

**Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Física**

**Estudo do Tunelamento em Junções Túnel de  
*CoFeB/MgO/CoFeB***

**Dissertação de Mestrado**

**Rafael Domingues Della Pace**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2011**



Universidade Federal de Santa Maria  
Centro de Ciências Naturais e Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Física

# **Estudo do Tunelamento em Junções Túnel de $CoFeB/MgO/CoFeB$ <sup>†</sup>**

## **Dissertação de Mestrado**

**Rafael Domingues Della Pace**

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Lucio Strazzabosco Dorneles e apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

Santa Maria, RS, Brasil

2011

---

<sup>†</sup>Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS).

**Estudo do Tunelamento em Junções Túnel de**  
*CoFeB/MgO/CoFeB*

por

**Rafael Domingues Della Pace**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física**

**Orientador: Prof. Dr. Lúcio Strazzabosco Dorneles**

Santa Maria, RS, Brasil

2011

---

©2011

Todos os direitos reservados a Rafael Domingues Della Pace.

A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser realizada com autorização por escrito do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Faixa de Camobi, km 9, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: +55(55)3220-8618, +55(55)9118-1749

E-mail: [dominguesdellapace@gmail.com](mailto:dominguesdellapace@gmail.com)

---



**Universidade Federal de Santa Maria**  
**Centro de Ciências Naturais e Exatas**  
**Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada, aprova a Dissertação:

**Estudo do Tunelamento em Junções Túnel de**  
*CoFeB/MgO/CoFeB*

elaborada por

**Rafael Domingues Della Pace**

Como requisito parcial para a obtenção do título de  
**MESTRE EM FÍSICA**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

---

Prof. Dr. Lucio Strazabosco Dorneles - Orientador, UFSM

---

Prof. Dr. Luís Gustavo Pereira, UFRGS / Porto Alegre

---

Prof. Dr. Fábio Mallmann Zimmer, UFSM / Santa Maria

Santa Maria, 25 de fevereiro de 2011.

A minha família.

# Agradecimentos

*Gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram para este trabalho, sejam elas pertencentes ao Laboratório Magnetismo e Materiais Magnéticos ou não.*

*Começo agradecendo a Deus, por não me deixar sozinho em nenhum momento;*

*Ao meus pais, Angela R.M.D. Della Pace e Jorge C. Della Pace, ao meu irmão, Iuri Domingues Della Pace, que sempre me ajudaram, este trabalho também é de vocês;*

*Agradeço ao Professor Doutor Lucio Strazzabosco Dorneles por ter aceito me orientar, pelas importantíssimas discussões, ensinamentos, pela paciência, apoio e oportunidade de poder trabalhar com ele neste projeto;*

*Aos Professores Schelp, Carara, Antonio Marcos, Ana Augusta, Aguinaldo pela amizade, pelas conversas e ensinamentos;*

*Ao pessoal da Pós-graduação: Rogério Baierle, entre outros e, em especial, a Saionara ;*

*Ao Professor Felipe Bohn e Márcio Corrêa pela amizade, pelas conversas e ensinamentos;*

*Ao meu colega Matheus Gomes, Thiago de Almeida Mori, Luciane J. V. da Silva pelas discussões e parceria na hora de discutirmos os resultados;*

*A todos colegas e amigos do LMMM: João, Claudiosir, Callegari, Josué, Rafael Cabreira, Dieivase, Fabião, Danuza, Vivian, Veridiana, Paloma, Luiz, Adolfo (Jaguari), Paula, Diego, Maurício, por me aguentarem todo este tempo.*

*Aos meus amigos de infância.*

*Por fim, a minha namorada Aline Arend e minha entiaida Duda por terem muita paciência comigo e pelas ajudas.*

“Aquele que não é capaz de governar a si mesmo, não será capaz, de governar os outros.”.

**Mahatma Gandhi.**

# Resumo

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

## Estudo do Tunelamento em Junções Túnel de *CoFeB/MgO/CoFeB*

AUTOR: RAFAEL DOMINGUES DELLA PACE  
ORIENTADOR: LUCIO STRAZABOSCO DORNELES  
Data e Local: Santa Maria, 25 de fevereiro de 2011

Junções túnel magnéticas (*MTJ*) de *CoFeB/MgO/CoFeB* e multicamadas de *CoFeB/MgO*<sub>x3</sub> foram produzidas utilizando a técnica de *magnetron sputtering*, onde o filme isolante foi crescido em atmosfera reativas, *Ar + O*. As multicamadas foram produzidas visando medidas de difração de raio-X (XRD) e magnetização. As junções, para medidas de transporte. Todas as curvas *IxV*, não lineares, foram medidas a temperatura ambiente, e os ajustes realizados utilizando o modelo de *Simmons* para barreira simétrica. Os ajustes foram realizados primeiro para as tensões positivas e depois para tensões negativas, onde a altura e a espessura da barreira, e a área efetiva de tunelamento foram considerados parâmetros livres sempre. Sendo a área efetiva de tunelamento, muito menor, do que a área produzida durante a deposição, indicando assim a existência de pontos onde a corrente de tunelamento atravessa a barreira, devido a flutuações na espessura do isolante. A posteriori foi verificado o crescimento exponencial da resistência multiplicada pela área efetiva de tunelamento em função da espessura, utilizando somente valores calculados através das simulações das curvas *IxV*. Também foi verificada a curva de condutância versus a tensão, para a investigação da oxidação ou não da interfase entre eletrodo e barreira, mostrando que quase 100% das amostras das junções túnel ocorreu oxidação do eletrodo de baixo (positivo).

Palavras-chave: Tunelamento; Junções túnel magnéticas; spin.

# Abstract

Dissertação de Mestrado  
Programa de Pós Graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

## Study of tunneling in Tunnel Junctions $CoFeB/MgO/CoFeB$

AUTHOR: RAFAEL DOMINGUES DELLA PACE

ADVISOR: LUCIO STRAZABOSCO DORNELES

Date and Place: Santa Maria, 25<sup>th</sup> february, 2010

Magnetic tunnel junctions (MTJ) of  $CoFeB/MgO/CoFeB$  and multilayers of  $(CoFeB/MgO)_{x3}$  were produced using the technique of magnetron sputtering, where the insulating film was grown in an atmosphere reactive  $Ar + O$ . Multilayers were produced on measures of X-ray diffraction and magnetization. Junctions for transport measurements. All curves  $I_xV$ , nonlinear, were measured at room temperature, and adjustments made using the Simmons model for symmetric barrier. Adjustments were made first for the positive voltages and then to negative voltages, where the height and thickness of the barrier and the effective area of tunneling was always considered free parameters. Since the effective area of tunneling, much smaller than the area produced during deposition, thus indicating the existence of points where the current tunneling through the barrier, due to fluctuations in the thickness of the insulation. The post was seen exponential growth of the resistance multiplied by the effective area of tunneling as a function of thickness, using only the values calculated from the simulation curves  $I_xV$ . We also observed the curve of conductance versus voltage, for the investigation of oxidation or not the interface between electrode and barrier, showing that almost 100% of samples of the tunnel junctions was low oxidation of the electrode (positive).

Keywords: Tunnelling, Magnetic tunnel junctions, spin.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>Tunelamento</b>	<b>12</b>
2.1	Junções Túnel . . . . .	14
2.1.1	Junções Túnel Magnéticas (MTJ) . . . . .	15
2.2	Tunelamento Dependente de Spin para uma Barreira de <i>MgO</i> . . . . .	18
2.2.1	Influencia da Função de Onda Simétrica na Polarização de spin . . . . .	19
2.2.2	Oxidação da interface . . . . .	21
2.2.3	Oscilação da <i>TMR</i> versus espessura da camada isolante . . . . .	23
2.2.4	MTJ de CoFeB/MgO/CoFeB . . . . .	25
2.2.5	Aplicações Tecnológicas . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Procedimentos Experimentais</b>	<b>30</b>
3.1	Produção das Amostras . . . . .	30
3.1.1	Sistema de Deposição . . . . .	31
3.1.2	Produção de Alvos . . . . .	31
3.1.3	Deposição das Amostras . . . . .	32
3.1.4	Sistema de Indução Anisotrópica em Filmes Magnéticos . . . . .	34
3.1.5	Calibração das Taxas de Deposição . . . . .	34
3.1.6	Multicamadas . . . . .	38
3.1.7	Junções Túnel . . . . .	39
3.2	Caracterização estrutural . . . . .	41

3.3	Medidas de magnetização . . . . .	42
3.4	Medidas de Transporte . . . . .	44
3.4.1	Transporte Eletrônico (Curva <i>IxV</i> ) . . . . .	44
3.4.2	Magnetorresistência Túnel (TMR) . . . . .	46
3.5	Ajuste das Curvas <i>IxV</i> . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>48</b>
4.1	Amostras . . . . .	48
4.2	Caracterização estrutural . . . . .	48
4.2.1	Difração de raios-X . . . . .	48
4.2.2	Medidas de magnetização . . . . .	50
4.3	Medidas de transporte . . . . .	52
4.3.1	Ajuste das curvas <i>IxV</i> . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>60</b>
5.1	Conclusões . . . . .	60
5.2	Perspectivas . . . . .	61
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>62</b>



# 1 Introdução

Uma junção túnel magnética (MTJ) consiste de dois filmes ferromagnéticos separados por um filme isolante, que faz o papel de uma barreira de potencial, sendo na maioria das vezes um óxido. O primeiro sucesso na preparação de MTJ foi realizado por Julliere [1], usando uma amostra de  $Fe/Ge/Co$ , onde o semicondutor de  $Ge$  é a barreira túnel. Neste caso foi observada uma razão de magnetorresistência túnel (TMR) de aproximadamente 14%. Outros tipos de barreira, tais como, óxido de níquel ( $NiO$ ) [2], óxido de gadolínio ( $GdO_x$ ) [3] e óxido de alumínio ( $AlO_x$ ) [4], foram também usadas.

Em 1995 dois grupos distintos obtiveram valores percentuais de TMR de aproximadamente 10% a temperatura ambiente [5, 6]. Estes resultados estimularam a aplicação tecnológica e também o estudo de fenômenos físicos de MTJ's. Em 2004, outro grupo conseguiu medir TMR de até 70% utilizando eletrodos de  $CoFe$  amorfos e barreira túnel de  $AlO_x$  [7].

Em 2001 Mathon e Butler previram, para junções túnel de  $Fe/MgO/Fe$  com crescimento epitaxial da barreira túnel de  $MgO$ , uma razão para a TMR acima de 1000%, utilizando cálculos de primeiros princípios [8, 9]. Em função desta previsão vários grupos desenvolveram sistemas para obtenção experimental da TMR gigante, devido a importância para aplicações tecnológicas futuras.

Em 2004 os grupos de Yang e Yuasa mediram uma TRM de aproximadamente 200% a temperatura ambiente em uma junção de  $Fe/MgO/Fe$ , chegando nos dias atuais a uma TMR de aproximadamente 600% a temperatura ambiente para MTJ de  $CoFeB/MgO/CoFeB$  [10].

A TMR é o fenômeno físico mais estudado em MTJ, devido as aplicações tecnológicas em dispositivos de *spintronics*, tais como, cabeçotes de leitura de HD de alta densidade, memórias de acesso aleatório magnetoresistiva (MRAM) [11, 12] e memórias de acesso aleatório por spin torque transferência (SPRAM) [13].

Este trabalho tem por motivação o efeito de TMR gigante observados em junções túnel com barreira de  $MgO$ . Utilizando junções túnel magnéticas de  $Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ta$ , sendo a barreira túnel feita através da utilização de alvo de  $MgO$ , o grupo de Ohno [10] mediu uma

*TMR* de aproximadamente 604%. Nossos objetivos principais é a produção de junções túnel de *CoFeB/MgO/CoFeB* e o estudo dos mecanismos de tunelamento através de uma barreira túnel de *MgO* produzida por *sputtering reativo*. Mostraremos os ajustes realizados, utilizando o modelo de *Simmons* para curvas simétricas, modificados para a determinação da área efetiva de tunelamento [14], e também os resultados após tratamento térmico nas amostras.

Este trabalho está estruturado da seguinte maneira. No segundo capítulo apresentamos o desenvolvimento teórico envolvido no efeito de tunelamento para junções túnel magnéticas. No terceiro os procedimentos experimentais como deposição de amostras, preparação de alvos, medidas de magnetização, espessura, entre outros. No quarto capítulo temos os resultados obtidos a partir de medidas de transporte e as discussões dos resultados. No quinto as conclusões e perspectivas para prosseguimento do trabalho são apresentados.

## 2 Tunelamento

Tunelamento quântico envolve a passagem de elétrons através de uma barreira de potencial maior do que a sua energia cinética [15]. Este efeito pode se ilustrado por uma barreira de potencial quadrada, da seguinte forma:

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{se } -\infty < x < 0; \\ V_B & \text{se } 0 < x < a; \\ 0 & \text{se } a < x < +\infty. \end{cases}$$

em que  $V(x)$  é o potencial em função da posição  $x$ . Essa barreira de potencial está ilustrada na figura 2.1.

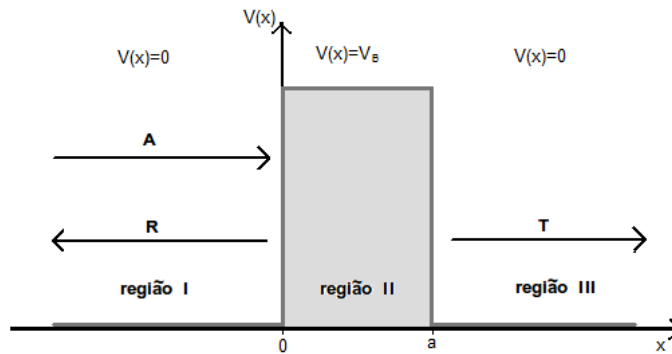


Figura 2.1: Barreira de potencia quadrado de altura  $V_B$  e largura  $a$  separando as regiões  $(-\infty < x < 0)$  e  $(a < x < +\infty)$ .

Em uma abordagem clássica, um elétron aproximando-se da barreira da esquerda para a direita, conforme a figura 2.1, será refletido pela barreira se sua energia  $E$  for menor que  $V_B$  (**R**) e transmitido se  $E > V_B$  (**T**). Quanticamente há uma probabilidade finita de que o elétron seja refletido ou transmitido quando  $E < V_B$ . A razão para que isto ocorra, é o caráter quântico do elétron. A dinâmica de partículas quântica é descrita pela equação de Schrödinger dependente do tempo

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V(x)\Psi \quad (2.1)$$

Vamos considerar o caso em que a energia do elétron é menor do que a barreira de potencial  $V(x) > E$ , em que  $V(x)$  é dada pela equação 2 .

Para a região onde  $0 \leq x \leq a$ , isto é, região II da figura 2.1 ( $V(x) = V_b$ ), a equação de Schrödinger independente do tempo pode ser escrita

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \lambda^2 \Psi, \quad (2.2)$$

com  $\lambda^2 = \frac{2m(V_b - E)}{\hbar^2}$

Para as regiões I e III, temos  $V(x) = 0$ , então a equação de Schrödinger fica da seguinte forma

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\mu^2 \Psi, \quad (2.3)$$

com  $\mu^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$ .

As soluções gerais para as equações diferenciais 2.2 e 2.3, as seguintes.

Para  $0 \leq x \leq a$ , região II na figura 2.1, temos:

$$\Psi_{II}(x) = Ae^{\lambda x} + Be^{-\lambda x} \quad (2.4)$$

Para  $-\infty < x < 0$ , região I:

$$\Psi(x) = A_I e^{i\mu x} + R e^{-i\mu x} \quad (2.5)$$

onde  $A_I$  representa a onda incidente movendo-se da esquerda para a direita e  $R$  a onda refletida.

Para  $a < x < \infty$ , região III:

$$\Psi(x) = T e^{i\mu x} \quad (2.6)$$

onde nesta região existe apenas um tipo de onda, a transmitida ( $T$ ), que move-se da esquerda para a direita.

A partir destas soluções gerais, podemos atribuir ao elétron uma probabilidade de reflexão  $R$  e de transmissão  $T$ , dadas por

$$R = \frac{|R|^2}{|A_I|^2} \quad (2.7)$$

e

$$T = \frac{|T|^2}{|A_I|^2} \quad (2.8)$$

sendo satisfeita a seguinte a relação entre estas duas quantidades

$$R + T = 1 \quad (2.9)$$

Para  $E < V$ , isto é, energia total da partícula menor do que a barreira de potencial, temos a seguinte autofunção:

$$\Psi(x) = \begin{cases} A_I e^{i\mu x} + R e^{-i\mu x} & \text{se } -\infty < x < 0; \\ B e^{-\lambda x} + B' e^{\lambda x} & \text{se } 0 < x < a; \\ T e^{ikx} & \text{se } a < x < +\infty. \end{cases}$$

Utilizando as condições de continuidade da função de onda e suas derivadas nos pontos  $x = 0$  e  $x = a$ , chegamos a probabilidade de tunelamento, dada por:

$$T \approx \left[ \frac{16E(V-E)}{V^2} \right] e^{-2\lambda a} \quad (2.10)$$

sendo

$$\lambda = \frac{\sqrt{2m(V-E)}}{\hbar}$$

Esta aproximação para a probabilidade de tunelamento é válida quando  $e^{-2\lambda a} \ll 1$ . Quando este for o caso, temos a predominância de um decaimento exponencial dentro da barreira e a probabilidade de tunelamento dada por  $e^{-2\lambda a}$ , que depende tanto do parâmetro de penetração  $\lambda$  quanto da espessura da barreira  $a$ .

## 2.1 Junções Túnel

Uma junção túnel consiste de dois eletrodos magnéticos ou não magnéticos separados por uma fina camada isolante, sendo na maioria das vezes um óxido ( $AlO_x, TiO_x, MgO$ ), formando uma barreira de potencial. Estes sistemas começaram a ser preparados de maneira controlada no início dos anos 70, a partir da oxidação térmica de uma camada fina de alumínio metálico, servindo de base para diversos dispositivos, tais como, sensores de radiação (junções com eletrodos supercondutores - Efeito Josephon) [16], sensores de temperatura (junções com eletrodos metálicos - Bloqueio de Coulomb) [17, 18], sensores de campo magnéticos (junções com eletrodos ferromagnéticos - tunelamento dependente de spin) [19, 20] e outros dispositivos mais recentes como "magnetic random access memory (MRAM)" e "spin-valve transistor (SPT)" [21].

### 2.1.1 Junções Túnel Magnéticas (MTJ)

Uma junção túnel magnética consiste em uma fina camada isolante entre dois eletrodos magnéticos. Este dispositivo apresenta efeito de magnetorresistência túnel (*TMR*), pois, a magnitude da corrente túnel depende da orientação relativa das magnetizações (paralelo ou anti-paralelo) dos dois eletrodos ferromagnéticos [21, 22, 23, 24]. O efeito de *TMR* é definido como:

$$TMR = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{min}}, \quad (2.11)$$

onde  $I_{max}$  e  $I_{min}$  são as correntes máxima e mínima através da barreira.

O primeiro a reportar este efeito foi Julliere's em 1975 [1], usando um modelo simples para o transporte eletrônico, baseado em dois importantes pressupostos:

1) O elétron não muda o sentido e a direção do spin durante o tunelamento;

2) A corrente de tunelamento é levada por dois canais de condutância independentes, cujos os portadores são os elétrons com "spin" para cima e para baixo. A corrente total é a soma das correntes através dos dois canais independentes.

A corrente túnel é composta por elétrons em estados com energia próxima a energia de Fermi. A fim de conservar a direção de spin durante o processo de tunelamento, o elétron que atravessa a barreira com Spin para cima ou spin para baixo deve ser aceito pelo mesmo estado de spin no outro lado, isto é, o número de elétrons que podem tunelar através da barreira é limitado pelo número de estado preenchidos em um dos eletrodos e pelo número de estados vazios do outro eletrodo.

O fluxo das correntes de tunelamento através de uma junção para estados paralelos (majoritários) e anti-paralelos (minoritários), é dada por:

$$I_P \propto N_{\uparrow}^L N_{\uparrow}^R + N_{\downarrow}^L N_{\downarrow}^R \quad (2.12)$$

$$I_{AP} \propto N_{\uparrow}^L N_{\downarrow}^R + N_{\downarrow}^L N_{\uparrow}^R, \quad (2.13)$$

onde  $N_{\uparrow\downarrow}^{LR}$  são as densidades de estados majoritário e minoritários próximos a energia de Fermi e *R* e *L* eletrodo direito e esquerdo, representados na figura 2.2. Observando as equações 2.12 e 2.13, temos que a  $I_P$  é muito maior que a  $I_{AP}$ . Esta diferença dentro das correntes é a origem do efeito de magnetorresistência túnel (*TMR*).

Da equação 2.11, 2.12 e 2.13 podemos reescrever a equação para TMR, como:

$$TMR = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} = \frac{2P_L P_R}{1 - P_L P_R} \quad (2.14)$$

onde  $P_i = \frac{N_{\uparrow}^i - N_{\downarrow}^i}{N_{\uparrow}^i + N_{\downarrow}^i}$  é a polarização de Spin dos eletrodos ferromagnéticos, sendo  $i = L, R$  e  $N_{\uparrow\downarrow}^i$  são as densidades de estados (DOS) dos eletrodos próximo a energia de Fermi. Da equação 2.14, podemos perceber que TMR é dependente da polarização de Spin ( $P_i$ ) dos eletrodos ferromagnéticos.

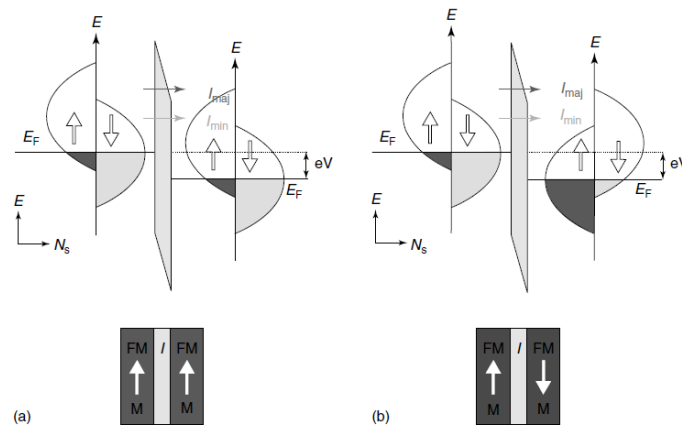


Figura 2.2: Esquema ilustrativo do processo de tunelamento a) configuração paralela e b) anti-paralela, referencia [22]

Na figura 2.2, estão representadas as densidades de estados (DOS) em MTJ quando a direção de magnetização dos eletrodos ferromagnéticos são paralela 2.2(a) e anti-paralela 2.2(b).

Em 1995, dois grupos reportam uma  $TMR$  de aproximadamente 10%, utilizando uma barreira túnel de  $AlO_x$  amorfos e eletrodos de  $Fe$  e  $Co$  [5, 6]. Este resultado despertou um grande interesse na comunidade científica, devido as aplicações tecnológicas.

Poucos anos mais tarde houve um aumento na razão da  $TMR$  em MTJ com eletrodos de  $CoFe$  de aproximadamente 60% e de até 70% em eletrodos amorfos com pequenas quantidades de B, Zr ou Hf na liga de  $CoFe$  [7].

Em 2001 foi previsto, para junções túnel de  $Fe/MgO/Fe$  com crescimento epitaxial da barreira túnel de  $MgO$  cristalino, uma razão para a  $TMR$  acima de 1000% [8, 9]. A explicação para essa relação esta baseada na coerência do tunelamento dependente de spin em MTJ epitaxiais e barreira túnel de  $MgO(100;001)$  cristalino.

Com uma barreira amorfa, por exemplo  $AlO_x$ , temos um processo de tunelamento incoerente através da barreira, como mostra a figura 2.3(a). Este processo pode ser explicado devido a existem vários estados de Bloch com diferentes simetrias cristalinas dentro dos eletrodos, não

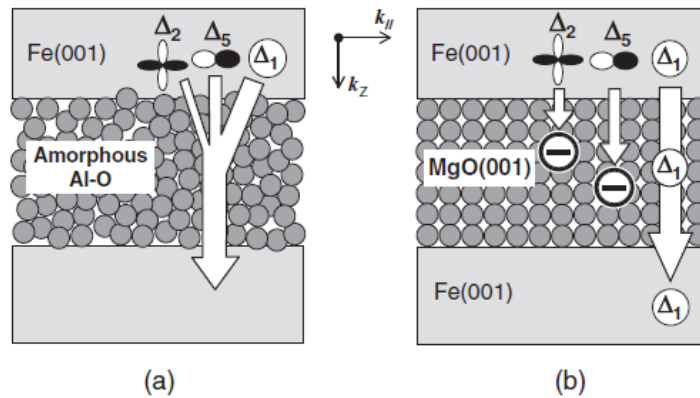


Figura 2.3: Esquema ilustrativo do processo de tunelamento, referencia [22]

existindo assim uma simetria cristalográfica na barreira e na interface entre barreira e eletrodo. Devido a esta assimetria na estrutura, os estados de Bloch dos eletrodos combinam-se com diferentes estados do  $AlO_x$ , apresentando uma probabilidade finita de tunelamento. Este processo é conhecido como tunelamento incoerente.

Para que ligas ou metais ferromagnéticos "3d" sejam totalmente simétricas nos estados de Bloch (estado  $\Delta_1$ ), devemos ter uma polarização de spin positiva no nível de energia de Fermi ( $E_F$ ), enquanto para estados de Bloch com baixa simetria (estado  $\Delta_2$ ), temos polarização de spin negativa no nível de energia de Fermi ( $E_F$ ). O modelo de Julliere assume que a probabilidade de tunelamento é igual para todos os estados de Bloch nos eletrodos, correspondendo a um tunelamento incoerente onde nenhum momento e coerência dos estados de Bloch se conserva. Esta hipótese não é válida, mesmo considerando-se barreiras amorfas de  $AlO_x$ , que a polarização do  $Co$  e do  $Ni$ , definida pela equação  $P_i = \frac{N_{\uparrow}^i - N_{\downarrow}^i}{N_{\uparrow}^i + N_{\downarrow}^i}$ , seja negativa. A observação experimental da polarização para estes materiais, quando combinados com a barreira de  $Al_2O_3$ , mostra que esta é positiva, indicando que a probabilidade de tunelamento nas MTJ dependem da simetria orbital dos estados de Bloch.

Então quando temos estados simétricos  $\Delta_1$  de Bloch, temos uma polarização positiva e com isto uma maior probabilidade de tunelamento do que os outros estados, resultando em uma grande polarização de spin nos eletrodos ferromagnéticos. Assim, para uma alta polarização de spin no estado  $\Delta_1$ , temos um tunelamento coerente através da barreira, conforme figura 2.3(b), e como temos uma corrente túnel altamente polarizada é esperado uma grande TMR.

Isto motivou intensa pesquisas nos últimos anos, devido ao impacto em diversas tecnologias de armazenamentos de dados e informações.



## 2.2 Tunelamento Dependente de Spin para uma Barreira de $MgO$

Na figura 2.3 (b), esta ilustrado o caso ideal para um tunelamento coerente. Este caso foi previsto por Butler et. al. onde o estado de Bloch  $\Delta_1$  para o  $Fe$  é o estado dominante através da barreira de  $MgO$ , para  $k_{||} = 0$ , direção perpendicular ao plano, dentro do qual a probabilidade de tunelamento é muito alta. Há 3 tipos de estados de tunelamento na banda do "gap" da barreira de  $MgO$  (001):  $\Delta_1$ ,  $\Delta_5$  e  $\Delta_2$ . Embora as teorias convencionais assumam estados de tunelamento para elétrons livre, eles apresentam órbitas simétricas específicas e dispersão de bandas.

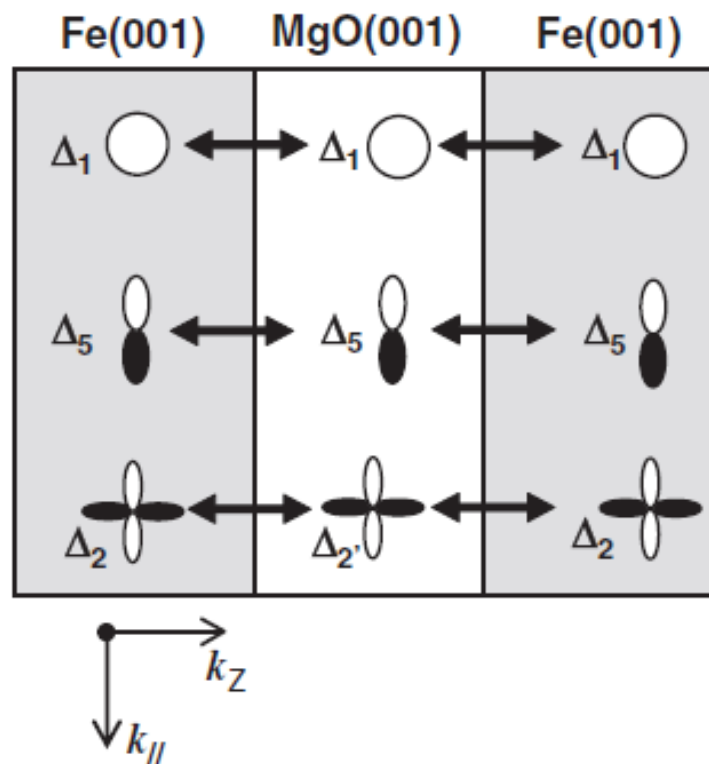


Figura 2.4: Acoplamento da função de onda entre os estados de Bloch do  $Fe$  e os estados de barreira de  $MgO$ .

Quando, a simetria das funções de ondas são conservadas, temos um tunelamento coerente, conforme figura 2.4, isto é, os estados de Bloch  $\Delta_1$  do  $Fe$  se acopla com os estados de Bloch  $\Delta_1$  da barreira túnel de  $MgO$ .

Através dos cálculos de primeiros princípios realizados por Butler et. al. [9], e representado na figura 2.5, podemos observar que há um decaimento que depende da simetria dos estados de Bloch, onde o estado de Bloch  $\Delta_1$  decai mais lentamente do que os demais, sendo interpretado como uma maior probabilidade de tunelamento.

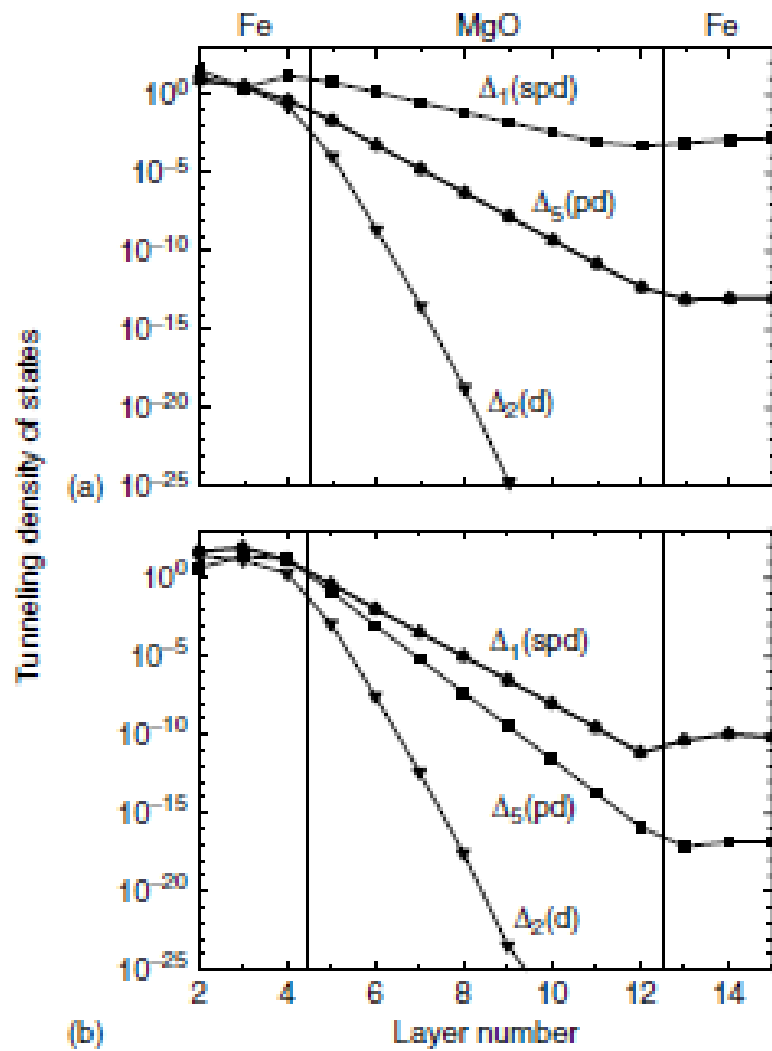


Figura 2.5: Densidade de estados para spin majoritários (a) e minoritários (b) quando os estados magnéticos são paralelos.

### 2.2.1 Influencia da Função de Onda Simétrica na Polarização de spin

A estrutura de tunelamento em MTJ (metal-isolante-metal) e as características do tunelamento são fortemente influenciadas pelas estruturas eletrônicas entre as interface dos eletrodos ferromagnéticos e do isolante (barreira túnel). Da mesma forma, é influenciada pela simetria das funções de onda dos estados na banda de condução dos eletrodos. A função decai lentamente dentro da barreira, com um comprimento de onda que depende da simetria da função de onda.

Assim, estados mais deslocalizados decaem mais lentamente dentro da barreira, conforme figura 2.5, sendo estes em ordem decrescente  $\Delta_1(sp d)$ ,  $\Delta_5(p d)$  e  $\Delta_2(d)$ . Significando que estados de condução com diferentes simetria nos eletrodos decaem com taxas diferentes ao longo da barreira túnel, conduzindo a uma polarização de spin, aumentando ou diminuindo a corrente

túnel, atuando assim como um filtro de spin [9].

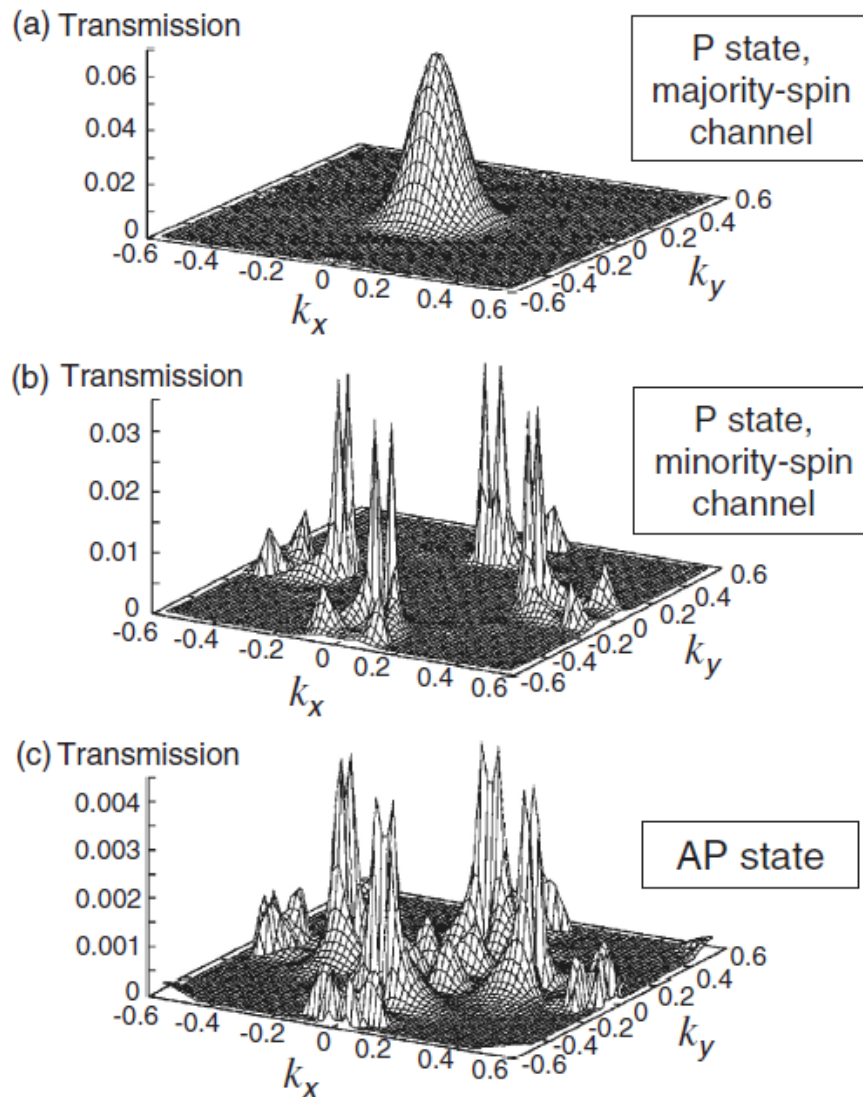


Figura 2.6: Probabilidade de tunelamento dentro de uma MTJ  $Fe(001)/MgO(001)/Fe(001)$  com uma função de vetor de onda  $k_x$  e  $k_y$ . a) Spin majoritários para um paralelo estado (P), b) Spin minoritário para um paralelo estado (P) e c) Canal de condutância para um estado anti-paralelo (AP).

A figura 2.6, mostra a dependência da transmissão do elétron através da barreira túnel de  $MgO(001)$  para uma função do momento paralelo ao plano  $k_{||} = k_x + k_y$  da interface da junção de  $Fe(001)/MgO(001)/Fe(001)$ . Na figura 2.6(a) temos os canais de condutância majoritários para uma orientação paralela (P), em (b) os canais de condutância minoritários para uma orientação P e (c) os canais de condutância para o estado anti-paralelo (AP).

Observando a figura 2.6, verificamos que a probabilidade de tunelamento é muito maior nos canais majoritários do que nos minoritários, mostrando que a barreira túnel de  $MgO$  comporta-se como um filtro de spin, filtrando os elétrons majoritários spin-polarizados. A origem deste efeito esta na comparação da probabilidade de transmissão de elétrons nas bandas majoritárias

e minoritárias ao nível de energia de Fermi.

Também é importante notar, que há uma grande diferença da probabilidade de transmissão do elétron nas bandas majoritárias e minoritárias em função de  $k_{||}$ , por exemplo, dentro das bandas majoritárias a transmissão de elétrons é muito maior no centro da zona de "Brillouin",  $k_{||} = 0$ , correspondendo ao esperado para incidência de elétrons livres sobre a barreira túnel. Já a dependência com  $k_{||}$  para bandas minoritárias é bem diferente do caso de elétrons livres, sendo a transmissão muito fraca, refletindo novamente na diferente simetria da função de onda nos estados.

Então, para que ocorra um tunelamento coerente de elétrons através da barreira túnel de *MgO* cristalino, os momentos paralelos dos elétrons na interface devem se conservar, levando a uma TMR gigante, devido a preferência de transmissão do elétrons majoritários spin polarizados dentro da banda  $\Delta_1$ .

Isto foi confirmado em 2004 por dois grupos distintos, os quais conseguiram valores de TMR de aproximadamente 200% à temperatura ambiente, para MTJ de *Fe/MgO/Fe* [23, 25], chegando nos dias atuais a uma TMR de aproximadamente 600% à temperatura ambiente em MTJ de *CoFeB/MgO/CoFeB* [10] e a 1056% para uma barreira dupla [?].

## 2.2.2 Oxidação da interface

Este efeito foi previsto por Butler e Mathon [8, 9] em MTJ de *Fe/MgO/Fe* crescidas epitaxialmente, quando temos a seguinte estrutura  $Fe\Delta_1 \longleftrightarrow MgO\Delta_1 \longleftrightarrow Fe\Delta_1$ . Seguindo estas previsões vários grupos tentaram crescer filmes finos de *Fe(001)/MgO(001)/Fe(001)*, mas os valores da TMR eram modestos não excedendo as já obtidas com *AlO<sub>x</sub>*.

A maior dificuldade para a produção desta estrutura é a obtenção de uma interface ideal, pois, pelas previsões teóricas, para obter a TMR gigante deve haver uma transição direta metal - isolante, isto é, não pode haver átomos de *O* na primeira monocamada de *Fe* na interface, conforme figura 2.7(a), pois assim teremos os estado de Bloch efetivamente acoplados. Na figura 2.7 (b), os átomos de *O* estão dentro da primeira monocamada do *Fe* não havendo o acoplamento dos estados de Bloch.

O efeito da TMR em MTJ com barreira isolante de *MgO* é muito sensível a estrutura de interface entre eletrodo / barreira, com a oxidação das monocamadas da interface do eletrodo diminui bruscamente a TMR, podendo até fazer desaparecer o efeito.

A curva da figura 2.8, mostra a razão da TMR para uma MTJ de *Fe/MgO/Fe*, onde o

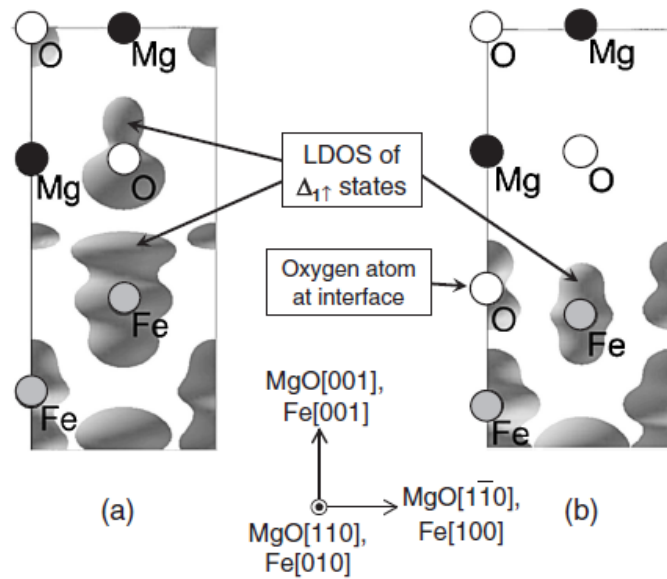


Figura 2.7: a) Caso ideal sem presença de átomos de oxigênio na interface  $Fe/MgO$ , b) Interface oxidada. [28]

eletrodo de cima apresenta uma camada anti-ferromagnética de IrMn fixando os momento magnéticos, medida a 20K e à temperatura ambiente sendo a razão para TMR à temperatura ambiente na ordem de 180% [26].

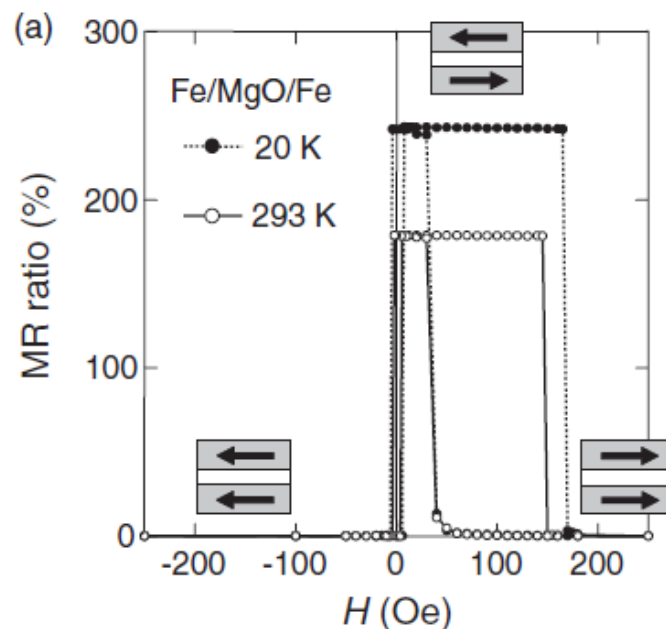


Figura 2.8: Curva de  $TMR$  medida a 20K e a temperatura ambiente. As setas indicam a direção de magnetização. [24]

A chave para a obtenção de uma TMR gigante é produzir uma estrutura entre  $Fe/MgO$  sem oxidação dos átomos de  $Fe$  na primeira monocamada da interface eletrodo / barreira e uma alta orientação cristalográfica (bcc) na direção (001) da barreira túnel. Este efeito em MTJ com

barreira de  $MgO$  é chamado de TMR gigante.

### 2.2.3 Oscilação da TMR versus espessura da camada isolante

Como mostrado por Yuasa [24, 29], observa-se uma dependência oscilatória da TMR com a espessura da barreira de tunelamento ( $t_{MgO}$ ). Este fenômeno foi observado pela 1ª vez em MTJ com barreira túnel de  $MgO$  e eletrodos de  $Fe$  com uma alta orientação cristalográfica  $bcc - 100$ .

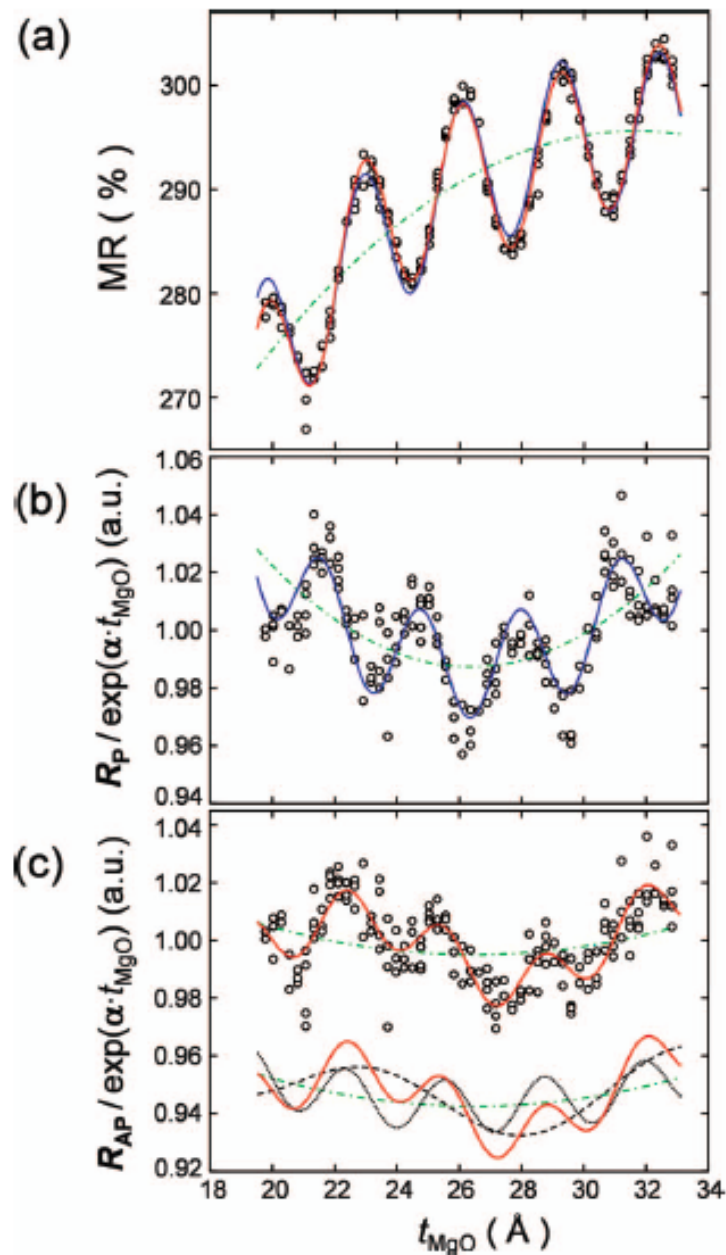


Figura 2.9: Para MTJ de  $Fe/MgO/Fe$  a) relação entre  $t_{MgO}$  e TMR, b) componente oscilatória de resistência túnel para o estado paralelo ( $R_P$ ), c) componente oscilatória da resistência para o estado anti-paralelo ( $R_{AP}$ ). [29]

Esta oscilação pode ser vista na figura 2.9(a). Foram feitos ajustes utilizando uma função de

onda simples (função cosseno) com período de oscilação de  $3,17\text{\AA}$ [29], onde pode ser observada uma pequena diferença entre a curva fitada (curva azul) e a medida.

Um modelo de interferência entre estados de tunelamento foi proposto por Butler et al. [9], onde leva-se em conta a interferência entre dois estados de Bloch,  $\Delta_1$  e  $\Delta_5$  para  $k_{||} = 0$ , dentro da barreira túnel de  $MgO(001)$  no nível  $E_F$ . Neste modelo os estados têm vetores de onda complexos e as componentes perpendiculares (componentes -  $z$ ) são dadas por  $k_1 = k_1^r + i\kappa_1$  e  $k_2 = k_2^r + i\kappa_2$ .

Por definição, a probabilidade de transmissão oscilatória é dada por

$$T = |\exp(ik_1.t_{MgO}) + \exp(ik_2.t_{MgO})|^2 = 2\exp(-2\kappa.t_{MgO})x\{1 + \cos[(k_1^r - k_2^r).t_{MgO}]\} \quad (2.15)$$

onde o período de oscilação é proporcional a  $\frac{1}{(k_1^r - k_2^r)}$ .

As figuras 2.9(b,c) mostram a  $t_{MgO}$  em função da  $\frac{RA}{\exp(\alpha t_{MgO})}$ , onde  $\alpha$  é um parâmetro de ajuste, para estado paralelos (P) e anti-paralelos (AP). Em 2.9(b), temos as oscilações para  $R_P$ , onde foi observado que a fase esta deslocada de  $212^\circ \pm 4^\circ$  em relação a oscilação da  $TMR$  da figura 2.9(a). Como já se sabe, se a oscilação da  $TMR$  em função da  $t_{MgO}$  é unicamente devido a  $R_P$ , o deslocamento de fase tem que ser de  $180^\circ$ , devido a  $TMR \equiv \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}$ . Entretanto como há uma diferença de  $32^\circ$ , isto indica que, também deve existir uma componente oscilatória para  $R_{AP}$  com o mesmo período  $\lambda$ , mas fase  $\phi$  diferente.

Na figura 2.9(c), observa-se não apenas um período de oscilação, mas uma superposição de dois tipos de oscilações com diferentes períodos:

- Oscilações curtas com  $\lambda = 3,17\text{\AA}$ (fixo);
- Oscilações longas com  $\lambda = 9,9\text{\AA}$ .

Admitindo-se que existe rugosidade na interface eletrodo/barreira a dependência da corrente de tunelamento com a espessura faz com que o transporte concentra-se em regiões onde a espessura do isolante é menor, onde estas são denominadas de *hot spot* (pontos quentes).

Sendo a fase  $\phi$  para oscilações curtas deslocada de  $-61^\circ \pm 6^\circ$  com relação da figura 2.9(a).

Como citado anteriormente, há uma pequena diferença entre a curva ajustada (linha azul) e a curva medida na figura 2.9(a), que está diretamente relacionada a oscilação do período longo em  $R_{AP}$ . A linha vermelha na figura 2.9(a), representa o ajuste feito utilizando-se tanto as oscilações curtas como as longas de  $R_{AP}$  [29]. Isso mostra que tanto as oscilações de períodos curtos quanto as de períodos longos em  $R_{AP}$  são de suma importância para o efeito de oscilação em TMR em função da espessura  $t_{MgO}$ .

Uma das surpresas neste trabalho é que a oscilação para  $R_P$ , que deveria ser desprezível segundo Butler et. al, mostrou ter uma grande importância para o efeito de oscilação da TMR. Uma possível explicação para esta contribuição é o fato de o tunelamento por *hot-spots* dentro do estado paralelo ser muito maior do que o previsto teoricamente. Já para  $R_{AP}$  os períodos de oscilação longos e curtos indicam que existem dois tipos diferentes de *hot-spots* no estado anti-paralelo. Este efeito ainda não tem uma explicação bem definida teoricamente nem foi muito investigado experimentalmente.

#### 2.2.4 MTJ de CoFeB/MgO/CoFeB

O efeito de TMR gigante está ligado à estrutura cristalográfica bcc(001) da barreira túnel de *MgO* e ao acoplamento das funções de onda (estados de Bloch) na interface entre a barreira e eletrodo. Como mostrado na figura 2.10 os eletrodos apresentam uma estrutura amorfa, sendo o mais interessante o crescimento texturizado do *MgO* na direção (001), sobre a estrutura amorfa do *CoFeB*, como mostra o gráfico 2.11.

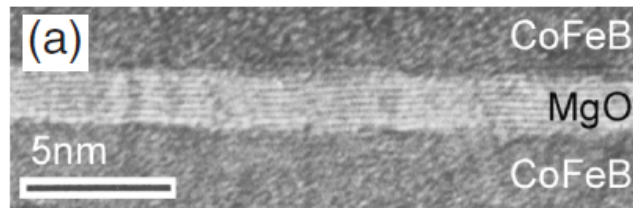


Figura 2.10: Imagem de microscopia de transmissão de uma junção túnel [24]

Observando a imagem da figura 2.10 percebemos que a estrutura não apresenta um acoplamento na amostra como feita (sem tratamento térmico), fazendo com que o efeito de TMR gigante não ocorra. A estrutura amorfa do eletrodo de *CoFeB*, próxima da camada cristalina de *MgO* bcc(001), após tratamento térmico acima de  $250^{\circ}\text{C}$ , também cristaliza na direção bcc(200). Isso mostra que a estrutura do *MgO* atua como modelo para a cristalização do eletrodo, ficando a estrutura da MTJ da seguinte forma  $\text{CoFeB}(bcc-200)/\text{MgO}(200)/\text{CoFeB}(bcc-200)$ . Esta estrutura é conhecida como epitaxial de fase sólida. Deste modo, as MTJ de  $\text{CoFeB}(bcc-200)/\text{MgO}(200)/\text{CoFeB}(bcc-200)$  apresentam uma simetria cristalográfica entre os eletrodos e a barreira, isto é, há um acoplamento dos estados de Bloch na interface eletrodo/barreira, conforme a teoria proposta por Butler e Mathon, que é essencial para que ocorra um tunelamento coerente.

Um outro fato importante para a fabricação de MTJ de  $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$  é a deposição da camada de cobertura, devido a influência da cristalização do *CoFeB* durante o tratamento



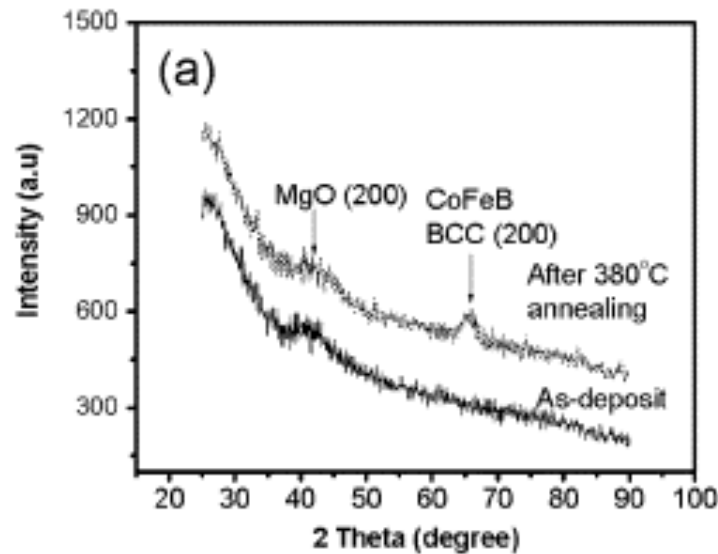


Figura 2.11: Difração de raio-x de uma multicamada de  $[MgO/CoFeB]_7$  [31].

térmico, sendo os melhores materiais os que têm temperatura de cristalização acima da temperatura de cristalização da barreira túnel de  $MgO$ . A figura 2.12 mostra a dependência da TMR em função da camada "cap" para vários materiais diferentes [32].

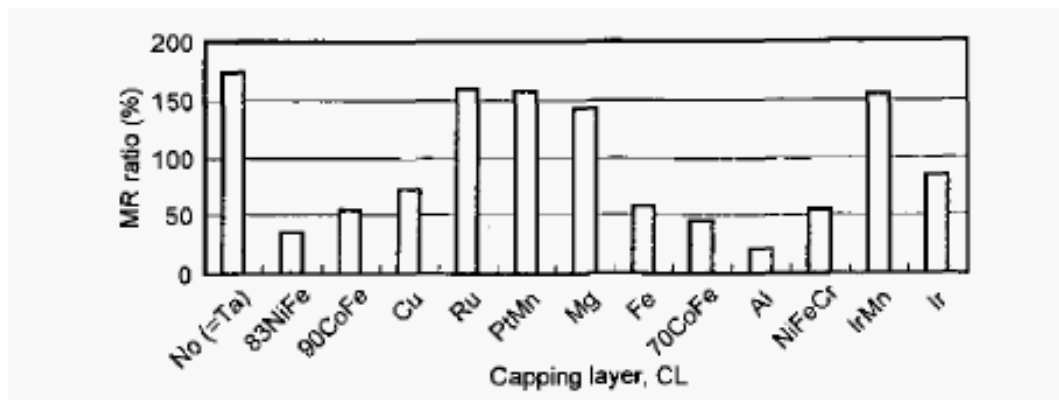


Figura 2.12: Dependência da TMR em função da camada cap em MTJ de  $CoFeB/MgO/CoFeB$  [32].

As MTJ para aplicações práticas em dispositivos spintrônicos necessitam de uma estrutura, como a mostrada na figura 2.13, contendo uma camada anti-ferromagnética para "Exchange-Bias" ( $IrMn$  ou  $PtMn$ ) acoplada a um par de camadas ferro-magnéticas separadas por um espaçador não-magnético (Sistema anti-ferromagnético artificial), que fixam os momentos magnéticos facilitando a inversão da magnetização primeiro em um dos eletrodo da junção e depois no outro, devido a este sistema apresentar a necessidade de um pequeno campo magnético, uma barreira túnel e uma camada livre ferro-magnética atuando como uma válvula de spin.

As MTJ de  $CoFeB/MgO/CoFeB$  já estão sendo utilizadas em dispositivos com esta estru-

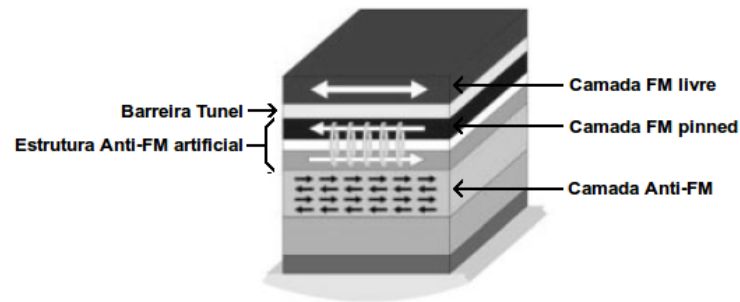


Figura 2.13: Estrutura típica de uma válvula de spin em MTJ para aplicação prática

tura, tais como, cabeçotes de leitura para HDD de ultra alta densidade, memórias de acesso aleatório magnetoresistivas (MRAM) e memórias de acesso aleatório por spin torque transferência (SPRAM).

## 2.2.5 Aplicações Tecnológicas

Uma crescente demanda na capacidade de armazenamento de dados (discos rígidos, memórias) resultou em uma corrida tecnológica baseada em MTJ's a base de  $AlO_x$  e  $TiO_x$ , onde estas apresentam uma grande magnetorresistência à temperatura ambiente, como um exemplo, temos a descoberta da magnetorresistência gigante com cerca de 5 – 20% à temperatura ambiente [33], e as MTJ a base de  $AlO$  com uma TMR de aproximadamente 20 - 70% [7]. Com isto, vários dispositivos foram sendo desenvolvidos ao longo dos anos. Uma das aplicações são cabeçotes de leituras [34]. Em 2004, a "Seagate Technology" lança o primeiro cabeçote de leitura feito de MTJ a base de  $TiO_x$  (Momentus II; 120 GB, 2.5" drive).

Outra importante aplicação é o uso de MTJ's como elemento de memória em MRAM (magnetoresistive random access memory) [35]. Atualmente, nos computadores, temos, as memórias SRAM (static random access memory) e DRAM (dynamic random access memory), a base de semicondutores, rápidas, mas que precisam de energia para manter os bits armazenados. As MRAM são memória baseadas no efeito magnetoresistivo, apresentam um conjunto único de atributos como a não-volatilidade, velocidades compatíveis com a SRAM e densidade da DRAM [36].

Mais recentemente MTJ a base de  $MgO$  que mostraram uma TMR de 200 - 1000% [?, 21, 24], já são utilizadas em alguns dispositivos tecnológicos como: cabeçotes de leitura para HDD de ultra fina densidade, memórias de acesso aleatório magnetoresistiva (MRAM) [11, 12]"e memórias de acesso aleatório por spin torque transferência (SPRAM).

## Cabeçotes de leitura para HDD de ultra alta densidade

Na figura 2.14 podemos observar um "Read head for ultrahight density HDDs" com barreira túnel de  $MgO$  [27]. Uma imagem de TEM transversal mostra a estrutura da MTJ a base de  $MgO$ . Já comercializado desde 2007 pela "National institute of advanced industrial science and technology (AIST)"

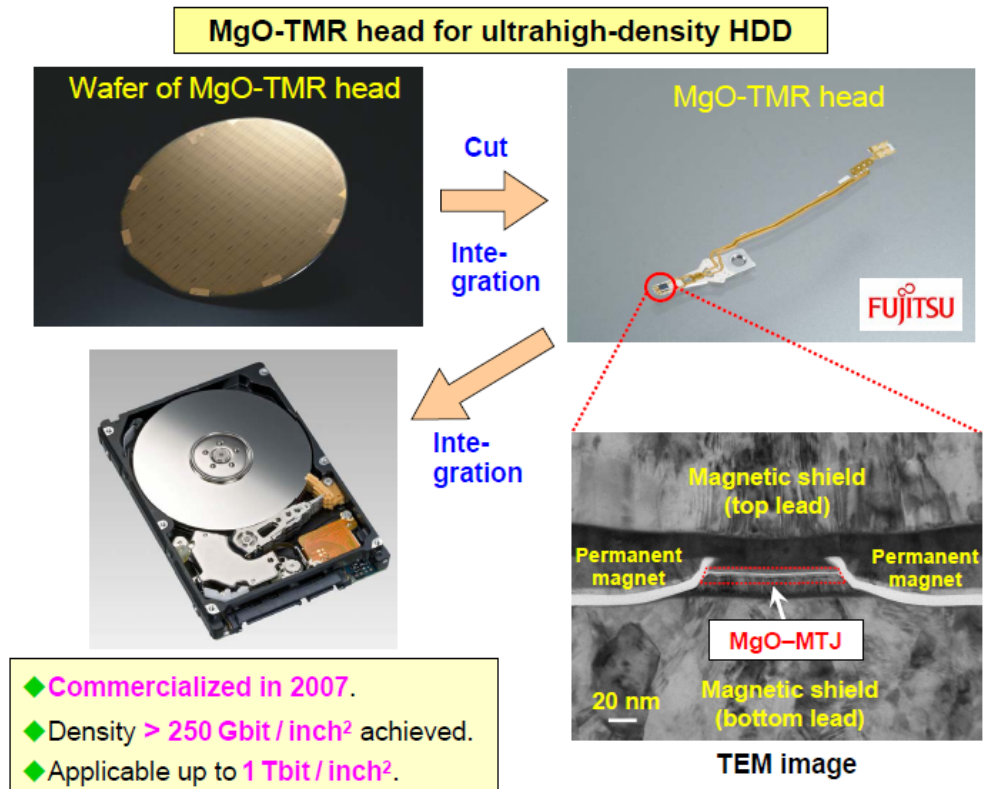


Figura 2.14: [27]

## Spin Torque Transfer RAM (SPRAM)

Spin torque transfer é uma tecnologia de gravação através da orientação magnética da corrente spin polarizada em MTJ's. A alta orientação da barreira túnel de  $MgO$  sobre eletrodos de  $CoFeB$  apresenta uma TMR gigante, consequentemente um filtro de spin. A utilização deste dispositivos para SPRAM já vem sendo utilizada em combinação com a tecnologia CMOS, conforme podemos observar na figura 2.15 [37, 38].

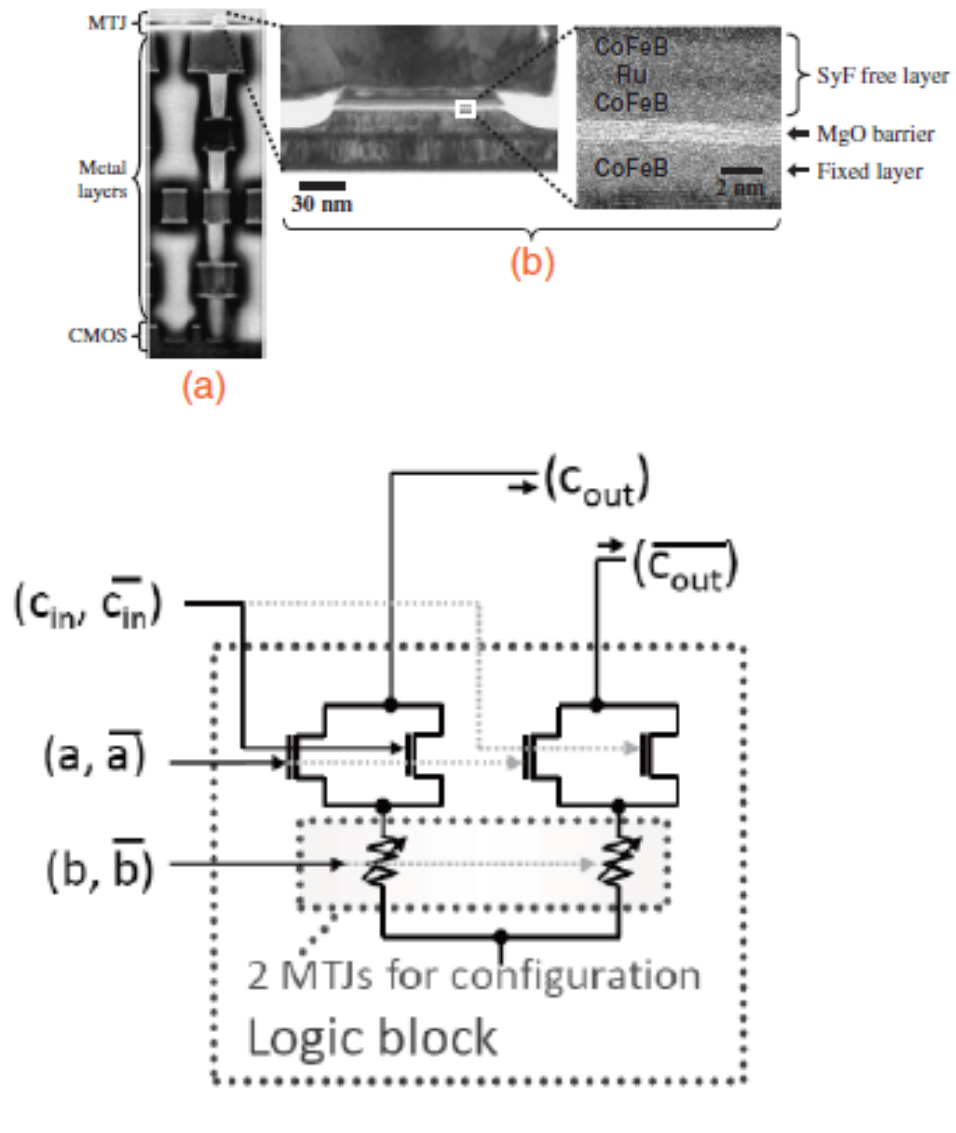


Figura 2.15: a) Imagem do sistema híbrido CMOS/MTJ, b) Imagem ampliada da junção túnel de *CoFeB/MgO/CoFeB* e c) diagrama do sistema híbrido. [37, 38]

## 3 Procedimentos Experimentais

Foi estudado o tunelamento em junções túnel magnéticas com barreira isolante de  $MgO$  e eletrodos magnéticos de  $CoFeB$ , onde produzimos amostras de filmes finos, tipo: multicamadas e junções túnel, usados para a caracterização estrutural, magnética e elétrica. Todos os filmes foram crescidos a partir de materiais puro, pela técnica de *magnetron sputtering*, sobre substrato de vidro. Nestes foram realizadas medidas de difração de raios-x (XRD), magnetização (AGMF) e transporte eletrônico, sendo todos os procedimentos realizados no Laboratório de Magnetismos e Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria.

### 3.1 Produção das Amostras

Todas as amostras foram produzidas no LMMM, utilizando a técnica de desbastamento iônico. Desbastamento iônico ou *sputtering* consiste em acelerar íons balisticamente, através do fornecimento de energia, contra à superfície de um material (alvo), provocando à emissão de átomos e aglomerados deste alvo em todas as direções, sendo que uma parte destes atinge o substrato, depositando-se e formando o filme. A deposição por desbastamento iônico corresponde a uma das técnicas mais utilizadas para a produção de filmes. Entre as razões que a tornaram bastante difundida estão, a boa aderência do filme aos substratos, facilidade de controle da espessura, levando a uma excelente reprodutividade das amostras produzidas. Estas qualidades, permitem, a fabricação de filmes, sobre diversos tipos de substratos, podendo ser mantidos em diferentes temperaturas, permitindo a deposição de uma grande quantidade de materiais, como, condutores e isolantes. Também é possível, através da admissão de gases como nitrogênio ( $N$ ) e oxigênio ( $O$ ), juntamente com argônio ( $Ar$ ), durante o processo de deposição dos filmes, realizar o crescimento de nitretos ou óxidos pela técnica de *sputtering* reativo. O controle da espessura dos filmes é feito pelo tempo de exposição do substrato ao plasma.

### 3.1.1 Sistema de Deposição

O sistema de deposição do LMMM é constituído de uma câmara, montada sobre um sistema de vácuo que possui duas bombas BALZERS, uma rotativa e outra difusora, capazes de atingir uma pressão de base de aproximadamente  $8 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ . Nela existem quatro canhões magnéticos AJA, alimentados por fontes de potência (AC e DC), que permitem a deposição tanto de materiais condutores (DC), como de materiais isolantes (AC). O porta-substrato proporciona a deposição de até 4 amostras em uma mesma rodada, este está ligado a um motor de passo, que permite uma deposição em movimento, melhorando a uniformidade dos filmes ao longo dos substratos. O fluxo de gás é controlado através de dois controladores 1179AMKS a pressão é medida por um manômetro capacitivo de alta resolução, Baratron MKS, que trabalha na faixa de 0 à  $100 \text{ mTorr}$ . A figura 3.1 mostra um esquema do sistema de deposição de filmes finos do LMMM.

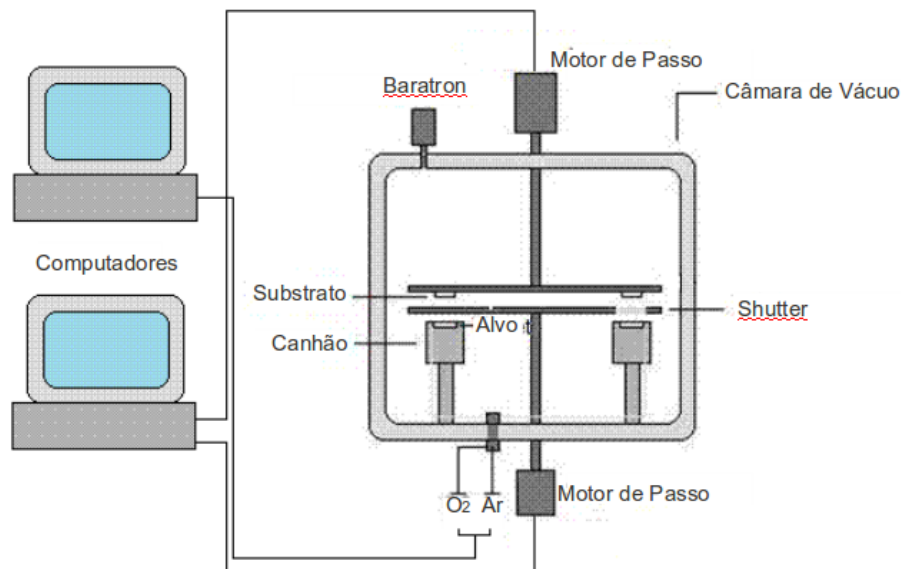


Figura 3.1: Esquema representando o sistema de deposição de filmes finos do LMMM

### 3.1.2 Produção de Alvos

Para deposição dos filmes foram utilizados alvos sinterizados a frio de  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , onde o grau de pureza dos pós estão na faixa de 99% e 99,99%, e tamanho de grão de  $25 \text{ mesh}$ , sendo este sistema de medida o fornecido pelo fabricante. Também foram utilizados alvos comerciais de  $\text{Ta}$ ,  $\text{Mg}$  e  $\text{Cu}$ , que apresentam um grau de pureza de 99,95% a 99,99%.

O processo de fabricação do alvo de  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , consiste das seguintes etapas:

- Determinação da quantidade de massa de cada elemento químico utilizado para a fabri-

cação do alvo, através de cálculo estequiométrico, onde através destes cálculos determinamos a porcentagem de cada elemento químico na composição do alvo  $Co = 49,03\%$ ,  $Fe = 46,47\%$ ,  $B = 4,5\%$ . Para um alvo de  $20g$ , que foi a massa total utilizada, temos para cada elemento as seguintes massas,  $Co = 9,806g$ ,  $Fe = 9,294g$  e  $B = 0,9g$ . As massas foram medidas através de uma balança de precisão e após misturados, à mão, utilizando um graal e um pistilo, durante 30 min;

- Após, a mistura de pós, é colocada em uma forma de cobre (Cu). A prensagem é realizada entre dois cilindros de inox, que dão formato ao alvo e impedem a perda de material. A mistura de pó foi prensada à  $50Ton$  durante 2 horas 30 min. Nas fotos 3.2, apresentamos os equipamentos utilizados na produção do alvo.

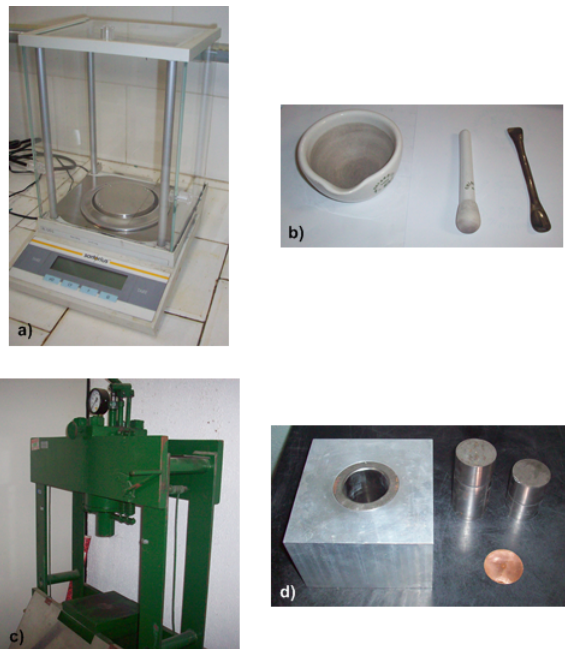


Figura 3.2: a) Balança de precisão, b) Graal, pistilo e espátula, c) Prensa hidráulica e d) "Bushing", cilindros de inox e forma de Cu.

O alvo produzido constituiu-se basicamente de um disco de  $50,8mm$  de diâmetro, para adaptação nos canhões existentes no sistema de deposição do *LMMM*, e espessura aproximadamente  $1mm$ , com a composição nominal da liga. Na foto 3.3 podemos observar um alvo confeccionado.

### 3.1.3 Deposição das Amostras

Para deposição dos filmes baixamos a pressão até  $8 \times 10^{-8}mbar$ . A partir do estabelecimento da pressão de base, há admissão de gás *Ar* 99,99% puro na câmara, e através de uma



Figura 3.3: Alvo de  $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ .

válvula de estrangulamento, localizada entre a câmara e a difusora, controla, os à pressão na câmara. Durante as deposições das amostras valores de fluxo de 20 centímetro cúbico por min à zero graus celsius e 1 Atm (*sccm*) de  $Ar$  para as deposições não reativa e um fluxo de 17,4*sccm* de  $Ar$  juntamente com 0,8*sccm* de  $O_2$  para as deposições reativa, sendo a pressão de deposição mantida constante em 5,2*Torr* para todas as fases de deposições das amostras.

Atingida as condições de deposição, presentes na tabela 3.2, as fontes de potencia (*DC RF*), que alimentam os canhões, são ligadas. Antes das deposições as superfície dos alvos são limpas, através do procedimento de *pré-sputtering*, durante aproximadamente 15*min* para o alvo magnético de *CoFeB* e 10*min* para os demais alvos.

A espessura dos filmes é controlada pelo tempo de exposição do substrato ao plasma. Mantendo-se as condições de fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e potência (*DC RF*), a taxa de deposição será a mesma para futuras deposições. Para melhorar a uniformidade dos filmes ao longo do substrato, a deposição foi realizada com o substrato em movimento e velocidade constante, de forma que cada porção do substrato seja exposta ao plasma durante um determinado período. Como só existe a possibilidade do movimento de rotação, dos substratos sobre os canhões, há uma falta de uniformidade na direção perpendicular à do movimento. Sendo assim, assume-se que a amostra é uniforme nesta direção, numa região de 12,7*mm* distante do centro do substrato, quando este é mantido a 50*mm* do alvo.

Durante a deposição, os substratos são submetidos a um campo magnético externo de aproximadamente 2*kOe*, para há indução uma anisotropia magnética a fim de definir um eixo de fácil magnetização, sendo este campo, gerado por um sistema de ímãs permanentes desenvolvido na tese de doutorado de Felipe Bohn [39].



### 3.1.4 Sistema de Indução Anisotrópica em Filmes Magnéticos

Para as medidas de TMR em MTJ's é fundamental que os eletrodos tenham um único eixo preferencial de magnetização e que os campos coercivos sejam diferentes, para que seja possível induzir um estado em que a magnetização de cada eletrodo aponte em sentidos opostos, pela aplicação de um campo magnético externo.

Os canhões são equipados com uma série de ímãs permanentes, onde estes conjuntos de ímãs podem ser posicionados de diversas maneiras, obtendo diferentes configurações do campo magnético que é responsável pelo confinamento dos elétrons em torno do alvo. No sistema de deposição do LMMM, deposição por *magnetron sputtering* o substrato está sob a ação de intensa de um campo magnético, de aproximadamente  $800e$ . Este, em combinação com o movimento do porta substrato, induz um eixo preferencial de magnetização nos filme ferromagnéticos o que, conforme os gráficos 3.4, não é possível observar.

A fim de induzir uma anisotropia magnética e um eixo de fácil magnetização nas amostras, foi utilizado um sistema de aplicação de campo magnético externo durante a deposição, onde este apresenta um campo magnético de aproximadamente  $2kOe$ , na posição do substrato, paralelo ao plano da lamínula e perpendicular a direção do movimento do substrato sobre os canhões. Este sistema é composto por dois ímãs permanentes de  $Nd_2Fe_{14}B_1$  com dimensões  $52,4mm \times 16,1mm \times 3,8mm$ , com polos nas faces maiores. Para fechar o circuito magnético, foram adaptadas estruturas em forma de "U", que constituem-se de calhas de ferro doce e a estruturas da base de fixação do substrato, produzidas a partir de peças de alumínio. Estes sistemas foram desenvolvidos no LMMM e apresentados na tese de doutorado do Acadêmico Felipe Bohn [39]. A foto 3.5 mostra o sistema de aplicação de campo magnético externo, a direção em que o campo é aplicado e como é posicionado ao sistema de indução anisotrópica no porta substrato.

A partir da utilização do sistema de ímãs, foi possível verificar um eixo preferencial de magnetização, conforme podemos ver no gráfico 3.6.

### 3.1.5 Calibração das Taxas de Deposição

Como sabemos a técnica de *sputtering*, o controle da espessura, é obtido pelo tempo de exposição do substrato ao plasma, sendo a determinação correta da taxa de deposição para cada alvo a principal garantia de reprodutibilidade das amostras. Para a determinação da taxa de deposição foram crescidos filmes com uma única camada sobre substratos de vidro e espessuras diferentes, sendo estas espessuras uma o dobro da outra, determinadas através da análise de

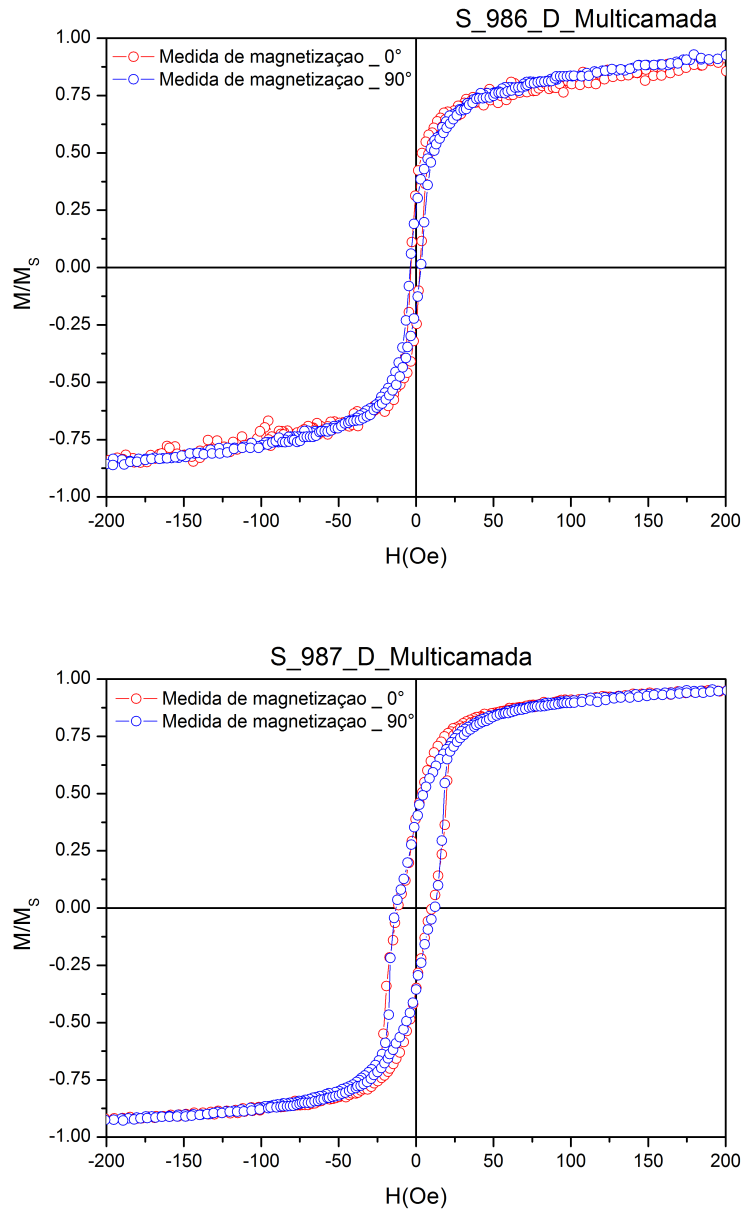


Figura 3.4: Medidas de magnetização (AGFM) em multicamadas de  $Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ta$ , na direção paralela aos plano de magnetização ( $0^\circ$ ) e perpendicular ( $90^\circ$ ).

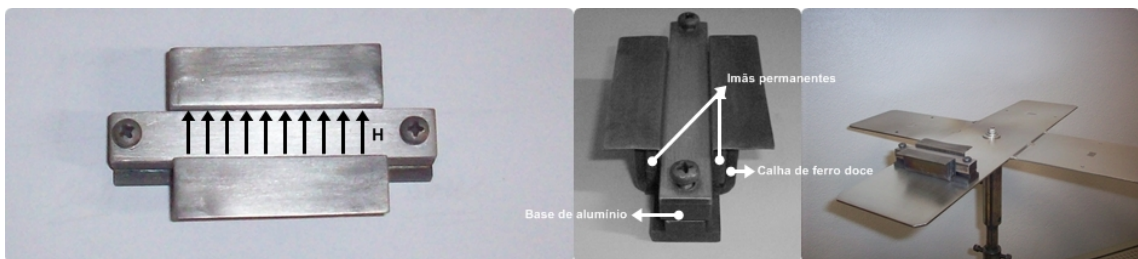


Figura 3.5: Foto do sistema de aplicação de campo durante a deposição

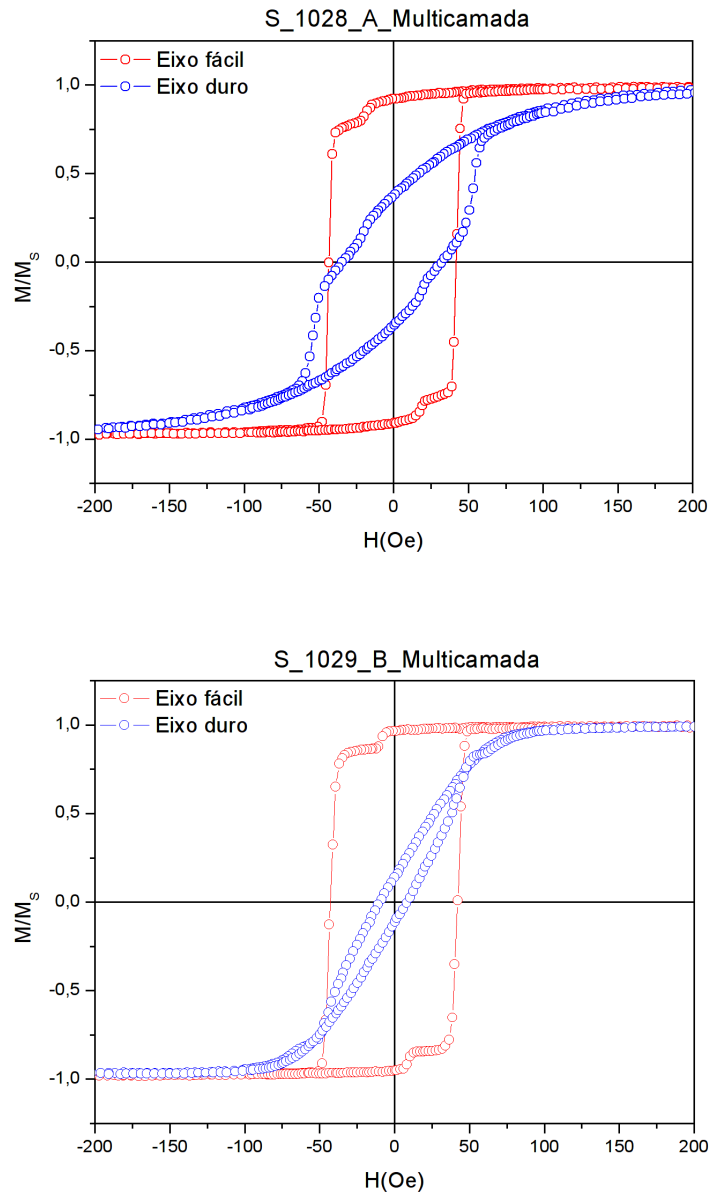


Figura 3.6: Curvas de magnetização após a utilização do sistema de ímãs para deposição.

XRD a ângulos rasantes, utilizando o Difratorômetro Bruker AXS – modelo D8 Advance.

A figura 3.7, mostra uma de medida de um filme fino de *CoFeB* sobre substrato de vidro, onde podemos observar as franjas de Kiessing,  $2d \sin \theta = n\lambda$ , relativos a interferência construtiva das ondas refletidas nas superfícies ar-filme e filme-substrato.

A partir da indexação das franjas é possível construir um gráfico do vetor espalhamento  $q$  em função do índice  $n$ . O vetor espalhamento é definido por

$$q = \frac{4\pi n \sin \theta}{\lambda}, \quad (3.1)$$

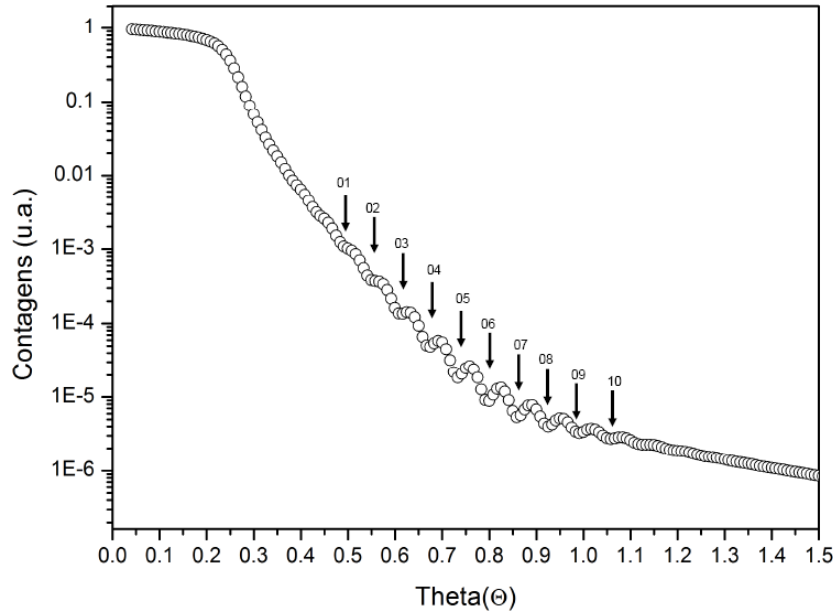


Figura 3.7: Espectros de difração de raio-x a ângulos rasantess de um filme de *CoFeB* sobre substrato de vidro.

onde  $\theta$  é o ângulo e  $\lambda$  o comprimento de onda dos raios-x, no nosso caso o do cobre *Cu*. A figura 3.8, mostra o gráfico de  $q$  vs  $n$ . A inclinação da reta é obtida através de um ajuste linear, que corresponde aproximadamente a  $2\pi$  dividido pela espessura do filme em unidades de comprimento de onda de raio-X, logo

$$t = \frac{2\pi}{b}, \quad (3.2)$$

onde  $t$  e  $b$  correspondem, à espessura do filme e à inclinação da reta, respectivamente.

Este procedimento é realizado para cada alvo utilizado. Além disso, a calibração da taxa é realizada para cada série de deposição devido ao desgaste dos alvos, o que acarreta na mudança da taxa de deposição para os mesmos parâmetros.

Como dito anteriormente, o controle da espessura é obtido pelo tempo de exposição do substrato ao plasma, mantendo-se os valores de fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e corrente (DC) ou potência (RF), a taxa de deposição sera constante. Para garantir a uniformidade dos filmes, o substrato é mantido em movimento com velocidade constante durante a deposição, de forma que cada porção dele seja exposta a todas as regiões do plasma e por um mesmo tempo. Uma vez determinada a taxa de deposição,  $\sigma$ , para crescer um filme com uma espessura  $t$ , é necessário manter o substrato exposto ao plasma por um determinado tempo  $\Delta t$ , como o *shutter* espoem uma região de 3050 passos ao plasma, precisamos mover o substrato com um

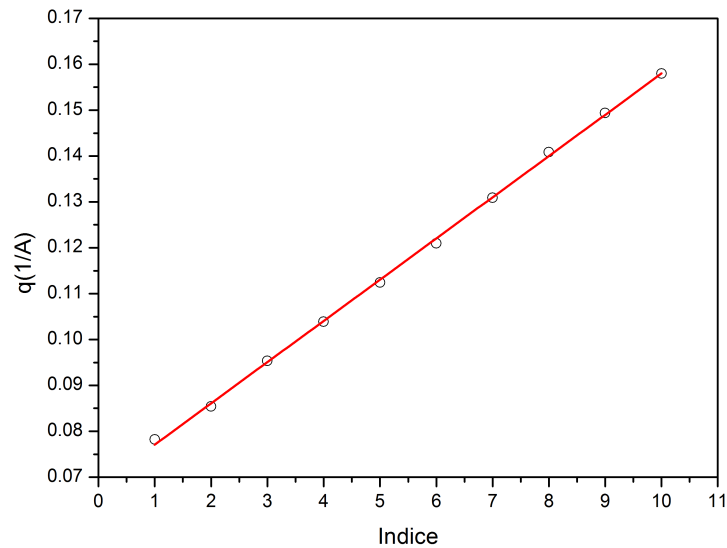


Figura 3.8: Vetor de espalhamento,  $q = \frac{4\pi n \sin \theta}{\lambda}$ , vs índice  $n$ , sendo a linha sólida correspondente ao ajuste linear.

velocidade ( $V$ ) sobre os canhões, dada por

$$v = 3050 \frac{\sigma}{t} \quad (3.3)$$

### 3.1.6 Multicamadas

A produção de uma multicamada consiste na deposição sucessiva de camadas de filmes de diferentes materiais (dois ou mais) alternadamente. Foram produzidas amostras de multicamadas conforme tabela 3.1.

As amostras de multicamadas foram crescidas sobre uma camada *buffer* de *Ta* crescida sobre um substrato de vidro, para diminuir a rugosidade da superfície do substrato. Elas consistem de uma camada de *CoFeB* e de uma camada *buffer* de *Mg* ultra fina de aproximadamente 4Å. Esta última camada serve de proteção para a camada de *CoFeB* durante a abertura da câmara de deposição, isto é, durante a exposição do filme a atmosfera, que ocorre na a troca de alvo e máscaras de sombreamento para a deposição nas junções túnel. Onde este procedimento garante que a camada de *CoFeB* não oxide e que a camada ultra fina de *Mg* oxide totalmente durante o processo de deposição da camada isolante de *MgO*, por *magnetron sputtering reativo*, em atmosfera de oxigênio  $O_2$ . Após a deposição da camada isolante de *MgO* a câmara é novamente aberta, para a troca de máscaras nas junções túnel, e depositada uma outra camada de *CoFeB* e uma camada "cap" de *Ta* para a proteção do filme. Os parâmetros de deposição estão listadas na tabela 3.2.

Tabela 3.1: Amostras produzidas, onde Ta - tântalo; CoFeB - liga metálica de cobalto, ferro, boro; Mg - magnésio; TM - troca de máscaras.

Multicamadas sem sistema de indução anisotrópica	
S986B	[Ta(100Å)/CoFeB(100Å)/Mg(4Å)/MgO(15Å)/CoFeB(50Å)/Ta(50Å)]
S986D	[Ta(100Å)/CoFeB(100Å)/Mg(4Å)/MgO(18Å)/CoFeB(50Å)/Ta(50Å)]
S987B	[Ta(150Å)/CoFeB(250Å)/Mg(4Å)/MgO(11Å)/CoFeB(200Å)/Ta(150Å)]
S987D	[Ta(150Å)/CoFeB(250Å)/Mg(4Å)/MgO(15Å)/CoFeB(200Å)/Ta(150Å)]
Multicamadas com sistema de indução anisotrópica	
S1016A	[Ta(100Å)/CoFeB(450Å)/Mg(10Å)/MgO(10Å)/CoFeB(50Å)/Ta(20Å)]
S1028A	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/MgO(15Å)/CoFeB(50Å)/Ta(Å)]
S1028C	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/MgO(15Å)/CoFeB(50Å)/Ta(Å)]
Junções com sistema de indução anisotrópica	
S1016D	[Ta(100Å)/CoFeB(850Å)/Mg(10Å)/TM/MgO(10Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(20Å)]
S1028B	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(15Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(Å)]
S1029A	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/TM/MgO(15Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(Å)]

Tabela 3.2: Parâmetros de deposição das multicamadas e junções túnel

	Ta	Co <sub>40</sub> Fe <sub>40</sub> B <sub>20</sub> O	Mg	MgO
Taxa de Deposição ( $\frac{\text{Å}}{\text{s}}$ )	1.5	1.11	4.18	0.075
Fluxo de Ar (sccm)	20	20	20	17.4
Fluxo de O <sub>2</sub> (sccm)	-	-	-	3.5
Pressão de Base (mbarr)	$2 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-7}$
Pressão de Deposição Ar (mtorr)	5.2	5.2	5.2	4.4
Pressão de Deposição O <sub>2</sub> (mtorr)	-	-	-	0.8
Corrente DC (mA)	50	50	-	-
Potência RF (W)	-	-	30	30
Porcentagem de O <sub>2</sub> (%)	-	-	-	15

As amostras são depositadas conforme o esquema representado na figura 3.9. Amostras contendo três bicamadas de *CoFeB/MgO* também foram produzidas, sendo a espessura do *CoFeB* fixa em 200Å, e variando-se a espessura do isolante  $t_{MgO}$  (10Å, 15Å, 20Å e 25Å). O esquema de deposição está representado na figura 3.9(b).

### 3.1.7 Junções Túnel

O processo de crescimento das junções túnel magnéticas segue o mesmo processo de crescimento das multicamadas, conforme figura 3.9(a), isto é, consiste na deposição sucessiva de filmes finos de diferentes materiais. Foram produzidas amostras conforme tabela 3.3.

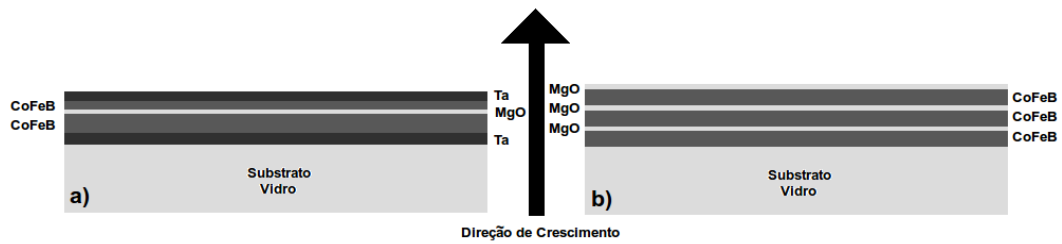


Figura 3.9: Esquema representando o processo de fabricação das amostras a) multicamadas conforme a deposição das junções e b) uma tricamada de *CoFeB/MgO*

Tabela 3.3: Junções túnel produzidas, onde TM - troca de máscaras

Junções túnel	
S986A	[Ta(100Å)/CoFeB(100Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(25Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(50Å)]
S986C	[Ta(100Å)/CoFeB(100Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(20Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(50Å)]
S987A	[Ta(150Å)/CoFeB(250Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(20Å)/TM/CoFeB(200Å)/Ta(150Å)]
S987C	[Ta(150Å)/CoFeB(250Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(15Å)/TM/CoFeB(200Å)/Ta(150Å)]
S1016B	[Ta(100Å)/CoFeB(450Å)/Mg(10Å)/TM/MgO(10Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(20Å)]
S1016B	[Ta(100Å)/CoFeB(850Å)/Mg(10Å)/TM/MgO(10Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(20Å)]
S1028B	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(11Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(20Å)]
S1028D	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(21Å)/TM/CoFeB(50Å)/Ta(Å)]
S1053A	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(21Å)/TM/CoFeB(200Å)/Cu(100Å)]
S1053B	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(08Å)/TM/CoFeB(200Å)/Cu(100Å)]
S1053C	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(11Å)/TM/CoFeB(200Å)/Cu(100Å)]
S1053D	[Ta(50Å)/CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/TM/MgO(16Å)/TM/CoFeB(200Å)/Cu(100Å)]

As amostras foram crescidas utilizando máscaras de sombreamento, conforme figura 3.10, posicionadas manualmente sobre o substrato de vidro. Para todas as amostras produzidas, foi depositado um *buffer* de *Ta*, cuja a tensão superficial permite "molhar" o substrato de vidro, garantido assim uma melhor qualidade estrutural. O *buffer* de *Ta*, o primeiro eletrodo de *CoFeB* e a camada protetora de *Mg* são depositados, através da máscara 3.10(a), a barreira isolante de *MgO* através da máscara 3.10(b) e o segundo eletrodo de *CoFeB* e o *cap* de *Ta* através da máscara 3.10(c). Cada amostra produzida por lamínula, contém 8 junções túnel sob as mesmas condições de deposição.

Conforme podemos observar na figura 3.11 os eletrodos foram depositados na forma de cruz, separados por um isolante (barreira de potencial), a fim de que possam ser efetuadas as medidas de transporte.

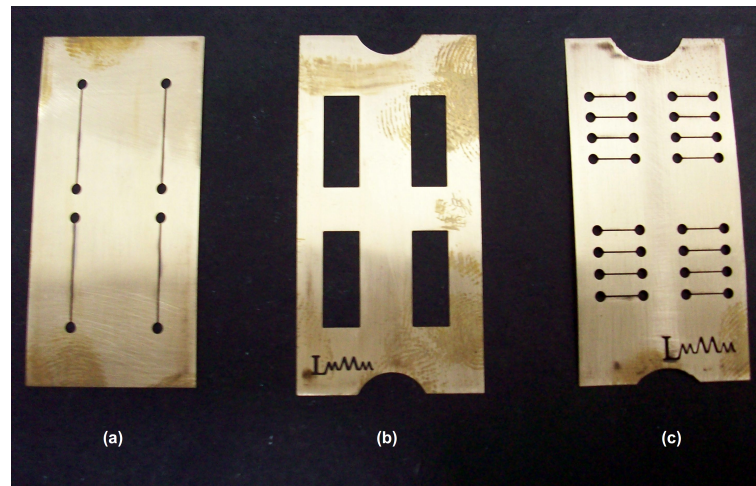


Figura 3.10: Máscaras de sombreamento utilizadas para a deposição das junções túnel.

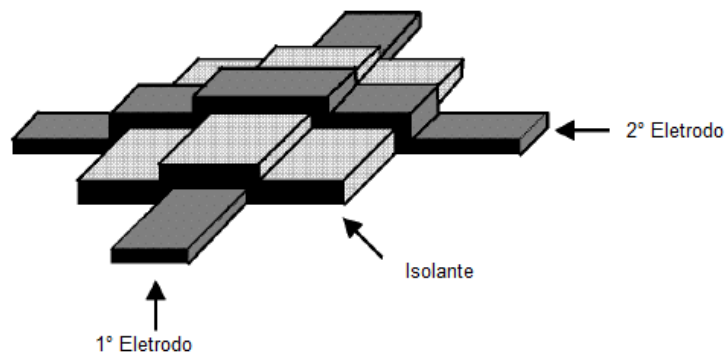


Figura 3.11: Esquema representativo de uma junção túnel.

É necessário que as amostras tenham este formato para que a corrente flua do primeiro eletrodo (**eletrodo positivo**), para o segundo (**eletrodo negativo**), através da barreira isolante. Este formato visa garantir que a barreira isolante seja contínua, permitindo assim observar o efeito de tunelamento.

## 3.2 Caracterização estrutural

As MTJ apresentam diversos efeitos na região de interface entre eletrodo/barreira/eletrodo. A caracterização estrutural foi focada em dois aspectos: a espessura e a orientação cristalográfica.

Medidas de *XRD*, a baixo e alto ângulo, foram realizadas em amostras de filmes finos com uma única camada, bicamadas e multicamadas, com o objetivo de determinar a taxa de deposição dos materiais e para verificar a orientação cristalográfica da liga ferromagnética e da barreira túnel. Uma descrição mais detalhada sobre a técnica de *XRD* pode ser encontrada em



[40].

As medidas foram efetuadas no LMMM utilizando um difratômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance, na geometria  $\theta - 2\theta$ , usando radiação de  $Cu - k_{\alpha}$  com comprimento de onda  $\lambda = 1,5406\text{\AA}$ [41]. A foto 3.12, mostra o difratômetro de raio-x, junto com a configuração utilizada para realização das medidas.

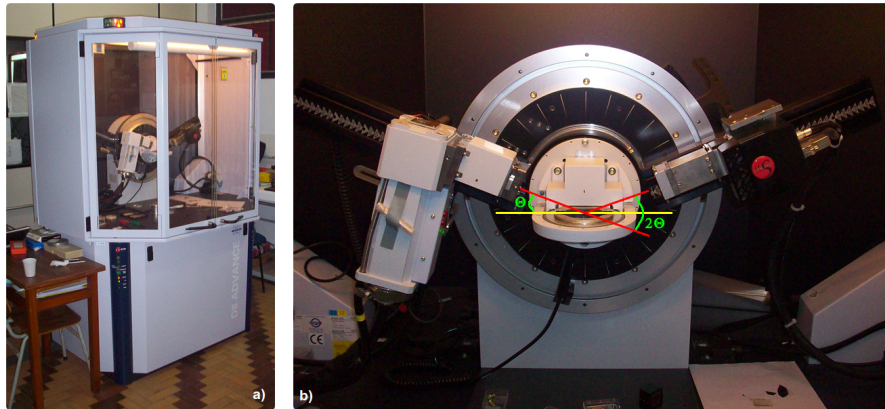


Figura 3.12: Difratômetro Bruker, modelo D8 Advance.

### 3.3 Medidas de magnetização

As medidas de magnetização foram realizadas no LMMM, através do AGMF, nas amostras da tabela 3.1

#### AGFM

O AGFM é um sistema baseado no método da força,[42]. Neste método, uma amostra magnetizada é colocada em um gradiente de campo magnético e submetido à uma força  $F$  que é dada por  $F = M \cdot \nabla B$ , sendo  $M$  a magnetização da amostra e  $\nabla B$  o gradiente de indução magnética.

Como podemos observar na figura 3.13, a amostra é colocada através de uma haste flexível não magnética entre os polos de um eletroímã, os quais geram um campo magnético constante. Paralelamente aos polos do eletroímã existem duas bobinas que geram o gradiente de campo magnético alternado sobre a amostra. Na outra extremidade da haste é colocado uma cerâmica piezo-elétrica que transforma a oscilação mecânica da haste em uma tensão elétrica alternada.

As medidas de magnetização foram realizadas com um auxílio de um amplificador Lock-in e um computador, onde em trabalhos anteriores foram desenvolvidos programas, em *hp-vee*,

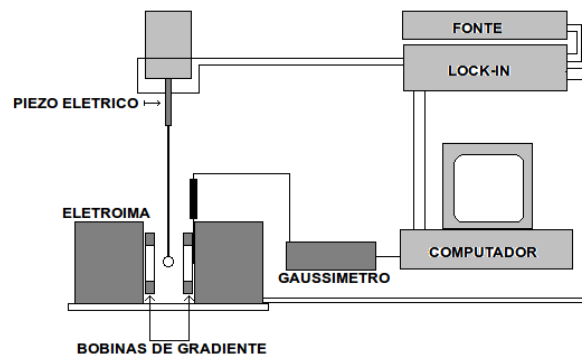


Figura 3.13: Esquema representando o AGFM

para obtenção das medidas e frequência de ressonância, sendo estes programas aprimorados a cada ano.

Alguns detalhes relevantes:

- Primeiro diz respeito à frequência de operação. A princípio qualquer frequência seria adequada. Porém, como sabemos, na frequência de ressonância, de qualquer sistema mecânico, a amplitude é máxima. Logo, podemos concluir que para obtermos o sinal de maior intensidade, a frequência mais adequada é a de ressonância. Para encontrarmos a ressonância basta fazermos uma varredura do sinal em relação a frequência.
- Um outro aspecto importante é geometria das bobinas geradoras de campo magnético alternado, com o objetivo de maximizar o sinal da amostra, onde a geometria utilizada nas duas bobinas é o enrolamento em série e em oposição (uma bobina enrolada no sentido horário e a outro no sentido anti-horário), de modo que o gradiente entre elas seja o máximo.
- Uma das precauções que devemos ter, é em relação a vibrações mecânicas do sistema experimental, que podem vir a inviabilizar as medida, aumentando o ruído, pois como deve ter ficado claro na descrição do método, um pequeno ruído mecânico altera de maneira significativa a amplitude de oscilação da amostra.

sendo estes sistema destinado a medidas de magnetização em amostras com fraca magnetização, como no caso de filmes finos.

### 3.4 Medidas de Transporte

Todas as medidas de transporte foram efetuadas no LMMM: curva  $I \times V$  e magnetorresistência túnel (TMR). Para isso, foi usado o esquema padrão de quatro pontas, sendo a corrente aplicada a dois eletrodos e a tensão medidas através de outros dois eletrodos. Para a conexão das junções túnel ao sistema de medidas, conforme figura 3.14, alguns cuidados devem ser observados para evitar a degradação das amostras, como no rompimento da barreira isolante. Isto porque a tensão de "breakdown", para junção túnel com barreira de  $MgO$ , estão na faixa de 1V à 2V. São estes:

- A diferença de potencial existente entre o experimentador e o sistema de medidas, figura 3.14, (energia estática presente no corpo do experimentador);
- Transientes gerados pelo acionamento de algum equipamento (energia elétrica presente nos equipamentos);

Para resolver estes problemas os eletrodos são mantidos em curto, conforme foto 3.14, durante qualquer procedimento que possa gerar algum transiente sobre a junção túnel e o experimentador mantido aterrado. Sendo o porta amostra conectado ao sistema de medidas, ver figuras 3.16 e 3.17, somente durante a análise.

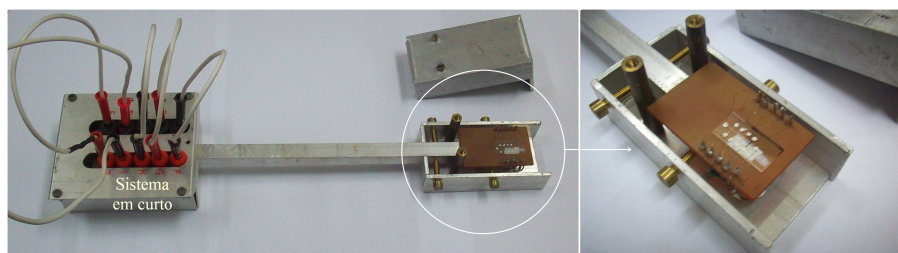


Figura 3.14: Foto do porta amostra, para medidas de transporte nas junções túnel.

#### 3.4.1 Transporte Eletrônico (Curva $I \times V$ )

As curvas  $I \times V$  foram obtidas através das medidas de tensão sobre as junções túnel, variando-se a corrente a uma taxa constante de  $1nA$  ou  $5nA$ , na faixa de -1V à 1V, conforme podemos observar no gráfico 3.15.

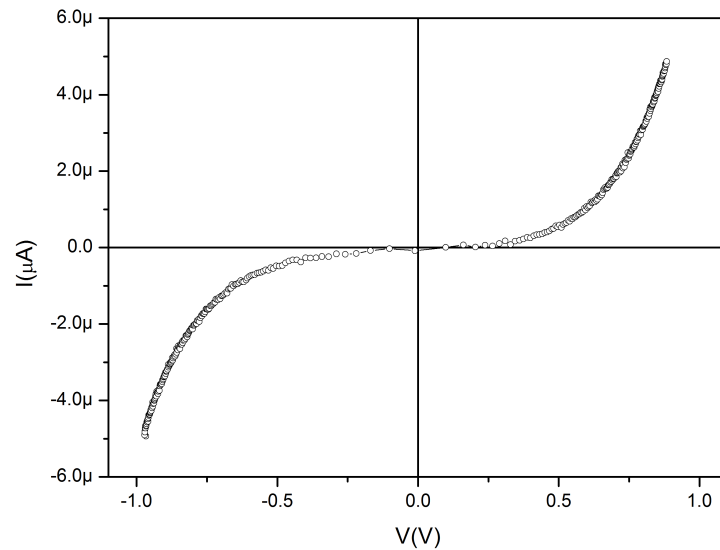


Figura 3.15: Curva  $I \times V$ , amostra S 1028 B 1 3. Resistência variando na faixa de 196k à 2M.

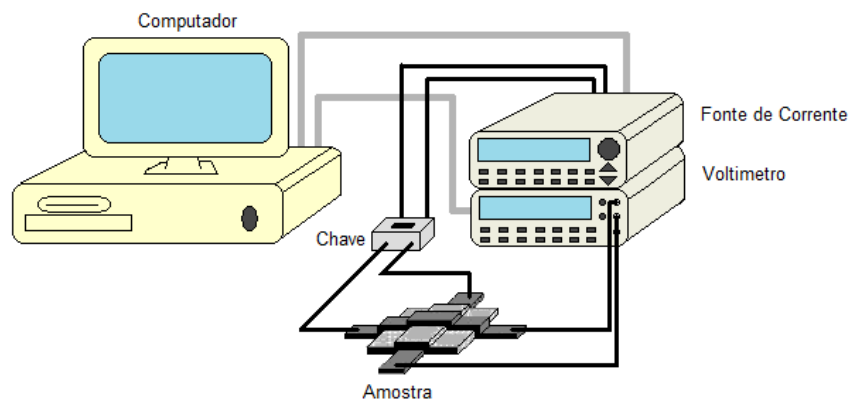


Figura 3.16: Esquema do sistema de medida de transporte eletrônico ( $I \times V$ ).

### Esquema representativo para as medidas de transporte eletrônico

A corrente ( $I$ ) é controlada por uma fonte de corrente acionada por um computador, através de um programa desenvolvido no sistema *hp-vee* que opera na faixa de  $100\text{fA}$  a  $100\text{mA}$ , via *GPIB*. A tensão sobre a junção túnel é medida através de um multímetro, com resistência interna na faixa de  $10\text{G}\Omega$ , interligado ao computador via *GPIB*, onde são armazenados os dados, como esquema na 3.16. A corrente é aplicada na amostra somente depois do acionamento de chave de segurança, que quando está fechada, coloca o circuito em curto e quando está aberta faz a corrente fluir pela amostra.

### 3.4.2 Magnetorresistência Túnel (TMR)

As curvas de TMR foram obtidas através da medida de tensão sobre as junções túnel para uma corrente constante, enquanto o campo magnético é variado a uma taxa constante.

#### Esquema representativo para as medidas de magnetorresistência túnel

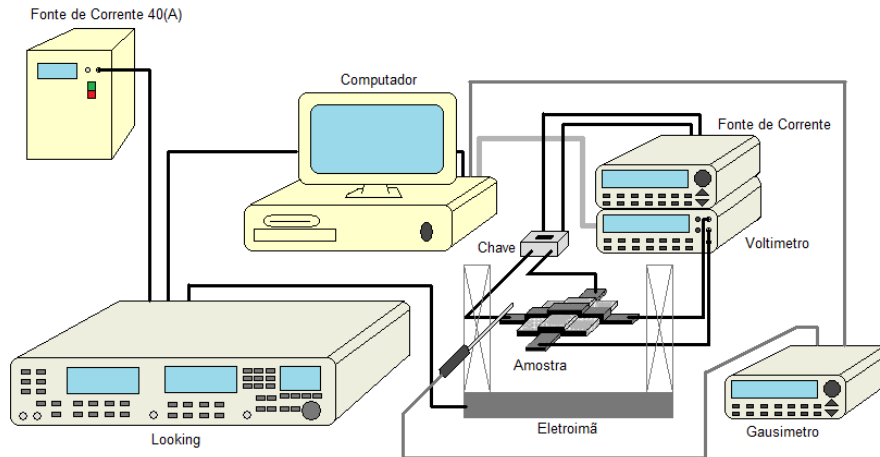


Figura 3.17: Esquema do sistema de medida de magnetorresistência túnel com corrente constante.

A corrente ( $I$ ) é aplicada por uma fonte de corrente, que opera na faixa de 100 fA a 100 mA. A tensão sobre a amostra é medida por um multímetro, com resistência interna na faixa de  $10G\Omega$ , interligado ao computador via GPIB, onde são armazenados os dados. O campo magnético é controlado por um computador via conversor  $A/D$ , interligados por conexões GPIB, sendo o conversor  $A/D$  interligado a fonte de corrente através de uma conexão RS-232. A leitura do campo é feita por um Gaussímetro interligado ao computador por uma GPIB, conforme a figura 3.17. Sendo aplicada corrente a amostra, somente, após o acionamento de chave de segurança.

### 3.5 Ajuste das Curvas $I \times V$

Os ajustes das curvas  $I \times V$  foram feitos através do software Origin 8.0 [43], que utiliza o algoritmo *Levenberg-Marquardt* [44], que combina o método de Gauss-Newton com o método do Gradiente, de forma a minimizar o "chi-quadrado",  $\chi^2$ , definido da seguinte forma:

$$\chi^2 = \frac{S}{n - \rho}, \quad (3.4)$$

sendo

$$S = \sum_{i=1}^n [f_i - Y_i]^2, \quad (3.5)$$

onde  $f_i$  é o valor da corrente calculada,  $Y_i$  o valor da corrente medida,  $n$  o número de pontos utilizados no ajuste e  $\rho$  número de parâmetros livres.

O método de *Levenberg-Marquardt* analisa as derivadas, ao mesmo tempo que modifica dinamicamente o grau de variação dos parâmetros fazendo se aproximar do mínimo, isto é, dado um ponto inicial  $x_0$ , [44], o método produz uma série de vetores  $(x_1, x_2, \dots)$ , onde se espera que vá convergir para um mínimo local, para uma dada equação de entrada a ser ajustada, onde neste caso foram utilizadas as equações de "Simmons" [45, 46], modificadas de acordo com o *APL*, 82, 2832 [14].

## 4 Resultados e Discussão

Neste capítulo é apresentado e discutido os resultados obtidos ao longo deste trabalho. Primeiramente, serão apresentados e discutidos os resultados da caracterização estrutural, como espessura, direção de crescimento e em seguida os resultados das medidas de transporte (curvas  $I \times V$ ).

### 4.1 Amostras

Como citado anteriormente, foram crescidos filmes com camada simples, bicamadas, multicamadas e junções túnel ( de  $CoFeB$  e  $MgO$ ). A produção de filmes de camadas simples, bicamadas e multicamadas, utilizados para a investigação da determinação da taxa de deposição e espessuras dos filmes e direção cristalográfica, de crescimento da barreira túnel de  $MgO$  e da liga metálica de  $CoFeB$ . Sendo a direção de crescimento da barreira túnel de suma importância para determinação do tunelamento coerente entre eletrodo/barreira, podendo assim gerar o efeito de TMR gigante [21, 24].

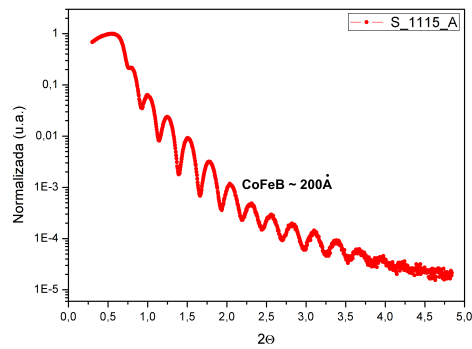
Quanto às junções túnel, é necessário que tenham um formato de eletrodos cruzados para que a corrente flua do primeiro eletrodo para o segundo eletrodo através da barreira isolante, permitindo a investigação do efeito de tunelamento.

### 4.2 Caracterização estrutural

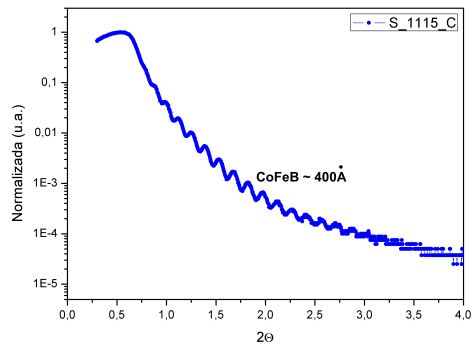
#### 4.2.1 Difração de raios-X

Na figura 4.1 podemos observar a difratometria a baixo ângulo para filmes finos de  $CoFeB$  e  $MgO$ , utilizadas para determinar a taxa de deposição dos materiais e espessuras dos filmes, como descrito no capítulo anterior, através da indexação das franjas de *Kiessing*.

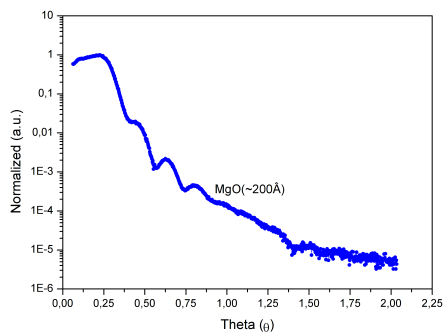
Na figura 4.2 observamos medidas de difratometria a alto ângulo para filmes finos de



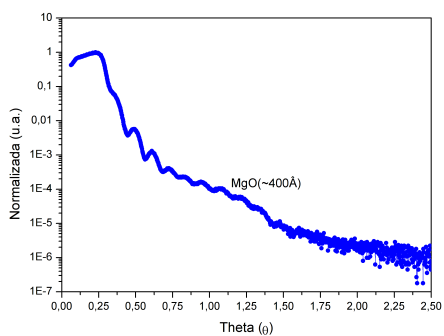
(a)



(b)



(c)



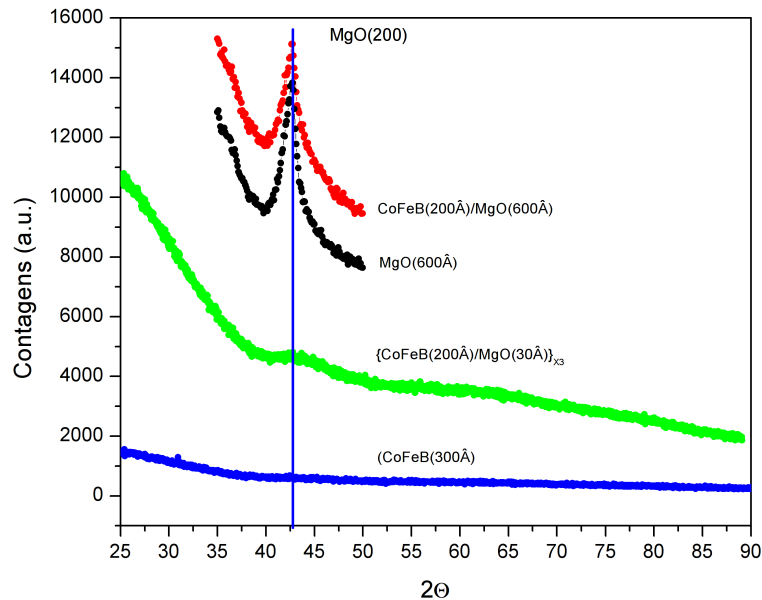
(d)

Figura 4.1: Medidas de difração de raio-x a ângulos rasantes, a) *CoFeB* 200Å, b) *CoFeB* 400Å, c) *MgO* 200Å e d) *MgO* 400Å.

*CoFeB*, *MgO*, *CoFeB/MgO* e  $(CoFeB/MgO)_{x3}$ . Através destas medidas podemos verificar o caráter amorfo ou cristalográfico dos filmes depositados. Na linha azul, da figura 4.2, temos



uma medida de difratometria a alto ângulo para um filme de *CoFeB* sobre substrato de vidro, onde não observamos nenhuma direção preferencial de crescimento, conseqüentemente é um amorfo. Na linha preta temos a difratometria para um filme de  $MgO(600\text{Å})$  crescido sobre substrato de vidro, onde há uma orientação preferencial de crescimento, na direção  $200 - bcc$ . Na linha vermelha temos uma bicamada de  $CoFeB(200\text{Å})/MgO(600\text{Å})$  crescida sobre substrato de vidro, onde observamos que o *MgO* cresce também em uma direção preferencial, à  $200 - bcc$ , sobre a camada de *CoFeB*. Por último, temos a difratometria para uma multicamada  $CoFeB(200\text{Å})/MgO(30\text{Å})_{x3}$  (linha verde), onde o *MgO* também apresenta à direção  $200 - bcc$ , como direção preferencial de crescimento, mostrando assim, que independentemente, qual a espessura do filme de *MgO* e sobre qual o tipo de material é depositado, ele apresenta uma direção preferencial de crescimento, na direção  $200 - bcc$ .



(a)

Figura 4.2: Medidas de difratometria a alto ângulo, para filmes finos de *CoFeB*, *MgO*, *CoFeB/MgO* e  $(CoFeB/MgO)_{x3}$ .

#### 4.2.2 Medidas de magnetização

Multicamadas de *CoFeB/MgO* foram utilizadas para obtenção das curvas de magnetização usando o AGFM.

Sabemos que para medidas de TMR nas junções túnel magnéticas é importante que os campos coercivos dos eletrodos sejam diferentes, para a partir da aplicação de um campo magnético externo, seja possível obter uma situação onde a magnetização de um eletrodo aponte em um

sentido, e a magnetização do outro eletrodo em sentido oposto. Isto é, que haja diferença entre os dois campos coercivos, conforme podemos observar na figura 4.3, a primeiro a inversão da magnetização em uma das camadas ferromagnéticas e depois na outra camada ferromagnética.

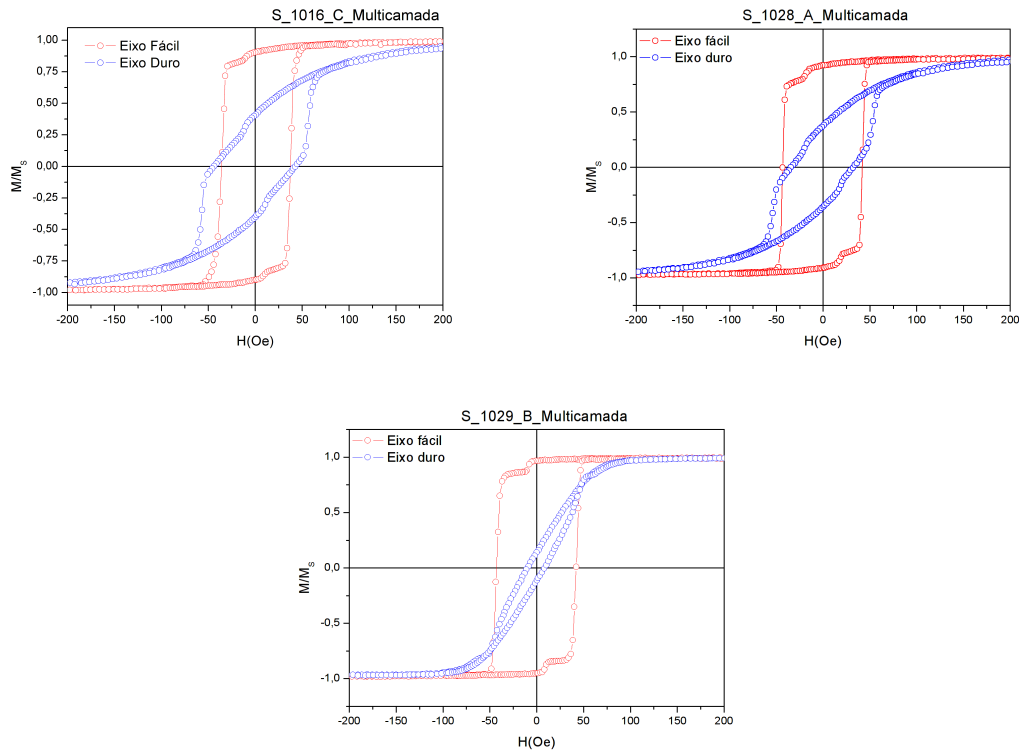


Figura 4.3: Medidas de magnetização. a) multicamada - CoFeB(450Å)/Mg(10Å)/MgO(10Å)/CoFeB(50Å), b) multicamada - CoFeB(850Å)/Mg(4Å)/MgO(15Å)/CoFeB(50Å) e c) multicamada - CoFeB(850Å)/MgO(15Å)/CoFeB(50Å).

Na figura 4.3 é possível verificar a indução de um eixo de fácil magnetização. Uma outra observação, é a inversão da magnetização, primeiro em um dos filme magnético e depois no outro filme, devido a diferença dos campos coercivos dos dois filmes magnéticos, que são obtidas pelo crescimento dos filmes com diferentes espessuras.

Também foram realizadas medidas de magnetização em MTJ, conforme podemos observar na figura 4.4. As medidas foram realizadas nas amostras em destaque na foto 4.5. A área de material magnético das junções, onde foram realizadas as medidas de magnetização é de  $400 \times 10^{-6} m^2$ , 13 vezes menor que a área das multicamada, que são aproximadamente de  $4000 \times 10^{-6} m^2$ . Nas junções não foi possível verificar a inversão da magnetização dos eletrodos como diferentes campos coercivos. Como consequência, não é possível medir TMR. Uma explicação possível para a não obtenção desse sistema, onde a primeiro a inversão em um dos eletrodo e depois no outro, é o desvio das linhas de campo, através das máscaras de sombreamento. Apesar das máscaras utilizadas serem de material não magnético, quando depositamos

os eletrodos ferromagnéticos, ocorre a formação de um filme ferromagnético macio nas máscaras. Como elas apresentam uma área muito maior do que a área dos eletrodos, há uma preferência das linhas de campo de passarem muito mais pelo filme depositado nas máscaras do que nos eletrodos, fazendo assim com que deterioração a configuração magnética nas junções.

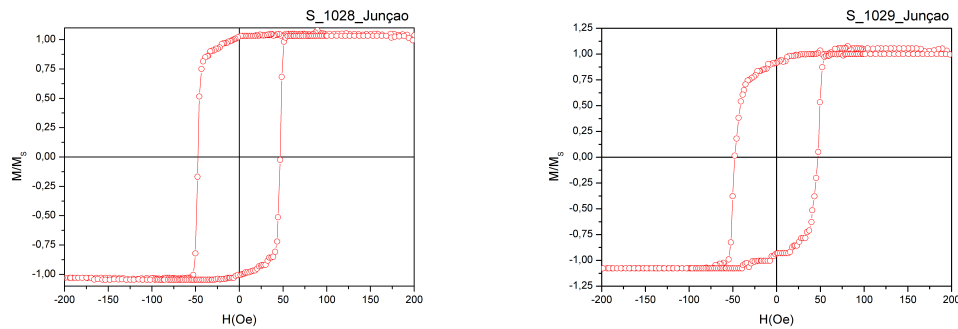


Figura 4.4: Medidas de magnetização nas junções, conforme foto em destaque na figura 4.5.

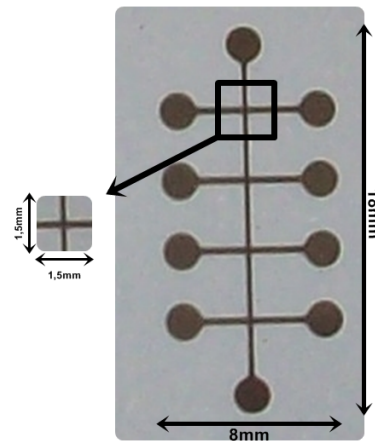


Figura 4.5: Foto de uma junção túnel, em destaque a área relativa a junção túnel. O conjunto de junções depositada apresenta  $18\text{mm}$  por  $8\text{mm}$ , sendo a área da amostra de  $1,5 \times 1,5\text{mm}^2$ .

### 4.3 Medidas de transporte

Todas as curvas de  $I \times V$  obtidas das MTJ seguem o mesmo comportamento, sendo uma relação linear para baixas tensões e uma relação não-linear para tensões mais elevadas.

A figura 4.6, mostra uma curva para uma junção  $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ , medida a temperatura ambiente. É observado um comportamento linear para baixas tensões, e a partir de uma certa tensão,  $200\text{mV}$ , um comportamento não linear, sendo este um comportamento típico para o fenômeno de tunelamento.

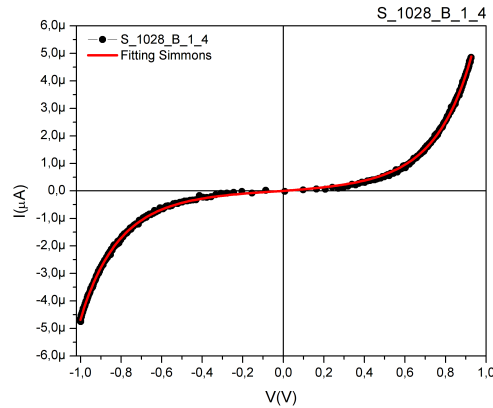


Figura 4.6: Curva  $IxV$  para uma junção  $CoFeB/MgO/CoFeB$

### 4.3.1 Ajuste das curvas $IxV$

Os ajustes das curvas  $IxV$  foram realizados utilizando a equação de Simmons para barreira simétrica [46]. Este modelo calcula a densidade de corrente túnel usando a aproximação Wentzel-Kramers- Brillouin (WKB) para uma probabilidade de tunelamento, dada por

$$P(E_x) = \exp[-A\Delta S(\bar{\phi}(V) + E_F - E_x)^{1/2}], \quad (4.1)$$

sendo

$$\bar{\phi}(x, V) = \frac{1}{\Delta S} \int_{S_2}^{S_1} \phi(x, V) dx, \quad (4.2)$$

a quantidade que representa a altura média da barreira de potencial,  $\Delta S$  é a largura da barreira no nível de energia de Fermi com  $S_1$  e  $S_2$  designado os limites de integração da barreira no nível de energia de Fermi e  $A$  uma constante.

A equação geral para a densidade de corrente túnel, para eletrodos simétricos, segundo a teoria de Simmons é escrita da seguinte forma

$$J(V, 0) = J_0 \left( \bar{\phi} \exp \left[ -A\bar{\phi}^{1/2} \right] - (\bar{\phi} + eV) \exp \left[ -A(\bar{\phi} + eV)^{1/2} \right] \right), \quad (4.3)$$

onde,  $J_0 = \frac{e}{2\pi h(\beta\Delta S)^2}$ ,  $A = \left( \frac{4\pi\beta\Delta S}{h} \right) (2m)^{1/2} = 1.025V^{-1/2} \text{Å}^{-1}$  e  $\beta$  representa um fator de correção que usualmente é adotado como 1.

A equação 4.3, tem a vantagem de poder ser aplicada a qualquer tipo de barreira de potencial, desde que  $\bar{\phi}$  seja conhecido, ou, que a curva  $IxV$  seja conhecida para a determinação

da altura da barreira de potencial. Ela ainda pode ser interpretada como a densidade de corrente  $J_0\bar{\phi}\exp\left[-A\bar{\phi}^{-\frac{1}{2}}\right]$  fluindo do eletrodo 1 para o eletrodo 2 e a densidade de corrente  $J_0(\bar{\phi} + eV)\exp\left[-A(\bar{\phi} + eV)^{-\frac{1}{2}}\right]$  fluindo do eletrodo 2 para o 1. Assim se  $V = 0$ , podemos considerar um estado de equilíbrio dinâmico, onde a densidade de corrente com magnitude  $J_0\bar{\phi}\exp\left[-A\bar{\phi}^{-\frac{1}{2}}\right]$  flui em ambos os sentidos, sendo válida para temperatura igual a zero e para eletrodos com função trabalho iguais ou diferentes[46].

Como a equação 4.3 pode ser aplicada a qualquer tipo de barreira de potencial, quando aplicarmos a dados experimentais devemos escolher qual o tipo de barreira a ser utilizada. No nosso caso, foi a barreira de potencial retangular, isto é, consideramos que a junções túnel tem função trabalho igual para ambos os eletrodos [45, 46, 47, 14].

Podemos expressar a equação, como

$$J(V, T) = \frac{i(V, T)}{A_{ef}} \Rightarrow i(V, T) = A_{ef} \left( \frac{6.2 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left[ \left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right) \exp \left( -1.025t \left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] - \left( \frac{6.2 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left[ \left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right) \exp \left( -1.025t \left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] \left[ 1 + \left( \frac{3 \times 10^{-9} t^2 T^2}{\left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right)} \right) \right], \quad (4.4)$$

onde  $\Delta S = t$  e  $\bar{\phi} = \left( \phi_0 - \frac{V}{2} \right)$ , sendo a equação 4.4, expressa em unidades práticas, como,  $A_{ef} = \text{\AA} \phi_0 = eV$ ,  $t = \text{\AA} e V = V$ , dependente da temperatura (T) em kelvin.

Como citado anteriormente, os ajustes foram realizados utilizando a equação de Simmons para barreira simétrica. Os parâmetros obtidos através do ajuste são, a área efetiva ( $A_{ef}$ ), a espessura da barreira ( $t$ ) e a altura da barreira ( $\phi$ ). Todos estes parâmetros foram mantidos livres durante a realização dos ajustes.

Na figura 4.6, a linha contínua foi obtida pelo ajuste realizado utilizando a equação 4.4, onde primeiro foi ajustado o lado positivo da tensão e depois o lado negativo. Após os ajustes, as curvas calculadas foram sobrepostas a curva experimental. Podemos observar que praticamente não há diferença entre as curvas calculadas e a curva experimental. Isto mostra, que a equação simétrica de Simmons pode ser utilizada para calcular a barreira túnel assimétrica.

Na tabela 4.1, mostramos os resultados dos ajustes tanto para tensões positivas como para tensões negativas para várias junções. Observamos que a área efetiva de tunelamento ( $A_{ef}$ ), tanto para os ajustes no lado positivo da tensão como no lado negativo têm à mesma ordem de grandeza. A espessura ( $t_{MgO}$ ) obtida nos ajustes é praticamente a mesma. Também podemos observar que a altura da barreira ( $\phi_0$ ) para o lado positivo da tensão e o lado negativo são

Tabela 4.1: Resultados dos ajustes utilização a equação de Simmons simétrica

Amostras	$A_{ef}$	$t_{MgO}$	$\phi$	$\chi^2$
S 1028 B 1 2 positiva	$1.85327E-10 \pm 9.3258E-12$	$13.29 \pm 0.0301$	$0.851 \pm 0.0032$	1.61972E-18
S 1028 B 1 2 negativa	$1.06427E-10 \pm 8.1159E-13$	$12.51 \pm 0.0042$	$0.844 \pm 5.7185E-4$	2.44207E-20
S 1028 B 1 3 positiva	$1.22368E-9 \pm 1.7491E-12$	$16.23 \pm 9.3674e-4$	$0.815 \pm 6.9213e-5$	1.79425E-21
S 1028 B 1 3 negativa	$2.11795E-9 \pm 8.8930E-11$	$16.10 \pm 0.0251$	$0.910 \pm 0.0022$	8.56886E-19
S 1028 B 1 4 positiva	$5.12243E-10 \pm 6.2993E-13$	$15.33 \pm 8.0624E-4$	$0.818 \pm 6.3130E-5$	1.68949E-21
S 1028 B 1 4 negativa	$4.72051E-10 \pm 3.0712E-12$	$15.35 \pm 0.0041$	$0.838 \pm 3.5108E-4$	3.21122E-20
S 1028 B 2 1 positiva	$5.98804E-10 \pm 5.0778E-12$	$16.03 \pm 0.0057$	$0.723 \pm 4.0300E-4$	2.60044E-20
S 1028 B 2 1 negativa	$9.93906E-10 \pm 5.4318E-11$	$15.93 \pm 0.0333$	$0.8241 \pm 0.0029$	4.76971E-19
S 1028 B 2 2 positiva	$4.98958E-10 \pm 8.6838E-13$	$15.84 \pm 0.0011$	$0.732 \pm 8.2824E-5$	2.00058E-21
S 1028 B 2 2 negativa	$1.13687E-09 \pm 1.1600E-10$	$15.72 \pm 0.0599$	$0.849 \pm 5.2104E-4$	7.53251E-19
S 1028 B 2 3 positiva	$1.97123E-11 \pm 2.0578E-14$	$13.27 \pm 7.6418E-4$	$0.599 \pm 0.0057$	4.92965E-22
S 1028 B 2 3 negativa	$2.36888E-11 \pm 1.6036E-13$	$11.85 \pm 0.0039$	$0.710 \pm 5.2104E-4$	6.94547E-21
S 1053 D 1 2 positiva	$7.68489E-13 \pm 3.5457E-14$	$14.69 \pm 0.0441$	$0.681 \pm 0.0017$	5.35428E-20
S 1053 D 1 2 negativa	$1.81773E-13 \pm 1.6699E-15$	$14.40 \pm 0.0361$	$0.483 \pm 9.9427E-4$	1.63558E-18
S 1053 D 1 3 positiva	$3.98944E-13 \pm 2.7315E-14$	$13.79 \pm 0.0663$	$0.652 \pm 0.0027$	1.87002E-19
S 1053 D 1 3 negativa	$1.87149E-13 \pm 1.5694E-15$	$14.26 \pm 0.0329$	$0.479 \pm 9.1454E-4$	1.66785E-18
S 1053 D 1 4 positiva	$6.35543E-13 \pm 3.0321E-14$	$14.42 \pm 0.0457$	$0.666 \pm 0.0018$	6.48624E-20
S 1053 D 1 4 negativa	$2.09825E-13 \pm 1.6817E-15$	$14.35 \pm 0.0329$	$0.477 \pm 8.1109E-4$	2.27645E-18

diferentes, ficando evidente que a barreira é assimétrica, como observado na figura 4.6.

Como podemos observar no gráfico 4.7, os valores de  $\phi$  estão na faixa de  $\sim 0,2 - 2eV$ , aumentando conforme a espessura da barreira. É possível observar que para a faixa de espessura,  $13 - 17\text{\AA}$ , a altura da barreira calculada está em concordância com o encontrado na literatura, que é de aproximadamente  $0,6 - 0,8eV$  [48], para barreira de  $MgO$  policristalino.

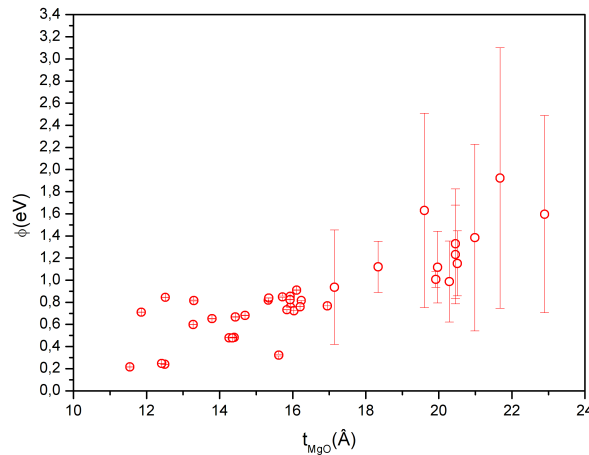


Figura 4.7: Altura da barreira em função da espessura, onde ambos os valores foram obtidos através dos ajuste utilizando Simmons.

Uma outra característica importante para determinação do efeito de tunelamento é a dependência exponencial da resistência,  $R(\Omega)$ , em função da espessura  $t_{MgO}$ . Da figura 4.8, não é possível identificar este efeito, mas quando multiplicamos a área efetiva ( $A_{ef}$ ) de tunelamento obtida através dos ajustes pela resistência  $R(\Omega)$  a baixas tensões a dependência exponencial aparece.

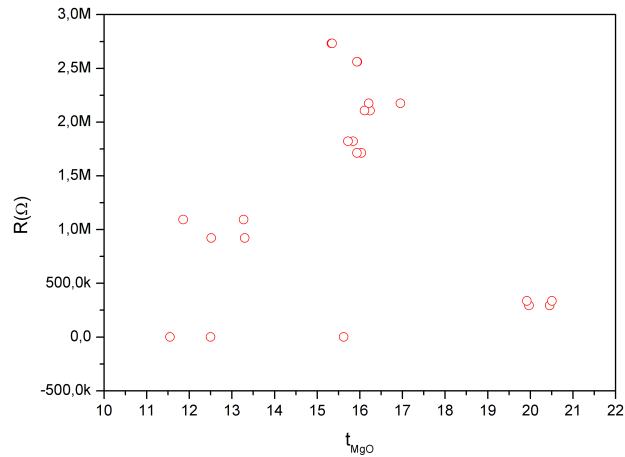


Figura 4.8: Gráfico da resistência a baixas tensões em função de espessura obtida pelos ajustes.

Este comportamento de  $RA_{ef}$  versus  $t_{MgP}$  é mostrado na figura 4.9. Podemos observar que há uma variação de 10 ordens de grandeza de  $RA_{ef}$  compatível com a diferença da espessura do isolante nas junções túnel, que é de aproximadamente de  $10\text{\AA}$ .

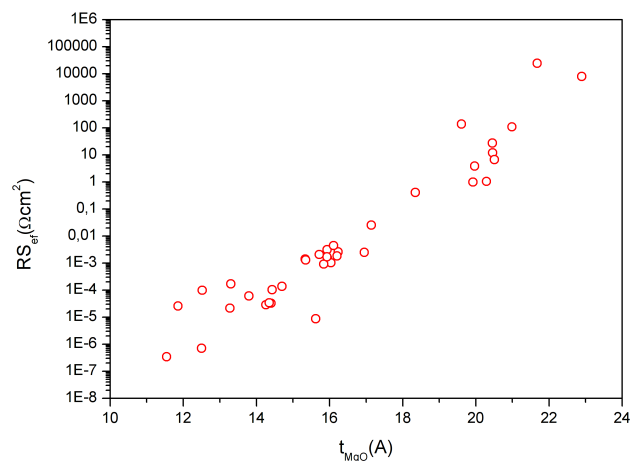


Figura 4.9: Gráfico da resistência a baixas tensões multiplicado pela área efetiva ( $RA_{ef}$ ) em função de espessura ( $t_{MgO}$ ).

Observando a tabela 4.1, as áreas efetivas  $A_{ef}$  se encontram em uma faixa de grandeza entre  $10^{-9}$  a  $10^{-13}$ , mostrando que a corrente é transportada através de uma pequena região, pois a

área da junção é de  $400 \times 10^{-6} m^2$ .

Isto implica, como já foi observado em MTJ com alumina de  $AlO_x$ , que o tunelamento acontece através de porções pequenas da barreira.

A figura 4.10(a), mostra a derivada do ajuste da curva  $I \times V$  para a junção túnel (S\_1028\_B\_1\_2, tabela 3.3), onde podemos perceber que a curva da condutância esta levemente deslocada para a esquerda, isto é, para valores de tensão negativa, com um mínimo de condutância em  $V = 0,7mV$ , ficando mais evidente o deslocamento no gráfico 4.10(b) que é a derivada segunda próximo da posição da condutância mínima.

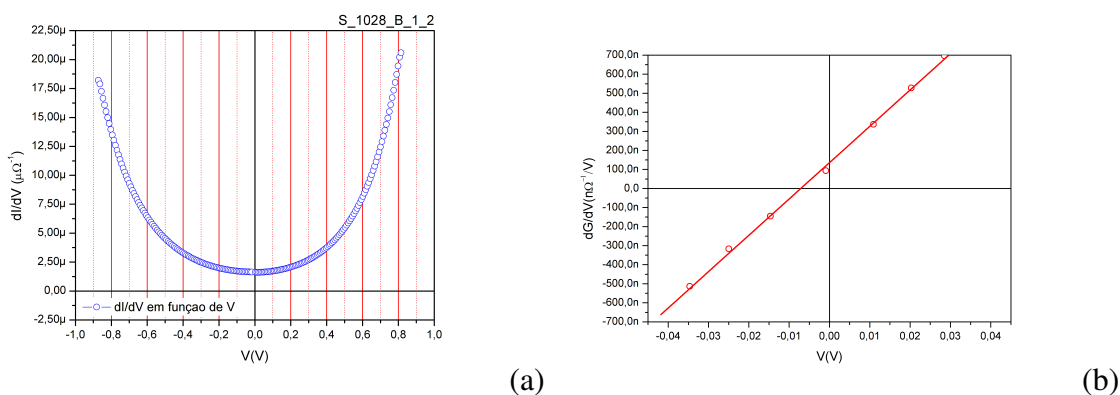


Figura 4.10: a) Gráfico da condutância em função da tensão, b) Derivada da condutância em função da Tensão.

Nowak [49], mostrou que quando há uma intensa oxidação no eletrodo de baixo (positivo), há um deslocamento da curva de condutância para valores negativos de tensão aplicada, indicando a oxidação do eletrodo de baixo, e quando há uma oxidação fraca em relação ao eletrodo de baixo, há um deslocamento da curva de condutância para valores positivos de tensão aplicada, indicando que nem todo o material utilizado para a barreira túnel foi oxidado.

Para todas as MTJs produzidas foi verificado o deslocamento da curva de condutância para valores negativos de tensão aplicada, indicando que possivelmente em todas as amostras tenha havido super oxidação da barreira. Com este resultado e a teoria aplicada para MTJ com barreira túnel de  $MgO$ , é possível explicar a ausência do efeito de TMR nas junções, pois para que haja TMR temos que ter um acoplamento direto das funções de onda do eletrodo com a barreira, isto implica na não oxidação das primeiras monocamadas do eletrodo.

Também foram realizados tratamentos térmicos nas amostras de junções túnel, onde menos de 5% das amostras sobreviveram. Foram tratadas 16 junções a uma temperatura de  $150^\circ C$ . Após o tratamento foram realizadas medidas de transporte (Curva  $I \times V$ ) em todas as amostras tratadas. Foi observado que apenas uma das junções apresentou o comportamento não linear para tensões mais elevadas. No restante das junções, foi observado um comportamento ôhmico,



indicando a deterioração do isolante entre os eletrodos, isto é, o curto circuito nas junções.

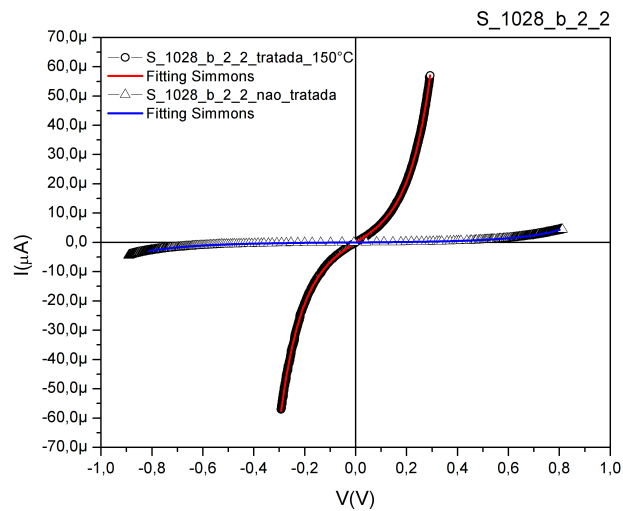


Figura 4.11: Curva  $I \times V$ , para como feita e tratada.

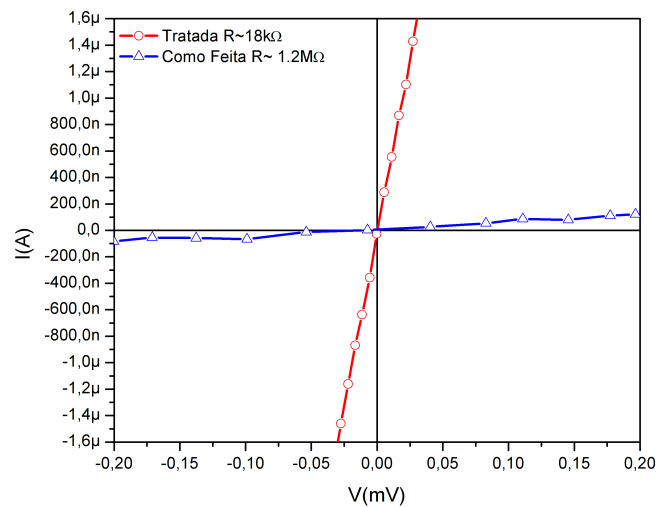


Figura 4.12: Gráficos da resistência para baixas tensões, para como feita e tratada.

A figura 4.11, corresponde as medidas da curva  $I \times V$  da junção túnel  $S_{1028\_B\_2\_2}$  como feita e após tratamento. Observando as duas curvas percebemos uma significativa mudança de comportamento da curva da junção como feita e tratada. Na mesma figura também temos as curvas dos ajustes realizados, onde podemos ver que em ambas as medidas não há distinção entre a curva medida e a calculada. A equação utilizada para fazer os ajustes foi a mesma utilizada para fazer os ajustes nas curvas das amostras como feito, pois, ela vale para tensões abaixo da altura da barreira  $\phi_0$ .

A tabela 4.2, apresenta os resultados dos ajustes da junção com feita e pós tratamento. Observamos um aumento da área efetiva de tunelamento ( $A_{ef}$ ), um aumento na espessura do isolante ( $t_{MgO}$ ) e a redução da altura da barreira ( $\phi_0$ ).

Tabela 4.2: Resultados dos ajustes utilização a equação de Simmons simétrica

S 1028 B 2 2	Área ( $A_{ef}$ )	Altura da Barreira( $\phi_0(eV)$ )	Espessura ( $t_{MgO}\text{Å}$ )
Tratada Positiva	$1.4895E-8 \pm 1.13846E-8$	$0.32805 \pm 0.034$	$21.29767 \pm 0.76822$
Tratada Negativa	$9.15085E-8 \pm 1.8576E-7$	$0.33578 \pm 0.0495$	$23.9446 \pm 1.81726$
Como Feita Positiva	$4.98958E-10 \pm 8.68388E-13$	$0.732 \pm 8.3E-5$	$15.84 \pm 1E-3$
Como Feita Negativa	$1.13687E-9 \pm 1.16009E-10$	$0.849 \pm 5E-3$	$15.72 \pm 5E-2$

Uma possível explicação para este resultado é que, com o tratamento térmico, a rugosidade nas interfaces entre eletrodos e barreira diminuiu, fazendo com que a área de tunelamento efetivo tenha aumentado, diminuindo os buracos, isto é, os *hot spots*, regiões onde ocorre o tunelamento. Como a interface ficou menos rugosa, houve um aumento da espessura do isolante que era de aproximadamente 15Å e passou para aproximadamente 20Å, valor estimado na deposição. Acreditamos que a altura da barreira túnel diminuiu devido a cristalização do *MgO* na direção 200 – *bcc*. Um outro fato interessante é o aumento da corrente de tunelamento, indicando a diminuição da resistência para baixas tensões, na junção tratada, da ordem de 3, sendo a resistência da junção como feita de  $1.20551 \times 10^6 \Omega$  e na junção após tratamento de  $18540 \Omega$ . As figura 4.12, mostram os gráficos  $I \times V$  para baixas tensões.

# 5 Conclusões e Perspectivas

## 5.1 Conclusões

Amostras tipo multicamadas e junções túnel magnéticas (*CoFeB/MgO/CoFeB*) foram produzidas por *magnetron sputtering*, sendo o *MgO* depositado em atmosfera reativa,  $Ar + O$ .

Foram realizadas medidas de XDR a alto ângulo que mostram que a barreira cresce texturizada na direção 200-bcc, tanto sobre substrato de vidro como em cima do filme fino de *CoFeB*.

Medidas de magnetização nas multicamadas mostram que a inversão da magnetização ocorre primeiro em uma camada, e depois na outra camada. Os filmes com diferentes estruturas tem campos coercivos diferentes. Nas junções, estas inversões em diferentes campos não foram verificadas. A presença de máscaras de sombreamento nas junções túnel, deterioram a configuração magnética do sistema, provavelmente devido a deposição de material magnético nas máscaras não magnéticas, tornado-as magnéticas.

As curvas  $IxV$  mostram que a barreira é assimétrica. Os ajustes realizados utilizando o modelo de *Simmons* para barreira simétrica, confirmam este resultado, pois, as alturas da barreira para tensões positivas e tensões negativas são diferentes, enquanto que, tanto a área efetiva de tunelamento como a espessura da barreira estão muito próximas uma da outra.

Através dos gráficos de condutância versus a tensão observamos um deslocamento das curvas para a esquerda, o que segundo Nowak, mostra que os eletrodos de baixo estão oxidados. Este resultado junto com o resultado das medidas de magnetizações nas junções túnel, juntamente com a teoria proposta por Butler e Mathon explica o por que do não aparecimento do efeito de TMR nas amostras medidas.

A posteriori foram feitos tratamentos térmicos nas amostras, onde o resultado, para uma única junção sobrevivente, indica mudanças significativas em relação as como feitas. Através dos ajustes das curvas  $IxV$  é possível inferir uma diminuição da rugosidade na interface entre os

eletrodos e a barreira, um aumento na espessura da barreira isolante, uma diminuição da altura da barreira e um aumento na área efetiva de tunelamento, fazendo assim com que a resistência para baixas tensões diminua.

## 5.2 Perspectivas

Para um possível prosseguimento do trabalho, algumas propostas são apresentadas abaixo:

- Estudar a rugosidade da barreira túnel através de simulações das medidas de difração de raio-X nas multicamadas;
- Produzir novas amostras utilizando outros tipos de materiais e configurações magnéticas, na tentativa de medir TMR;
- Estudar os efeitos para o rompimento dielétrico induzido no eletrodo por *stress* de corrente;
- Produzir novas amostras utilizando materiais supercondutores com  $T_c$  acima de 15k como eletrodos.

## Referências Bibliográficas

- [1] Julliere, M., Tunneling between ferromagnetic films , **Phyc. Rev. Lett. A**, Vol.54, 225, (1975)
- [2] Maekawa, S., Gafvert, U., Electron tunneling between ferromagnetic films, **IEEE Trans. Mag.**, Vol. 18, No. 707, (1982).
- [3] Nowak, J., Rauluszkiewicz, J., Spin dependent electron tunneling between ferromagnetic films, **Jour. Mag. and Mag. Mat.**, Vol. 109, 79, (1992).
- [4] Suezawa, Y., Takahashi, F., Gondo, Y., Spin-Polarized Electron Tunneling in Ni/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co Junction and Large Magnetoresistance of Ni/Co Double Layers, **Jap. J. Appl. Phys.**, Vol. 31, No. 1415, (1992).
- [5] Moodera, J. S.; Kinder, L. R.; Wong, T. M.; Meservery, R.; Large magnetoresitance at room temperature in ferromagnetic thin films tunnel junction; **Physical Review Letter**, Vol. 74, No 16, 3273 - 3276, 1995.
- [6] Miyazaki, T.; Tezuka, N.; Giant magnetic tunnelling effect in *Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe* junction; **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Vol. 139, No 3, L231 - L234, 1995.
- [7] Wang, D., Nordman, C., Daughton, J. M., Qian, Z., Fink, J., 70% TMR a room temperature for SDT sandwich junction with CoFeB as free and reference layers, **IEEE Trans. Mag.**, Vol 40, No 4 (2004).
- [8] Mathon, J.; Umerski, A.; Theory of tunnelling magnetoresistance of an epitaxial *Fe/MgO/Fe* junction,**Phys. Rev. B**, Vol. 63, 220403,(2001).
- [9] Butler, W. H.; Zhang, X. G.; Schulthess, T. C.; MacLaren, J. M.; Spin-dependent tunnelling conductance of *Fe/MgO/Fe* sandwiches, **Phys. Rev. B**, Vol. 63, 054416 (2001).
- [10] Ikeda, S., Hayakawa, J., Ashizawa, Y., Lee, Y. M., Miura, K., Hasegawa, H., Tsunoda, M., Matsukura, F., Ohno, H., Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature, **Appl. Phys. Lett.**, Vol. 93, 082508, (2008).
- [11] Slaughter, J. M., Dave, R. W., Durlam, M., Kerszykowski, G., Smith, K., Nagel, K., Feil, B., Calder, J., Deherrera, M., Garni, B., Tehrani, S., High speed toggle MRAM with MgO based tunnel junctions, **IEEE**, (2005).
- [12] Dave, R. W., Steiner, G., Slsughter, J.J., Craigo, B., Pietambaram, s., Smith, K., Grynkewich, G., Deherrera, M., Akerman, J., Tehrani, S., MgO based tunnel junction material for high speed toggle magnetic random access memory, **IEEE Trans. Magn.**, Vol. 42, No. 8, (2006).

- [13] Lee, Y. M., Yoshida, C., Tsunoda, K., Umehara, S., Aoki, M., Sugii, T., Highly Scalable STT MRAM with MTJs of Top pinned Structure in 1T/1MTJ Cell, **IEEE**, 2010.
- [14] Dorneles, L. S., Schaefer, D. M., Carara, M., Schelp, L. F., The use of Simmons equation to quantify the insulating barrier parameters in  $Al/AlO_x/Al$  tunnel junctions, **Appl. Phys. Lett.**, Vol. 82, No. 17, (2003).
- [15] A. C. Phillips, **Introduction of Quantum Mechanics**, D. J. Sandiford; F. Mandl; A. C. Phillips, Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, (2003)
- [16] Josephson, B. D., The discovery of tunneling supercurrents, **Rev. Mod. Phys.**, Vol. 46, No. 2, (1974).
- [17] Pekola, J. P., Hirvi, K. P., Kauppinen, J. P., Paalanen, M. A., Theometry by arrays of tunnel junctions, **Phys. Rev. Lett.**, Vol. 73, No. 21,(1994).
- [18] Kauppinen, J. P., Pekola, J. P., Coulomb Blockade Nonothermometer, **Microelec. Enginnee.**, Vol. 41, (1998).
- [19] Liu, X., Ren, C., Xiao, G., Magnetic tunnel junction field sensors with hard axis bias field, **Jour. Appl. Phys.**, Vol. 92, No.8, (2002).
- [20] Grigorenko, A. N., Mapps, D. J., Magnetic tunnel Junctions with noncollinear anisotropy axes for sensor applications, **Jour. Phys. D**, Vol. 36, No. 7, (2002).
- [21] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, k. Roche, M. Samant, Magnetically Engineered Spintronic Sensors and Memory, **IEEE**, Vol. 91, No 5, Maio 2003;
- [22] H. Kronmuller, S. Parkin, Handbook of Magnetism and Advance Magnetic Materials , First Editions,
- [23] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang, Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers, **Nat. Mat.**, Vol. 3, 862,(2004).
- [24] S. Yuasa, Giant Tunneling Magnetoresistencia in MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions, **J. Phys. Soc. of Japan**, Vol. 77, No 3, March 2008, 031001;
- [25] Yuasa, S., Fukushima, A., Nagahama, T., Ando, K., and Suzuki, Y. J., Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions **Jour. App. Phys.**, Vol. 43, No 3 , L 588, (2004).
- [26] Yuasa, S., Fukushima, A., Nagahama, T., Ando, K., and Suzuki, Y. J., High Tunnel Magnetoresistance at Room Temperature in Fully Epitaxial Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions due to Coherent Spin-Polarized Tunneling, **Jpn.J. Appl. Phys.**, Vol. 43, L588 (2004).
- [27] S. Yuasa S. Matsumoto, R., Fukushima, A., Kubota, H., Yakushiji, K., Nakamura, T., Suzuki, Y., Ando, K., **Apresentacao em pdf internet** Tunnel Magnetoresistance Effect and Its Applications, AIST National institute of advanced industrial science and technology.
- [28] Meyerheim, H. L., Popescu, R., Kirschner, J., Jedrecy, N., Sauvage Simkin, M., Heinrich, B. and Pinchaux, R., Geometrical and Compositional Structure at Metal-Oxide Interfaces: MgO on Fe(001) **Phys. Rev. Lett.**, Vol 87, No 3 (2001) 076102.

- [29] Matsumoto, R., Fukushima, A., Nagahama, T., Suzuki, Y., Ando, K. and Yuasa, S., Oscillation of giant tunneling magnetoresistance with respect to tunneling barrier thickness in fully epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions, **Phys. Rev. Lett.**, Vol. 90, 252506, (2007).
- [30] Park, C., Wang, Y. H., Laughlin, D. E., Zhu, J. G., Effect of Adjacent Layers on Crystallization and Magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junction, **IEEE Trans. Magn.**, Vol. 42, No. 10, (2006).
- [31] Park, C., Wang, Y. H., Laughlin, D. E., Zhu, J. G., Effect of Adjacent Layers on Crystallization and Magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junction, **IEEE Trans. Magn.**, Vol. 42, No. 10, (2006).
- [32] Tsunekawa, K., Djayaprawira, D.D., Nagai, M., Maehara, H., Yamagata, S., Watanabe, N., Effect of capping layers material on tunnel magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions, **IEEE Int. Magn. Conf. (Intermag)**, HP 08, (2005).
- [33] Baibich, M.N., Broto, J. M., Fert, A., Nguyen Van Dau, F., Petroff, F., Eitenne, P., Creuzet, G., Friederich, A., Chazelas, J., **Phys. Rev. Lett.**, Vol. 61, 2472 (1998).
- [34] Ho, M.K., Tsang, C.H., Fontana, R.E., Jr., Parkin, S.S., Carey, K.J., Tao Pan, MacDonald, S., Arnett, P.C., Moore, J.O., **IEEE Trans. Magn.**, Vol.37, 1691, (2001).
- [35] Engel, B.N., Rizzo, N.D., Janesky, J., Slaughter, J.M., Dave, R., DeHerrera, M., Durlam, M., Tehrani, S., **IEEE Trans. Nano**, Vol. 1, 32, (2002).
- [36] Tehrani, s., Slaughter, J. M., DeHerrera, N., Engel, B N., Rizzo, N. D., Salter, J., Durlam, M., Dave, R. W., Janesky, J., Grynkewich, G. Magnetoresistive Random Access Memory using Magnetic Tunnel Junctions, **Proceedings of the IEEE**, Vol 91, No 5, 703, (2003).
- [37] Matsunaga, S., Hayakawa, J., Ikeda, S., Miura, K., Hasegawa, H., Endoh, T., Ohno, H., Hanyu, T., Fabrication of a nonvolatile full adder based on logic in memory architecture using magnetic tunnel junctions, **Appl. Phys. Exp.**, Vol. 1, 091301, (2008).
- [38] Ohno, H., A hybrid CMOS/magnetic tunnel junction approach for nonvolatile integrated circuits, **Symposium on VLSI Technology Dig. of Technical Papers**, (2009).
- [39] Bohn, F., Propriedades estatísticas do ruído barkhausen em materiais magnéticos artificialmente estruturados **Tese de doutorado**, (2009).
- [40] Cullity, B. D., *Elements of x-ray diffraction*, **Addison wesley, Reading**, (1978).
- [41] *Introduction to x-ray diffraction*, **Manual do usuário do equipamento de raio-x Bruker AXS, modelo D8 Advance**.
- [42] P. J. Flanders, An alternating-gradient magnetometer (Invited), **J. Appl. Phys.**, Vol. 63, No.8, 3940 - 3945, 15 April 1988.
- [43] OriginLab Corporation, Origin 8 User Guide, First Edition, 2007.
- [44] [www.tecgraf.puc-rio.br/~mgattass/LM\\_Fabiola/LM\\_Teoria.pdf](http://www.tecgraf.puc-rio.br/~mgattass/LM_Fabiola/LM_Teoria.pdf)

- [45] Simmons, J. G., Electric tunnel effect between dissimilar electrodes separated by a thin insulating film, **J. Appl. Phys.**, Vol. 34, No. 9, (1963).
- [46] Simmons, J. G., Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film, **J. Appl. Phys.**, Vol. 34, No. 6, (1963)
- [47] Simmons, J. G., Generalized thermal J-V characteristic for the electric tunnel effect, **J. Appl. Phys.**, Vol. 35, No. 9, 2655 (1964).
- [48] Wulfhekel, W., Klaua, M., Ullmann, D., Zavaliche, F., Kirschner, J., Urban, R., Monch-  
esky, T., Heinrich, B., Single crystal magnetotunnel junctions, **Appl. Phys. Lett.**, Vol.  
78, No. 4, (2001).
- [49] Nowak, J., Song, D., Murdock, E., Dynamic conduction of  $Ni_{80}Fe_{20}/AlO_x/Ni_{80}Fe_{20}$  tun-  
nel junctions, **J. Appl. Phys.**, Vol. 87, No.9, (2000).