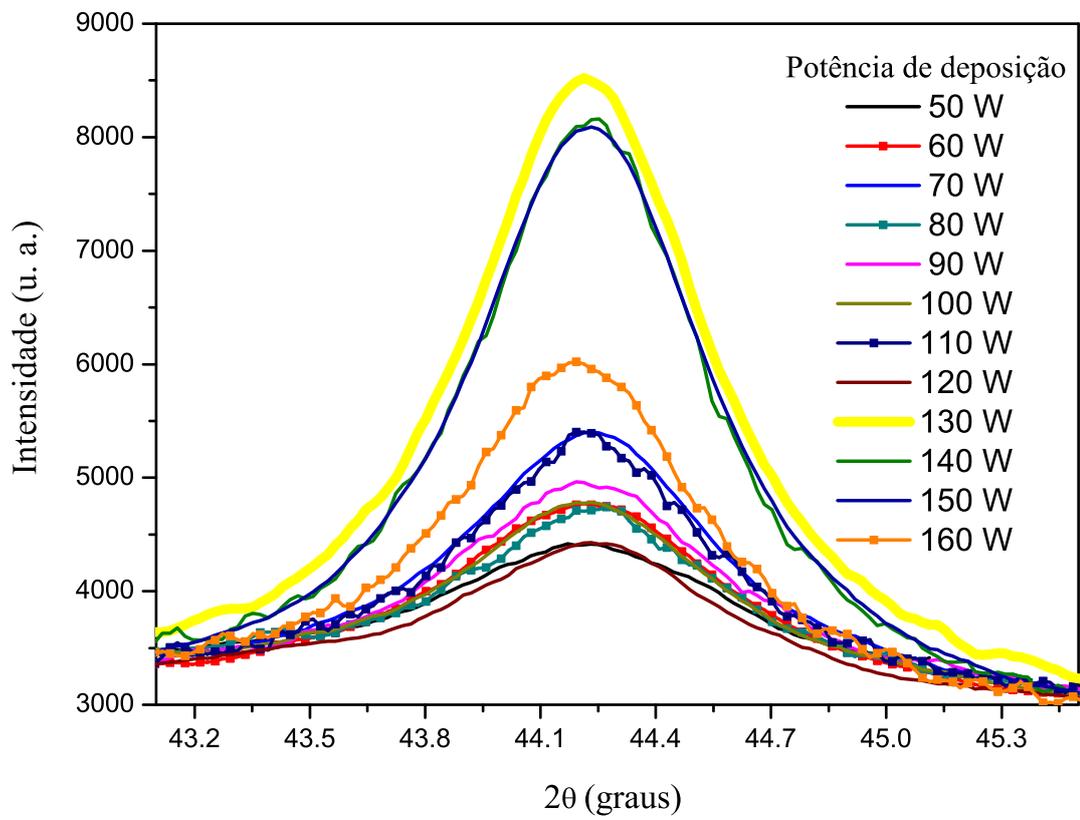


Figura A.2 – O espectro de raios-x mostrando as diferentes intensidades para diferentes potências de deposição de todos filmes de Ta/NiFe.

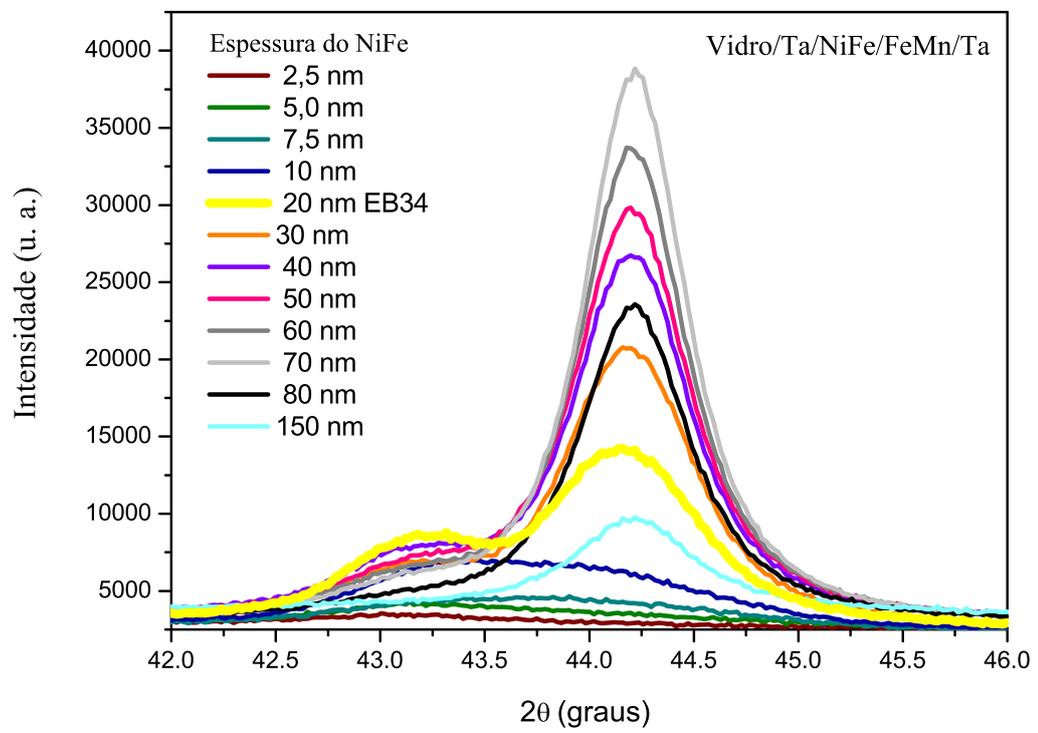


Figura A.3 – Difração de raios-x de 42° a 46° para todas as multicamadas em função do ângulo  $2\theta$ .

## A.2 Varredura da frequência - EB34

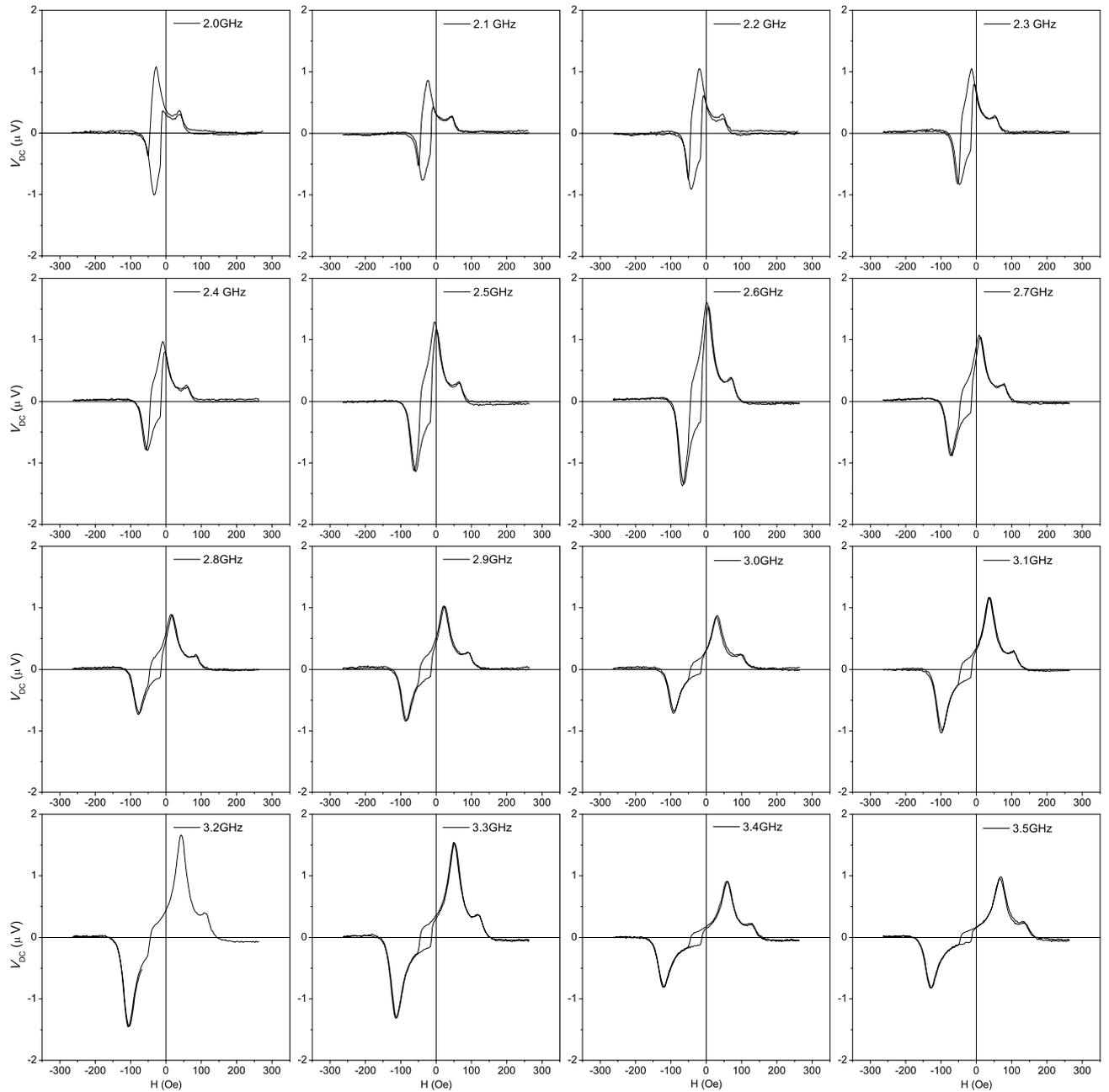


Figura A.4 – Curvas de tensão  $V$  versus  $H$  para amostra EB34 de 2,0 GHz até 3,5 GHz na configuração *down* e ângulo  $\phi_H = 90^\circ$ .

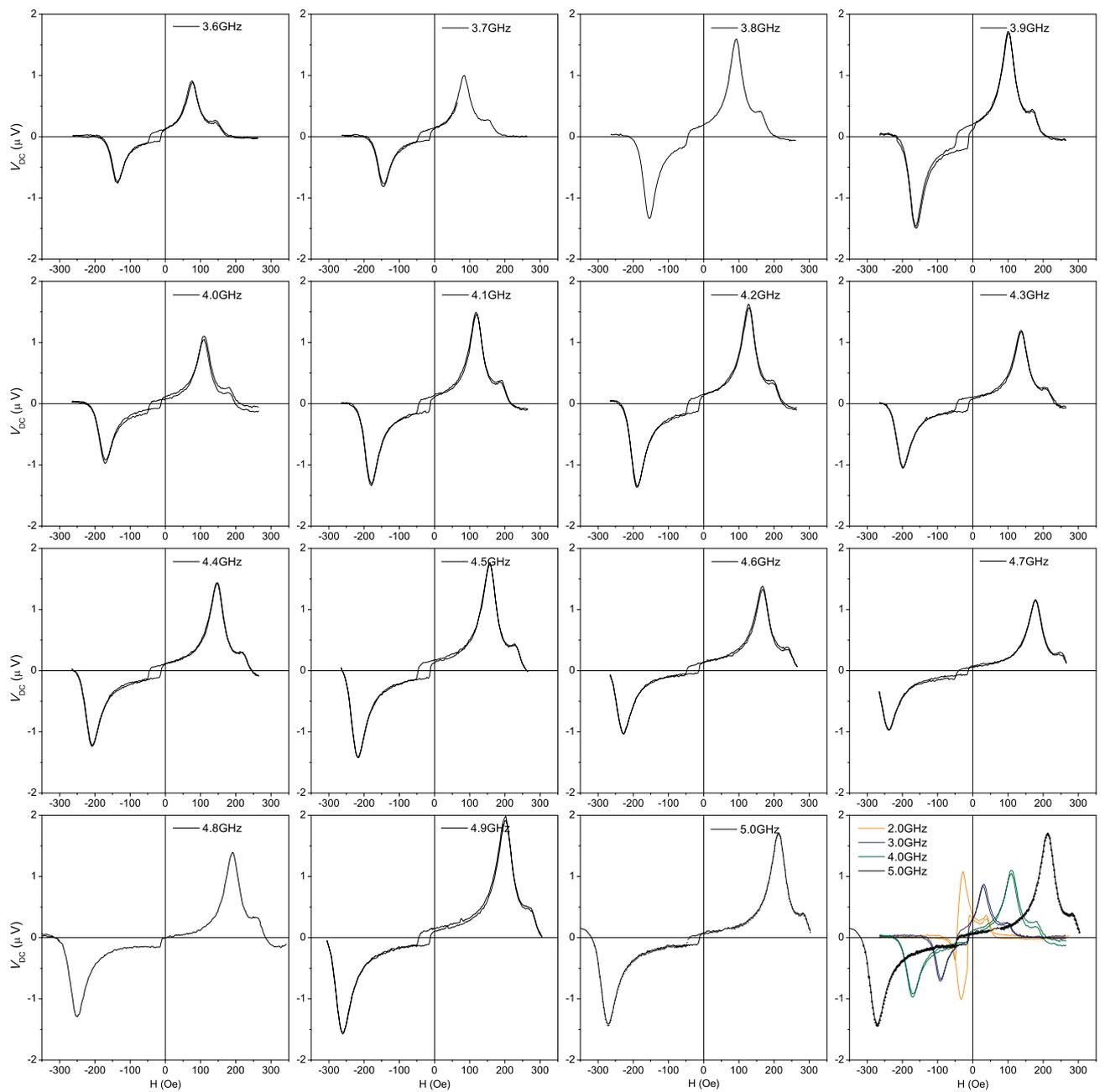


Figura A.5 – Curvas de tensão  $V$  versus  $H$  para amostra EB34 de 3,6 GHz até 5,0 GHz na configuração *down* e ângulo  $\phi_H = 90^\circ$ .

### A.3 Varredura angular - EB34

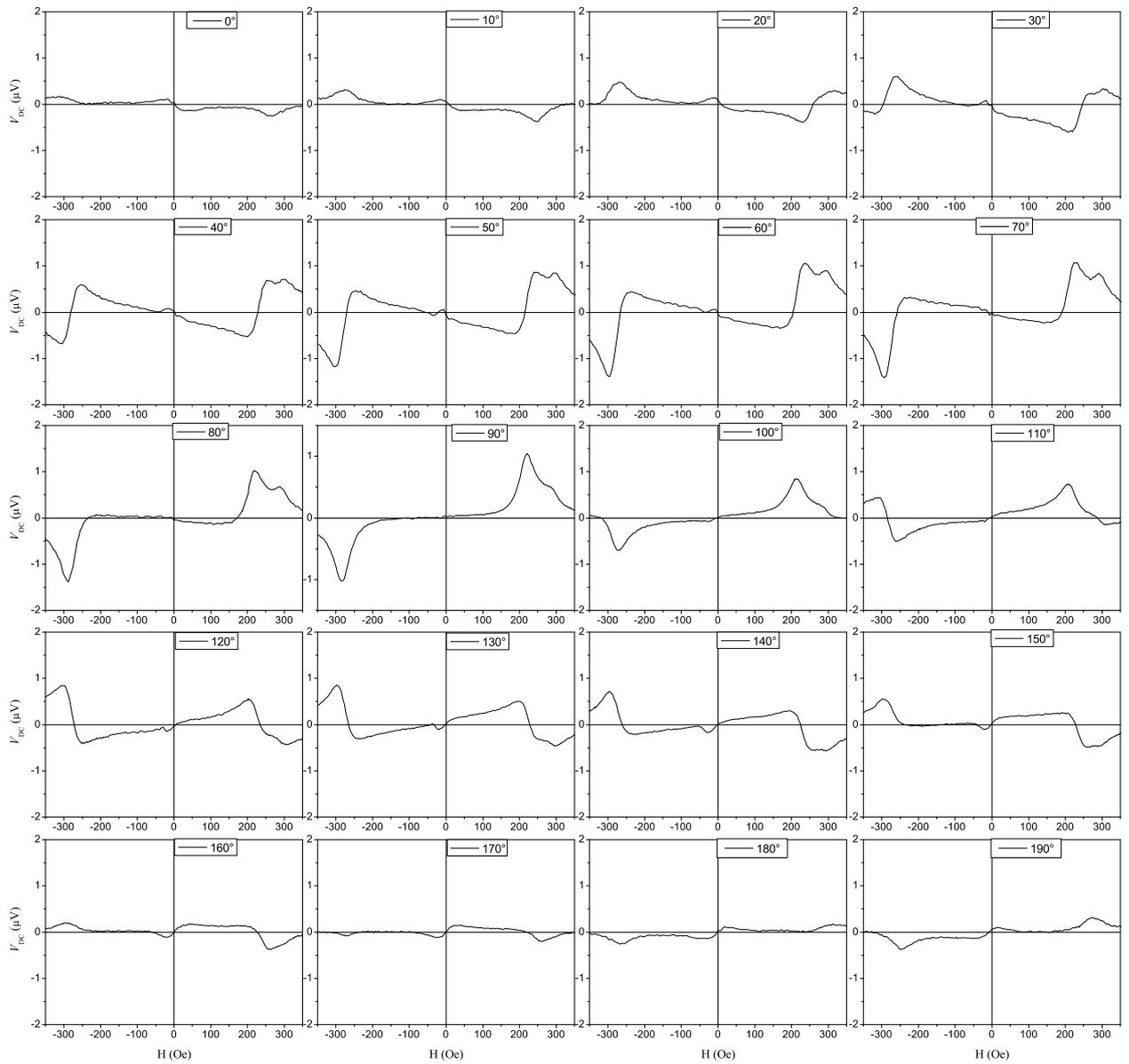


Figura A.6 – Curvas de tensão  $V$  versus  $H$  para amostra EB34 com as variações angulares  $\phi_H$  de  $0^\circ$  a  $190^\circ$ , sob frequência de 5 GHz e a amostra na posição *down*.

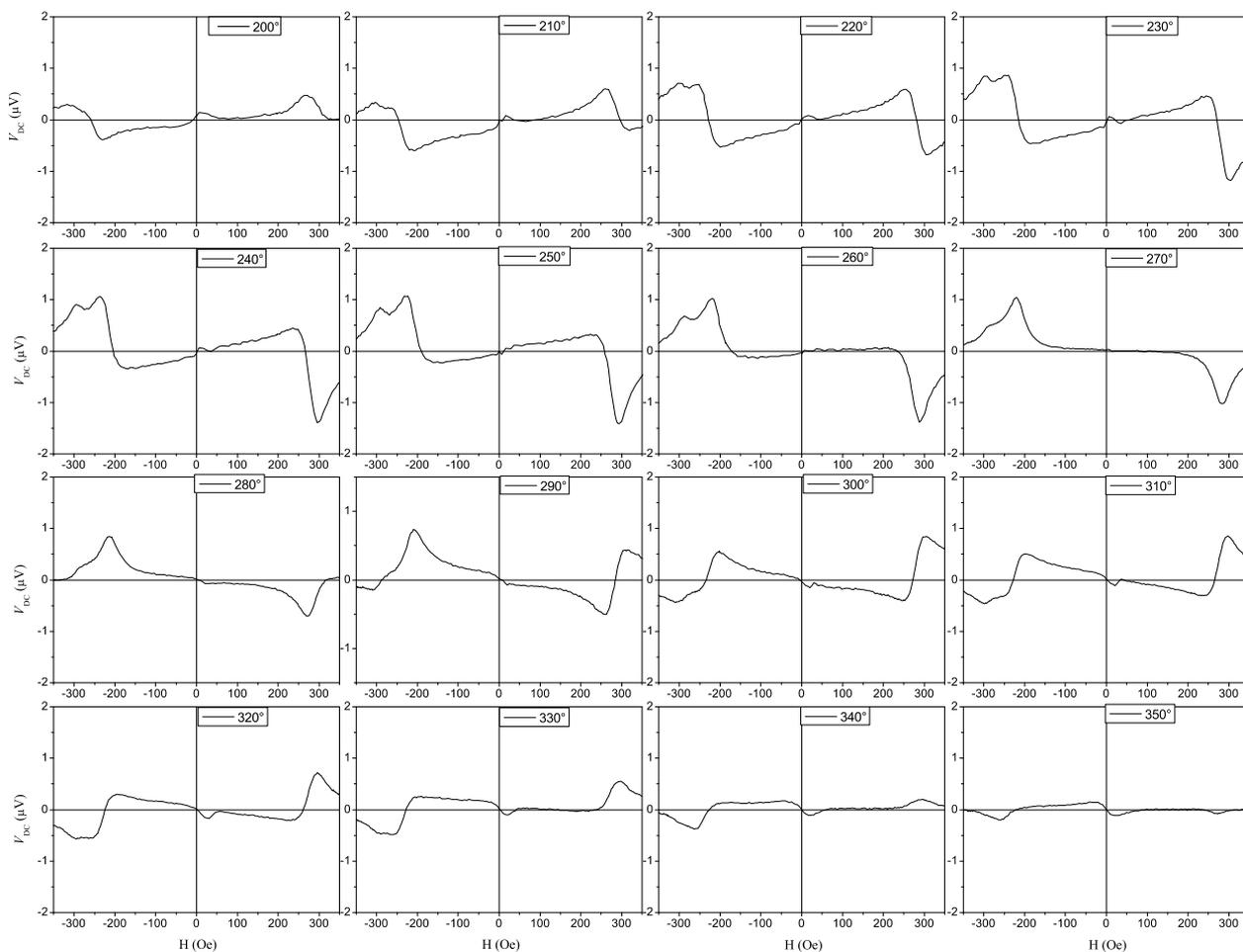


Figura A.7 – Curvas de tensão  $V$  versus  $H$  para amostra EB34 com as variações angulares  $\phi_H$  de  $200^\circ$  a  $350^\circ$ , sob frequência de 5 GHz e a amostra na posição *down*.

As medidas na análise angular foram realizadas com o campo magnético  $H$  variando de um máximo até um mínimo sem o retorno porque os campos de ressonância para a frequência de 5 GHz estão localizados acima de 250 Oe, que é o limite para as bobinas de Helmholtz não sofrerem superaquecimento e consequentemente não provocarem distorções nas medidas. A região de histerese também não ficou evidenciada nas medidas de análise angular por utilizarmos um passo de aquisições de dados maior na região central do que na região de ressonância, com o mesmo propósito de evitar aquecimento nas bobinas.

#### A.4 Procedimento para o método angular

Para o método angular são realizadas as seguintes etapas:

- primeiramente realizamos as medidas da tensão pelo campo para cada ângulo ( $\phi_H$ ) e em uma frequência definida, como nas figuras A.6 e A.7.
- depois é delimitada a região para fazer o ajuste que é a de ressonância para cada medida (figura A.8).
- então é realizado o ajuste da função 2.34 aos dados experimentais (figura A.9) e extraídos os parâmetros  $A_L$ ,  $A_D$ ,  $H_r$ ,  $\Delta H$ .
- com as contribuições lorentziana e dispersiva é construída uma tabela com  $A_L$ ,  $A_D$  em função do ângulo  $\phi_H$ .
- desta tabela são gerados dois gráficos  $A_L(\phi_H)$  e  $A_D(\phi_H)$ .
- Por fim são ajustadas simultaneamente ao gráfico Lorentziano  $A_L(\phi_H)$  a função 2.37 e ao dispersivo a 2.38. Obtendo assim os valores relativos as contribuições das tensões  $V_{AMR}^x$ ,  $V_{AMR}^z$ ,  $V_{AHE}$ ,  $V_{DC}^{ISHE}$  além do  $\Phi$ .

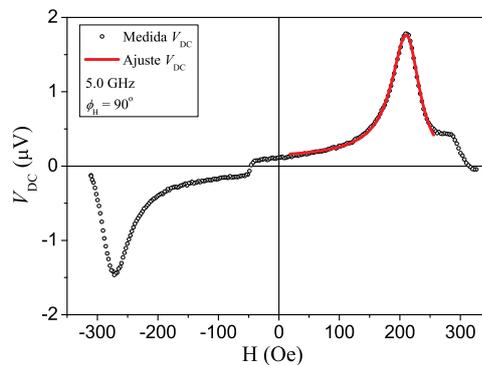


Figura A.8 – Uma das medida para o método angular com a região delimitada para o ajuste em vermelho, para a frequência de 5 GHz.

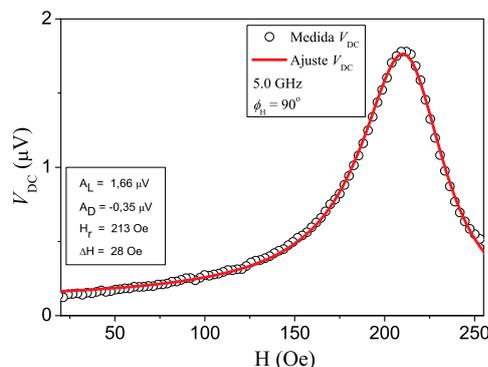


Figura A.9 – Os parâmetros obtidos após o ajuste da função 2.34.

### A.5 Multicamada de Ta(15 nm)/Py(40 nm)/FeMn(20 nm)/Ta(20 nm)

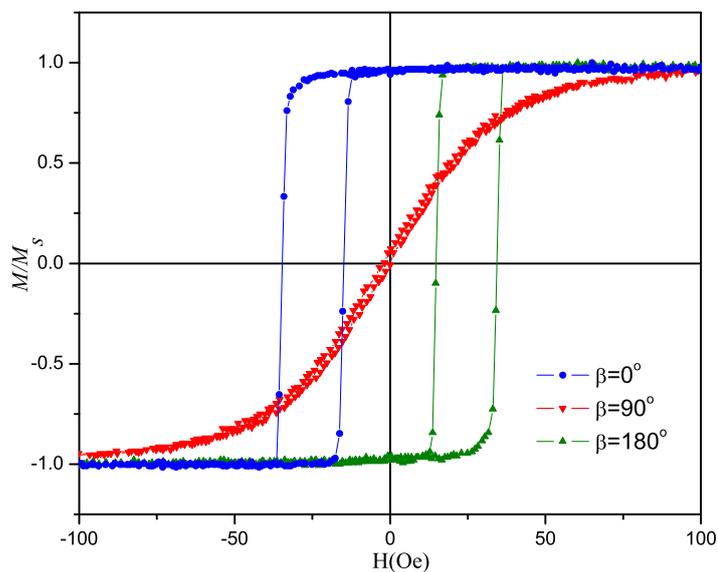


Figura A.10 – Curvas de magnetização para a multicamada com 40 nm de Py.  $\beta$  representa o ângulo entre campo magnético aplicado no plano e a direção de *exchange bias*.

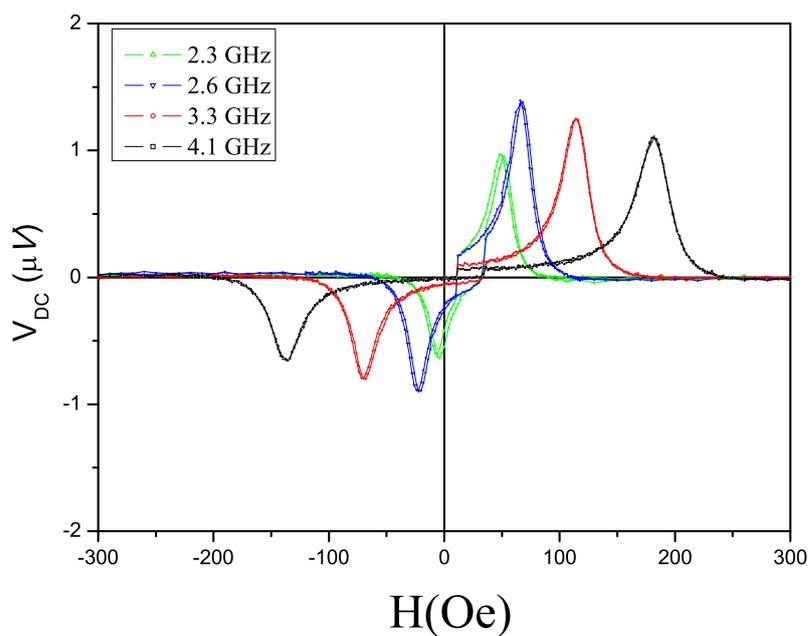


Figura A.11 – Medida da tensão dc versus H para diferentes frequências. O campo de EB está alinhado a  $180^\circ$  com relação ao campo magnético externo.

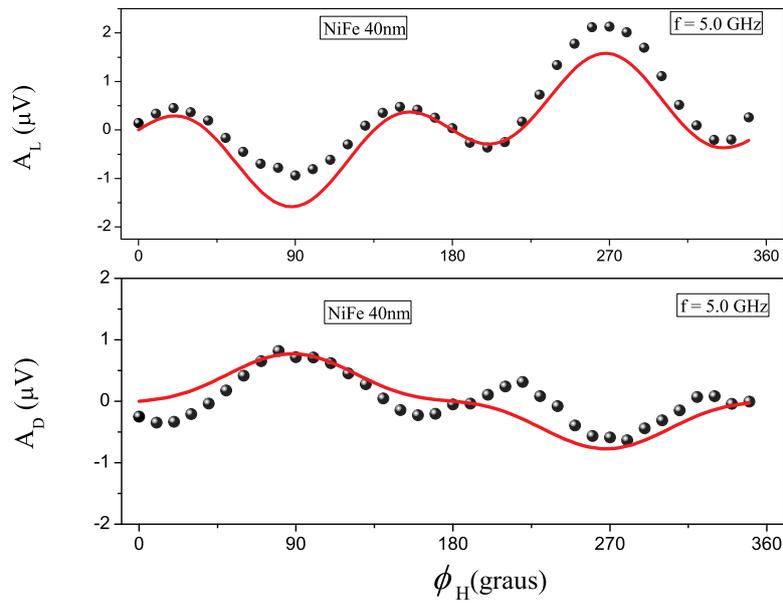


Figura A.12 – Medida da tensão dc versus H para o método angular.

Os parâmetros extraídos do ajuste da figura A.12 para os dados experimentais foram os seguintes:  $\Phi = 255^\circ$ ,  $V_{AMR}^x = 1,19 \mu\text{V}$ ,  $V_{AMR}^z = 0,15 \mu\text{V}$ ,  $V_{AHE} = 0,48 \mu\text{V}$  e  $V_{DC}^{ISHE} = -0,54 \mu\text{V}$ .

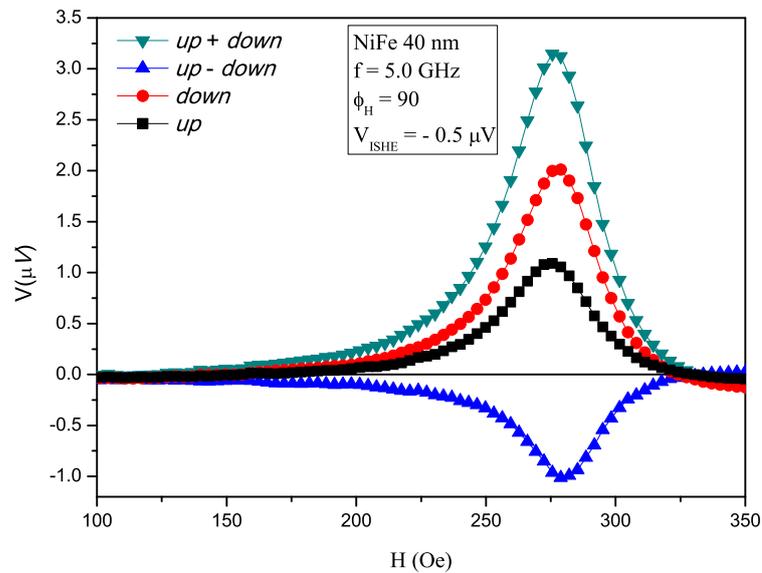


Figura A.13 – Medida da tensão dc versus H para o método universal.

O valor da tensão ISHE para as duas técnicas foi de  $V_{DC}^{ISHE} = -0,54 \mu\text{V}$  para o método angular e  $V_{DC}^{ISHE} = -0,5 \mu\text{V}$  para o método universal.

### A.6 Bicamada NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm) sem EB

A figura A.14 apresenta as medidas *up* e *down*. A contribuição da tensão ISHE é de 0.39  $\mu\text{V}$ . A outra contribuição (pontilhado) é devido aos efeitos de retificação.

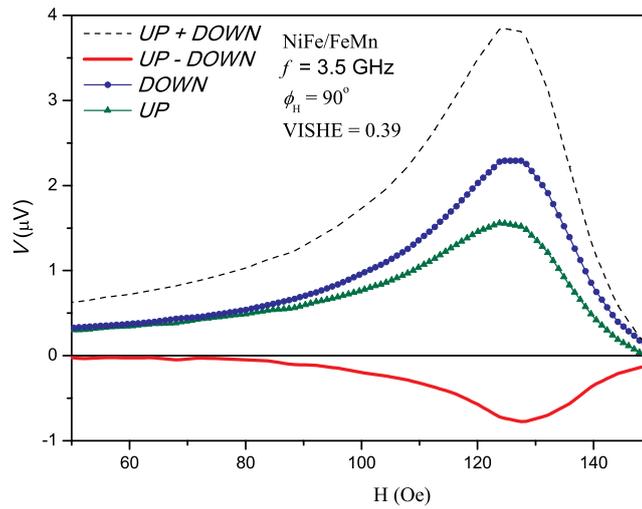


Figura A.14 – Medida da tensão dc *up* e *down* para amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm).

A figura A.15 indica as contribuições lorentziana e dispersiva em função do ângulo  $\phi_H$  para a frequência de 3.5 GHz, na configuração *up*.

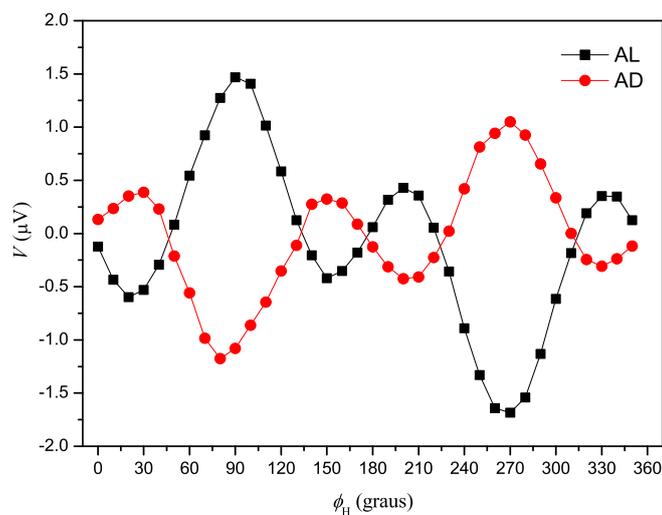


Figura A.15 – Medida da tensão dc para amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm), com as contribuições  $A_L$  e  $A_D$ .

Na figura A.16 são apresentados os ajustes para cada contribuição  $A_L$  e  $A_D$  da figura A.15, conforme as equações 2.37 e 2.38. Os parâmetros extraídos do ajuste da figura para os dados experimentais foram os seguintes:  $\Phi = 235^\circ$ ,  $V_{AMR}^x = -1,793 \mu\text{V}$ ,  $V_{AMR}^z = -0,07 \mu\text{V}$ ,  $V_{AHE} = -0,49 \mu\text{V}$  e  $V_{DC}^{ISHE} = 0,378 \mu\text{V}$ .

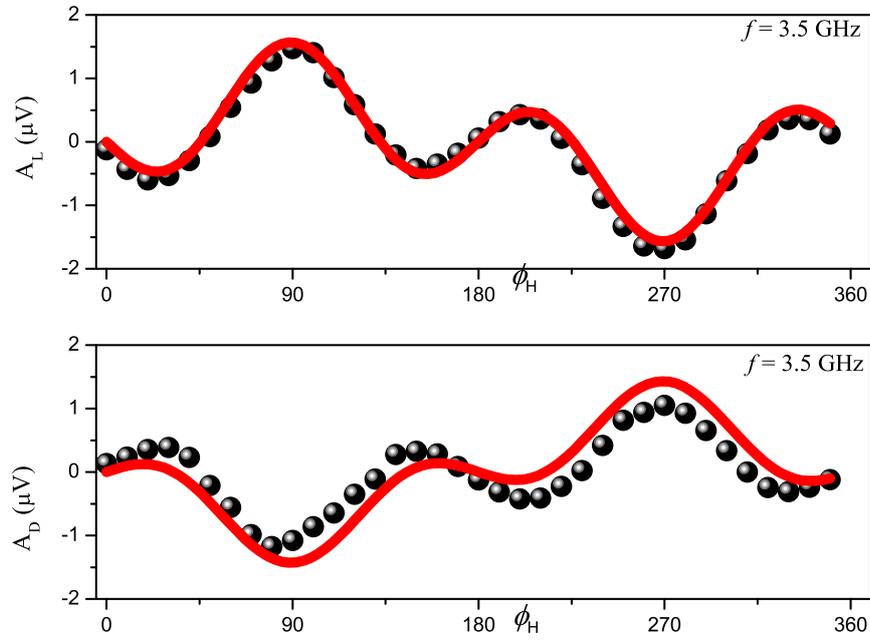


Figura A.16 – Ajustes de  $A_L$  e  $A_D$  obtidos para a amostra de NiFe(50 nm)/FeMn(8 nm).

O valor da tensão ISHE para as duas técnicas foi bem próximo, sendo  $V_{DC}^{ISHE} = 0,378 \mu\text{V}$  para o método angular e  $V_{DC}^{ISHE} = 0,39 \mu\text{V}$  para o método universal.