

EFEITOS DA BAIXA ALTURA DO POTENCIAL DA BARREIRA EM JUNÇÕES TÚNEL MAGNÉTICAS

EVGENI SVENK CRUZ DE GRACIA

**Tese realizada sob a orientação dos Drs. Sérgio
Ribeiro Teixeira e Mario Norberto Baibich e
apresentada ao Curso de Pós Graduação em
Física como requisito parcial à obtenção do grau
de Doutor em Ciências.**

Porto Alegre

Junho de 2007

Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional para o Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Centro Latino-Americano de Física (CLAF) e pela Fundação Cruz.

Cuántas veces tenemos que nacer para valer una mujer...???

À Mayra, Valkíria e ao Korsakov com amor, muito amor...!!!

Agradecimentos

À Deus pelo milagre da vida

Aos meus pais: sinto muito orgulho de ser filho de vocês e fico feliz por ter nascido no seio de uma família tão querida e unida quanto a nossa. Sem o suporte moral e econômico de vocês, pais, avôs e irmãos, este trabalho não teria sido possível. Aos meus cunhados e cunhadas por terem enriquecido a família. Vocês sempre acreditaram em mim e eu sempre fiz por merecer...!!!

À minha amada esposa Mayraneth Cecília e ao meu filho Evgeni Korsakov: me faltam palavras para expressar tanto sentimento e agradecer-lhes por compartilhar suas vidas comigo. Com o amor, carinho e respeito de vocês este trabalho foi prazeroso. Eu amo muito vocês dois...!!! Nós escrevemos uma bela história de amor e os momentos difíceis serviram para aprimorá-lo. Obrigado por preencher minha vida e fazê-la mais prazerosa.

Deus me enviou três anjos para cuidarem de mim durante a permanência por estes pagos. Aos Drs. Marco Aurélio Silveira Boff, Neiss Felix Santin e Luiz Fernando Schelp além de excelentes profissionais são três grandes amigos que me ajudaram nos momentos mais difíceis. Obrigado, pois sem vocês, eu simplesmente não teria conseguido.

Os domingos inesquecíveis em Porto Alegre foram sempre regados da boa culinária italiana e muito amor. Dona Maria das Graças, Julio Aníbal, Clara e Julio Estevan sempre me receberam de

braços abertos no seio de sua família e me ajudaram a contornar a ausência da minha. A vocês sou eternamente agradecido.

Foram muitas pessoas que enriqueceram meu pensamento durante estes anos no estado e me tornaram um “*panaicho*”. Agradeço aos colegas de sala: Ana Claudia, Márcia Martins, Mauro Rickes, Mario Luis, João Thiago, Luiz Fernando (anonymus gourmet), Marcos André, Marcelo Trevisan, Matheus Michelin, Fabiano Bernardi, Mairon Melo e Luziane Carvalho pela amizade sincera e franca e por fazer mais prazerosa a permanência na sala.

Aos meus orientadores e colaboradores pela orientação no trabalho, amizade e permitirem as condições de desenvolvê-lo. Obrigado mesmo, ao Durão, Mario, Schelp, e Lúcio.

Aos meus colegas, professores e técnicos dos laboratórios (LFF, LAM, Resistividade e LMMM) pela ajuda recebida em todo momento. Ao Silvio Kirst (meu chapa), Ângelo Morrone, Rodrigo, Arlei Borba, Marcio Assolin, e João Tiburcius.

Ao pessoal da oficina de Mecânica que sempre foram prestativos embora as condições de trabalho não sejam as melhores. Em especial ao Paulo Cunha (nosso doutor honoris causa), Gervaldo, Betinho e Péco.

Eu nunca fui tão bem acolhido fora da minha terra quanto aqui. Portanto, agradeço aos gaúchos pela boa acolhida e a todos que de forma direta e indireta contribuíram para concretizar este trabalho.

Resumo

Junções túnel com eletrodos ferromagnéticos (Py/AlOx/Co) foram produzidas usando a técnica de desbastamento iônico e depositadas sobre condições de oxidação que garantem baixa altura da barreira de potencial, baixa assimetria da barreira, forte dependência da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada e o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico. As amostras foram produzidas com o objetivo de corroborar um modelo recentemente publicado e que prevê inversão da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada devido à baixa altura do potencial da barreira. As medidas de magneto-transporte eletrônico (resistência de tunelamento em função do campo magnético aplicado) mostram uma inversão da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada para temperatura constante de 77 K. O sistema (Py/AlOx/Co) é bem conhecido por apresentar magnetorresistência positiva onde a altura da barreira de potencial é geralmente igual ou maior a 2,0 eV (Moodera et al. 1995 e Boeve et al. 2000). Esta inversão não foi anteriormente reportada e se deve preferencialmente à baixa altura do potencial da barreira e à forte dependência com a tensão aplicada. A explicação física para a inversão é baseada no fator de coerência quântica, $D(E_x, V)$, como previsto por Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005) para a região de tensão intermediária. Ajustes às curvas $I-V$, medidas a temperatura ambiente, com os modelos de Simmons (1963b,c), Simmons (1964) e Chow (1965) mostram valores menores que os reportados anteriormente para a altura do potencial da barreira ($\approx 1,0$ eV) e barreiras com baixa assimetria ($\approx 0,2$ eV). Também, as curvas $I-V$ para temperatura ambiente e baixa temperatura, as curvas $I-T$ para tensão constante e o crescimento exponencial da resistência de tunelamento em função da espessura efetiva da barreira mostram que o tunelamento quântico é um mecanismo de transporte eletrônico. Este resultado sugere a possibilidade de constatar o aparecimento de áreas efetivas de tunelamento e indicando a presença de uma distribuição não uniforme da corrente de tunelamento. O efeito combinado da baixa altura da barreira de potencial, da baixa assimetria da barreira, da forte dependência da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada e do tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico possibilitaram não somente a inversão da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada, mas também o crescimento exponencial da resistência de tunelamento em função da espessura efetiva da barreira.

Palavras-chave: Junção, Tunelamento, Transporte Eletrônico, Magnetismo, Magnetorresistência

Abstract

Tunneling junctions with ferromagnetic electrodes (Py/AlOx/Co) were produced by magnetron sputtering technique and deposited under oxidation conditions that lead to low potential barrier height, low asymmetrical barrier, strong tunneling magnetoresistance dependence with applied bias and quantum tunneling as the charge transport mechanism. The samples were deposited to verify a recently published model which predicts tunneling magnetoresistance inversion with applied bias due to low enough potential barrier height. Electronic transport measurements (tunneling resistance as a function of the applied magnetic field) show inverse (negative) tunneling magnetoresistance with applied bias at 77 K. Tunneling junctions of (Py/AlOx/Co) are well known positive magnetoresistance system where the potential barrier height is usually equal or higher than 2.0 eV (Moodera et al., 1995 e Boeve et al., 2000). This inverted tunneling magnetoresistance behavior has not been reported before and is due mainly to the low potential barrier height and the strong bias dependence. The physical explanation for the inversion is based on the quantum coherence factor, $D(E_x, V)$, following the Li et al. (2004ab) and Ren et al. (2005) model for intermediate voltage range. Room temperature I - V curves fitted with both Simmons' (1963b,c), Simmons' (1964) and Chow's (1965) models showed potential barrier height values (≈ 1.0 eV), lower than those previously reported, and low asymmetry of the barrier (≈ 0.2 eV). Also, I - V curves for room and low temperature, I - T curves for constant applied bias and the exponential growth of the tunneling resistance as a function of the effective barrier thickness showed quantum tunneling as the charge transport mechanism. This result suggests the presence of effective tunneling areas or hot spots, leading to a non-uniform current distribution. The combined effect of low potential barrier height, low barrier asymmetry, strong tunneling magnetoresistance dependence with applied bias and quantum tunneling as the charge transport mechanism allowed not only the tunneling magnetoresistance inversion with applied bias but also, the exponential growth of the tunneling resistance as a function of the effective barrier thickness.

Keywords: Junction, Tunneling, Electronic Transport, Magnetism, Magnetoresistance

Lista de Acrônimos

Alternating Gradient Force Magnetometer (AGFM), (Magnetometria de Gradiente Alternado de Força)

Anisotropic Magnetoresistance (AMR), (Magnetorresistência Anisotrópica)

Atomic Force Microscope (AFM), (Microscópio de Força Atômica)

Coulumb Blockade (CB), (Bloqueamento de Coulomb)

Current In Plane (CIP), (Corrente no Plano)

Density of States (DOS), (Densidade de Estados)

Effective Tunneling Area (ETA), (Área Efetiva de Tunelamento)

Energy Dispersive Spectroscopy (EDS), (Espectroscopia de Dispersão de Energia)

Exchange Splitting (Exc. Spl.), (Deslocamento em Energia)

Giant Magnetoresistance (GMR), (Magnetorresistência Gigante)

Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy (IETS), (Espectroscopia de Tunelamento Inelástico de Elétron)

Magnetic Tunneling Junction (MTJ), (Junção Túnel Magnética)

Physical Vapor Deposition (PVD), (Deposição por Vapor Físico)

Scanning Electron Microscopy (SEM), (Microscopia Eletrônica de Varredura)

Spin Dependent Tunneling (SDT), (Tunelamento Dependente de Spin)

Spin Polarized Scanning Tunneling Microscope (SpSTM), (Microscopia de Tunelamento por Varredura de Spin Polarizado)

Transmission Electron Microscopy (TEM), (Microscopia Eletrônica de Transmissão)

Tunneling Magnetoresistance (TMR), (Magnetorresistência de Tunelamento)

X-Ray Diffraction (XRD), (Difração de Raios X)

Sumário

Resumo	5
Abstract	6
Lista de Acrônimos	7
Capítulo 1 Introdução	8
Capítulo 2 Metodologia experimental	12
2.1 Tunelamento quântico em junção planar	12
2.1.1 Aproximação de J.G. Simmons	17
2.1.2 Aproximação de C.K. Chow	22
2.2 Deposição das amostras	25
2.2.1 Técnica de deposição	25
2.2.2 Calibração da taxa de deposição	30
2.2.3 Produção das amostras	32
2.3 Técnicas experimentais para caracterização	38
2.3.1 Refletometria de raios X	39
2.3.2 Magnetometria de AGFM	45
2.3.3 Transporte eletrônico	48
Capítulo 3 Magnetorresistência túnel em junção planar	59
3.1 Modelos para junção magnética planar	62
3.1.1 Modelo de M. Jullière: Efeito de Válvula Magnética	62
3.1.2 Modelo de J.C. Slonczewski: Aproximação do elétron livre	65

3.1.3	Modelo de J.M. MacLaren: A junção perfeita	68
3.1.4	Modelo de E. Tsymbal: A barreira fortemente desordenada	71
3.2	Dependência da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada	75
3.2.1	Corrente de tunelamento não dependente de spin	75
3.2.2	Excitação de mágnons	78
3.2.3	Magnetorresistência túnel no vácuo	82
3.2.4	Baixa altura do potencial da barreira	84
Capítulo 4	Resultados e discussão	89
4.1	Junção túnel magnética	89
4.1.1	Curvas de magnetorresistência túnel	91
4.1.2	Ajustes das curvas I - V	105
Capítulo 5	Conclusões	120
5.1	Perspectivas	122
Referências		124

Capítulo 1 Introdução

As primeiras observações quantitativas de tunelamento quântico em barreiras de estado sólido (filme ultrafino isolante) foram reportadas por Holm e Meissner (1932), Apud Handy (1962) e posteriormente elaboradas por Wendt (1941) e Dietrick (1952) Apud Handy (1962).

Com o crescente interesse no estudo de supercondutores, experimentos de tunelamento serviram para revelar a estrutura eletrônica destes materiais. Assim, Giaever (1960) foi agraciado com o prêmio Nobel de Física de 1973 pelo seu trabalho de “*gap*” de energia em supercondutores utilizando junções com eletrodos supercondutores e metal normal.

Posteriormente, experiências de tunelamento foram utilizadas para o estudo das densidades de estados (DOS em inglês) usando junções com eletrodos de material supercondutor e metal normal, tal como Al/AlO_x/Ag. Através de medidas de condutância de tunelamento em função da tensão aplicada foram encontradas separações dos estados de energia do spin do elétron no alumínio supercondutor na presença de um campo magnético aplicado forte (Meservey et al., 1970). Esta separação de energia comporta-se como um filtro de corrente polarizada, onde elétrons com uma particular direção de spin tunelam. Desta forma surge uma nova técnica de pesquisa para o estudo de correntes dependentes de spin.

Tedrow e Meservey (1971), fazendo uso desta técnica de pesquisa em junções com eletrodo supercondutor e ferromagnético, Al/AlO_x/FM (FM= Fe, Co, Ni), determinaram o coeficiente de polarização de spin destes materiais. Baseados nos pressupostos de conservação de spin do elétron durante o tunelamento e da existência de dois estados possíveis para o tunelamento, encontraram que a condutância é dependente do grau de polarização de spin do eletrodo ferromagnético. Para uma revisão ver Meservey e Tedrow (1994).

Pouco tempo depois Jullière (1975) mostrou pela primeira vez o tunelamento quântico em junções de eletrodos ferromagnéticos tais como Fe/Ge/Co. Estas junções são as chamadas magnéticas túnel (MTJ em inglês). Jullière estudou a condutância em função da orientação relativa da magnetização dos eletrodos para relacioná-la com o grau de polarização destes. Para maiores detalhes ver seção 3.1.1.

Para a MTJ, o desafio inicial foi realizar o crescimento bem sucedido de uma barreira isolante sobre o eletrodo ferromagnético. As primeiras tentativas consistiram na oxidação do eletrodo ferromagnético de baixo para o crescimento de uma barreira magnética (Maekawa e Gafvert, 1982 e Nowak e Rauluszkiewicz, 1992). Para este tipo de barreira o acoplamento de troca entre um dos eletrodos e a barreira magnética era responsável pelos valores baixos de magnetorresistência túnel (TMR em inglês). Não obstante, conseguiu-se relacionar pela primeira vez a curva de M-H com a curva de TMR-H.

Com o descobrimento da magnetorresistência gigante (GMR em inglês) em multicamadas de Fe/Cr (Baibich et al., 1988) e o crescimento de barreiras amorfas de Al_2O_3 de alta qualidade, a pesquisa em MTJ foi fortemente estimulada. Assim, Moodera et al. (1995) e Miyazaki e Tezuka (1995) encontraram TMR dependente de spin (efeito de válvula de spin desacoplado) com valores altos de cerca de 18% a 300 K, abrindo a possibilidade para aplicações tecnológicas e o estudo de fenômenos físicos.

Posteriormente sistemas que apresentam rigidez magnética (“*stiffness*”) tais como acoplamento por troca (“*exchange bias*”) e estruturas antiferromagnéticas sintéticas foram acrescentadas junto às MTJs para melhorar a sensibilidade possibilitando seu uso como sensores e memórias magnéticas. Para estes sistemas foram reportados valores para a TMR de até 70 % à temperatura ambiente para MTJs com barreiras de Al_2O_3 e CoFeB amorfo para o eletrodo de cima. Quando se trata de MTJs epitaxiais com barreiras de MgO, o valor de TMR reportado recentemente é de até 350 % (Parkin e Gallagher, 2006).

O alto valor para a TMR está associado ao alto grau de polarização de spin destes materiais. Na atualidade, MTJs baseados em hemimetais (polarização de spin de 100%) tais como manganitas e ligas de Heusler estão sendo pesquisadas para obter valores ainda maiores.

Portanto, o fenômeno físico mais estudado em MTJs tem sido o comportamento da resistência de tunelamento com o campo magnético aplicado (TMR). O estudo deste fenômeno é importante devido ao seu largo uso em dispositivos de eletrônica de spin (“*spintronics*”). Assim, MTJs tem tido boa aceitação no mercado de discos rígidos (“*hard disk drive*”) como dispositivos de sensoriamento (cabeça leitora). Por outro lado, foram incorporadas no mercado de tecnologia de memória não volátil “*MRAM*” (*Magnetic Random Access Memory*) onde as MTJs servem tanto como dispositivos de sensoriamento como de armazenamento (Parkin e Gallagher, 2006).

Este trabalho de tese é motivado pelo estudo de dois fenômenos físicos presentes em MTJs. O primeiro deles é a dependência da TMR com a tensão aplicada para barreiras com baixa altura do potencial. Segundo um modelo publicado recentemente por Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005), a TMR é função da altura da barreira de potencial e esta dependência pode levar à inversão da TMR para barreiras de baixa altura e elétrons de maior massa efetiva. Para mais detalhes, ver seção 3.2.4. Para tanto, neste trabalho foram depositadas junções túnel magnéticas sob condições de oxidação que permitissem realizar experimentalmente este estudo e corroborar o modelo de Li e Ren.

A verificação do tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico em MTJs é feito através de diferentes critérios. Para isso, o crescimento exponencial da resistência de tunelamento com a espessura da barreira é uma condição necessária, mas não suficiente (Jonsson Akerman et al., 2000). Este é um critério fundamental e o mais difícil de ser determinado devido à dificuldade de se conhecer o valor real (efetivo) da espessura

envolvida no processo de tunelamento. Outros critérios para verificação de tunelamento são curvas $I-V$, $I-T$ e a tensão de rompimento do dielétrico. Assim, o outro fenômeno físico abordado neste trabalho é o crescimento exponencial da resistência de tunelamento com a espessura da barreira. Mostramos esta dependência a partir dos parâmetros intrínsecos da barreira obtidos realizando ajustes às curvas $I-V$, medidas a temperatura ambiente, com os modelos de Simmons (1963b,c), Simmons (1964) e Chow (1965). Tal comportamento não foi anteriormente reportado em MTJs a partir de ajustes às curvas $I-V$.

Este trabalho de tese está estruturado em cinco capítulos. No segundo capítulo abordamos o processo de deposição das amostras, modelos usados para os ajustes das curvas $I-V$ e as técnicas experimentais usadas para a caracterização das amostras. O terceiro capítulo apresenta os modelos usados para a descrição tanto da TMR como sua dependência com a tensão aplicada. O quarto capítulo apresenta os resultados obtidos, a interpretação e a discussão. No quinto e último capítulo são apresentadas às conclusões e perspectivas para futuros trabalhos.

Capítulo 2: Metodologia experimental

Foram necessários 20 anos de pesquisa a partir do trabalho reportado por Jullière (1975) em MTJs, para obter TMR dependente de spin com valores altos à temperatura ambiente, em barreira isolante e com possibilidade de aplicações tecnológicas. O desafio foi basicamente, o crescimento bem sucedido de uma barreira isolante sobre o eletrodo ferromagnético. Muitos grupos de pesquisa engajados tentaram observar este efeito sem sucesso.

Este fato histórico mostra a importância do procedimento experimental para a deposição e caracterização de MTJs de modo a obtermos sucesso. Neste capítulo abordamos o processo de deposição e caracterização das amostras. Além disso, também mostraremos os modelos usados para os ajustes das curvas $I-V$ experimentais.

2.1 Tunelamento quântico em junção planar

O tunelamento quântico envolve a passagem de um elétron através de uma barreira de potencial maior do que sua energia cinética. Este efeito é devido à natureza ondulatória do elétron e ocorre em sistemas que apresentam barreiras de dimensões atômicas, pois a probabilidade de tunelamento decai exponencialmente com a espessura da barreira (Merzbacher, 1998 e Fromhold, 1981).

Sendo assim, se dois eletrodos metálicos planos de igual função trabalho são separados por um filme fino isolante (junção planar) haverá transporte eletrônico através do isolante sempre que:

1. Os elétrons nos eletrodos tiverem energia suficiente para sobrepor a energia potencial da barreira e fluir através da banda de condução do isolante.

2. A barreira for fina o suficiente para permitir a passagem dos elétrons através do efeito túnel.

Neste caso, o “gap” de energia do isolante (ϵ_g) é a barreira de potencial (ϕ), e a espessura do isolante (t) é a espessura da barreira. A figura 2.1 mostra uma representação esquemática de um diagrama de energia para uma junção túnel planar.

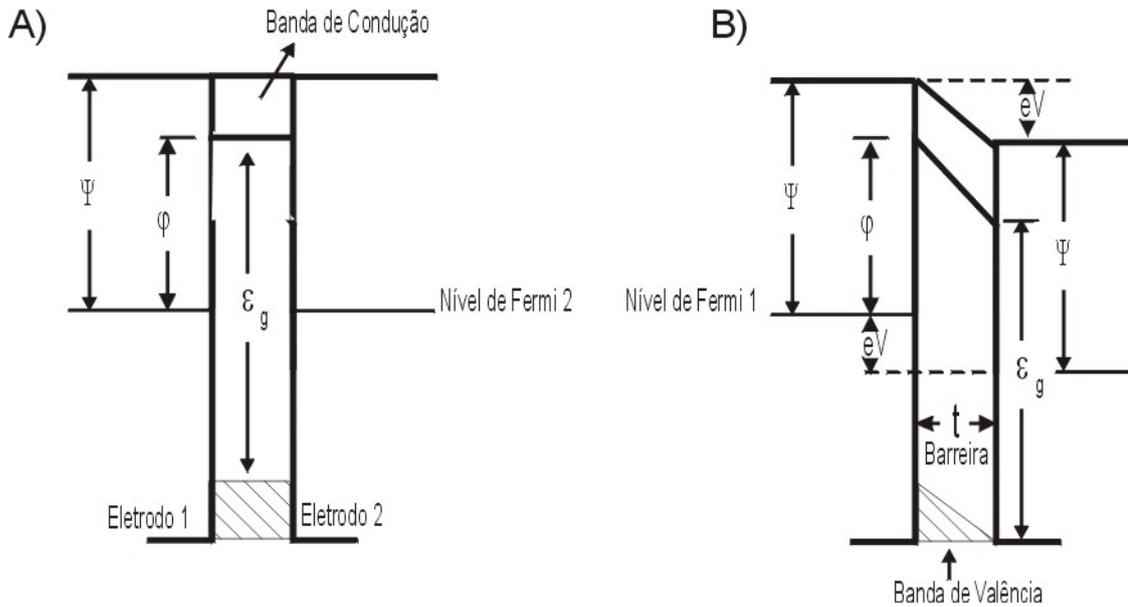


Figura 2.1: Diagrama de energia para um sistema metal-isolante-metal com tensão aplicada $V = 0$ (A) e $V \neq 0$ (B). Eletrodos metálicos de igual função trabalho (barreira simétrica).

As condições de equilíbrio requerem que o topo do “gap” de energia do isolante esteja acima do nível de Fermi de ambos eletrodos; desta forma a barreira de potencial impede o fluxo eletrônico entre os eletrodos. No caso de eletrodos magnéticos, o fluxo de elétrons vai depender também da orientação relativa dos momentos magnéticos dos eletrodos (tunelamento dependente de spin. Ver capítulo 3).

Através do efeito túnel, elétrons próximos ao nível de Fermi do eletrodo 1 penetram a barreira (ϕ) para chegar no eletrodo 2. Quando se trata de eletrodos metálicos separados por vácuo, a barreira de potencial a ser vencida pelo elétron é a função trabalho do eletrodo metálico (ψ).

O tunelamento quântico começou a ser estudado intensivamente, tanto teórica quanto experimentalmente, na segunda metade do século passado quando o refinamento das técnicas de deposição de filmes finos permitiu a preparação de amostras de forma controlada. Concomitantemente surgiram os primeiros modelos para o tunelamento em sistema metal-isolante-metal.

A densidade da corrente de tunelamento, considerando o efeito túnel e desprezando contribuições da energia térmica ($T \approx 0$ K), pode ser expressa por (Brinkman et al., 1970 e Chow, 1965):

$$J(V,0) = \frac{4\pi e}{\hbar} \sum_{k_t} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_x D_C(E) D_B(E - eV) P(E_x) [f(E) - f(E - eV)] \quad , \quad (2.1)$$

onde

$$P(E_x) = \exp \left[-\frac{4\pi}{\hbar} (2m)^{\frac{1}{2}} \int_{s_1}^{s_2} [\varphi(x,V) + E_F - E_x]^{\frac{1}{2}} dx \right] \quad (2.2)$$

representa a probabilidade de tunelamento do elétron através da barreira de potencial $\varphi(x,V)$, $D_{C,B}(E)$ a densidade de estados ocupados para ambos eletrodos (Cima e Baixo, respectivamente) para um determinado momento transversal K_t , \hbar a constante de Planck, e a carga do elétron, m a massa do elétron, E_F a energia no nível de Fermi, E_x a energia cinética na direção x , $f(E)$ a função de distribuição de Fermi-Dirac, s_1 e s_2 os limites da barreira no nível de Fermi ou pontos de retorno clássicos e V a tensão aplicada.

Mesmo partindo de abordagens diferentes, a maioria dos modelos baseados na hipótese de que o potencial da barreira varia lentamente num intervalo equivalente ao comprimento de onda eletrônico, utilizam a aproximação clássica de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) para calcular a densidade da corrente de tunelamento.

Coube a Sommerfeld e Bethe (1933), a realização do primeiro estudo teórico sobre tunelamento em junção planar com barreira isolante de estado sólido para uma região de muito baixa e alta tensão aplicada com eletrodos de igual função trabalho (barreira simétrica). Foi encontrado, para $J(V)$ em função da tensão, um comportamento ôhmico e exponencial para cada região, respectivamente. O modelo foi posteriormente elaborado por Holm (1951) para a região de baixa tensão aplicada. Holm, assim como Sommerfeld e Bethe, aproximou a barreira de potencial trapezoidal $\varphi(x, V)$ por uma barreira retangular média de altura equivalente $\bar{\varphi}_r(V)$. Nesta região de baixa tensão aplicada foi encontrado um comportamento não linear (parabólico) para $J(V)$ em função da tensão aplicada.

Coube a Fisher e Giaever (1961), a primeira análise quantitativa entre os resultados teóricos e experimentais usando junções de Al/AlO_x/Al. Seus resultados estimularam fortemente a pesquisa experimental. No ano seguinte Knauss e Breslow (1962), determinaram uma relação empírica para a região de baixa tensão expressa por:

$$J(V) = \beta (V + \gamma V^3) , \quad (2.3)$$

onde β e γ representam duas constantes.

O estudo teórico de Stratton (1962) considera a densidade da corrente de tunelamento composta principalmente por elétrons próximos ao nível de Fermi e aproxima a barreira de potencial com formato arbitrário $\varphi(x, V)$ por uma barreira de potencial retangular φ_r com altura determinada pelo quadrado da média de $\varphi(x, V)$. Embora o modelo se limite a uma correlação qualitativa com o experimento, devido aos parâmetros da barreira (altura e espessura) não aparecerem de forma explícita, tem o mérito de apresentar pela primeira vez a influência da contribuição da energia térmica na densidade da corrente de tunelamento.

Simmons (1963b) utiliza o conceito de aproximação de altura média introduzido por Holm para aproximar uma barreira de potencial com formato arbitrário $\varphi(x, V)$ a uma barreira de potencial de altura média $\bar{\varphi}(V)$, também de formato arbitrário. Assim, ao resolver as

integrais nas equações 2.1-2.2 a densidade da corrente de tunelamento pode ser aplicada a qualquer tipo de barreira, sendo necessário explicitar posteriormente o formato dessa barreira para compará-la com os dados experimentais. Esta é a chamada teoria generalizada e é válida para todas as regiões de tensão aplicada. Esta teoria tem sido amplamente utilizada, pois os parâmetros da barreira aparecem de forma explícita e se ajusta satisfatoriamente aos dados experimentais.

O estudo teórico de Chow (1963), explora os méritos das aproximações de Holm e Stratton e aproxima uma barreira de potencial com formato arbitrário $\varphi(x, V)$ a uma barreira de potencial retangular equivalente com altura determinada pela raiz quadrada do valor médio da barreira de formato arbitrário $\bar{\varphi}_r(V)$. Da mesma forma que para o modelo de Simmons, os parâmetros da barreira para o modelo de Chow aparecem de forma explícita. O modelo ajusta satisfatoriamente os dados experimentais para eletrodos com igual ou diferente função trabalho.

Brinkman et al. (1970) utilizaram uma metodologia diferente. Continuaram fazendo uso da aproximação clássica WKB e admitiram uma barreira trapezoidal, mas calcularam a densidade da corrente de tunelamento de forma numérica sem nenhuma das aproximações adotadas por Holm, Stratton, Simmons ou Chow. Num segundo modelo, fora da aproximação clássica WKB, Brinkman considera que os limites entre os eletrodos metálicos e a barreira são extremamente planos. Além disso, fixa condições de contorno nas interfaces as quais são necessárias para chegar a uma dependência da densidade de corrente de tunelamento com as DOS dos eletrodos. Esta dependência, ainda que de maneira indireta, mostra pela primeira vez a contribuição da DOS sobre o tunelamento. O modelo foi posteriormente elaborado por Xiang et al. (2002) para sua aplicação no estudo de MTJs.

As formulações de Simmons (1963b,c), Chow (1963) e Chow (1965) ainda que não contemplem a contribuição da DOS, permitem uma correlação direta da densidade de corrente

de tunelamento com os resultados experimentais e têm sido amplamente usadas no estudo de MTJs (Moodera et al., 1995). Geralmente a DOS é tomada como um parâmetro invariável, pois não varia muito dentro dos valores experimentais de tensão aplicada de até 1V. Sendo assim, ambos os modelos (Simmons e Chow) mostram-se excelentes para o ajuste das curvas $I-V$ experimentais de amostras com barreira tanto simétrica quanto assimétrica.

2.1.1 Aproximação de J.G. Simmons

Na aproximação de Simmons (1963b), a densidade da corrente de tunelamento não apresenta dependência com a DOS dos eletrodos. Por outro lado, a DOS para ambos eletrodos é constante e independe da energia. Esta premissa é válida para energias de até 1 eV e é uma consequência da teoria do elétron livre.

A teoria não considera a uniformidade da constante dielétrica na barreira e nem a sua dependência com a temperatura. Efeitos de pouca ou muita oxidação da barreira também não são considerados.

Simmons (1963b), aproxima a barreira de potencial com formato arbitrário $\varphi(x, V)$ a uma barreira de potencial de altura média $\bar{\varphi}(V)$, também de formato arbitrário. Assim, a equação 2.2 para a probabilidade de tunelamento pode ser expressa por:

$$P(E_x) \approx \exp\left[-A\Delta S(\bar{\varphi}(V) + E_F - E_x)^{\frac{1}{2}}\right], \quad (2.4)$$

onde

$$\bar{\varphi}(V) = \frac{1}{\Delta S} \int_{s_1}^{s_2} \varphi(x, V) dx \quad (2.5)$$

representa a altura média da barreira de potencial, ΔS a largura da barreira no nível de Fermi (E_F), s_1 e s_2 os limites da barreira no nível de Fermi ou pontos de retorno clássicos e A uma

constante. A equação 2.4 é idêntica à equação 2.2 para $E_x = E_F$, ou seja $\bar{\varphi}(V)$ dá a mesma probabilidade de tunelamento no nível de Fermi que $\varphi(x, V)$.

Esta aproximação é satisfatória desde que $\varphi(x, V)$ seja aproximadamente constante, ou seja:

$$\frac{1}{\Delta S} \int_{s_1}^{s_2} \left\{ 1 - \left[\frac{\varphi(x, V)}{\bar{\varphi}(V)} \right] \right\}^2 dx \ll 1 . \quad (2.6)$$

Como conseqüência a densidade da corrente de tunelamento (equação 2.1), segundo a teoria do Simmons, pode ser expressa por:

$$J(V, 0) = J_0 \left(\bar{\varphi} \exp \left[-A \bar{\varphi}^{\frac{1}{2}} \right] - (\bar{\varphi} + eV) \exp \left[-A (\bar{\varphi} + eV)^{\frac{1}{2}} \right] \right), \quad (2.7)$$

onde

$$J_0 = e/2\pi h (\beta \Delta S)^2, \quad (2.8)$$

$$A = (4\pi(2m)^{1/2}) \Delta S / h = 1.025 V^{-1/2} \text{ \AA}^{-1}, \quad (2.9)$$

$$\beta \approx 1, \quad (2.10)$$

e β representa um fator de correção usualmente tomado como aproximadamente igual a 1.

A equação 2.7 tem a vantagem de poder ser aplicada a qualquer tipo de barreira desde que $\bar{\varphi}(V)$ seja conhecida, ou no caso em que a curva J - V de uma junção túnel seja conhecida é possível determinar $\bar{\varphi}(V)$. A equação 2.7 pode ser interpretada como uma densidade de corrente $J_0 \bar{\varphi} \exp[-A \bar{\varphi}^{1/2}]$ fluindo do eletrodo 1 para o eletrodo 2 e uma densidade de corrente $J_0 (\bar{\varphi} + eV) \exp[-A(\bar{\varphi} + eV)^{1/2}]$ fluindo do eletrodo 2 para o eletrodo 1. Quando $V=0$, podemos considerar um estado de equilíbrio dinâmico, onde uma densidade de corrente de magnitude $J_0 \bar{\varphi} \exp[-A \bar{\varphi}^{1/2}]$ flui em ambos sentidos. Ela é válida para temperatura zero e eletrodos com igual ou diferente função trabalho. Para compará-la com os dados experimentais é necessário explicitar o formato da barreira de potencial.

Quando se trata de uma junção túnel com eletrodos de igual função trabalho, e admitindo-se um formato de barreira retangular, a largura da barreira no nível de Fermi e a altura média para a região de tensão intermediária ($0 \leq V \leq \varphi_0$, figura 2.2) podem ser expressas por:

$$\Delta S = t , \tag{2.11}$$

$$\bar{\varphi}(V) = \left(\varphi_0 - \frac{eV}{2} \right) . \tag{2.12}$$

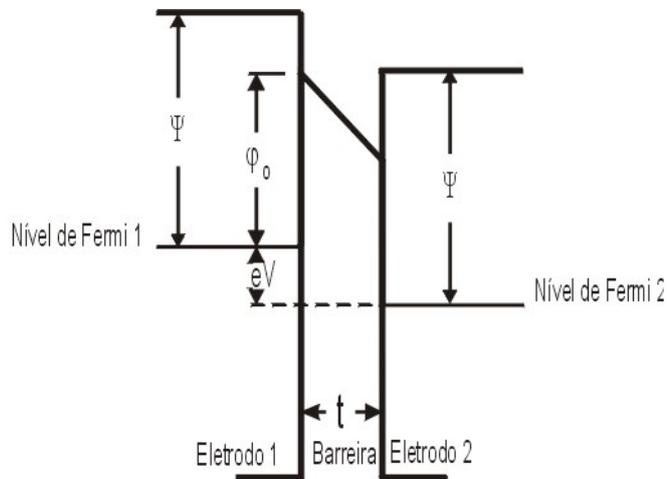


Figura 2.2: Diagrama de energia para uma junção túnel com eletrodos de igual função trabalho (ψ) na região de tensão intermediária.

Portanto, a densidade da corrente de tunelamento para a região intermediária, usando as equações 2.7-2.12, pode ser expressa por:

$$J(V, 0) = \left(\frac{6.2 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left(\left(\varphi_0 - \frac{V}{2} \right) \exp \left[-1.025 t \left(\varphi_0 - \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \left(\varphi_0 + \frac{V}{2} \right) \exp \left[-1.025 t \left(\varphi_0 + \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right) , \tag{2.13}$$

já em unidades práticas para cálculos numéricos onde φ_0 [V], t [Å] e V [V].

Quando se trata de uma junção túnel com eletrodos de diferente função trabalho existe um campo intrínseco através da barreira isolante que não pode ser desprezado (Simmons,

1963a). Por exemplo, para uma junção de Al/Al₂O₃/Au com espessura de barreira de 30 Å a magnitude do campo será de 2,47x10⁶ V/cm. Este valor está próximo ao valor do campo dielétrico do melhor isolante.

Este campo é o resultado da diferença de potencial de contato entre os dois eletrodos de diferente função trabalho (ψ_1 e ψ_2). O efeito deste campo é produzir uma barreira de potencial assimétrica entre os dois eletrodos como se pode observar na figura 2.3.

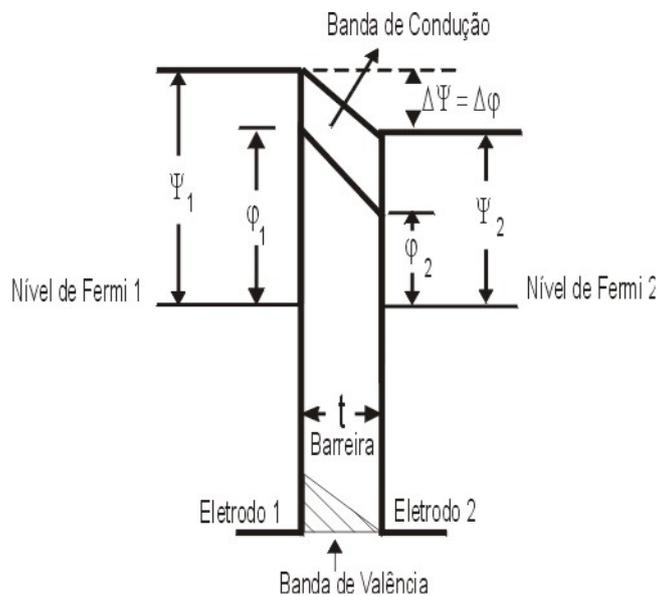


Figura 2.3: Diagrama de energia para uma junção túnel com eletrodos de diferente função trabalho para tensão aplicada $V=0$.

Como a barreira de potencial é assimétrica, a densidade da corrente de tunelamento é uma função da polaridade da tensão aplicada sobre a junção túnel (Simmons, 1963c). Assim, quando a corrente líquida flui do eletrodo 1 para o eletrodo 2 (eletrodo 2 está polarizado positivamente com respeito ao eletrodo 1), é chamada de corrente na direção reversa. Admitindo-se um formato de barreira trapezoidal, a largura da barreira no nível de Fermi e a altura média para a região de tensão intermediária ($0 \leq V \leq \phi_2$) podem ser expressas por:

$$\Delta S = t , \tag{2.14}$$

$$\bar{\phi}(V) = (\phi_1 + \phi_2 - eV)/2 . \tag{2.15}$$

Portanto, a densidade da corrente de tunelamento na direção reversa, usando as equações 2.7 - 2.10 e 2.14 - 2.15 pode ser expressa por:

$$J_{1 \rightarrow 2}(V, 0) = \left(\frac{3.6537 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left((\varphi_1 + \varphi_2 - V) \exp \left[-0.7244 t (\varphi_1 + \varphi_2 - V)^{\frac{1}{2}} \right] - (\varphi_1 + \varphi_2 + V) \exp \left[-0.7244 t (\varphi_1 + \varphi_2 + V)^{\frac{1}{2}} \right] \right) , \quad (2.16)$$

já em unidades práticas para cálculos numéricos onde φ_1 e φ_2 representam a altura da barreira de potencial nas interfaces eletrodo/barreira para o eletrodo 1 e o eletrodo 2, respectivamente. É bom ressaltar que a equação 2.16 é igual à equação 2.13 quando $\varphi_1 = \varphi_2$.

As equações 2.13 e 2.16 podem ser estendidas para temperatura diferente de zero, de modo que a densidade da corrente de tunelamento reflete a contribuição da energia térmica. Simmons (1964), considerando apenas os elétrons em níveis de energia próximos ao nível de Fermi, mostrou que as equações para junções túnel com barreiras simétricas e assimétricas para temperatura diferente de zero podem ser expressas por:

$$J(V, T) = \left(\frac{6.2 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left(\left(\varphi_0 - \frac{V}{2} \right) \exp \left[-1.025 t \left(\varphi_0 - \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \left(\varphi_0 + \frac{V}{2} \right) \exp \left[-1.025 t \left(\varphi_0 + \frac{V}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right) \left(1 + \left[\frac{3 \times 10^{-9} t^2 T^2}{\left(\varphi_0 - \frac{V}{2} \right)} \right] \right) , \quad (2.17)$$

e

$$J_{1 \rightarrow 2}(V, T) = \left(\frac{3.6537 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left((\varphi_1 + \varphi_2 - V) \exp \left[-0.7244 t (\varphi_1 + \varphi_2 - V)^{\frac{1}{2}} \right] - (\varphi_1 + \varphi_2 + V) \exp \left[-0.7244 t (\varphi_1 + \varphi_2 + V)^{\frac{1}{2}} \right] \right) \left(1 + \left[\frac{6 \times 10^{-9} t^2 T^2}{(\varphi_1 + \varphi_2 - V)} \right] \right) , \quad (2.18)$$

respectivamente. T representa a temperatura em [K]. Observe-se que a componente térmica da corrente é proporcional a t^2 e T^2 e que aumenta com a tensão aplicada.

2.1.2 Aproximação de C.K. Chow

Na aproximação de Chow (1963), como na aproximação de Simmons (1963b) (ver seção 2.1.1), a densidade da corrente de tunelamento não apresenta dependência com a DOS dos eletrodos. Também, a DOS para ambos os eletrodos é constante e independe da energia.

A teoria não considera a uniformidade da constante dielétrica na barreira e nem a sua dependência com a temperatura. Efeitos de pouca ou muita oxidação da barreira não são considerados.

Chow aproxima uma barreira de potencial com formato arbitrário $\varphi(x, V)$ a uma barreira de potencial retangular equivalente ($\bar{\varphi}_r(V)$) com altura determinada pela raiz quadrada do valor médio da barreira de formato arbitrário. Assim, a equação 2.2 para a probabilidade de tunelamento pode ser expressa por:

$$P(E_x) \approx \exp \left[- A \Delta S \left(\bar{\varphi}_r(V) + E_F - E_x \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2.19)$$

onde

$$\bar{\varphi}_r(V) = \left(\frac{1}{\Delta S} \int_{s_1}^{s_2} [\varphi(x, V)]^{\frac{1}{2}} dx \right)^2, \quad (2.20)$$

representa a barreira de potencial retangular equivalente, ΔS a largura da barreira no nível de Fermi (E_F), A é uma constante dada pela equação 2.9, s_1 e s_2 os limites da barreira no nível de Fermi ou pontos de retorno clássicos e E_x a energia cinética na direção x . A equação 2.19 é

igual à equação 2.2 para $E_x = E_F$, ou seja, $\bar{\varphi}_r(V)$ dá a mesma probabilidade de tunelamento no nível de Fermi que $\varphi(x, V)$.

Como consequência, a densidade da corrente de tunelamento (equação 2.1) segundo a teoria de Chow pode ser expressa por:

$$J(V, 0) = \frac{3e(2m)^{1/2}}{Ah^2\Delta S^2} \left(\bar{\varphi}_r \exp\left[-A\Delta S \bar{\varphi}_r^{1/2}\right] - (\bar{\varphi}_r + eV) \exp\left[-A\Delta S (\bar{\varphi}_r + eV)^{1/2}\right] \right). \quad (2.21)$$

Observa-se que a equação 2.21 tem a mesma forma que o resultado encontrado por Simmons (1963b) (equação 2.7). A diferença entre ambos os modelos é dada pela aproximação na altura da barreira de potencial. A aproximação usada por Simmons ($\bar{\varphi}(V)$) é dada pela equação 2.5 e a usada por Chow ($\bar{\varphi}_r(V)$) é dada pela equação 2.20.

Assim como o resultado encontrado por Simmons, a equação 2.21 tem a vantagem de poder ser aplicada em qualquer tipo de barreira, desde que $\bar{\varphi}_r(V)$ seja conhecida, ou no caso em que a curva J - V de uma junção túnel seja conhecida, de onde é possível determinar $\bar{\varphi}_r(V)$. Esta equação é válida para temperatura zero e eletrodos com igual ou diferente função trabalho, e para compará-la com os dados experimentais é necessário explicitar o formato da barreira de potencial.

Quando se trata de uma junção túnel com eletrodos de igual função trabalho (barreira simétrica), e admitindo-se um formato de barreira retangular, a largura da barreira no nível de Fermi e a altura equivalente para a região de tensão intermediária ($0 \leq V \leq \varphi_0$) podem ser expressas por:

$$\Delta S = t, \quad (2.22)$$

$$\bar{\varphi}_r(V) = \frac{4}{9} \left(\left[\varphi_0^{\frac{3}{2}} - \left(\varphi_0 - V \right)^{\frac{3}{2}} \right] \times V^{-1} \right)^2. \quad (2.23)$$

Portanto, a densidade da corrente de tunelamento para a região intermediária, segundo o modelo de Chow (1965), e usando as equações 2.21 - 2.23 pode ser expressa por:

$$J(V, T) = \left(\frac{9.2484 \times 10^{10}}{t^2} \right) \left(\bar{\varphi}_r \exp \left[-1.025 t \left(\bar{\varphi}_r \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \right. \\ \left. \left(\bar{\varphi}_r + V \right) \exp \left[-1.025 t \left(\bar{\varphi}_r + V \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right) \left(1 + \left[\frac{3 \times 10^{-9} t^2 T^2}{\bar{\varphi}_r} \right] \right), \quad (2.24)$$

já em unidades práticas para cálculos numéricos, e considerando a contribuição da energia térmica, cujas unidades de medidas são φ_o [V] , t [Å] , V [V] e T [K]. Observa-se que a componente térmica da corrente é proporcional a t^2 e T^2 e que aumenta com a tensão aplicada.

Quando se trata de uma junção túnel com eletrodos de diferentes funções trabalho (barreira assimétrica) e admitindo-se um formato de barreira trapezoidal, a largura da barreira no nível de Fermi e a altura equivalente para a região de tensão intermediária ($0 \leq V \leq \varphi_2$) podem ser expressas por:

$$\Delta S = t, \quad (2.25)$$

$$\bar{\varphi}_{r12}(V) = \frac{4}{9} \left(\left[\varphi_1^{\frac{3}{2}} - (\varphi_2 - V)^{\frac{3}{2}} \right] \times [\varphi_1 - \varphi_2 + V]^1 \right)^2. \quad (2.26)$$

Portanto, a densidade da corrente de tunelamento na direção reversa (eletrodo 2 polarizado positivamente com respeito ao eletrodo 1), segundo o modelo de Chow e usando as equações 2.21 e 2.25 - 2.26 pode ser expressa por:

$$J_{1 \rightarrow 2}(V, T) = \left(\frac{9.2484 \times 10^7}{t^2} \right) \left(\bar{\varphi}_{r12} \exp \left[-1.025 t \left(\bar{\varphi}_{r12} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \right. \\ \left. \left(\bar{\varphi}_{r12} + V \right) \exp \left[-1.025 t \left(\bar{\varphi}_{r12} + V \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right) \left(1 + \left[\frac{3 \times 10^{-9} t^2 T^2}{\bar{\varphi}_{r12}} \right] \right), \quad (2.27)$$

já em unidades práticas onde φ_1 e φ_2 representam a altura da barreira de potencial nas interfaces eletrodo/barreira para o eletrodo 1 e o eletrodo 2, respectivamente. É bom ressaltar que a equação 2.27 é igual à equação 2.24 quando $\varphi_1 = \varphi_2$.

2.2 Deposição das amostras

As amostras foram produzidas a partir do desbaste iônico de materiais puros usando a técnica de deposição por vapor físico (PVD em inglês), chamada de “*sputtering*”, sobre substrato de vidro ou silício monocristalino (Si). As amostras foram confeccionadas tanto no Laboratório de Filmes Finos (LFF) da UFRGS como no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da UFSM.

2.2.1 Técnica de deposição

Uma descarga elétrica do tipo que ocorre num sistema de desbastamento iônico é basicamente um gás parcialmente ionizado com características macroscópicas elétricas neutras, constituídas de elementos neutros (átomos e moléculas), elétrons e íons. O principal objetivo da descarga elétrica é fornecer os íons que produzem o desbaste no alvo. Assim, as propriedades da descarga influenciam tanto o processo de deposição como as propriedades do filme depositado.

A descarga elétrica em sistemas de desbastamento iônico, também conhecida como “*glow discharge*” devido à emissão de luz, produto do relaxamento dos átomos excitados no impacto com elétrons, pode ser gerada e mantida por campos elétricos contínuos, alternados e pulsantes.

O desbastamento iônico é uma das mais importantes técnicas para deposição de filmes finos baseada num processo puramente físico. Este método de deposição consiste em transferir de forma controlada átomos e/ou moléculas desbastados a partir de uma fonte (alvo) para um substrato onde a formação e crescimento do filme acontecem atômicamente. Átomos e/ou moléculas são ejetados da superfície do alvo através das colisões de íons gasosos que provêm da descarga elétrica de um gás, usualmente inerte (argônio), a baixa pressão.

A figura 2.4 mostra um esquema simplificado de um sistema de desbastamento iônico. A câmara, geralmente preenchida com argônio (Ar), junto com o substrato, porta-substrato e obturador (“*shutter*”) constituem o ânodo.

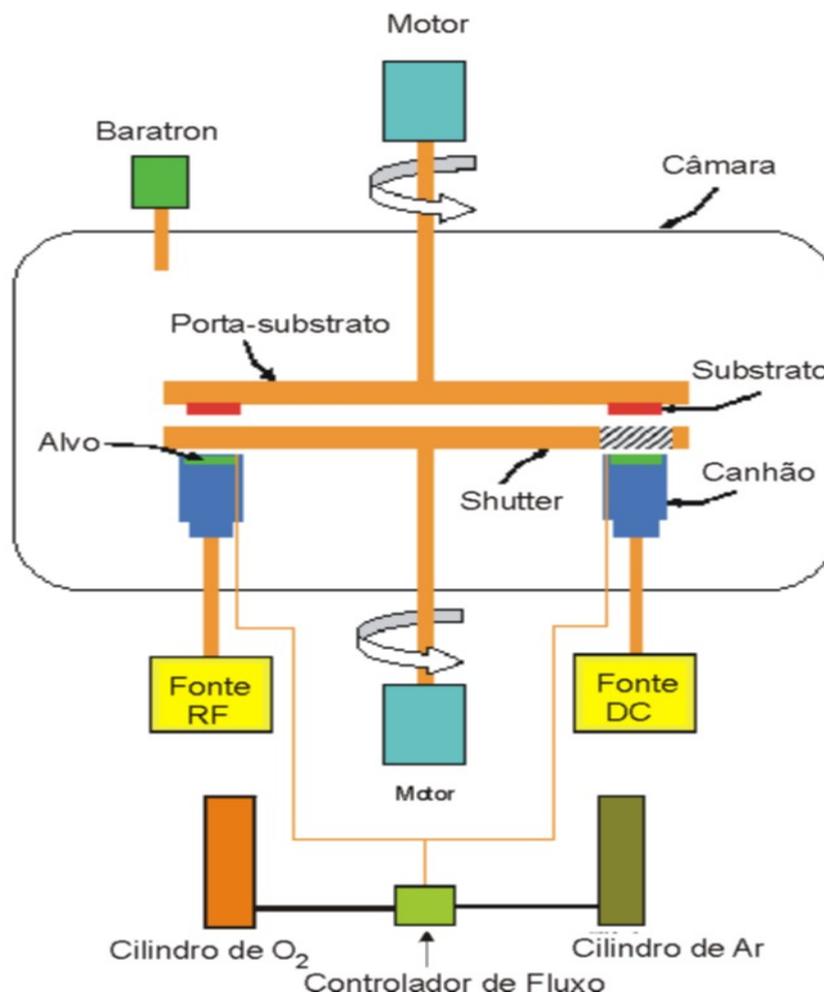


Figura 2.4: Esquema simplificado de um sistema de desbastamento iônico. Não é mostrado o sistema de bombeamento.

O alvo inserido no canhão de desbaste forma parte do cátodo e é ligado à alta tensão para produzir e manter a ionização. Chapman (1980) apresenta informação detalhada sobre a técnica de deposição de filmes finos. Cruz de Gracia (1999)¹, apresenta variantes desta técnica sendo pesquisadas.

Os diferentes processos (variantes) para desbastamento iônico, tais como corrente direta (DC), corrente alternada em alta frequência (RF), etching, magnetron, DC “*bias*” e reativo, junto com a disponibilidade de alvos e gases de alto teor de pureza, estenderam a aplicabilidade da técnica para áreas onde são necessários o controle preciso da estequiometria e uma boa adesão ao substrato, como magnetismo e microeletrônica, além das conhecidas aplicações tribocorrosivas, opto-eletrônicas, eletrônicas e discos de memória ótica.

Foram utilizados dois sistemas de desbastamento iônico para a deposição das amostras. Os sistemas BAS 450PM do LFF da UFRGS e BAK 600 do LMMM da UFSM são mostrados nas figuras 2.5A e C respectivamente. Ambos os sistemas possuem bombas de

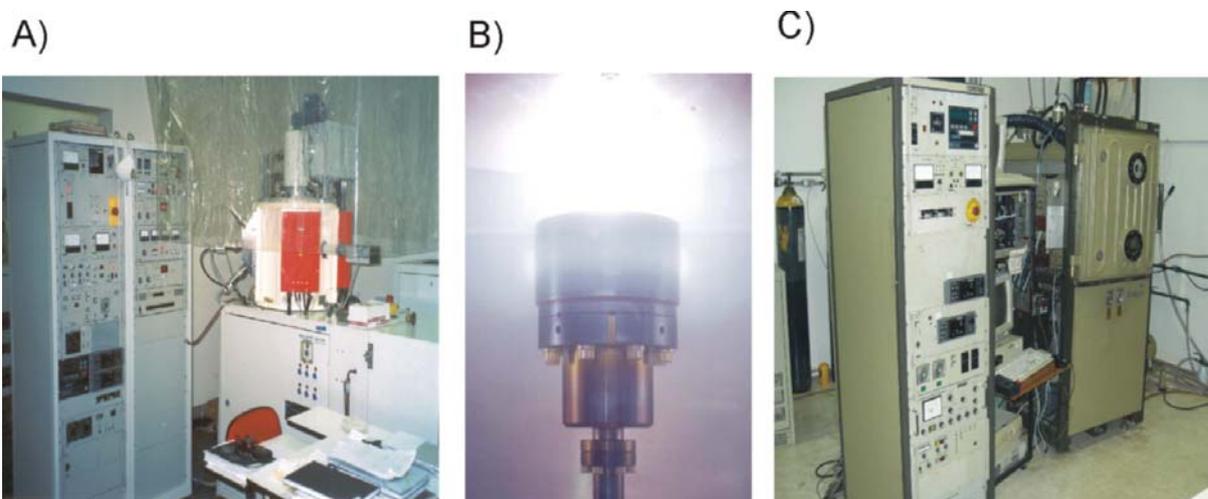


Figura 2.5: Sistema de deposição BAS 450PM do LFF da UFRGS (A) e BAK 600 do LMMM da UFSM (C). Canhão para desbaste iônico durante operação (B).

vácuo capazes de atingir na câmara pressões de base de até 1×10^{-7} mbar para a deposição de filmes ultrapuros, canhões para desbaste² de alvos com diâmetros de 51 mm (figura 2.5B)

¹ Cruz De gracia, E. S. Desbastamento iônico. Porto Alegre. Instituto de Física – UFRGS, 1999.

² Fabricantes: Gera Mecânica Fina Ltda. Modelo Único. Aja international. Modelo: A320.

sendo alimentados por fontes de alta tensão DC³ e RF⁴, sistema para controle de fluxo⁵ de gás na faixa de 0 até 120 sccm.

Os canhões para desbaste utilizam um conjunto de ímãs chamado de sistema magnetron para aumentar a taxa de deposição, diminuir a temperatura no substrato e diminuir a pressão de deposição. A figura 2.6 mostra as linhas de campo para as diferentes configurações de ímãs. Para cada configuração, o filme depositado terá determinadas características e propriedades. Na maioria das vezes, neste trabalho de tese, as amostras foram depositadas usando a configuração não balanceada (CNB). Esta configuração fornece a maior taxa de deposição, filmes com as melhores características de uniformidade além de filmes densos com excelente adesão. Os ímãs são feitos de uma liga de Nd₂Fe₁₄B e possuem uma

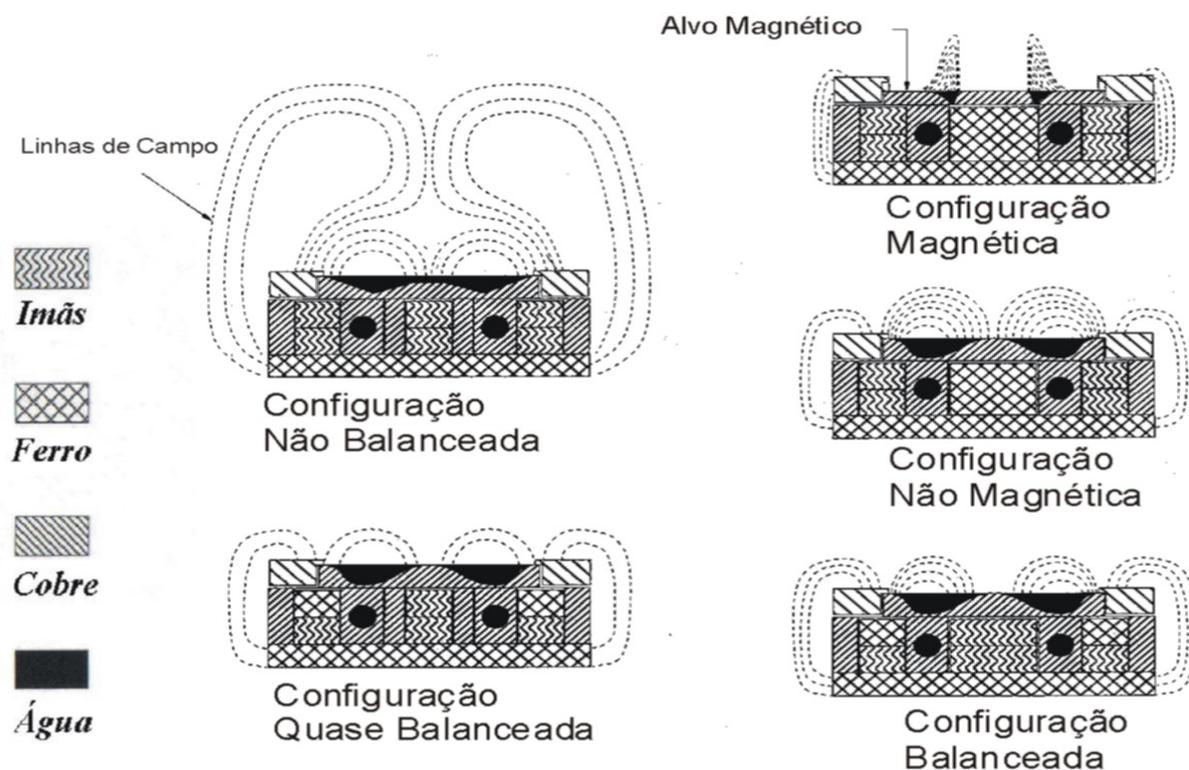


Figura 2.6: Linhas de campo para a configuração não balanceada (CNB), magnética (CM), não magnética (CNM), balanceada (CB) e quase balanceada (CQB).

³ Fabricante: Advanced Energy Inc. Modelo: MDX 500

⁴ Fabricante: RF Power Products (RFPP). Modelo: RF-5S

⁵ Fabricante: MKS Instruments Inc. Modelo 1179A

temperatura de Curie ($T_c = 393$ K) adquiridos em comércio especializado. As amostras foram depositadas, em sua maioria, a partir de alvos maciços de alto teor de pureza (99.99%) produzidos pela firma Balzers Inc. Alvos sinterizados a frio a partir de pós-puros (99.99%) produzidos pela firma Goodfellow Inc, foram confeccionados utilizando uma matriz e exercendo uma pressão de 40 t durante 10 min (figura 2.7).

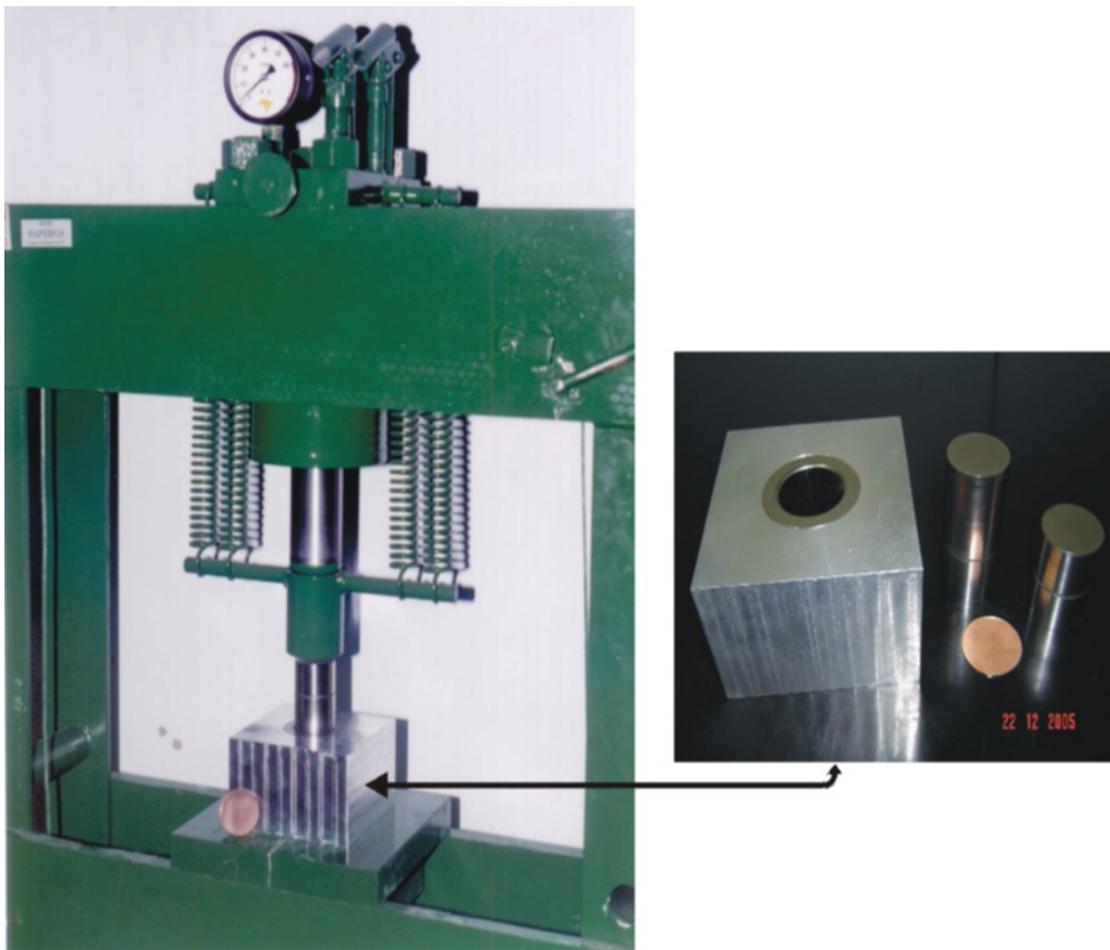


Figura 2.7: Sistema para confecção de alvos sinterizados a frio a partir de pós-puros. A matriz é feita de aço (Villares, VC 131) e temperada HRC-54→56.

A tabela 2.1 organiza os dados para a configuração dos ímãs, tipo de alvo e tipo de material.

Tabela 2.1: Relação dos alvos para desbaste. O gás utilizado para a descarga elétrica foi Ar com alto teor de pureza (99.99%). PM significa “*planar magnetron*” (Chapman, 1980).

	Ta	Ni ₈₁ Fe ₁₉	Al	Co	Cu	Fe	SiO ₂	Co ₅₀ Fe ₅₀
Maciço	√		√		√	√	√	√
Sinterizado		√		√				
Configuração	CNB	CNB	CNB	CNB	CNB	CM	PM	CM

2.2.2 Calibração da taxa de deposição

A espessura dos filmes (t) é controlada através do tempo (t_s) de exposição do substrato à descarga elétrica. Determinar a taxa de deposição é um elemento importante para a reprodutibilidade das amostras. Se mantivermos os parâmetros de deposição, tais como fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e potência (ou corrente) aplicada, a taxa de deposição será constante.

Para obter a taxa de deposição dos materiais, foram depositadas camadas cujas espessuras foram determinadas através da técnica de refletometria de raios X. Para maiores detalhes sobre a técnica ver seção 2.3.1. A figura 2.14 na seção 2.3.1, mostra três curvas de refletividade de raios X para camadas de Fe depositadas sobre Si e determinadas utilizando um difratômetro Philips modelo “*X Pert MRD*” na geometria θ - 2θ usando radiação Cu-K α . Medidas de refletividade de raios X também foram realizadas com o difratômetro Shimadzu do LMMM da UFSM.

A partir da indexação das franjas de Kiessig, relativas a interferência construtiva das ondas refletidas nas superfícies ar-Fe e Fe-Si, podemos construir para cada curva de refletividade um gráfico de $\text{sen}^2 \theta_i - [(n_i + \Delta n)^2 \lambda^2] / 4$, (equação 2.29. Seção 2.3.1) tal como

apresentado na figura 2.8. A partir da inclinação da reta obtida ($1/t^2$) é possível determinar a espessura do filme.

Quando determinada a espessura para quatro filmes depositados com diferentes tempos de exposição podemos construir um gráfico da espessura em função do tempo de exposição dos substratos à descarga elétrica. A inclinação deste gráfico fornece a taxa de deposição desde que mantidas as condições do processo. Este procedimento de calibração é repetido para todos os materiais utilizados neste trabalho, e recalibrações são necessárias tanto para a confecção de um novo alvo, como quando o alvo apresenta desgaste na superfície ou há mudança de algum parâmetro de deposição.

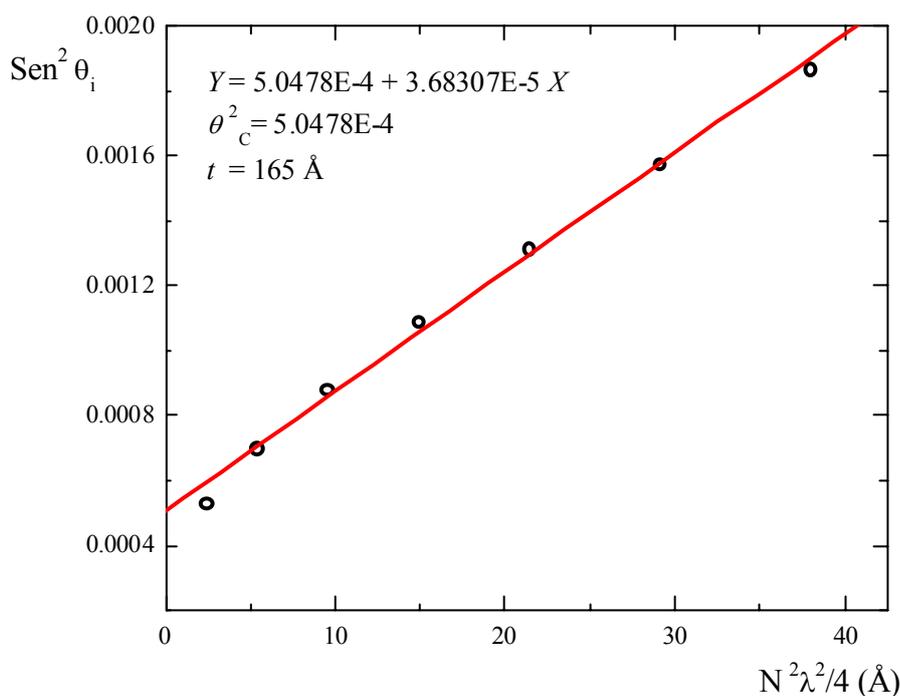


Figura 2.8: Forma geral da lei de Bragg sendo utilizada para a determinação da espessura de uma camada de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Permalloy (Py)). Dados coletados no difratômetro Shimadzu.

A tabela 2.2 organiza a taxa de deposição para cada material e seus respectivos parâmetros de deposição.

Tabela 2.2: Taxas e parâmetros de deposição. Distância alvo-substrato para o Fe e SiO₂ é de 76 mm e 92 mm, respectivamente. Para todos os outros 50 mm.

	Ta	Ni ₈₁ Fe ₁₉	Al	Co	Cu	Fe	SiO ₂	Co ₅₀ Fe ₅₀
Taxa de Deposição (Å/s)	1.40	0.65	2.17	0.65	1.30	0.26	1.16	0.04
Fluxo de Ar (sccm)	18	18	18	18	19	22	22	18
Pressão de Ar (10 ⁻³ mbar)	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	8.0	8.0	4.0
Corrente DC (mA)	50		50		25			
Potência RF (W)		30		30		80	100	60

2.2.3 Produção das amostras

Foram produzidos dois tipos diferentes de sistemas de amostras. O primeiro foi o sistema de multicamada depositada na BAS 450PM. O segundo sistema foi a MTJ depositada tanto na BAS 450PM como na BAK 600.

As multicamadas de SiO₂/Fe foram depositadas em substrato de Si crescido na orientação cristalográfica (111). O substrato de Si (111) foi oxidado termicamente no laboratório de Microeletrônica deste Instituto com o intuito de crescer um isolante elétrico SiO₂ (4000 Å). Desta forma, o substrato não influencia as características de transporte da amostra depositada. Entretanto, o objetivo principal deste sistema foi a caracterização estrutural para a determinação dos parâmetros de deposição necessários para obter tunelamento dependente de spin (SDT) em MTJ.

As multicamadas foram depositadas na ordem SiO₂/Fe sendo que, para evitar a oxidação do Fe da última bicamada, acrescentou-se um “*cap layer*” de SiO₂. Esquemáticamente pode-se representar o sistema de multicamada produzida como:

- A. $\text{Si/SiO}_2(4000)/[\text{SiO}_2(41)/\text{Fe}(20)] \dots \times 8 / \text{SiO}_2(41)$
- B. $\text{Si/SiO}_2(4000)/[\text{SiO}_2(41)/\text{Fe}(25)] \dots \times 8 / \text{SiO}_2(41)$
- C. $\text{Si/SiO}_2(4000)/[\text{Fe}(50)/\text{SiO}_2(25)/\text{Fe}(250)] \dots \text{N}=5 / \text{SiO}_2(25)$

onde todos os valores de espessura aparecem em angstrom (Å). É bom ressaltar que foram produzidas amostras-teste até acertarmos os valores ideais de espessura que aparecem em A, B e C para o sucesso da pesquisa. Tanto em A como em B foram depositadas oito bicamadas de SiO_2 / Fe a diferentes temperaturas (300; 400; 450 e 500 K). Para C, N significa o número de vezes ou período que a tricamada foi repetida. O período foi baixo para controlar o crescimento da rugosidade nas amostras.

Observa-se que o conjunto A e B define amostras magnéticas com coercividade constante já que as espessuras das camadas de Fe são iguais. Para C, é definida uma coercividade diferente em virtude do Fe possuir espessuras diferentes. Amostras magnéticas com coercividades diferentes são importantes para o aparecimento do efeito de tunelamento dependente de spin. Através de campos coercivos diferentes é possível controlar o alinhamento dos momentos magnéticos para produzir regiões magnéticas diferentes. Estes são os chamados sistemas de válvula de spin não acoplados.

Assim como na produção de multicamadas, a produção de MTJs consiste na deposição sucessiva de filmes finos de diferentes materiais e espessuras. Para garantir o isolamento elétrico da MTJ desta vez foi usado substrato de vidro⁶ para seu crescimento. O tamanho do substrato (largura e comprimento) foi escolhido de maneira que, para uma distância alvo-substrato de 50mm, o filme depositado seja uniforme em toda a região do substrato.

As MTJs, assim como as multicamadas, devem ser produzidas com um formato específico, de modo a ter possibilidade de realizar medidas de transporte eletrônico e

⁶ Marca Knitel Glaser com dimensões (24x50)mm².

magneto-transporte na configuração de corrente perpendicular ao plano (CPP). Assim, a corrente flui do primeiro eletrodo através da barreira isolante para o segundo eletrodo.

A figura 2.9 mostra as máscaras de sombreamento empregadas para a formação das MTJs. Para cada amostra é possível produzir um total de 16 junções sobre a mesma lamínula em igual condição de deposição. Mesmo assim, as 16 junções não são elétrica nem magneticamente iguais.

Em MTJ o número elevado de junções para uma mesma amostra explica-se pelo fato da existência de uma estatística de deposição, pois a barreira isolante é um filme fino ($\approx 20 \text{ \AA}$) abrindo a possibilidade de curto circuito entre os eletrodos devido à rugosidade.

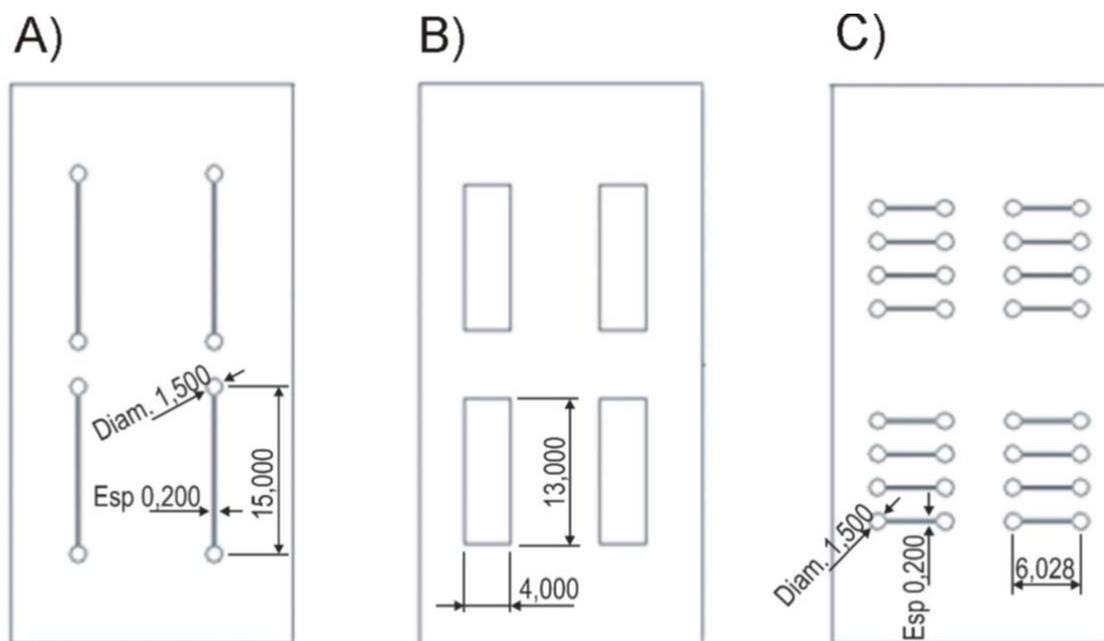


Figura 2.9: Máscaras de sombreamento feitas de Cu para a formação das MTJs. O eletrodo de baixo é depositado com a máscara (A), a barreira isolante com (B) e o eletrodo de cima com (C). Todos os valores em milímetros. Cada junção planar possui uma área geométrica para tunelamento de $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ e é definida pela superposição dos eletrodos.

Esquemáticamente pode-se representar o sistema de MTJs produzidas como:

- D. (BAS 450PM) Ta(98)/Fe(433)/TM/SiO₂(100)/TM/Co₅₀Fe₅₀(402)/Cu(100)
- E. (BAK 600) Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(X)/TAM//Co(420)/Cu(100)

onde todos os valores de espessura aparecem em Å, X representa o tempo de oxidação do Al metálico (30; 45; 60; 75 e 90 s), TM representa troca de máscara e TAM representa troca de alvo e máscara. Todos os materiais foram depositados à temperatura ambiente. Da mesma forma que para as multicamadas, foram feitas amostras-teste até acertarmos os valores de espessura que aparecem em D e E. Especificamente, houve grande produção de amostras-teste para realizarmos os ajustes do valor de espessura da barreira e as propriedades magnéticas (campo coercivo diferente). Assim que todos os parâmetros de deposição foram acertados, foram produzidas as amostras necessárias para a caracterização das propriedades de transporte eletrônico e magneto-transporte.

A máscara representada na figura 2.9A foi utilizada para depositar o “*buffer*” de Ta e o eletrodo de baixo (Fe ou Py), a barreira (SiO₂ ou Al oxidado) foi depositada utilizando a máscara representada na figura 2.9B e o eletrodo de cima (Co₅₀Fe₅₀ ou Co) foi depositado utilizando a máscara representada na figura 2.9C. Um “*cap layer*” de Cu foi depositado sobre o eletrodo de cima para facilitar o contato elétrico entre os eletrodos e os equipamentos de medida. As trocas de máscaras e alvos foram efetuadas em atmosfera ambiente.

Uma camada de Ta foi colocada a fim de melhorar a qualidade estrutural e as propriedades magnéticas do filme a depositar (texturizar) na direção do crescimento (Guillemaud et al. 1996). A tensão superficial do Ta permite molhar o substrato de vidro (Campbell, 1997).

A figura 2.10A é uma representação esquemática de uma MTJ planar. A figura 2.10B mostra uma imagem de duas junções túnel planar obtida através de um microscópio eletrônico de varredura (MEV, 10 keV de energia).

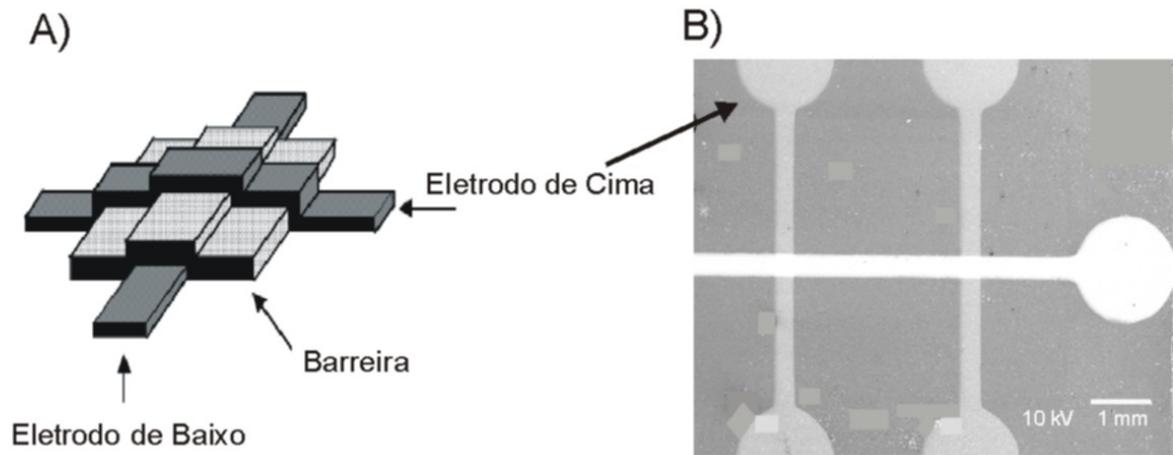


Figura 2.10: Representação esquemática de uma MTJ planar (A) e análise de MEV (X16) para duas MTJS (B).

A barreira para as MTJs especificadas em D foram produzidas a partir do desbaste de um alvo maciço de óxido puro (SiO_2). Por outro lado, em E a barreira foi produzida pela oxidação de um filme metálico ultrafino de Al exposto a uma descarga elétrica DC em atmosfera de oxigênio (O_2). O processo de oxidação se dá através das seguintes etapas:

1. Em atmosfera de Ar um filme metálico de Al é depositado segundo os parâmetros especificados na tabela 2.2;
2. Todo o Ar na câmara é evacuado até atingir a pressão de base;
3. A câmara de deposição é isolada da bomba de alto vácuo através do acionamento da válvula gaveta;
4. O_2 é admitido na câmara até ser atingida a pressão de 1×10^{-1} mbar com fluxo de 20 sccm;
5. A descarga elétrica (237 mA) é aberta no canhão carregado com o alvo de Al;
6. O filme depositado de Al é exposto à descarga elétrica DC em atmosfera de O_2 por um tempo de oxidação X .

Durante este processo de oxidação a queda na pressão de O_2 no medidor sugere que está havendo incorporação de O_2 no filme ultrafino de Al para formar o óxido da barreira (AlO_x). Knechten (2004) apresenta em sua tese de doutorado um estudo exaustivo sobre esta

técnica de deposição da barreira. Nós encontramos que, depositando a barreira com estes parâmetros e com uma distância alvo-substrato de 50 mm, é possível obter MTJs com baixa altura do potencial. Este dado é **muito importante** para poder mostrarmos os efeitos da altura da barreira em MTJs.

O conjunto de ímãs no canhão de desbaste que compõe o sistema magnetron quando configurados como CNB fazem com que o substrato esteja sob a ação de um campo magnético relativamente intenso (≈ 40 Oe) devido às linhas de campo estendidas (figura 2.6 seção 2.2.1) e a distância alvo-substrato sendo utilizada. Se o material sendo depositado é magnético, então um eixo preferencial de magnetização no filme será induzido. Assim, é induzida uma anisotropia durante o processo de deposição e os momentos magnéticos são orientados numa determinada direção ou eixo fácil. A chamada componente magnetron paralela ao plano do alvo é responsável pela anisotropia induzida. A figura 2.11 mostra uma curva de histerese magnética (M-H) de um filme de Py (313 Å).

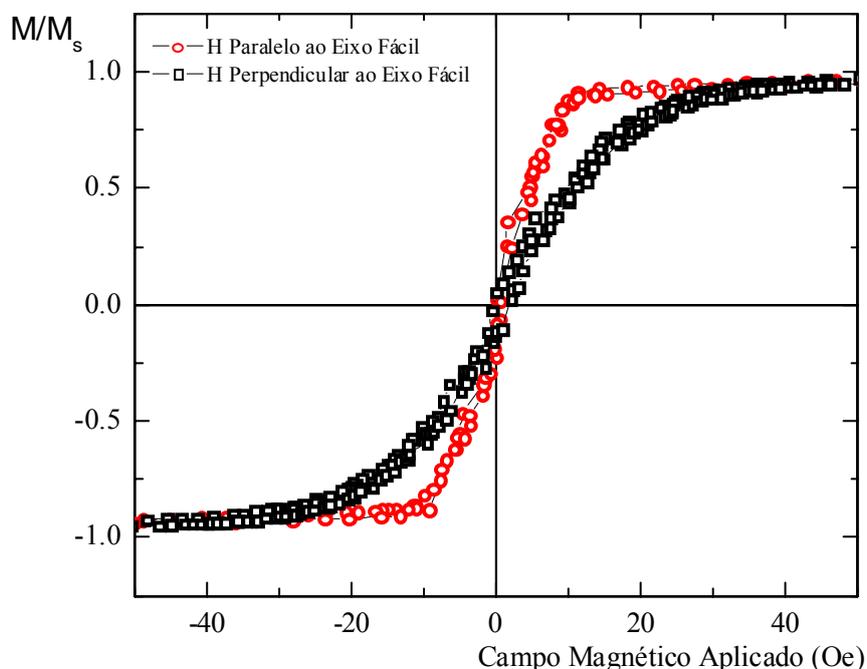


Figura 2.11: Curva de histerese magnética medida em duas direções: campo magnético aplicado paralelo e perpendicular ao eixo fácil de magnetização. Todas as medidas realizadas no plano da amostra.

Observa-se a existência da anisotropia uniaxial sendo que com a geometria utilizada o eixo fácil fica paralelo ao eletrodo de cima.

Portanto, para as medidas de magneto-transporte em sistemas de MTJs e multicamadas não é somente importante depositar materiais magnéticos com campos coercivos diferentes para produzirem regiões magnéticas diferentes, mas também a indução de um eixo fácil de magnetização. Assim, quando aplicado um campo magnético externo, os eletrodos giram seus momentos magnéticos de forma independente e conforme ao valor do campo coercivo. A resistência da barreira será uma função do alinhamento dos momentos (maiores detalhes no capítulo 3).

2.3 Técnicas experimentais para caracterização

Para a caracterização estrutural foram efetuadas medidas de refletividade de raios X complementadas por medidas de difração de raios X (XRD em inglês), microscopia eletrônica de transmissão (TEM em inglês), de varredura (MEV em inglês), de força atômica (AFM em inglês) e espectroscopia de dispersão de energia (EDS em inglês). Para a caracterização magnética e de transporte foram realizadas medidas de magnetometria (M-H) de gradiente alternado de força (AGFM em inglês) junto com magnetometria por interferência quântica (“*Squid - superconducting quantum interference device*”) para medidas de valores absolutos, e medidas de transporte eletrônico por tunelamento (curvas de TMR-H por corrente direta (DC em inglês) complementadas por medidas de corrente alternada (AC em inglês) e curvas de $I-V$ com campo aplicado).

As medidas de refletividade de raios X, XRD, TEM, MEV e EDS foram realizadas no Centro de Microscopia Eletrônica (CME) da UFRGS. No laboratório de magnetismo (LAM-UFRGS) foram realizadas as medidas de AFM, além de M-H, $I-V$ e TMR-H a temperatura

ambiente. No laboratório de Resistividade (LR-UFRGS) foram realizadas as medidas de M-H (Squid), I - V e de TMR a baixas temperaturas.

2.3.1 Reflectometria de raios X

A refletividade de raios X tem se mostrado um método poderoso na análise estrutural de filmes finos, pois permite que se obtenha dados da espessura, densidade e da morfologia das interfaces, informações essenciais para avaliar o comportamento destes sistemas, além da vantagem de ser uma técnica não destrutiva.

Quando raios X, sob a condição de ângulo rasante, atingem uma superfície plana de filmes finos, diferentes fenômenos físicos, como reflexão externa total, franjas de interferência de uma camada com o substrato e difração de Bragg de multicamadas periódicas, podem ocorrer. Uma vez que baixos ângulos de incidência permitem que o feixe de raios X se propague apenas muito próximo à superfície, a informação fornecida pela análise é oriunda de uma pequena profundidade da amostra, isto é, a sensibilidade à superfície é aumentada.

Um experimento de refletividade apresenta uma geometria bastante semelhante a um experimento de difração usual. Porém, há uma maior preocupação com a colimação do feixe e com o alinhamento do goniômetro. A principal diferença entre os experimentos é a faixa angular: na refletividade (para Cu-K α) é de 0° até 3° em θ , enquanto na difração é de 5° a 70° ou 100° em θ . Devido a essa diferença, a razão física pela qual ocorre interferência construtiva e destrutiva é diferente. Na refletividade é a variação do potencial de espalhamento $V(z)$, relacionado com a densidade eletrônica dos materiais componentes no filme, que causa a interferência. Já na difração, a interferência acontece devido à ordem periódica de longo alcance (van der Lee, 2000). Não há, portanto, em uma análise de

refletividade a necessidade de o material ser cristalino, podendo também se obter informações de superfícies e interfaces, por exemplo, de cristais líquidos e filmes poliméricos.

É importante ressaltar que a informação fornecida pela refletividade provém da média da organização estrutural, devido à grande área de incidência do feixe de raios X, provocada pelo baixo ângulo, sendo que a superfície iluminada varia de acordo com $1/\sin \theta$. Esse dado é oriundo da variação do potencial de espalhamento $V(z)$ na direção normal à superfície, ou seja, é função da distribuição espacial da densidade eletrônica na direção perpendicular à superfície dentro do material $\rho_e(z)$.

Para todo material existe um ângulo crítico (θ_c) que assinala o ângulo em que o feixe incidente sofre reflexão externa total. Já que esse ângulo é função da densidade do filme, a partir do valor de θ_c é possível determinar a densidade de massa do filme (ρ_m), através da relação:

$$\rho_m \approx \frac{2\pi\theta_c^2}{\lambda^2 N_A r_B} \quad , \quad (2.28)$$

onde λ representa o comprimento de onda da radiação incidente, N_A o número de Avogadro ($6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), e r_B o raio de Bohr ($5,29 \times 10^{-11} \text{ m}$). A validade da equação 2.28 está restrita para elementos com número atômico menor que 16 ($Z < 16$), valores de θ_c na faixa de $(0,2-0,6)^\circ$ e para comprimento de onda em torno de $1,5 \text{ \AA}$ (em torno do valor do K_α para o Cu).

A figura 2.12 exemplifica, resumidamente, o que ocorre na refletividade de raios X. Quando a onda incidente (k_i) atinge a interface vácuo/filme, parte é especularmente refletida com o ângulo de reflexão θ_e com respeito à superfície e igual ao ângulo de incidência θ_i . A outra parte é refratada no filme com um ângulo θ_i' , e posteriormente sofre o mesmo processo na interface filme/substrato.

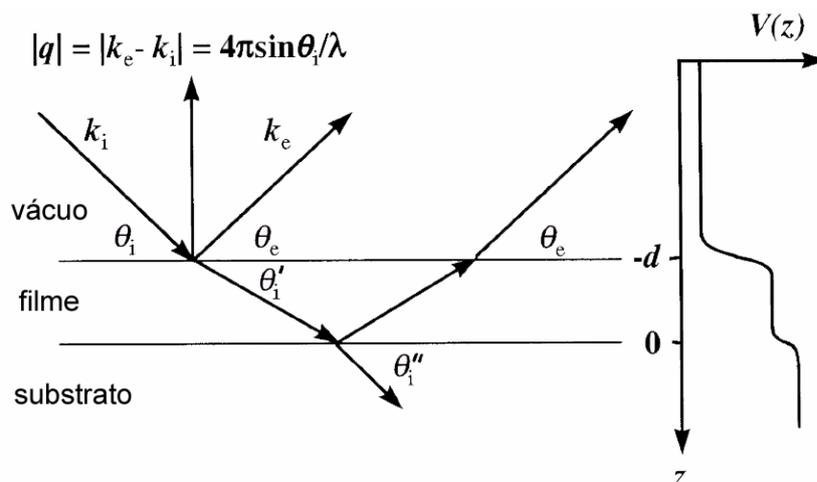


Figura 2.12: Reflexão e refração da radiação incidente em um meio com potencial de espalhamento $V(z)$ (van der Lee, 2000).

Segundo enfatizado por van der Lee (2000), a função que é diretamente relacionada à refletividade de raios X é o potencial de espalhamento $V(z)$, que por sua vez é equivalente à densidade de comprimento de espalhamento $\rho(z)$, onde $V(z) = 4\pi \rho(z)$. A outra variável é a densidade eletrônica $\rho_e(z)$ ou o índice de refração $N(z)$. Quanto maior for o potencial de espalhamento $V(z)$ maior é o valor do ângulo de reflexão θ_e .

Observa-se que a superfície de referência para a refletividade é a superfície física do material já para a difração esta superfície de referência é um plano cristalino de rede (figura 2.13).

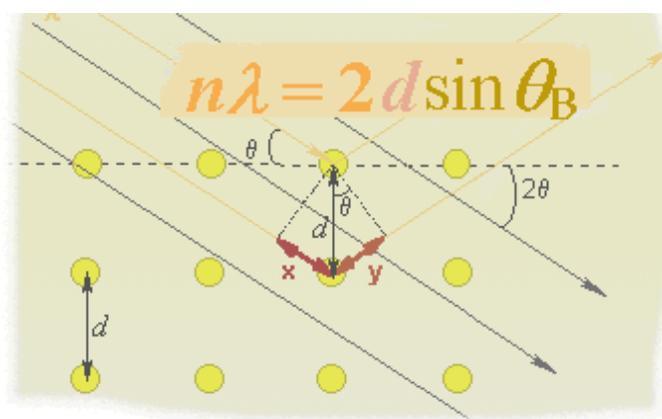


Figura 2.13: Difração de raios X, explicitando a lei de Bragg para materiais cristalinos (MATTER - The University of Liverpool)⁷.

⁷ Matter – The University of Liverpool. Diffraction. <http://www.matter.org.uk>

Em uma curva de refletividade, franjas de Kiessig aparecem devido à interferência entre as ondas refletidas no topo do filme fino e aquelas refletidas no substrato. O período das franjas é inversamente proporcional à espessura da camada (ver figura 2.14): para filmes espessos correspondem curvas de refletividade com menor período. Portanto, existe um limite superior de espessura que pode ser determinado por esta técnica.

No caso de monocamadas, dois parâmetros de rugosidade podem ser definidos: um para a interface ar/filme (σ_1) e outro para a interface filme/substrato (σ_2). Este é um parâmetro estrutural importante para ser considerado em modelos de simulação de crescimento de filmes finos.

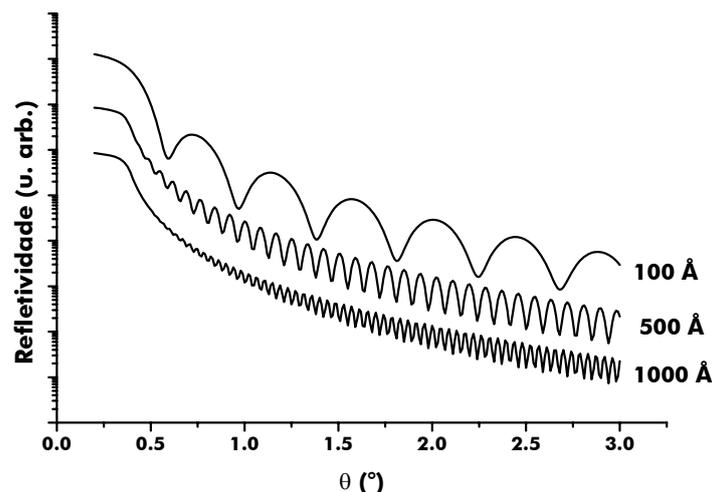


Figura 2.14: Refletividade de camadas de Fe com diferentes espessuras e depositadas sobre um substrato de Si (Bittar, 2003)⁸.

A rugosidade é definida como o quadrado do valor médio da amplitude da densidade de flutuações em relação a um nível de referência. O efeito das rugosidades superficial (σ_1) e interfacial (σ_2) pode ser observado na figura 2.15. Para valores de σ_1 parecidos com σ_2 (figura 2.15A e D) a amplitude da oscilação permanece igual. Portanto, as ondas refletidas em ambas

⁸ Bittar, Eduardo. Estudo da evolução estrutural de multicamadas de Fe/SiO₂ submetidas a tratamento térmico. Porto Alegre: Escola de Engenharia - UFRGS, 2003.

interfaces são reduzidas por aproximadamente a mesma quantidade e a coerência entre elas é conservada. Para valores de σ_1 e σ_2 diferentes e menores que 20 Å (figura 2.15B e C) a amplitude da oscilação muda com o aumento de θ . Portanto, a queda da curva de refletividade é determinada pelo produto $\sigma_1\sigma_2$.

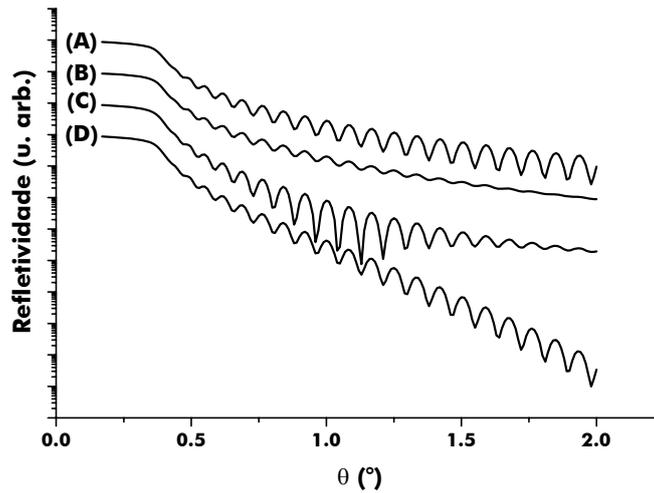


Figura 2.15: Influência das rugosidades superficial e interfacial na refletividade de uma camada de Fe de 500 Å em um substrato de Si (111): $\sigma_1 = 0.0$ Å, $\sigma_2 = 0.0$ Å (A); $\sigma_1 = 10.0$ Å, $\sigma_2 = 0.0$ Å (B); $\sigma_1 = 0.0$ Å, $\sigma_2 = 10.0$ Å (C); $\sigma_1 = 10.0$ Å, $\sigma_2 = 10.0$ Å (D) (Bittar, 2003).

Os parâmetros de espessura e densidade eletrônica do filme fino podem ser determinados a partir das franjas de Kiessig através da forma geral da lei de Bragg (Azaroff, 1968) expressa por:

$$\text{sen}^2 \theta_i = \theta_c^2 + \frac{1}{t^2} \left(\frac{(n_i + \Delta n)^2 \lambda^2}{4} \right), \quad (2.29)$$

onde

$$\theta_c^2 = \frac{\lambda^2 r_B \rho_e}{\pi} \quad (2.30)$$

representa o ângulo crítico para reflexão externa total em função da densidade eletrônica do filme fino, θ_i é a posição do máximo ou mínimo de interferência da i -ésima franja, t a espessura do filme (camada), n_i um número inteiro correspondente à i -ésima franja e $\Delta n = \frac{1}{2}$ e 0 para o máximo e mínimo de interferência respectivamente.

Uma linha reta é observada ao plotarmos $\sin^2 \theta_i - [(n_i + \Delta n)^2 \lambda^2] / 4$ com inclinação igual a $(1/t^2)$ e intersecção no eixo vertical dado pelo valor da equação 2.30 (Huang, Gilles e Will, 1993). Usou-se esta técnica para calibrar a taxa de deposição como especificado na seção 2.2.2.

É bom ressaltar que, para a condição $\theta_i \gg \theta_c$ o primeiro termo à direita na equação 2.29 é desprezível se comparado com o segundo termo. Portanto, para esta condição obtemos a forma usual da lei de Bragg para materiais cristalinos (figura 2.13):

$$2 d \sin \theta_B = n \lambda \quad . \quad (2.31)$$

Quando se trata de multicamadas, a interferência ocorre entre as ondas refletidas no topo da multicamada e aquelas refletidas nas interfaces dos períodos dando lugar aos picos de Bragg, além das franjas de Kiessig.

Os picos de Bragg evidenciam uma estrutura periódica, e quanto melhor a qualidade da multicamada e o alinhamento do difratômetro, mais ordens (picos) são observados. Pode-se obter a lei de Bragg para multicamadas, semelhantemente àquela para materiais cristalinos, expressa por:

$$2 A \sin \theta_B = n \lambda \quad , \quad (2.32)$$

onde A representa a espessura do período da multicamada (modulação).

Para o caso da multicamada de SiO_2/Fe (seção 2.2.3), o período é a própria bicamada de SiO_2/Fe . Logo, A equivale à espessura da bicamada, isto é, a soma das espessuras de Fe e de SiO_2 .

A figura 2.16 exemplifica uma curva de refletividade de raios X, indicando onde se podem obter informações físicas das multicamadas. Visto que as densidades das camadas definem o ângulo de reflexão total (θ_c), as espessuras das camadas determinam o período de oscilação e as rugosidades superficial e interfacial regem a amplitude das oscilações.

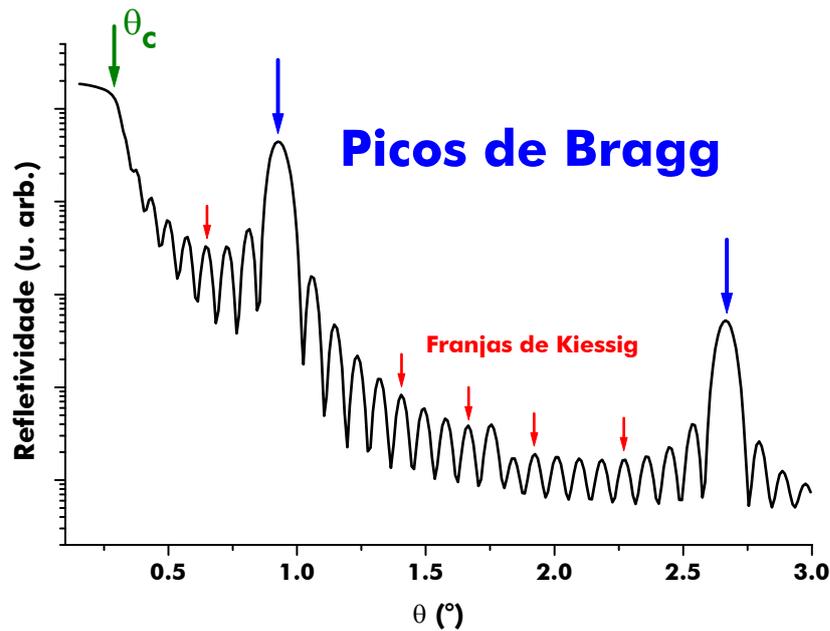


Figura 2.16: Curva de refletividade de raios X evidenciando o ângulo crítico (θ_c), franjas de Kiessig e picos de Bragg (Bittar, 2003).

2.3.2 Magnetometria de AGFM

O AGFM é um instrumento muito sensível para medidas de momento magnético. Inicialmente desenvolvido por Zijlstra (1970), usando um microscópio ótico para determinar a amplitude de oscilação, foi posteriormente elaborado por Flanders (1988). Neste tipo de magnetômetro a amostra é colocada na extremidade de uma haste e imersa em um campo magnético alternado (h), produzido por um conjunto de bobinas, que se denominam bobinas de gradiente. Uma força magnética (F), também alternada, atua sobre a amostra sendo proporcional ao momento magnético (M) e ao gradiente do campo (∇h), a qual é expressa por:

$$F = M \nabla h . \quad (2.33)$$

A figura 2.17 mostra uma representação esquemática do AGFM. As bobinas de gradiente são ligadas na configuração chamada de par de Maxwell e dimensionadas para,

dentro das limitações de espaço, produzirem uma região de gradiente constante sobre a linha dos eixos, à meia distância das duas.

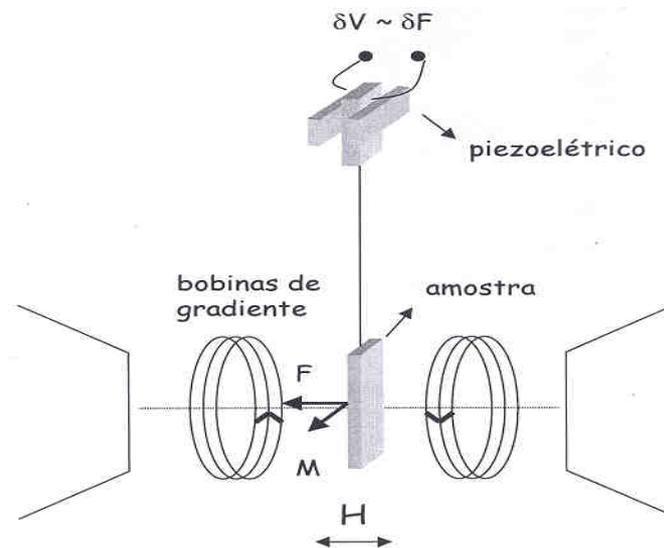


Figura 2.17: Representação esquemática do magnetômetro de gradiente alternado de Força (Gundel, 2002).

Mantendo o gradiente de campo constante na região da amostra e com ajuda de um sistema mecânico de posicionamento XYZ, a força F será função apenas do momento magnético da amostra. Por outro lado, a amplitude de oscilação da haste é proporcional a esta força e é transformada em um sinal de tensão por um cristal piezoelétrico localizado na extremidade oposta à amostra. O sinal é enviado para um amplificador “*lock-in*” e adquirido sincronamente com a frequência de excitação das bobinas de gradiente. A fim de melhorar a razão sinal/ruído, esse gradiente de campo é usualmente aplicado na mesma frequência da ressonância mecânica do sistema, formado pelo piezoelétrico, haste, porta amostra e amostra. A figura 2.18 mostra uma curva do sinal de tensão em função da frequência mecânica do sistema. Observa-se que para uma determinada frequência (ressonância) o sinal de tensão apresenta um máximo.

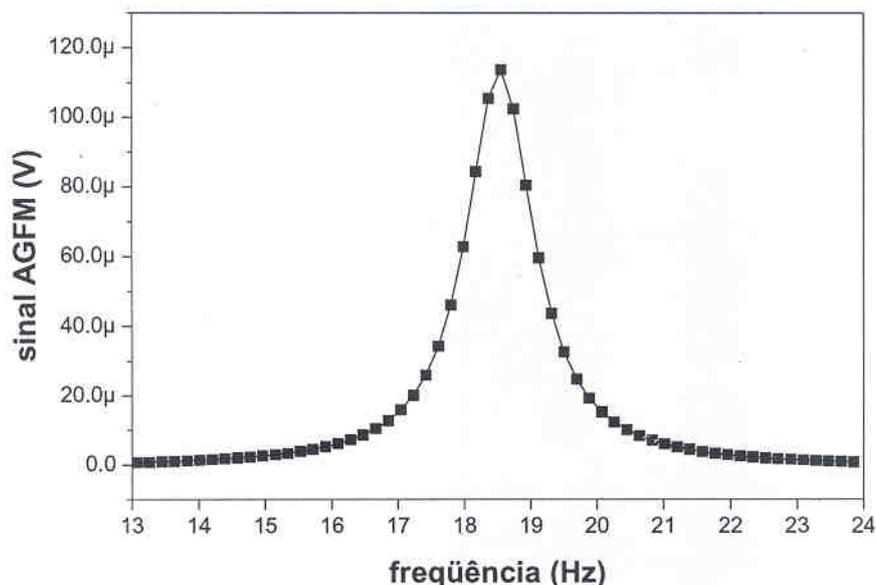


Figura 2.18: Curva de ressonância mecânica típica do AGFM (Gundel, 2002).

O campo magnético DC (H) gerado pelo eletroímã (figura 2.17) é responsável pela magnetização da amostra. Toda a aparelhagem experimental é imersa numa câmara de isolamento vibracional e fontes de ruído (ar condicionado, bombas elétricas e mecânicas etc) devem ser minimizados. Um computador funciona como administrador da experiência armazenando os dados, apresentando-os no monitor e possibilitando alterações aos parâmetros da medida.

Uma curva de histerese magnética da amostra (M-H) é obtida ao mudarmos de forma controlada o momento magnético da amostra através do campo magnético aplicado DC. Finalmente, através da medida do sinal de tensão em função de H obtemos a histerese magnética.

O magnetômetro em operação no LAM permite mudanças mínimas de H de até 1 Oe. Por outro lado, para cada mudança de H é importante manter uma relação entre o tempo de integração do “lock-in” (t_{int}) e o tempo de aquisição de pontos (t_{Ad}) de 1:3 de modo a permitir que o “lock-in” possa integrar toda a informação vinda da amostra. O tempo de integração faz referência ao período que o conversor analógico/digital (A/D) do “lock-in” varre o sinal de entrada para uma medida. O campo DC máximo que pode ser aplicado é de 10 kOe e o

AGFM tem uma sensibilidade de 4×10^{-7} emu. Além disso, o volume da região de gradiente uniforme para garantir que os efeitos são devidos à variação da magnetização e não às variações espaciais da força magnética é de $(4 \times 2 \times 4) \text{ mm}^3$.

2.3.3 Transporte eletrônico

Para realizar as medidas de transporte eletrônico, curvas de I - V e TMR a temperatura constante, é importante injetar através da amostra a corrente de forma controlada (I_A) e por sua vez medir a diferença de potencial gerada nos terminais. Para isso, na configuração CPP a corrente flui perpendicular ao plano da amostra (na direção z) sendo injetada através de dois eletrodos e a tensão sobre amostra é medida através de outros dois eletrodos como mostra a figura 2.19A para o caso de uma MTJ planar.

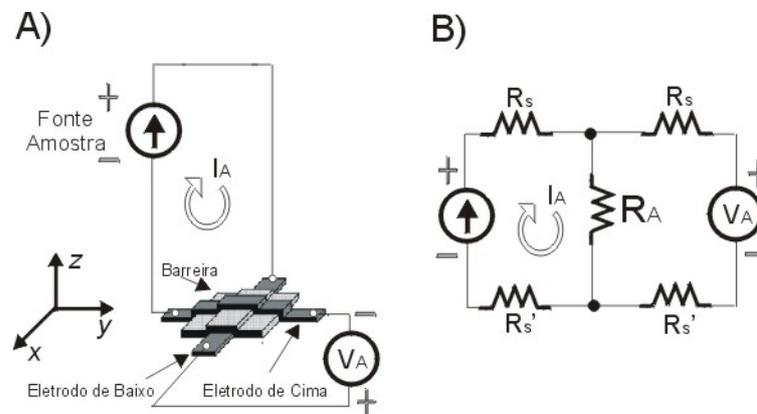


Figura 2.19: Polarização de uma MTJ planar (A) e a sua representação elétrica (B)

A figura 2.19B é a representação elétrica da MTJ planar sendo polarizada em A, onde R_s (R_s') representa 50% da resistência elétrica do eletrodo de baixo (cima) e R_A a resistência da barreira. Considerando que o multímetro⁹ utilizado para a medição de tensão da amostra (V_A) possui uma impedância de entrada (R_i) maior que $10 \text{ G}\Omega$, a corrente fornecida à amostra

⁹ Fabricante: Hewlett-Packard. Modelo: HP 34401A.

passará majoritariamente pela resistência da barreira desde que $R_i \gg R_A$. Valores típicos de R_A são da ordem de 1 k Ω .

Relação Sinal/Ruído

Para eliminar ou minimizar os possíveis sinais espúrios captados durante o processo de medição, melhorando a relação sinal/ruído, o sistema de medida utiliza uma blindagem externa como mostra a figura 2.20A. As linhas tracejadas representam a blindagem externa, sendo fornecida tanto pela malha dos cabos de conexões como pela carcaça da fonte de corrente¹⁰ ao ligarmos os interruptores I_M e I_{FC} , respectivamente. O interruptor I_M liga o retorno da corrente (I^-) à malha dos cabos de conexões. Nesse mesmo ponto o retorno da corrente é também ligado à carcaça da fonte através do interruptor I_{FC} . Portanto, o pino terra do cabo de força da fonte de corrente deve ser desligado ou removido.

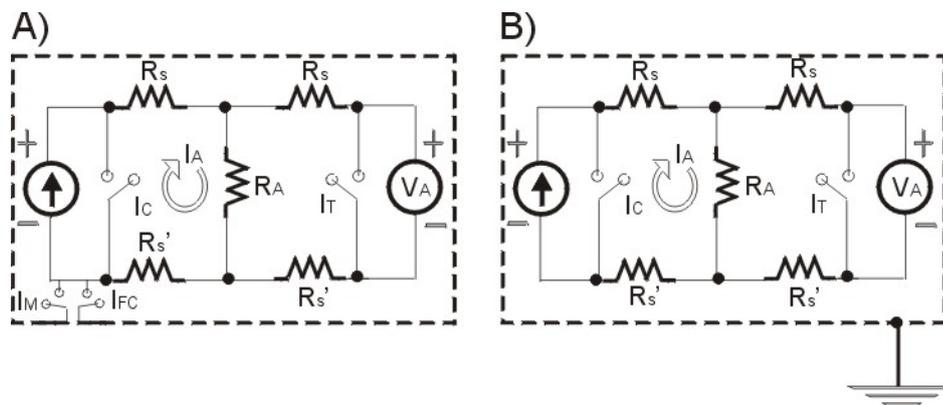


Figura 2.20: Representação esquemática do sistema de medida sendo protegido contra sinais espúrios tanto por uma blindagem externa (A) como por aterramento convencional (B).

A figura 2.20B representa o mesmo sistema de medida que na figura 2.20A, mas utilizando uma blindagem fornecida pela malha dos cabos de conexões e o terra do sinal. Este tipo de blindagem precisa de um sistema de aterramento do sinal muito bom para evitar a entrada de sinais espúrios através do efeito capacitivo. Usando a blindagem externa, foi

¹⁰ Fabricante: Keithley Instruments Inc. Modelo: 224.

possível contornarmos a falta de aterramento razoável em nosso Instituto e realizar as medidas de transporte eletrônico com um nível de ruído aceitável.

Para medidas de amostras na configuração CPP embora a magnitude da corrente elétrica e da tensão envolvida possuam valor baixo (μA e mV respectivamente), o campo elétrico produzido é alto (10^6 V/cm) devido à baixa espessura dos filmes. Portanto, todo cuidado é pouco. Transientes gerados pelo acionamento de algum equipamento, tensão eletrostática existente entre o experimentador e o sistema de medida e gradientes térmicos podem “queimar” a amostra uma vez que a tensão de “breakdown” é baixa (≈ 1 V). Para cuidar deste inconveniente, os interruptores I_C e I_T na figura 2.20A e B isolam a amostra do resto do sistema de medida. Desta forma, ajustes na instrumentação e descida de temperatura podem ser realizados minimizando o risco de perda da amostra.

Toda a instrumentação foi colocada a um mesmo potencial através da conexão dos cabos de força numa mesma barra de conexão, que por sua vez foi conectada a um estabilizador de tensão e este a uma única tomada separada das tomadas para motores, impressoras, alta tensão etc. Os cabos de força correm juntos e longe de cabos de sinais.

Circuito de medida DC

As curvas $I-V$ são obtidas quando a corrente que atravessa a amostra na direção z é fornecida (figura 2.21) a uma taxa constante de $1 \mu\text{A}/0.5$ s (incremento de corrente/tempo de aquisição de pontos, $\Delta I/ t_{Ad}$) para correntes na faixa de -1.0 mA até $+1.0$ mA. No caso das medidas de TMR, as curvas são obtidas com a corrente sendo mantida fixa, enquanto que o campo magnético externo é aplicado com taxa constante. O valor desta taxa deve ser escolhido em função da magnitude da corrente que atravessa a amostra de modo a evitar o aparecimento de gradiente térmico na amostra durante a experiência.

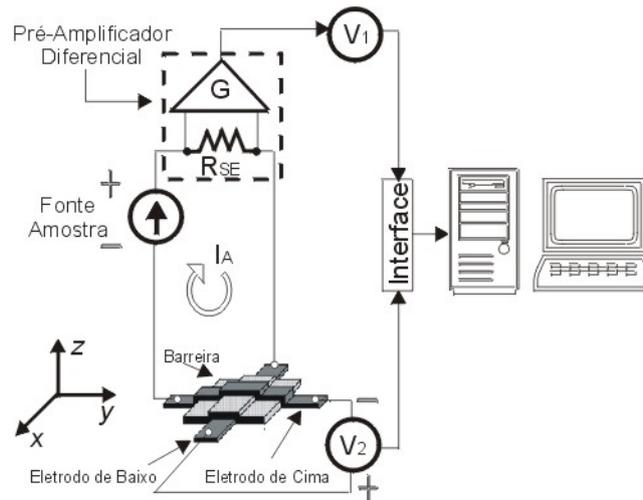


Figura 2.21: Representação esquemática do circuito de medida DC para a determinação das curvas I - V e TMR. Não é representado o circuito de medida para a determinação da temperatura e o campo magnético aplicado (ver detalhes nas figuras 2.22 e 2.23 respectivamente).

A magnitude da corrente é determinada pelo pré-amplificador diferencial¹¹ (medidor de corrente com baterias) através da resistência de prova (R_{SE}) que possui valores fixos de 10 Ω , 1 k Ω , 10 k Ω , e 100 k Ω . A tensão diferencial através de R_{SE} pode ser amplificada com ganhos de 1, 10, 100 até 500 vezes.

A saída do pré-amplificador diferencial é um sinal de tensão de extremo único (simples) lido pelo multímetro V_1 e enviado ao computador através da interface¹² do tipo IEEE-488. O sinal de tensão gerado pela amostra é medido no multímetro V_2 e igualmente enviado ao computador através da interface. Os dados são armazenados e apresentados graficamente no computador através de um programa desenvolvido com o “software” HPVEE que será apresentado mais adiante. Ambos os multímetros, V_1 e V_2 , são configurados para medidas de alta precisão e redução de ruído através de:

1. Resolução rápida de 6 dígitos com tempo de integração de 200 ms.
2. Impedância de entrada maior que 10 G Ω .
3. Escala de medida em modo manual ativada.

¹¹ Fabricante: Setor de Eletrônica IF-UFRGS. Modelo Único.

¹² Fabricante: Hewlett-Packard. Modelo: HP 82335 HPIB-7.

Por outro lado, para cada incremento de corrente é mantida uma relação entre o tempo de integração do multímetro (t_{int}) e t_{Ad} de 1:2 de modo a permitir que o multímetro possa integrar toda a informação vinda da amostra. O valor de 0.5 s (curvas $I-V$) para t_{Ad} mostrou-se excelente, além de ser suficientemente rápido para evitar gradiente térmico na amostra durante a experiência, fazendo com que as condições iniciais e finais da medida sejam aproximadamente as mesmas.

Levando em consideração que o pré-amplificador somente amplifica sinais de tensão diferenciais, foi utilizado um cabo estéreo blindado junto com conector “*DIN*” de alta qualidade para a interconexão de toda a instrumentação (figura 2.21). Por dentro desse tipo de cabo correm dois fios (sinais) envolvidos por uma malha metálica trançada (blindagem). A vantagem deste tipo de cabo sobre o cabo coaxial é que eventuais sinais espúrios serão acrescidos igualmente em ambos os fios e conseqüentemente não serão amplificados. Cabo estéreo blindado é ideal para realizar medidas DC ou AC em baixa frequência sendo que para alta frequência é aconselhável utilizar cabos coaxiais (um para cada sinal) envolvidos por uma malha externa (blindagem). Isso porque, o cabo estéreo blindado para medidas em alta frequência pode apresentar efeitos capacitivos entre os dois fios que correm internamente.

Porta-amostra

O porta-amostra consiste de uma mesa de fixação em cobre e comporta até quatro junções sendo possível medir uma de cada vez. Próximo às junções encontra-se ancorado termicamente um sensor de temperatura do tipo carbono vítreo¹³ com capacidade de leitura na faixa de 1.2 K até 300 K. Na parte inferior da mesa encontra-se fixada uma resistência de aquecimento feita em fio de manganina (80 Ω) enrolada não indutivamente num suporte em cobre.

¹³ Fabricante: Lake Shore Cryotronics Inc. Modelo: CGR-1-2000. N° C18477.

Durante o processo de montagem das junções alguns cuidados devem ser observados para evitar danificá-las. É aconselhável soldar os fios de conexão primeiro nos terminais da barra de conexão e posteriormente, com ajuda de tinta condutora à base de prata, colar os extremos correspondentes às amostras. Observando esta ordem evitamos expôr as junções a gradientes térmicos gerados durante o processo de solda. Como os multímetros de bolso utilizam pilhas de 9 V, é aconselhável evitar testes de continuidade: deve-se ir direto para a realização da experiência.

Temperatura

A figura 2.22 mostra uma representação em blocos do circuito de medida e controle da temperatura. Este circuito basicamente mede a condutância do sensor de carbono vítreo em função da temperatura usando o método de detecção síncrona. A fonte de tensão do condutômetro¹⁴ aplica uma tensão constante de 5 mV_{AC} a baixa frequência sobre o sensor e a corrente gerada é determinada por um amplificador diferencial de instrumentação através de uma resistência de prova (resistor de escala). A tensão de saída DC do condutômetro é proporcional à corrente gerada, que por sua vez, é proporcional à condutância do sensor (Fin e Baibich, 1989). O sinal de tensão é lido pelo multímetro V₃ e enviado ao computador através da interface. Além disso, o sinal de tensão também é enviado ao controlador de temperatura.

O controlador de temperatura¹⁵ é do tipo PID (proporcional-integral-diferencial) e compara a tensão de saída do condutômetro com a tensão de referência interna ou externa, chamada de “*setpoint*”. O valor da tensão de referência corresponde ao valor da temperatura a ser alcançada.

¹⁴ Fabricante: Setor de Eletrônica IF-UFRGS. Modelo Único.

¹⁵ Fabricante: Setor de Eletrônica IF-UFRGS. Modelo CT03.

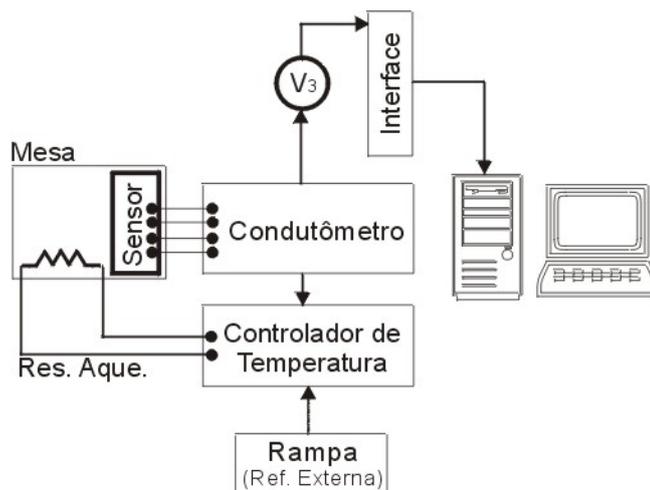


Figura 2.22: Representação em blocos para o circuito de medida e controle da temperatura. Não é mostrado o sistema de resfriamento (criostato). A resistência de aquecimento encontra-se fixada na parte inferior da mesa.

Para manter a temperatura fixa o controlador pode enviar uma corrente de até 335 mA à resistência de aquecimento fixada no porta-amostra. Caso seja necessário incremento de temperatura a taxa constante, o sinal de referência externa para o controlador é fornecido por um gerador¹⁶ do tipo rampa.

O criostato¹⁷ utilizado para o resfriamento da amostra permite variação da temperatura entre 1.5 K até 300 K. O criostato é composto por um vaso “*dewar*” de aço inoxidável de duplo isolamento, que utiliza blindagem de nitrogênio líquido no reservatório externo e hélio líquido no interno. As paredes do criostato são duplas e isoladas por vácuo. Na parte interna existe um antecriostato com paredes duplas e também isoladas por vácuo, onde a haste de medida é instalada. O hélio do reservatório pode passar para o interior do antecriostato através de uma válvula de agulha conectada por um capilar, permitindo o resfriamento da amostra.

Campo magnético

A figura 2.23 mostra uma representação esquemática do circuito de medida e controle do campo magnético externo aplicado sobre a amostra. O eletroímã consiste de duas bobinas

¹⁶ Fabricante: Setor de Eletrônica IF-UFRGS. Modelo Único.

¹⁷ Fabricante: Janis Research Company Inc. Modelo: SVT-200T-4. N° 5747.

de igual resistência, cada uma sendo alimentada em paralelo pela fonte de corrente¹⁸ (0→20 A). Para um afastamento entre os polos chatos (face de 119 mm) de 88 mm e uma corrente de 20 A a intensidade do campo gerado pelo eletroímã na direção y é de ≈ 4.0 kOe.

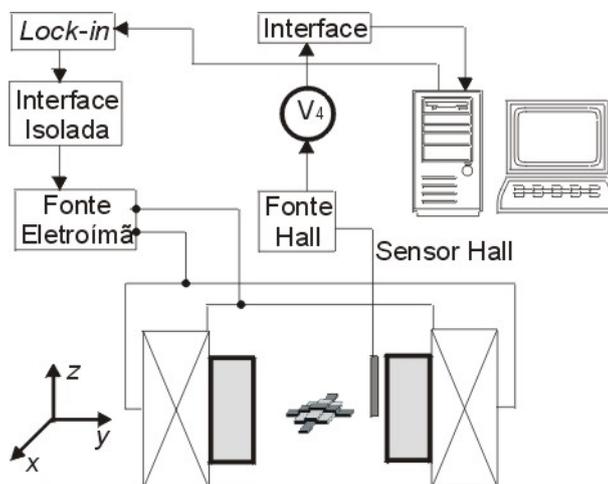


Figura 2.23: Representação esquemática do circuito de medida e controle do campo magnético aplicado.

A saída auxiliar X6 do amplificador “lock-in”¹⁹ é controlada pelo computador e fornece um sinal de referência para o controle da fonte de corrente do eletroímã. A magnitude do campo magnético aplicado é determinada pelo sensor Hall. A fonte de corrente²⁰ do sensor Hall aplica uma corrente constante de 1 mA e o sinal de tensão gerado é lido pelo multímetro V_4 e enviado ao computador através da interface. Com ajuda da calibração do sensor, $H = (49515 \text{ Oe/V}) (V_4)$, o sinal de tensão é convertido em unidades de intensidade de campo magnético (Oe).

Programa de controle

Para realizar a aquisição de dados foram desenvolvidas, através do programa HPVEE²¹, rotinas tanto para a medida das curvas $I-V$ como para a medida das curvas de TMR a temperatura constante.

¹⁸ Fabricante: Tectrol-Equipamentos Elétricos e Eletrônicos Ltda. Modelo: TCA-20CR1A.

¹⁹ Fabricante: Stanford Research Systems. Modelo: SR530.

²⁰ Fabricante: Setor de Eletrônica IF-UFRGS. Modelo Único.

²¹ Fabricante: Hewlett Packard. Versão: HPVEE 3.21 (1996).

A figura 2.24 mostra o diagrama de blocos para a rotina *I-V*. Num primeiro estágio a rotina pede ao usuário que digite o nome do arquivo de saída (módulo Nome do Arquivo), o valor do ganho e do resistor de prova do pré-amplificador diferencial (módulos de Ganho e Resistor respectivamente) e o valor da corrente máxima (módulo I max). O módulo I max é utilizado para finalizar a medida (módulo Parar) com ajuda do seletor de etapas, assim que o valor digitado for atingido pela fonte de corrente.

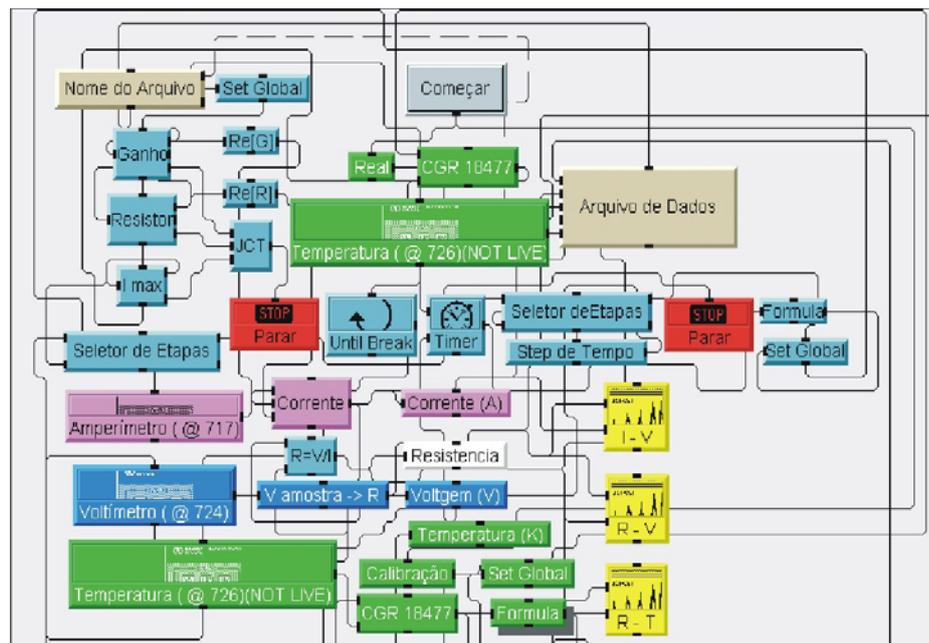


Figura 2.24: Diagrama de blocos para a medida das curvas *I-V*.

Os módulos Amperímetro (endereço 717), Voltímetro (endereço 724) e Temperatura (endereço 726) realizam a leitura automática nos multímetros, da tensão referente ao valor da corrente (V_1 na figura 2.21), da tensão da amostra (V_2 na figura 2.21) e da tensão do condutômetro (V_3 na figura 2.22) respectivamente. De posse do valor de corrente e tensão na amostra, o módulo *I-V* apresenta o gráfico na tela do computador. Com ajuda dos valores de tensão e corrente na amostra, o módulo $R=V/I$ calcula o valor da resistência e o apresenta na tela do computador através do módulo R-V. Com a leitura da tensão do condutômetro a rotina converte este sinal em valores de temperatura com base na tabela de calibração do sensor de temperatura CGR (figura 2.22) através do módulo CGR 18477. Estes valores são

apresentados na tela do computador juntamente com os dados da resistência, através do módulo R-T.

Todos os dados da medida são armazenados no módulo de Arquivo de Dados para posteriormente serem gravados no disco rígido do computador. Os módulos de temperatura e CGR 18477 próximos ao módulo Começar são opcionais, sendo utilizados quando são necessárias mudanças de temperatura a taxa constante.

A figura 2.25 mostra a tela de apresentação para a rotina de TMR²² a temperatura constante. H_{máx} faz referência ao valor de campo máximo aplicado, “Step” Maior ao passo inicial de variação do campo, H Tr.”Step” ao valor do campo no qual este passo será trocado, “Step” Menor ao passo final de variação do campo, Aquisição ao número de pontos lido por segundo e Tempo ao período entre dois novos valores de campo. Para começar o processo de medição basta selecionar Iniciar, para entrar com os valores de campo e tempo. Uma vez especificados os valores, a medida se inicia automaticamente. Durante a medição todos os valores iniciais podem ser alterados exceto o valor de H_{máx}.

²² Rotina desenvolvida no LAM–UFRGS pelo técnico Ângelo Morrone.

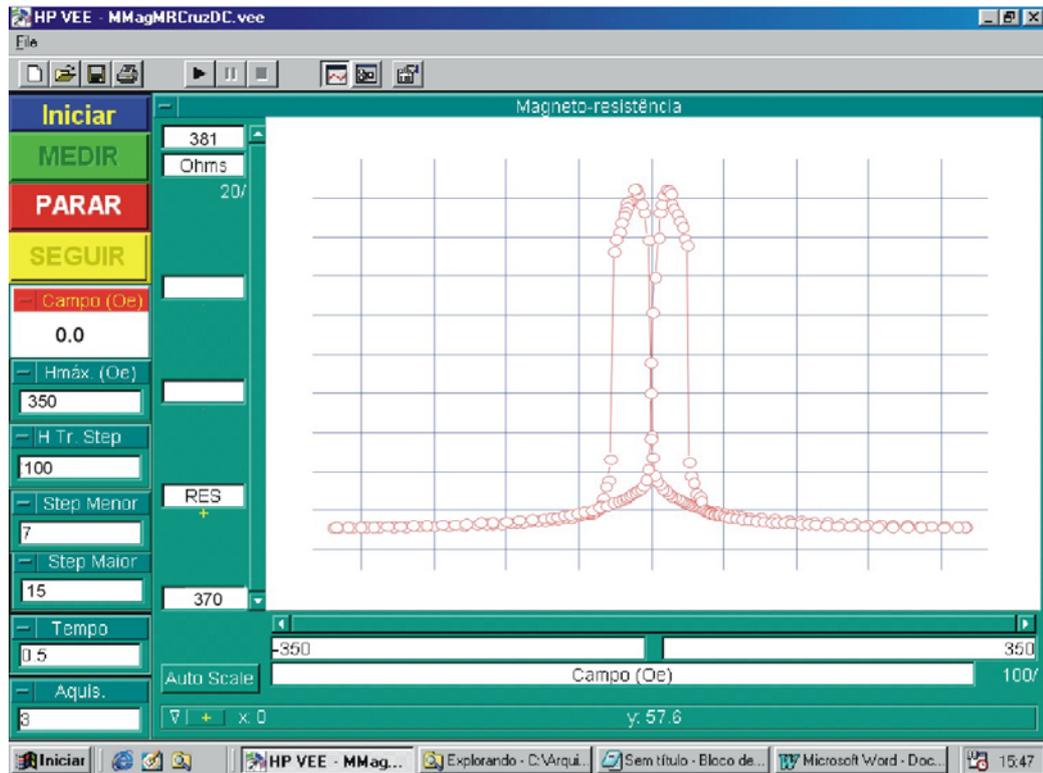


Figura 2.25: Tela de apresentação para a medida da TMR a temperatura constante.

Capítulo 3 Magnetorresistência túnel em junção planar

A MTJ consiste basicamente de dois eletrodos separados por um espaçador isolante. Os eletrodos podem ser materiais parcialmente polarizados (metais ferromagnéticos 3d como Fe, Co, Ni ou suas ligas), ou completamente polarizados como o caso de hemimetais tais como Bi ou $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (De Teresa et al., 1999).

O conceito de polarização é definido como o alinhamento ordenado do spin e seus momentos magnéticos em uma única direção (Mazin, 1999). Segundo o modelo de banda itinerante para materiais ferromagnéticos 3d (Stearns, 1973), este tipo de alinhamento ou polarização é o produto do acoplamento indireto dos elétrons 3d localizados ($3d_i$), que representam aproximadamente 95% dos elétrons da banda, com os elétrons 3d itinerantes ($3d_i$) que representam cerca de 5% dos elétrons da banda. O tunelamento ocorre, principalmente, devido aos elétrons $3d_i$ possuírem uma baixa massa efetiva. Embora sejam poucos, aproximadamente 0,2 – 0,3 por átomo, os $3d_i$ estão altamente polarizados (90% para o Fe e 30% para o Ni) (Stearns, 1977). Por outro lado, os elétrons $3d_i$ são responsáveis pela dinâmica de configuração da magnetização.

No caso de materiais polarizados, a DOS para a banda com elétrons com spin para cima e a banda com elétrons com spin para baixo encontram-se deslocadas do zero de energia (assimetria). Este deslocamento em energia resulta em:

1. Bandas de energia desigualmente preenchidas. Isto é responsável pelo momento magnético não nulo ou caráter magnético destes materiais.
2. Desbalanço da população de estados com spin para cima e spin para baixo no nível de Fermi. Isto define um mecanismo de transporte eletrônico diferente para cada banda, pois cada uma está povoada de forma diferente tanto em número, caráter e/ou mobilidade.

Para materiais ferromagnéticos 3d, a banda com spin para cima (spin majoritário) possui a maior população de estados $3d_i$, representados pela área escura na figura 3.1, os quais são responsáveis pelo sinal positivo do coeficiente de polarização de spin. Este coeficiente pode ser visto como um índice relativo à porção de elétrons disponíveis no eletrodo para o tunelamento. Portanto, o transporte eletrônico de spin polarizado ocorre naturalmente em todo material que possuir um deslocamento da DOS.

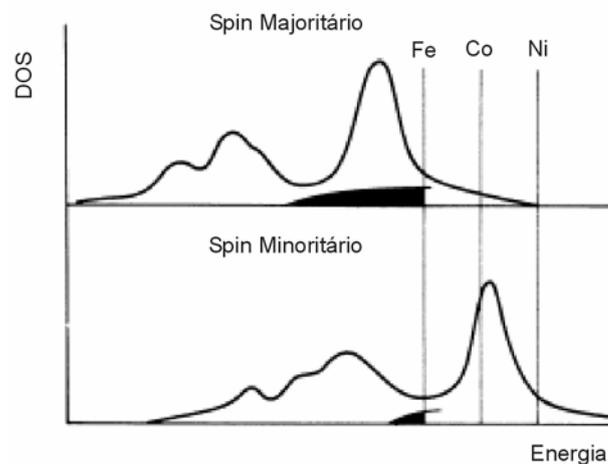


Figura 3.1: Esquema mostrando a densidade de estados ocupados total em função da energia para materiais ferromagnéticos 3d (Fe, Co e Ni). Os níveis de Fermi são representados pelas linhas verticais. A área escura representa a DOS para os elétrons itinerantes ($3d_i$). Observa-se a maior população de estados para a banda com spin para cima (Stearns, 1973).

O efeito da tensão aplicada sobre a MTJ é o deslocamento do nível de Fermi de um eletrodo com relação ao outro, modificando a população de estados para o tunelamento. O efeito causado pelo campo magnético é inverter a DOS com spin para cima e spin para baixo de cada eletrodo (um de cada vez). Portanto, ao aplicarmos tensão e campo, considerando a assimetria da DOS para materiais polarizados, teremos condutâncias diferentes para cada configuração magnética dos eletrodos (paralela e antiparalela) dando origem à TMR. Assim, no efeito de TMR o transporte eletrônico é dependente do spin ($3d_i$ elétrons no nível de Fermi), sendo controlada pela dinâmica de configuração da magnetização ($3d_i$ elétrons por baixo do nível de Fermi) (Zhang e Li, 2004).

Atualmente se discute que a TMR depende fortemente da estrutura (atômica e eletrônica) dos eletrodos, barreira isolante e da interface, sendo que a MTJ deve ser considerada como uma entidade completa. Em sua forma mais simples, a TMR depende do coeficiente de polarização de spin da DOS de ambos os eletrodos (Jullière, 1975). Uma teoria mais elaborada mostra uma dependência com a altura do potencial da barreira (Slonczewski, 1989 e MacLaren et al., 1997) e de sua forma (Zhang e Levy, 1999). Tsymbal e Pettifor (1998), mostraram uma dependência com o grau de desordem da barreira que, no caso de nano junção, pode levar à inversão da TMR através do mecanismo de ressonância em estados localizados, o chamado tunelamento ressonante (Tsymbal et al. 2003b). Igualmente surpreendente é o aumento da TMR com a contribuição assistida de impurezas dentro da barreira como mostrado por Jansen e Moodera (1999).

Eletrodos ferromagnéticos de metais 3d com espaçador de Al_2O_3 apresentam coeficiente de polarização de spin positivo (elétrons com spin para cima com maior probabilidade de tunelamento) como mostrado por Meservey e Tedrow (1994). Surpreendentemente, quando o espaçador é SrTiO_3 o valor do coeficiente para Co é negativo (elétrons com spin para baixo com maior probabilidade de tunelamento) (De Teresa et al., 1999). Este resultado mostra uma dependência entre o espaçador e o coeficiente de polarização, que causa uma inversão da TMR. Este efeito de espaçador é atribuído aos mecanismos de ligação entre o eletrodo e a barreira e foi previsto teoricamente por Tsymbal e Pettifor (1997).

Neste capítulo são abordados alguns modelos que explicam a dependência da TMR com as variáveis mais relevantes. Uma ênfase especial é dada à dependência da TMR com a tensão aplicada, devido ao nosso resultado de inversão da TMR, que nós pensamos ser atribuído à baixa altura do potencial da barreira.

3.1 Modelos para junção magnética planar

Os modelos teóricos mais simples para MTJs envolvem sistemas periódicos perfeitos onde a corrente de tunelamento é distribuída homoganeamente através da junção túnel. Assim, os modelos de Jullière (1975) (seção 3.1.1), Slonczewski (1989) (seção 3.1.2) e MacLaren et al. (1997) (seção 3.1.3) descrevem o comportamento da TMR para eletrodos com estruturas de bandas parabólicas, tensão aplicada próxima do zero, barreiras simples (geralmente retangulares) e conservação de spin envolvendo tunelamento coerente.

Tsymbal e Pettifor (1998) mostraram que a presença de desordem dentro da barreira tem um efeito marcante nos mecanismos de transporte eletrônico da MTJ (seção 3.1.4) como acontece para barreiras obtidas a partir da oxidação de uma camada ultrafina de Al metálico, igual à utilizada nesta tese.

3.1.1 Modelo de M. Jullière: Efeito de Válvula Magnética

A primeira medida experimental em MTJ foi realizada por Jullière (1975) usando Fe e Co como eletrodos e um semicondutor (Ge) como barreira. Foi estudada a condutância de tunelamento em função da orientação relativa da magnetização dos eletrodos para relacioná-la com o coeficiente de polarização de spin. Um dos objetivos foi formular um modelo que explicasse esta dependência, sendo que a MTJ (barreira e eletrodos) foi considerada composta por unidades independentes.

O modelo simples de Jullière (1975) é baseado em dois pressupostos importantes. O primeiro destes é o de Meservey e Tedrow (1971) sobre a conservação de spin durante o tunelamento (memória de spin) o qual é uma boa aproximação para baixas temperaturas. O segundo pressuposto diz que a condutância de tunelamento para uma determinada orientação

de spin é proporcional ao produto da DOS de ambos os eletrodos magnéticos. Portanto, a condutância para o alinhamento paralelo dos eletrodos pode ser expressa por:

$$G_P(H = Hs) \approx D_C^\uparrow(E_F) D_B^\uparrow(E_F) + D_C^\downarrow(E_F) D_B^\downarrow(E_F), \quad (3.1)$$

onde $D_{C,B}^{\uparrow,\downarrow}(E_F)$ representa a DOS no nível de Fermi (E_F) de ambos os eletrodos magnéticos, de cima (C) e de baixo (B), para os elétrons com spin para cima (\uparrow) e spin para baixo (\downarrow) e Hs representa o campo magnético aplicado no regime de saturação (eletrodos paralelos). É bom ressaltar que a DOS é considerada como parâmetro invariável, ou seja, não apresenta dependência com a energia na faixa experimental de até 1 eV. Segundo este último pressuposto, caso a tensão aplicada seja não nula, os elétrons correspondentes aos estados ocupados próximos ao nível de Fermi do primeiro eletrodo tunelam, sendo aceitos pelos estados vazios do mesmo tipo de spin e nível de energia, mas acima do nível de Fermi do segundo eletrodo magnético. Assim, os elétrons com spin para baixo (spins minoritários) tunelam para os estados minoritários e os elétrons com spin para cima (spins majoritários) tunelam para os estados majoritários.

Da mesma forma, a condutância para o alinhamento antiparalelo dos eletrodos pode ser expressa por:

$$G_{AP}(H = 0) \approx D_C^\uparrow(E_F) D_B^\downarrow(E_F) + D_C^\downarrow(E_F) D_B^\uparrow(E_F). \quad (3.2)$$

Note-se que, devido à ausência do campo magnético, houve para a DOS do eletrodo de baixo uma inversão de spin entre a banda de elétrons com spin para cima e a banda de elétrons com spin para baixo quando comparada com o mesmo eletrodo na equação 3.1. Portanto, haverá uma condutância de tunelamento diferente para o alinhamento antiparalelo se comparado ao seu valor no alinhamento paralelo, pois elétrons com spin para baixo (spins minoritários) tunelam para os estados “majoritários” e os elétrons com spin para cima (spins majoritários) tunelam para estados “minoritários”. Como resultado $G_P \geq G_{AP}$ significa uma mudança na

resistência da MTJ em função do campo magnético aplicado, originando assim uma magnetorresistência. A figura 3.2 mostra um diagrama esquemático da DOS em função da energia para eletrodos de bandas parabólicas (elétrons livres na banda de condução) adotadas por Jullière, para tensão aplicada próxima de zero ($V \approx 0$). Observa-se que, devido à ausência do campo magnético na figura 3.2B, no eletrodo de baixo houve uma inversão de spin entre a banda de spin para cima e spin para baixo se comparada com o mesmo eletrodo da figura 3.2A. Assim, para Jullière, a magnetorresistência túnel é uma consequência direta do deslocamento de uma banda em termos de energia (elétrons com spin para cima) em relação à outra (elétrons com spin para baixo). Este deslocamento leva a um desequilíbrio na distribuição dos elétrons majoritários e minoritários no nível de Fermi. Conseqüentemente há condutâncias diferentes para cada configuração magnética dos eletrodos (paralela e antiparalela). É bom ressaltar que este modelo simples não prevê inversão da TMR devido à tensão aplicada e nem à DOS.

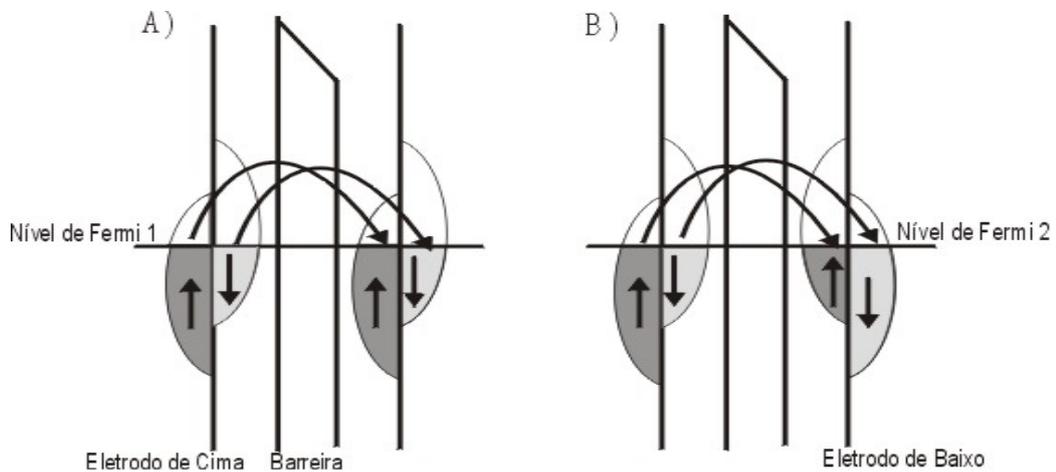


Figura 3.2: Esquema da densidade de estados ocupados em função da energia para eletrodos magnéticos de diferente função trabalho e representados por bandas parabólicas. Magnetização paralela (A) e antiparalela (B). A seta indica a corrente líquida de tunelamento para cada banda.

Usando a definição da TMR (relativa ao alinhamento antiparalelo) geralmente aceita, podemos escrever:

$$\frac{\Delta G}{G_{AP}} \equiv \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} \equiv \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (3.3)$$

e substituindo G_P e G_{AP} (equações 3.1 e 3.2 respectivamente), obtemos:

$$\frac{\Delta G}{G_{AP}} = \frac{2 P_B P_C}{1 - P_B P_C}, \quad (3.4)$$

onde P_B e P_C representam o coeficiente de polarização de spin do eletrodo de baixo e de cima, respectivamente, o qual é dado em função da DOS por:

$$P_B = \frac{D_B^\uparrow(E_F) - D_B^\downarrow(E_F)}{D_B^\uparrow(E_F) + D_B^\downarrow(E_F)}, \quad (3.5)$$

$$P_C = \frac{D_C^\uparrow(E_F) - D_C^\downarrow(E_F)}{D_C^\uparrow(E_F) + D_C^\downarrow(E_F)}. \quad (3.6)$$

Portanto, se o tunelamento é o principal mecanismo de transporte e não há processos de espalhamento de spin, segundo este modelo o valor máximo da TMR dependerá fundamentalmente da DOS de ambos os eletrodos (baixo e cima).

O modelo é simples e está baseado na teoria clássica de tunelamento, portanto não se espera que explique satisfatoriamente muitos dados experimentais, e nem a dependência da TMR com a espessura e altura da barreira e ainda menos os efeitos da interface eletrodo/barreira. Seu trabalho foi pioneiro nesta área da física experimental e a maior importância desse resultado é que estimularam fortemente a pesquisa no campo da MTJ devido às boas perspectivas de aplicações tecnológicas, além da riqueza de fenômenos físicos a serem estudados.

3.1.2 Modelo de J. C. Slonczewski: Aproximação de Elétron Livre

O modelo de Slonczewski (1989) é a primeira abordagem teórica aprofundada em MTJ no estudo do comportamento da condutância de tunelamento com campo magnético aplicado. O modelo é formulado para baixas temperaturas (≈ 0 K) e tensão aplicada próxima do zero (\approx

0 V). A barreira de potencial é considerada retangular e os eletrodos magnéticos de composição diferente, sendo descritos por bandas parabólicas (elétrons livres) onde a DOS não apresenta dependência com a energia na faixa experimental até 1 eV. Portanto, o modelo não suporta a inversão da TMR com a tensão aplicada. A solução aproximada para a equação de Schrödinger é obtida quando as funções de onda para o elétron de tunelamento junto com suas derivadas, tanto para os eletrodos (ondas planas) como para a barreira, são igualadas em ambos os lados da interface eletrodo/barreira. Assim, o modelo considera a MTJ como uma entidade completa e quanticamente integrada, sendo que o coeficiente de polarização de spin agora não depende somente da DOS no nível de Fermi de ambos os eletrodos, mas também da estrutura da interface eletrodo/barreira. Segundo este modelo, o coeficiente de polarização (efetivo) de spin para um determinado eletrodo pode ser expresso por:

$$P = \frac{K^\uparrow - K^\downarrow}{K^\uparrow + K^\downarrow} \frac{K^2 - K^\uparrow K^\downarrow}{K^2 + K^\uparrow K^\downarrow}, \quad (3.7)$$

onde K^\uparrow e K^\downarrow representa o vetor de onda de Fermi para os elétrons de tunelamento com spin para cima e spin para baixo, respectivamente, e K o vetor de onda dentro da barreira expresso por:

$$K = \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)(\varphi_0 - E_F)}, \quad (3.8)$$

sendo φ_0 a altura da barreira de potencial, m a massa do elétron de tunelamento, E_F a energia no nível de Fermi e \hbar a constante de Planck. Portanto, através de K a TMR depende da altura da barreira.

Para MTJ com barreira de potencial alta, o segundo termo à direita na equação 3.7 aproxima-se do valor unitário. Neste caso o modelo de Slonczewski para a condutância de tunelamento tende ao modelo de Jullière (1975) (ver seção 3.1.1):

$$P = \frac{K^\uparrow - K^\downarrow}{K^\uparrow + K^\downarrow} \approx \frac{D^\uparrow(E_F) - D^\downarrow(E_F)}{D^\uparrow(E_F) + D^\downarrow(E_F)}, \quad (3.9)$$

representando uma boa aproximação para eletrodos descritos por bandas parabólicas.

Por outro lado, para MTJ com barreira de potencial baixa, o segundo termo à direita na equação 3.7 pode chegar a representar valores pequenos abrindo a possibilidade de uma dependência da TMR com a altura da barreira e inclusive inversão para barreiras com potencial muito baixo, pois o coeficiente de polarização efetivo inverte de sinal (ver seção 3.2.4).

Portanto, este modelo mostra uma dependência da TMR com a altura do potencial da barreira. O tratamento dado à interface eletrodo/barreira por este modelo é mais realístico que o dado pela teoria clássica de tunelamento. Embora não possa explicar efeitos de desordem na junção, justifica-se por mostrar pela primeira vez que a condutância de tunelamento depende da estrutura da interface eletrodo/barreira.

Slonczewski (1989) determinou a condutância de tunelamento como uma função angular (cosseno) do ângulo (α) entre os momentos magnéticos de ambos os eletrodos:

$$G(\alpha) = G_0 (1 + P_B P_C \cos(\alpha_{B,C})), \quad (3.10)$$

onde G_0 representa a condutância de tunelamento para baixas temperaturas, tensão aplicada perto do zero e $P_{B,C}$ o coeficiente de polarização para o eletrodo de baixo e de cima, respectivamente. Segundo esta relação, a MTJ comporta-se como um polarizador de spin da corrente de tunelamento conforme a magnetização de um eletrodo gira em relação à do outro. Assim, para MTJs com eletrodos de campos coercivos (H_c) diferentes e quando houver campo aplicado maior que o eletrodo com H_c menor, a magnetização deste segue a direção do campo aplicado enquanto a junção é girada. Isto muda gradualmente a orientação relativa da magnetização de ambos eletrodos. Portanto, a condutância de tunelamento muda como uma função do cosseno do ângulo (α), como pode ser observado na figura 3.3. Quando se trata de

um campo magnético aplicado maior que o H_c de ambos os eletrodos não há mudanças na condutância de tunelamento.

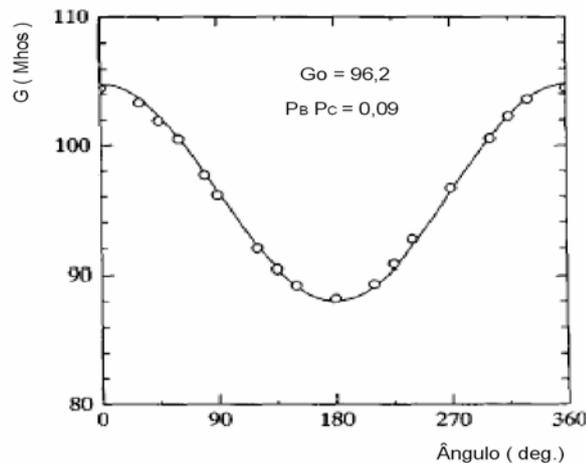


Figura 3.3: Condutância de tunelamento em função do ângulo α para uma MTJ com eletrodos de Fe (Miyazaki e Tezuka, 1995).

3.1.3 Modelo de J.M. MacLaren: A Junção Perfeita

MacLaren et al. (1997) estudaram o tunelamento dependente de spin (SDT em inglês) para MTJ constituída por dois eletrodos de Fe e uma barreira simples com o intuito de elucidar alguns aspectos dos modelos teóricos sobre a TMR.

O trabalho acima citado é baseado no regime de baixa tensão aplicada, conservação de spin e tunelamento coerente. O tunelamento coerente se dá quando o vetor de onda do elétron paralelo à barreira é conservado (K_{\parallel}) e isto acontece somente em interfaces perfeitas, onde não ocorre espalhamento difuso e o transporte é puramente balístico. Experimentalmente o tunelamento coerente acontece em barreiras crescidas de forma epitaxial e em tunelamento no vácuo. É claro que este não é o caso das barreiras amorfas de AlO_x , as quais apresentam estrutura de desordem, e são as mais usadas experimentalmente e também nesta tese. Estas barreiras são obtidas a partir da oxidação de uma camada metálica ultrafina de Al. Portanto, a

condutância de tunelamento pode ser expressa através da fórmula de Landauer-Buttiker (1988) que neste caso tem a seguinte forma analítica:

$$G = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \int d^2 K_{\parallel} T(K_{\parallel}), \quad (3.11)$$

onde a integral é considerada sobre a zona de Brillouin bidimensional e $T(K_{\parallel})$ é o coeficiente de transmissão.

O cálculo deste coeficiente depende do modelo usado para a descrição da MTJ. O primeiro modelo usado por MacLaren et al. é o modelo do elétron livre, supondo uma barreira de tunelamento retangular de espessura t . Para o caso de interesse, o coeficiente de transmissão é dado por:

$$T(K_{\parallel}) = \frac{16 K^{\uparrow} K^2 K^{\downarrow} \exp(-2tK)}{[K(K^{\uparrow} + K^{\downarrow})]^2 + (K^2 - K^{\uparrow} K^{\downarrow})^2}, \quad (3.12)$$

onde K^{\uparrow} e K^{\downarrow} representam o vetor de onda de Fermi para os elétrons de tunelamento com spin para cima e spin para baixo respectivamente em ambos eletrodos e expresso por:

$$K^{\uparrow} = \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) (E_F - V^{\uparrow}) - K_{\parallel}^2}, \quad K^{\downarrow} = \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) (E_F - V^{\downarrow}) - K_{\parallel}^2}, \quad (3.13)$$

onde K representa o vetor de onda dentro da barreira, sendo expresso por:

$$K = \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) (\varphi_0 - E_F) + K_{\parallel}^2}, \quad (3.14)$$

onde φ_0 é a altura da barreira de potencial ($\varphi_0 > E_F$), m a massa do elétron de tunelamento, E_F a energia no nível de Fermi, \hbar a constante de Planck e V^{\uparrow} (V^{\downarrow}) o potencial do elétron livre (V^{\uparrow} e $V^{\downarrow} < E_F$).

MacLaren et al. avaliaram numericamente a expressão analítica para a condutância (equação 3.11) em função do coeficiente de polarização de spin no nível de Fermi ($E_F = 6,8$ eV) para diferentes valores da altura do potencial e da espessura da barreira. Eles compararam o resultado obtido com o previsto pelo modelo de Jullière (1975) (seção 3.1.1) e Slonczewski

(1989) (seção 3.1.2). MacLaren et al. mostraram de forma clara que o modelo de Jullière não descreve exatamente a TMR para nenhuma das barreiras pesquisadas. No que diz respeito ao modelo de Slonczewski, foi constatado que este fornece uma boa descrição da TMR para barreiras espessas e com baixa altura de potencial, mas possui erros significativos para os demais tipos de barreira.

Mesmo que o modelo do elétron livre mostre resultados importantes para SDT, ele não pode fornecer uma descrição quantitativa da TMR já que seus resultados são sensíveis ao perfil da altura do potencial da barreira. Por outro lado, este modelo não considera estrutura eletrônica da banda dos eletrodos e da barreira, além das interfaces eletrodo/barreira. Portanto, só será possível chegar a conclusões quantitativas sobre MTJ se levarmos em consideração a estrutura eletrônica completa.

Assim, o segundo modelo usado por MacLaren et al. para um cálculo mais exato do SDT em MTJ é o de primeiros princípios. Este modelo é baseado na aproximação de densidade de spin localizado através da abordagem por camadas de Korringa–Kohn–Rostoker (ver MacLaren et al., 1990), e na fórmula de Landauer-Buttiker para a condutância. Neste segundo modelo, a barreira é considerada como sendo composta de esferas atômicas de potencial uniforme. Para este modelo, a TMR não mostra dependência com a espessura da barreira, mas sim com a altura do potencial. Este resultado é coerente com o modelo de Slonczewski (1989) e Tsymbal e Pettifor (1998) para barreiras fortemente desordenadas (seção 3.1.4), mas não com o modelo de Jullière. Além disso, os valores encontrados para a TMR são maiores que os observados experimentalmente e previstos por Jullière e Slonczewski. Portanto, MacLaren et al. concluíram que os modelos de Jullière e de elétrons livres não são apropriados para descrever o tunelamento em MTJ.

Considerando que uma MTJ realística possui um número grande de fatores de desordem (interdifusão, rugosidade, impurezas e defeitos) nos eletrodos, na barreira e nas interfaces, e

uma dependência exponencial com as propriedades da barreira (altura e espessura. Ver Lu et al. 1998), aponta-se que um modelo teórico realista deve incluir todos esses aspectos, além do cálculo de estruturas de bandas realistas.

3.1.4 Modelo de E. Tsymbal: A Barreira Fortemente Desordenada

Como visto nas formulações teóricas anteriores, os modelos de Jullière (1975) (seção 3.1.1), Slonczewski (1989) (seção 3.1.2) e MacLaren et al. (1997) (seção 3.1.3) para a TMR usualmente supõem sistemas periódicos perfeitos onde a corrente de tunelamento é distribuída homogeneamente através da junção túnel.

Está bem documentado que desordem (interdifusão, rugosidade, impurezas e defeitos) na barreira leva a estados eletrônicos localizados no “*gap*” do isolante (Knauer et al. 1977 e Halbritter, 1982). Em barreiras amorfas, usualmente utilizadas em experimentos de TMR e no desenvolvimento desta tese, obtidas a partir da oxidação de uma camada metálica ultrafina de Al, a estrutura de desordem pode facilmente gerar estados eletrônicos localizados no “*gap*” do isolante.

Tsymbal e Pettifor (1998) mostraram que a presença de desordem dentro da barreira tem um efeito marcante nos mecanismos de transporte eletrônico da MTJ. O modelo destes autores é baseado em eletrodos magnéticos semi-infinitos onde a estrutura de banda é descrita por um modelo “*tight-binding*”. O deslocamento em energia de uma banda em relação à outra (Δ), chamado de “*Exchange splitting*” (Exc. Spl. em inglês), é medido a partir do nível de Fermi.

A barreira também é representada por bandas com spin para cima e spin para baixo, mas não dependente de spin e deslocadas da energia de Fermi. Ambos, barreira e eletrodos

magnéticos possuem geometria cúbica com parâmetro de rede (a) com as camadas de átomos orientadas na direção (001).

A desordem é considerada distribuída uniformemente no espaço e é representada por uma variação randômica em energia ao redor de Δ .

Para o cálculo da condutância no espaço real de representação, foi usada a fórmula de Kubo e o espalhamento de elétrons devido à desordem foi considerado de forma exata (Mathon, 1997, Lee e Fisher, 1981 e Todorov, 1996). Tsymbal e Pettifor (1998) calcularam a média da condutância a partir de 10^4 configurações diferentes de desordem de modo a alcançar um valor aceitável do coeficiente de polarização de spin.

Numa primeira abordagem foram estudadas a dependência da condutância de tunelamento com o número de desordem (γ) e a espessura da barreira (t). No início a condutância apresenta um crescimento proporcional a γ e atinge um crescimento rápido a partir de um γ crítico (γ_{cri}) onde o número de estados eletrônicos próximos ao nível de Fermi aumentam significativamente e contribuem para o tunelamento. Posteriormente a condutância satura e começa a diminuir.

No regime fortemente desordenado, o estudo da condutância de tunelamento em função da espessura da barreira mostrou que poucas configurações de desordem contribuem para a condutância. Por outro lado, a altura efetiva do potencial da barreira diminui com o aumento da desordem e com o aumento da espessura da barreira. Portanto, para os sistemas fortemente desordenados a maior contribuição para a condutância vem de umas poucas configurações de desordem. Isso significa que a corrente de tunelamento na barreira se dá através de poucas regiões ou canais altamente condutores que interligam os dois eletrodos. Estes canais são caracterizados pela baixa altura do potencial da barreira (Cruz de Gracia et al. 2007a). Este resultado reforça a hipótese de concentração da corrente de tunelamento em alguns pontos, “*hot spots*”, ou regiões da barreira devido a flutuações da espessura do isolante em escala

atômica. As quais decorrem tanto da rugosidade nas interfaces de tunelamento quanto da sua propagação durante a deposição das camadas anteriores produto do crescimento colunar do filme (ondulações conformacionais).

Tsymbal e Pettifor, ao comparar seus resultados com dados experimentais publicados por Moodera et al. (1995), concluíram que a maioria das barreiras amorfas oxidadas (AlO_x) é fortemente desordenada.

Estes autores estudaram numa segunda abordagem a dependência do coeficiente de polarização de spin (P) com o número de desordem (γ) e a espessura da barreira (t). Para $\gamma \rightarrow 0$ os resultados mostram o valor máximo para P . Este valor máximo de P está relacionado com a condutância de tunelamento em sistemas periódicos perfeitos, tunelamento coerente, onde o vetor de onda do elétron paralelo à barreira é conservado ($K_{//}$). Isto acontece para interfaces perfeitas onde não há espalhamento difuso e o transporte é puramente balístico (Ver seção 3.1.3).

Interessante, mesmo, é que P diminui quando γ aumenta. Este resultado está relacionado com o fato de que elétrons propagando-se através da barreira sofrem perda da memória de spin, ou seja, o vetor de onda $K_{//}$ não é conservado devido aos processos múltiplos de espalhamento. Assim, a dependência da altura efetiva do potencial da barreira com a corrente polarizada (dependente de spin) diminui, gerando uma corrente não polarizada (não dependente de spin) (Halbritter, 1982). Conseqüentemente a TMR diminui seu valor (seção 3.2.1). Para valores ainda maiores de γ , P mostra a tendência a saturar assintoticamente, mas não chega a inverter seu sinal (o que representaria uma inversão da TMR).

No regime fortemente desordenado, o estudo de P em função da espessura da barreira mostrou que P diminui com o aumento de t devido aos processos de espalhamento múltiplos. Para valores ainda maiores de espessura, P tende a saturar assintoticamente e, mais uma vez, não chega a inverter seu sinal.

Portanto, a presença de estados eletrônicos localizados no “gap” do isolante, com características fortemente desordenadas, e com energias perto do nível de Fermi mostraram que a corrente de tunelamento aumenta consideravelmente sendo que a TMR diminui com a tensão aplicada (Bratkovsky, 1997).

A figura 3.4A é uma representação esquemática de um diagrama de energia para uma barreira de potencial assimétrica (ϕ_1 e ϕ_2) e espessura t entre dois eletrodos magnéticos de diferente função trabalho.

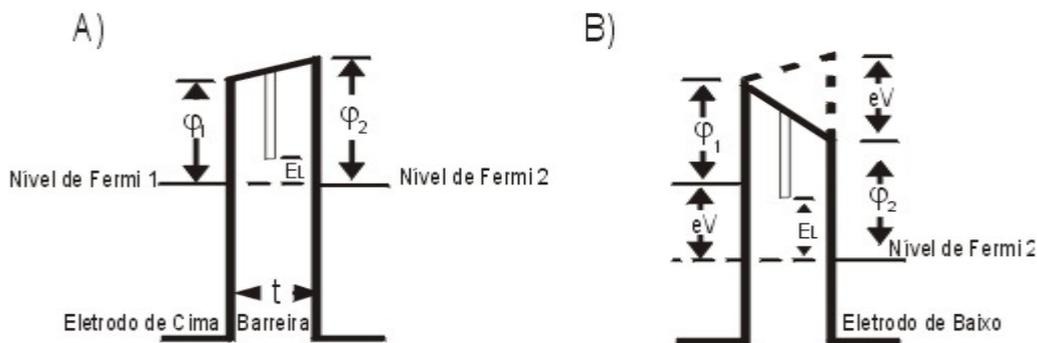


Figura 3.4: Diagrama de energia para uma barreira de potencial trapezoidal (ϕ_1 e ϕ_2) onde se mostra a presença de estados eletrônicos localizados no “gap” do isolante (E_L) acima do nível de Fermi (E_{F1}) para $eV \approx 0$ (A) e por baixo para $eV > E_L - E_{F2}$ (B).

Pode-se observar que para estados eletrônicos localizados no “gap” do isolante com energia (E_L) acima do nível de Fermi (E_{F1} e E_{F2}), a TMR será positiva e diminuirá seu valor para tensões diferentes de zero, como geralmente acontece.

Tsymbal et al. (2003b), não só desenvolveram um modelo teórico como também mostraram experimentalmente que no caso de nanojunções (área geométrica menor que $1 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$) e com E_L perto da energia de Fermi, é possível obter valores negativos para a TMR em função da tensão aplicada (V). Este é o chamado tunelamento ressonante onde a presença de estados eletrônicos localizados no “gap” do isolante nós leva a uma inversão da TMR. Segundo o modelo do Tsymbal et al., quando $eV > E_L - E_{F2}$ a contribuição de elétrons tunelando através dos estados eletrônicos, figura 3.4B, pode inverter a TMR.

3.2 Dependência da magnetorresistência túnel com a tensão aplicada

Para aplicações tecnológicas é muito importante elucidar o comportamento da magnetorresistência túnel (TMR) com a tensão aplicada. Algumas tentativas bem sucedidas têm sido realizadas recentemente para explicar esta dependência, mas o assunto ainda não está completamente entendido. Portanto, não há ainda uma teoria completa.

Nesta seção são descritos os modelos fenomenológicos e teóricos mais relevantes. O modelo da corrente de tunelamento não dependente de spin está na seção 3.2.1. O modelo de excitação de mágnons por elétrons que incidem na interface eletrodo/barreira se encontra na seção 3.2.2. A importância da estrutura de banda completa dos eletrodos, e não somente da DOS, na seção 3.2.3.

Embora o modelo de elétrons livres de condução (bandas parabólicas) para os eletrodos magnéticos seja simples, ele pode enquadrar os aspectos mais relevantes da física envolvida na MTJ. A seção 3.2.4 aborda o modelo teórico que comporta a inversão da TMR descoberta neste trabalho e que pode ser atribuído aos efeitos de baixa altura do potencial da barreira.

Para determinar a dependência da TMR com elevada tensão aplicada e estrutura de banda realista seria necessário generalizar a fórmula de Landauer-Buttiker, 1988 usando o formalismo de não equilíbrio de Keldysh (1965) e Caroli et al. (1971), mas tal cálculo não foi ainda realizado.

3.2.1 Corrente de Tunelamento não Dependente de Spin

Existem fortes evidências experimentais mostrando que defeitos presentes em densidades significativas na barreira provocam uma diminuição da TMR com a tensão

aplicada. As barreiras amorfas oxidadas como as usadas nesta tese (AlO_x), obtidas a partir da oxidação de uma camada metálica ultrafina de Al, estão inseridas nesta realidade. Para este tipo de MTJ com barreira amorfa e forte dependência em temperatura, os elétrons de tunelamento sofrem múltiplos processos de espalhamento (ver seção 3.1.4), os chamados estados eletrônicos localizados no “*gap*” do isolante, criando assim correntes de tunelamento não polarizada (não dependente de spin), as quais não contribuem para a TMR (Halbritter, 1982). Portanto, a TMR tem os seus valores reduzidos e pode ser expressa por:

$$\text{TMR} = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} \frac{1}{1 + (I_2 / I_{AP})}, \quad (3.15)$$

onde I_2 representa a corrente de tunelamento não dependente de spin, I_P e I_{AP} as correntes de tunelamento dependente de spin para eletrodos com momentos magnéticos paralelos e antiparalelos, respectivamente. O primeiro termo à direita na equação 3.15 representa a contribuição do modelo de Jullière (1975) (seção 3.1.1). O segundo termo representa a contribuição da corrente de tunelamento não dependente de spin. Se a corrente de tunelamento na junção é majoritariamente não dependente de spin a magnitude da TMR diminui.

Zhang e White (1998) desenvolveram um modelo fenomenológico para estudar a dependência da TMR com a tensão aplicada e a temperatura tendo como hipótese a distribuição uniforme, espacial e energética, dos estados com defeitos na barreira. A figura 3.5 mostra um diagrama esquemático para defeitos distribuídos uniformemente ao longo da barreira.

A função de distribuição de energia dos estados com defeitos é dada pela função de Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E_C - E) / K_B T_{eff}]}, \quad (3.16)$$

onde E representa a energia do estado com defeito, E_C a energia na banda de condução (borda) da barreira, K_B a constante de Boltzmann e T_{eff} a temperatura efetiva da barreira.

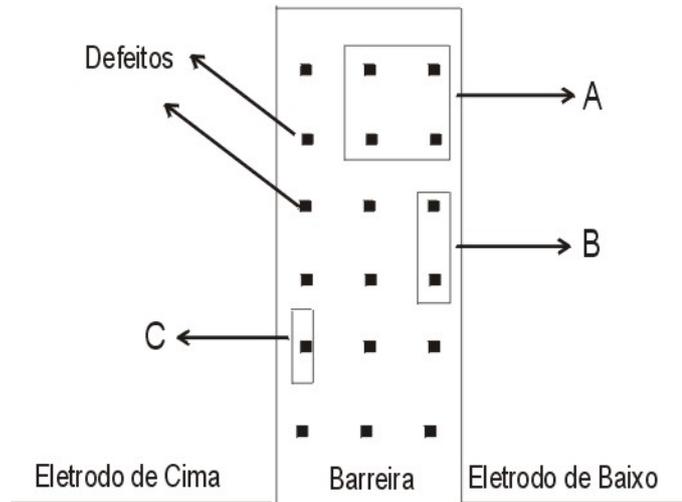


Figura 3.5: Defeitos distribuídos uniformemente no espaço ao longo da barreira isolante. Junções com áreas nominais maiores (A) possuem mais chances de conter defeitos do que junções com áreas menores (B ou C).

Como sugere a equação 3.16, com o aumento da energia (aumento da tensão aplicada), a densidade de estados com defeitos aumenta exponencialmente. Portanto, a corrente de tunelamento não dependente de spin aumenta e rapidamente pode ser maior que a corrente de tunelamento dependente de spin. Conseqüentemente a TMR diminui. Zhang e White encontraram:

$$K_B T_{eff} = 0.2 \text{ eV} ,$$

o que indica uma elevada temperatura efetiva da barreira já que esta é função da tensão aplicada e da temperatura de medida, tendo como conseqüência, provavelmente, a presença de elétrons de tunelamento com energia acima do nível de Fermi (“*hot electrons*”).

O ajuste do modelo aos dados experimentais mostra uma boa descrição da corrente de tunelamento não dependente de spin. Assim, este modelo fenomenológico explica a forte dependência da TMR com a tensão aplicada através da razão entre a corrente não dependente de spin e a dependente de spin. Observa-se na figura 3.6 a dependência da TMR à temperatura

ambiente com a tensão aplicada para uma junção de Py/AlO_x/Co depositada em nossos laboratórios.

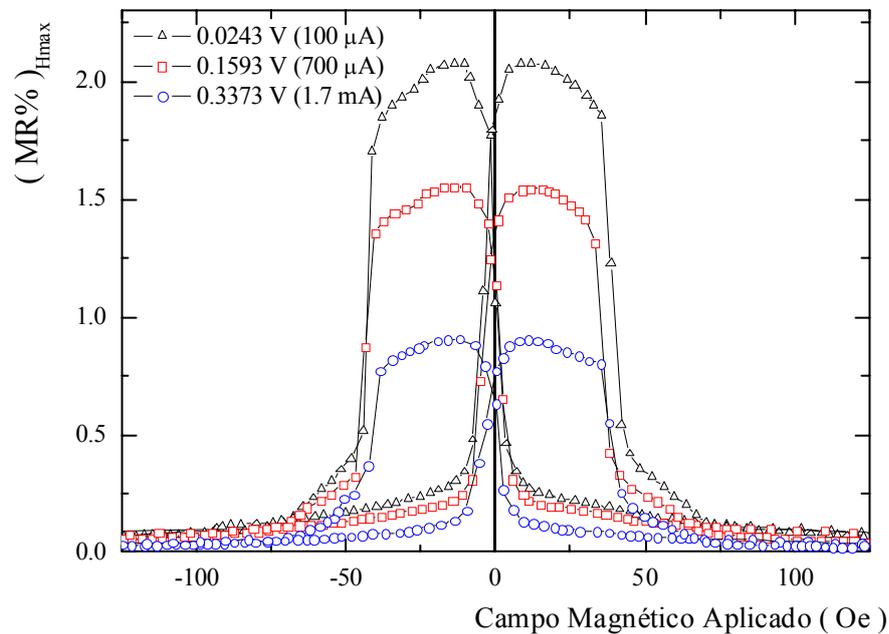


Figura 3.6: Magnetorresistência túnel para medidas realizadas a diferentes tensões aplicadas. Todas as medidas realizadas à temperatura ambiente.

3.2.2 Excitação de Mágns

A figura 3.7 mostra a condutância dinâmica ($G = dI/dV$) em função da tensão aplicada medida em temperatura ambiente e a 1 K para a configuração paralela (P) e antiparalela (AP) dos momentos magnéticos dos eletrodos (Moodera et al. 1998). As curvas são parabólicas e assimétricas com relação ao zero de tensão aplicada sendo que a configuração paralela mostra-se mais assimétrica para ambas temperaturas.

Na região de tensão muito baixa, 0 até 20 mV, a condutância muda levemente com a tensão aplicada, caracterizando-se por um comportamento ôhmico. Para a região de tensão baixa (20 a 200 mV) a condutância aumenta rapidamente e de forma parabólica, caracterizando-se por um comportamento não linear. Esta última região é chamada de anomalia da tensão zero (Zhang et al. 1997ab). A escala de energia envolvida na anomalia de

tensão zero é da mesma ordem de grandeza que as excitações magnéticas (aproximadamente a temperatura de Curie). É exatamente nessa região que Zhang et al. propuseram um modelo teórico para explicar a diminuição da TMR com a tensão aplicada e, é claro, o efeito de anomalia da tensão zero.

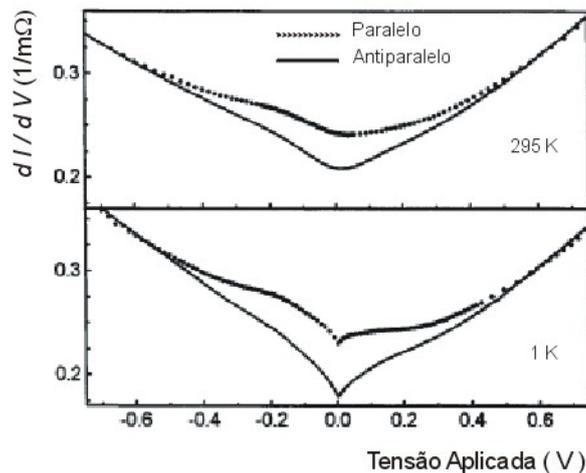


Figura 3.7: Condutância dinâmica, calculada a partir de uma curva de $I-V$, em função da tensão aplicada para $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} / \text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Co}$ (Moodera et al. 1998).

Segundo este modelo os elétrons de tunelamento com energia acima do nível de Fermi (“*hot electrons*”), devido ao aumento da tensão aplicada, produzem excitações coletivas dos spins locais (mágnons) na interface barreira/eletrodo sendo parcialmente responsáveis pela diminuição da TMR e do efeito de anomalia da tensão zero.

Como os mágnons são quase-partículas de spin 1, a criação e aniquilação de um mágnon durante a colisão com um elétron inverte o spin do elétron e este acabará tunelando no outro eletrodo. Este processo de espalhamento inelástico por inversão de spin aumenta diretamente com a tensão aplicada, sendo que a DOS para elétrons com spin para cima e spin para baixo também é invertida para todos os elétrons que foram espalhados em colisão com mágnons (Moodera et al. 1999). Finalmente, a TMR total, soma da contribuição da corrente de tunelamento dependente e não dependente de spin, diminui com o aumento da tensão aplicada.

A figura 3.8 mostra uma curva típica de TMR em função do campo magnético aplicado para uma junção de Py/AlO_x/Co por nós depositada. No presente caso, a diminuição da TMR com a tensão aplicada não é devida unicamente à contribuição de mágnons.

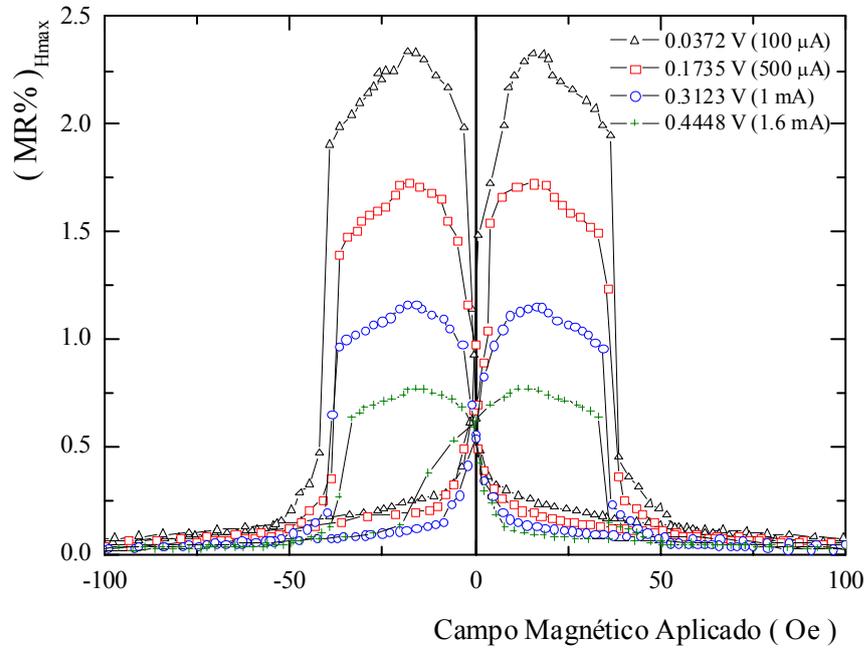


Figura 3.8: Magnetorresistência túnel para medidas realizadas para diferentes tensões aplicadas. Todas as medidas realizadas à temperatura ambiente.

O modelo foi posteriormente elaborado por Han et al. (2001), onde mostraram que a TMR diminui com o aumento da temperatura na faixa de 4,2 K até 300 K, correspondente a uma energia de 0,36 meV. Provavelmente essa contribuição é devida, em parte, à excitação de mágnons. Lu et al. (1998), também encontraram resultado parecido. A figura 3.9 mostra a TMR para uma junção de Py/AlO_x/Co (depositada em nossos laboratórios) medida a diferentes temperaturas. Observa-se a diminuição da TMR com o aumento da temperatura.

Simmons (1963d) expressa a corrente de tunelamento para a região de anomalia a tensão zero (baixa tensão) como;

$$I = \alpha (V + \gamma V^3) . \tag{3.17}$$

onde α e γ representam duas constantes. Portanto, a condutância dinâmica em função da tensão aplicada possui uma forma parabólica, como aparece na figura 3.7. Por outro lado, a

derivada da condutância dinâmica (dI^2/dV^2) em função da tensão aplicada possui uma relação linear.

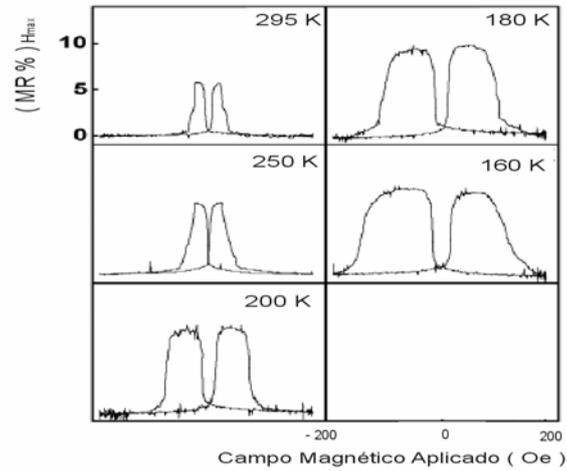


Figura 3.9: Magnetorresistência túnel para medidas realizadas a diferentes temperaturas. Medidas realizadas na região de baixa tensão aplicada (Dorneles, 2003).

A técnica de espectroscopia de tunelamento inelástico de elétrons (IETS) consiste em comparar a derivada da condutância dinâmica de tunelamento com a DOS realística dos mágnons da barreira. Com este método é possível elucidar a influência da DOS da barreira e os processos de espalhamento inelástico sobre a condutância e sua dependência com a tensão aplicada (Tsui et al. 1971).

A figura 3.10 mostra a derivada da condutância em função da tensão aplicada para diferentes temperaturas. Em temperatura ambiente aparece um pico para ± 100 mV sendo que para 77 K este está mais bem definido. Finalmente, a 1 K aparece um pico muito bem definido a ± 17 mV (Moodera et al., 1998). Os autores identificam esses picos, na região de anomalia zero, como sendo atribuídos à excitação de mágnons gerados durante o processo de tunelamento.

A mesma técnica foi usada com sucesso recentemente por Matsumoto et al. (2006), para mostrar que em MTJ com barreira cristalina de MgO (001) e eletrodos de CoFeB a excitação de mágnons é o processo dominante para a redução da TMR com a tensão aplicada.

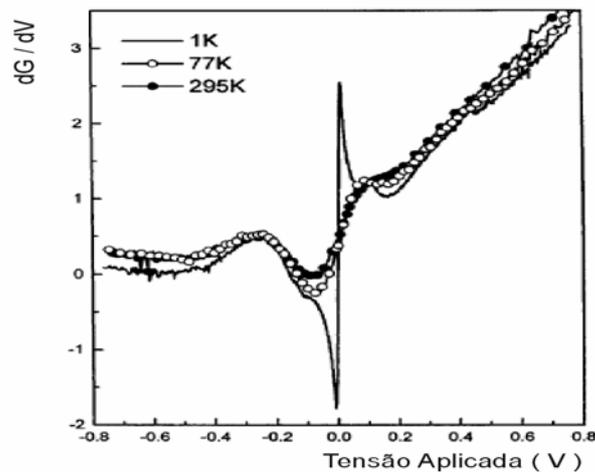


Figura 3.10: Espectro de IETS para uma junção de Py/Al₂O₃ / Co. Medida realizada à diferentes temperaturas. Não foi aplicado campo magnético. (Moodera et al. 1998).

3.2.3 Magnetorresistência Túnel no Vácuo

Wulfhekel et al. (2002) estudaram o efeito da TMR através de ultra alto vácuo como barreira ($5,0 \times 10^{-11}$ mbar), usando microscopia de tunelamento por varredura de spin polarizado (Sp-STM). Um cristal massivo de Co (0001) foi utilizado como eletrodo e a ponta magnética (Co amorfo) do microscópio seria o outro eletrodo. O objetivo da pesquisa foi estudar os limites do modelo de Jullière (1975), seção 3.1.1, e a dependência da TMR com a tensão aplicada numa barreira tão simples e perfeita quanto o vácuo.

Mantendo a tensão aplicada constante e para pequenas separações entre a amostra e a ponta ($4,5 \text{ \AA}$), encontraram que a TMR mostra dependência com a altura do potencial da barreira. Este resultado valida o modelo de Slonczewski (1989), seção 3.1.2, mas não o modelo de Jullière, pois segundo este último modelo a TMR não depende de forma explícita nem implícita da barreira, mas sim da DOS de ambos eletrodos.

Para o caso de separações maiores, e mantendo os mesmos parâmetros, a TMR mostra-se independente da altura do potencial da barreira e dependente da DOS validando assim o modelo de Jullière.

Interessante mesmo é o comportamento da TMR com a tensão aplicada. Diferente da junção planar, no vácuo a TMR mostra-se independente da tensão aplicada inclusive para valores de até $\pm 0,9$ V. Portanto, este resultado mostra que mecanismos como criação de mágnons nas interfaces (Zhang, 1997A), mudanças na DOS (de Teresa et al. 1999) e espalhamento de spin nas interfaces (Moodera et al. 1998) não explicam a forte dependência da TMR com a tensão aplicada, pois estes mecanismos estão presentes em ambos os tipos de barreira. Assim, a origem da forte dependência da TMR com a tensão aplicada para a junção planar ainda permanece em aberto.

Baseado nos resultados de Wulfhekel et al. (2002), podemos concluir que devemos levar em consideração a estrutura de banda completa dos eletrodos e não somente a DOS no nível de Fermi. A importância da dependência em energia da DOS foi levada em conta por Le Clair et al. (2002) e Xiang et al. (2002), pois aumentando a tensão aplicada, aumenta a condutância já que a tensão desloca o nível de Fermi de um eletrodo com respeito ao outro, modificando a população de estados para tunelamento. Isto provoca um decréscimo no coeficiente de polarização efetivo de spin e na altura do potencial efetivo da barreira permitindo mais estados disponíveis para o tunelamento. Portanto, uma dependência em energia da DOS nos leva a uma dependência na TMR.

Considerando que o mecanismo de estados eletrônicos localizados no “*gap*” do isolante (ver seções 3.1.4 e 3.2.1) não está presente em junções com barreira perfeita (vácuo) e sim em junções planares (barreiras amorfas) conclui-se que este mecanismo pode ter uma maior contribuição na dependência da TMR com a tensão aplicada para este último tipo de junção (Zhang e White, 1998).

3.2.4 Baixa Altura do Potencial da Barreira

Mesmo que tenham hipóteses diferentes, ambos os modelos, Tsymbal e Pettifor (1998), seção 3.1.4, e Zhang e White (1998), seção 3.2.1, abordam o comportamento da TMR com a tensão aplicada para MTJ e com barreiras amorfas através do conceito de estados eletrônicos no “*gap*” do isolante. Nenhum destes dois modelos suporta, no entanto, a possibilidade de inversão da TMR. Entretanto, o modelo de Tsymbal et al. (2003b) abre a possibilidade de obtermos valores negativos para a TMR em função da tensão aplicada para o caso de estados localizados no “*gap*” do isolante perto do nível de Fermi de ambos os eletrodos (tunelamento ressonante).

A inversão da TMR descoberta neste trabalho de tese para o caso de junção planar pode ser discutida no contexto da teoria de Li et al. (2004a) para a região de tensão intermediária ($0 \leq V \leq \varphi_2$). Esta teoria é uma extensão do modelo de Slonczewski (1989), seção 3.1.2, para o caso de tensão aplicada finita ($V \neq 0$) e barreira de potencial trapezoidal ($\varphi_2 \neq \varphi_1$) onde φ é uma função que depende da posição (x) e da tensão ($\varphi(x, V)$). No contexto deste modelo a inversão da TMR é atribuída preferencialmente à baixa altura do potencial da barreira e ao coeficiente de transmissão, e não à contribuição da DOS em ambos os eletrodos. Esta inversão se origina da coerência quântica onde eletrodo e barreira são tratados como uma entidade completa, quanticamente integrada e não composta por unidades independentes. A teoria é válida para baixa temperatura ($T \rightarrow 0$ K).

Li et al. consideram uma junção com eletrodos do mesmo material descrito pelo modelo de elétrons livres (bandas parabólicas) e uma barreira isolante não magnética com elétrons de tunelamento representados pela função de onda WKB onde o efeito da massa efetiva não é levado em conta.

A solução aproximada para a equação de Schrodinger é obtida quando as funções de onda para o elétron de tunelamento, junto com suas derivadas, tanto para os eletrodos (ondas planas) como para a barreira (ondas WKB), são igualadas em ambos os lados da interface eletrodo/barreira. Este procedimento dá origem à coerência quântica. Portanto, o coeficiente de transmissão pode ser expresso por:

$$T_{\sigma_B, \sigma_C} = \frac{16 K_{\sigma_B} K_{\sigma_C} K_B K_C}{(K_B^2 + K_{\sigma_B}^2)(K_C^2 + K_{\sigma_C}^2)} \exp \left[-2 \int_0^t K(E_x, X, V) dx \right], \quad (3.18)$$

onde K_{σ_B, σ_C} representam o vetor de onda de Fermi sendo que σ_B corresponde à orientação de spin \uparrow, \downarrow , respectivamente, para o eletrodo de baixo, e σ_C para o eletrodo de cima. Além disso, o vetor de onda da barreira nas interfaces eletrodo de cima/barreira e eletrodo de baixo/barreira, respectivamente é expresso por:

$$K_C(E_x) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\varphi_1 - E_x}, \quad (3.19)$$

$$K_B(E_x, V) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\varphi_2 - eV - E_x}, \quad (3.20)$$

onde $\varphi_{2, 1}$ representa a altura da barreira de potencial nas interfaces eletrodo/barreira para o eletrodo de baixo e de cima, respectivamente, E_x a energia do elétron de tunelamento correspondente à parte longitudinal, m a massa do elétron (o efeito de massa efetiva é desprezado) e t a espessura da barreira. Por último, o vetor de onda dos elétrons de tunelamento dentro da barreira é expresso por:

$$K(E_x, X, V) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\varphi_1 + \frac{x}{t} (\varphi_2 - \varphi_1 - eV) - E_x}, \quad (3.21)$$

O coeficiente de transmissão descrito pela equação 3.18 apresenta uma forte dependência exponencial decrescente com a altura da barreira, a tensão aplicada e a energia E_x através do vetor de onda da barreira dado pela equação 3.21. Assim, estas variáveis possuem um papel importante no comportamento da TMR e da corrente de tunelamento.

No contexto desta teoria a TMR pode ser expressa por:

$$\text{TMR} \propto \sum_{k_l} \int_{-\infty}^{+\infty} dE_x A(E_x, V) D(E_x, V) \exp \left[-2 \int_0^t K(E_x, X, V) dx \right] [f(E) - f(E - eV)], \quad (3.22)$$

onde a somatória sobre k_l representa a contribuição da parte lateral (no plano) do hamiltoniano, E a energia total dos elétrons de tunelamento e $f(E)$ a função de distribuição de Fermi (Li et al. 2004b).

O fator $A(E_x, V)$ é a contribuição da DOS, sempre positiva não importando o valor da tensão aplicada. Portanto, este não contribui para a inversão da TMR.

O fator de coerência quântica, $D(E_x, V)$, é expresso por:

$$D(E_x, V) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) \left[(\varphi_2 - E_x - eV) - \sqrt{(E_x + eV)^2 - \Delta^2} \right], \quad (3.23)$$

onde Δ representa a metade do deslocamento em termos de energia de uma banda com respeito à outra para os eletrodos magnéticos (Exc. Spl.). O primeiro termo à direita na equação 3.23 é a contribuição da altura do potencial da barreira e o segundo termo é a contribuição do coeficiente de transmissão. O primeiro termo diminui com o aumento da tensão aplicada e o segundo aumenta. Assim, o fator de coerência quântica é uma função decrescente de V , apresentando uma forte dependência com a energia, podendo inverter de sinal quando a tensão aplicada for além de um valor crítico (V_{cri}) e a barreira de potencial for o suficientemente baixa.

Portanto, o único termo da equação 3.22 capaz de diminuir e inverter a TMR devido à tensão aplicada é o fator de coerência quântica. Este efeito deve-se preferencialmente à baixa altura do potencial da barreira e ao coeficiente de transmissão e não à contribuição da DOS.

Considerando o efeito da massa efetiva do elétron de tunelamento e usando funções de onda Airy (Merzbacher, 1998 e Fromhold, 1981) como solução aproximada para a equação de Schrodinger, ao invés das ondas WKB, Ren et al. (2005), mostraram que o decréscimo e a

inversão da TMR acontecem na região de tensão aplicada intermediária, como previsto por Li et al. 2004a,b.

Para a região de alta tensão (fora da região de valores experimentais) a TMR deve apresentar um comportamento oscilatório. Este fenômeno é atribuído aos elétrons de tunelamento perto do nível de Fermi que entram na banda de condução da barreira e são refletidos pelas interfaces eletrodos/barreira. Como resultado da interferência das ondas incidentes e refletidas a TMR deve oscilar entre valores positivos e negativos com a tensão aplicada. Os altos valores de tensões envolvidos provocam o rompimento do dielétrico antes que a oscilação possa ser observada experimentalmente.

A figura 3.11 mostra o resultado numérico para a TMR como função da tensão aplicada para três junções diferentes (A, B e C) em ambas as regiões de tensão (intermediária e alta). A Curva A representa a junção com maior altura da barreira e menor massa (m_B), a curva B representa uma junção com altura de barreira menor e maior massa (m_B), a curva C representa uma junção com a menor altura da barreira e a maior massa (m_B), onde m_B representa a massa efetiva do elétron de tunelamento dentro da barreira.

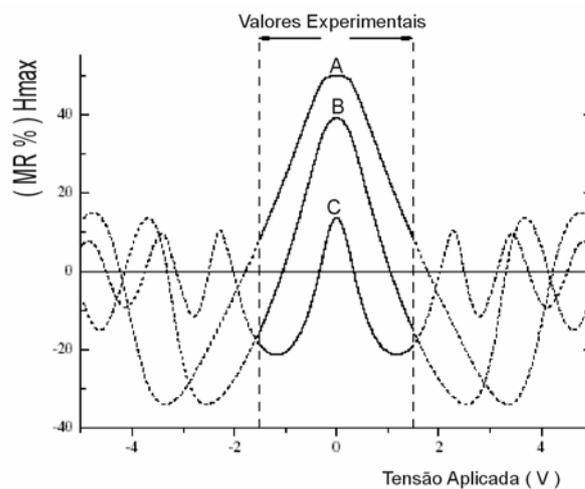


Figura 3.11: Curvas de TMR em função da tensão aplicada para três diferentes junções. Curva A corresponde para $K_F^2 / K_{F\uparrow}^2 = 0,50$ (altura relativa da barreira) e $m_B/m_E=0,4$, curva B para $K_F^2 / K_{F\uparrow}^2 = 0,40$ e $m_B/m_E=0,6$, e curva C para $K_F^2 / K_{F\uparrow}^2 = 0,23$ e $m_B/m_E=1$. Os outros parâmetros são $E_{F\uparrow} = 5$ eV (energia de Fermi para elétrons com spin para cima), $K_{F\downarrow} / K_{F\uparrow} = 0,22$ (razão dos vetores de onda de Fermi para spin de bandas diferentes) e $t = 20$ Å (Ren et al. 2005).

Para a curva C a TMR decresce rapidamente, chegando a zero para a tensão V_{cri} , além de esta tensão inverter seu sinal e atingir seu valor mínimo na tensão (V_{min}) e para a região além dos valores experimentais começar a oscilar. Tais características concordam com os resultados experimentais obtidos por Sharma et al. (1999) para uma junção com barreira de Ta_2O_5 ($\varphi = 0,4$ eV).

Em contraste com a curva C, a TMR para a curva A decresce monotonicamente com a tensão aplicada e permanece positiva até atingir a tensão de rompimento do dielétrico. Este resultado pode ser usado para explicar curvas experimentais de junções com barreira de Al_2O_3 altas ($\varphi = 2,0$ eV) e massa efetiva muito menor que a de Ta_2O_5 . Esta é a razão pela qual geralmente junção com barreira de Al_2O_3 não apresenta inversão da TMR dentro da região de valores experimentais.

Em contraste com as curvas A e C, a TMR para a curva B chega a mostrar inversão, mas não atinge seu mínimo para tensões dentro dos valores experimentais. Junções com barreira de $AlOx/ZrOx$ mostram este comportamento (Sheng et al. 2004). É precisamente este resultado teórico que serviu como motivação para nosso trabalho de pesquisa.

Podemos concluir da figura 3.11 que, para observarmos experimentalmente inversão e inclusive a oscilação da TMR com a tensão aplicada, é necessário junções com menor altura de barreira e maior razão m_B/m_E (m_E representa a massa efetiva do elétron no eletrodo). Isto também garante valores menores de V_{cri} .

Capítulo 4: Resultados e discussão

O primeiro resultado apresentado, interpretado e discutido, diz respeito à dependência da TMR com a tensão aplicada para barreiras com baixa altura do potencial.

O segundo e último resultado abordado é o crescimento exponencial da resistência de tunelamento com o aumento da espessura da barreira. Isto é feito realizando ajustes às curvas $I-V$ experimentais, medidas à temperatura ambiente com os modelos de Simmons (1963b,c), Simmons (1964) e Chow (1965).

4.1 Junção túnel magnética

Levando em consideração que a MTJ em sua forma mais simples consiste de uma tricamada, dois eletrodos magnéticos separados por um espaçador isolante fino, para que a produção de amostras seja bem sucedida, é importante determinar os parâmetros de deposição. Portanto, o objetivo do sistema (SiO_2/Fe) foi a caracterização estrutural da morfologia geral das multicamadas para a determinação dos parâmetros de deposição em MTJ, de modo a contornarmos a possibilidade de curto circuito entre os eletrodos devido à rugosidade (acoplamento magnetostático).

Por outro lado, barreiras rugosas são responsáveis por acoplamentos magnetostáticos do tipo de Néel e por curto-circuito dos eletrodos (“*pinhole*”). O acoplamento de Néel é devido à propagação da rugosidade durante a deposição do resto das camadas, sendo que as interfaces entram em fase com comportamento senoidal, originando um alinhamento paralelo dos momentos magnéticos de ambos eletrodos (Néel, 1962a,b). Estes acoplamentos são altamente dependentes da estrutura, espessura e parâmetros de deposição, sendo significativos no caso das MTJs devido à proximidade dos eletrodos.

A figura 4.1 mostra uma micrografia em vista transversal obtida por TEM (200 keV de energia). A micrografia explicita uma excelente morfologia geral das multicamadas onde se percebe uma boa planaridade e reprodutibilidade das camadas de Fe e dos espaçadores de SiO₂. Observamos camadas do material de Fe (contraste cinza escuro) igualmente espaçadas e alternadas com camadas do material isolante SiO₂ (cinza claro). A micrografia sugere que a camada de Fe seja granular e que eventualmente estejam ocorrendo alguns “*curtos*” entre as camadas de SiO₂ (ver área assinalada na figura 4.1). Também, é possível que o aparente curto fosse devido a uma diferença de contraste vindo de grãos diferentemente orientados.

A micrografia, no entanto, não deixa claro o grau de descontinuidade das camadas de Fe. Para podermos afirmar a ocorrência de descontinuidades seria recomendável realizar medidas de TEM de alta resolução de maneira a analisar individualmente as camadas de Fe. No entanto, é de esperar que, para uma espessura de 25 Å, o Fe comece a formar ligações parciais entre os grãos de uma mesma camada, originando descontinuidades.

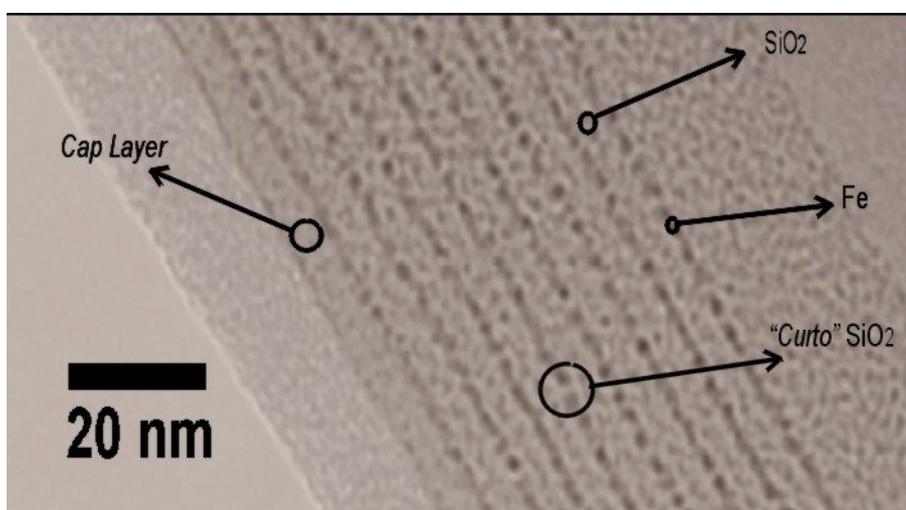


Figura 4.1: Micrografia em vista transversal para o sistema [SiO₂(41)/Fe(25)]...x 8 com aumento de 250k vezes depositado à temperatura ambiente. Os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Por outro lado, este resultado também mostra que os parâmetros de deposição especificados na tabela 2.2 da seção 2.2.2 são tais que garantem uma estrutura periódica das

camadas SiO₂/Fe e não comprometem significativamente a qualidade do material isolante (barreira de tunelamento).

Uma vez encontrados os parâmetros de deposição adequados, os quais garantem uma boa resposta magnetorresistiva das amostras, temos a possibilidade de estudar fenômenos físicos decorrentes do SDT em MTJ. Para isso, em sistemas de válvula de spin não acoplados, é possível controlar o alinhamento dos momentos magnéticos através da resposta magnética dos eletrodos. Existem três maneiras básicas para depositar eletrodos com comportamento magnético diferenciado:

1. Aquecendo um dos eletrodos;
2. Induzindo uma anisotropia magnética;
3. Materiais com campo coercivo diferente;

Nesta tese, o alinhamento dos momentos magnéticos dos eletrodos é controlado através de materiais com campos coercivos diferentes (depositados a partir de materiais diferentes) e induzindo uma anisotropia magnética (eixo preferencial de magnetização. Ver seção 2.2.3).

4.1.1 Curvas de magnetorresistência túnel

Em sistemas de válvula de spin não acoplados, onde o controle do alinhamento antiparalelo dos momentos magnéticos para baixo campo aplicado é devido a campos coercivos diferentes (H_c), é importante que os valores dos campos sejam significativamente diferentes de modo a girar a magnetização dos eletrodos seqüencialmente. O comportamento magnetorresistivo e a resposta magnética da MTJ ficam comprometidos para valores de campos coercivos próximos, refletindo-se num alinhamento antiparalelo parcial.

A figura 4.2 mostra uma curva de magnetização (M-H) que corresponde a uma MTJ com eletrodos de campos coercivos diferentes (depositados a partir de materiais diferentes

$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e Co) onde foi induzida uma anisotropia uniaxial (eixo preferencial de magnetização, seção 2.2.3) aumentando a sensibilidade no controle do alinhamento antiparalelo dos momentos magnéticos para baixo campo aplicado.

Observa-se a existência de duas regiões magnéticas diferentes e bem definidas, sendo que o processo de magnetização é devido ao campo coercivo do $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e Co.

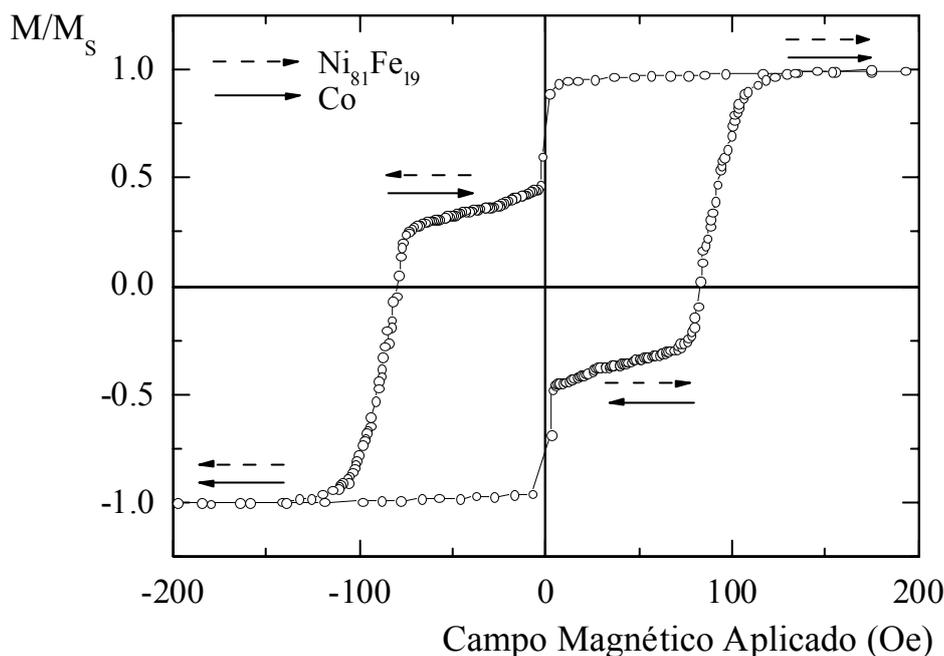


Figura 4.2: Curva de histerese magnética para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(13) + O_2 (90 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Barreira de tunelamento depositada a partir da oxidação de um filme metálico fino de Al exposto a uma descarga elétrica DC em atmosfera de oxigênio. Campo magnético aplicado paralelo ao eixo fácil (eletrodo de cima). Medida realizada à temperatura ambiente e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Para campos magnéticos aplicados de ± 150 Oe, os eletrodos têm seus momentos magnéticos paralelos e alinhados na direção do campo, sendo representados pelas setas na figura. A outra região magnética corresponde a campos aplicados de ± 50 Oe, onde os eletrodos têm seus momentos magnéticos antiparalelos e alinhados na direção do campo aplicado. Portanto, a camada magneticamente macia, $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ($H_c \approx 0,5$ Oe), gira seus momentos magnéticos antes da camada mais dura, Co, aumentando a sensibilidade no controle do alinhamento antiparalelo dos momentos magnéticos para baixo campo aplicado.

Assim, quando numa MTJ é aplicado um campo magnético externo, os eletrodos giram seus momentos magnéticos conforme o valor do campo coercivo, definindo duas regiões magnéticas diferentes e bem definidas.

O aparecimento do alinhamento antiparalelo para baixo campo aplicado (degraus) sugere que, para barreiras de tunelamento de AlOx com espessura de aproximadamente 20 Å, embora seja uma barreira fina (5 vezes o parâmetro de rede do Al), não existe acoplamento por “*pinhole*” entre os eletrodos capaz de prejudicar a resposta magnética. Portanto, os eletrodos mantêm-se isolados eletricamente.

Desta forma, a barreira de AlOx é capaz de suportar o choque térmico durante a deposição do eletrodo de cima evitando a difusão do material ferromagnético. De outro ponto de vista, este resultado indica que a função trabalho, raio atômico e energia cinética dos átomos do eletrodo de cima não favorecem sua difusão na barreira (Handy, 1962). Barreiras finas são importantes porque favorecem o efeito túnel e evitam a perda de memória de spin (“*spin flip*”), pois a condutividade de tunelamento decai exponencialmente com a espessura. Assim, podemos concluir que estamos de posse do “*know how*” para depositar barreiras de AlOx com propriedades elétricas e magnéticas adequadas para o estudo do tunelamento dependente de spin em MTJs²³.

A figura 4.3 mostra uma curva de magnetização (M-H) e da resistência da barreira de tunelamento em função do campo magnético aplicado para uma MTJ de Py/AlOx(45 s)/Co. É possível observar que a resposta magnética e a resposta magnetorresistiva evidenciam o comportamento de válvula magnética para a MTJ.

O modelo de Jullière (1975), apresentado na seção 3.1.1, relaciona a curva de M-H com a curva de TMR-H. Para Jullière, a probabilidade e a corrente de tunelamento é máxima

²³ Janice Nickel. Comunicação privada. Thin Film Department. Hewlett Packard Laboratories. Palo Alto, California. USA.

(mínima) quando ambos eletrodos têm seus momentos magnético na configuração paralela (antiparalela) sendo que a resistência da barreira é mínima (máxima).

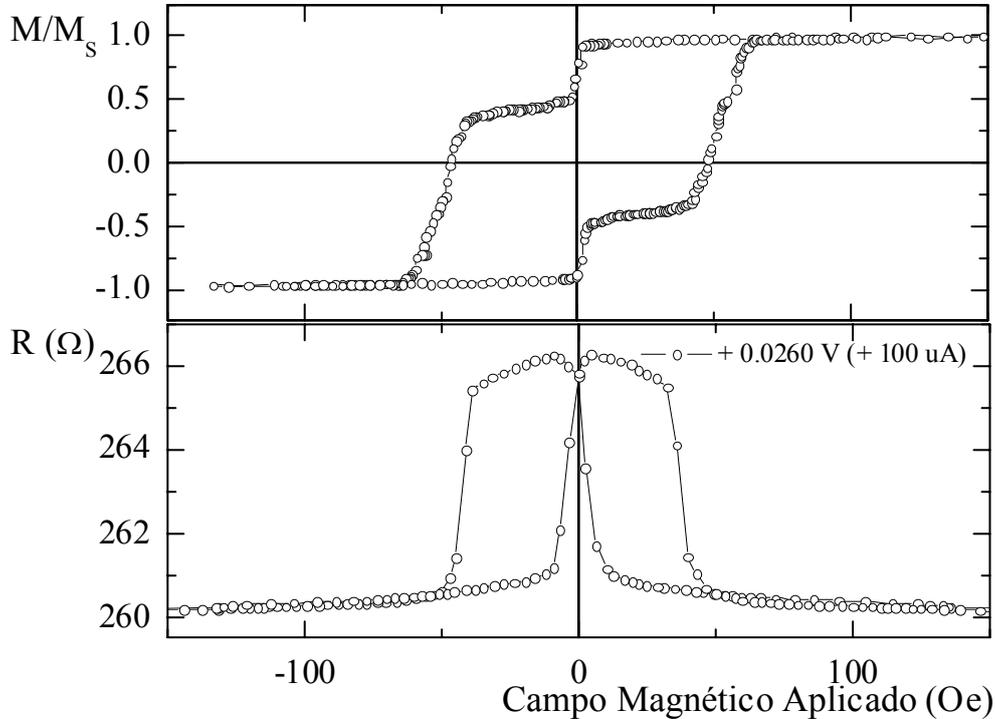


Figura 4.3: Curva de histerese magnética e da resistência da barreira de tunelamento em função do campo magnético aplicado para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(45 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Campo magnético aplicado paralelo ao eixo fácil (eletrodo de cima). Medida realizada à temperatura ambiente e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Para campos magnéticos aplicados de ± 25 Oe, os momentos magnéticos de ambos os eletrodos estão antiparalelos (AP) e alinhados na direção do campo. Isto corresponde, segundo Jullière (1975), ao valor máximo da barreira de tunelamento (válvula fechada). Para campos magnéticos aplicados de ± 100 Oe estamos na região de momentos paralelos (P) para ambos os eletrodos, correspondendo ao valor mínimo de resistência da barreira (válvula aberta) como mostrado na figura 4.3. Observa-se que a resistência para ambos alinhamentos obedece a seguinte relação:

$$R_{AP} > R_P$$

Este é o chamado efeito de tunelamento dependente de spin (SDT), onde a resistência da barreira é uma função do alinhamento dos momentos magnéticos de ambos os eletrodos.

A figura 4.4 mostra que o valor da TMR diminui com o aumento da tensão aplicada. Os valores de TMR foram calculados relativo ao alinhamento antiparalelo como especificado na equação 3.3. Fisicamente, isso significa que, ao aumentarmos a tensão sobre a MTJ, o nível de Fermi de um eletrodo com respeito ao outro se desloca modificando a população de estados para o tunelamento. O coeficiente de polarização (efetivo) de spin e a altura média da barreira de tunelamento diminuem, sendo que mais elétrons podem tunelar porque há mais estados vazios disponíveis no segundo eletrodo (eletrodo de baixo) aumentando assim o coeficiente de transmissão.

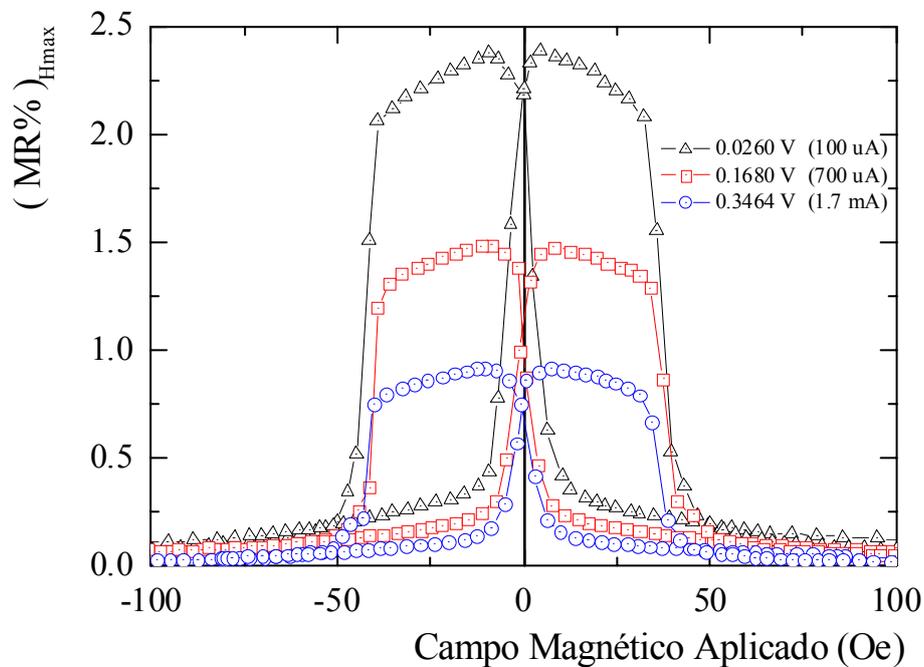


Figura 4.4: Curva de TMR para diferentes tensões aplicadas DC para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(45 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Campo magnético aplicado paralelo ao eixo fácil (eletrodo de cima). Medida realizada à temperatura ambiente e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Como consequência, tanto a resistência da barreira quanto a TMR diminuem. Portanto, a dependência da DOS com a tensão aplicada leva à dependência da TMR com a tensão. É claro que uma interpretação mais rigorosa deve considerar a estrutura de banda completa e não somente a DOS na vizinhança do nível de Fermi. A figura 4.5 mostra uma representação

esquemática de um diagrama de energia ilustrando esta idéia para diferentes regiões de tensão aplicada.

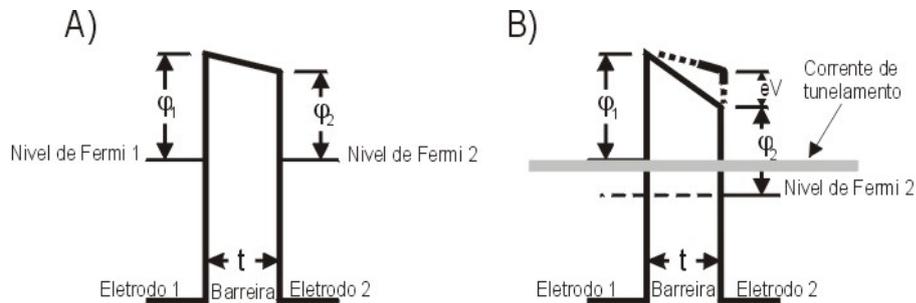


Figura 4.5: Diagrama de energia para a região de tensão muito baixa $V \rightarrow 0$ (A) e para a região de tensão intermediária $0 \leq V \leq \phi_2$ (B). Eletrodo 2 (de baixo) está polarizado positivamente com respeito ao eletrodo 1 (de cima). A área escura próxima ao nível de Fermi do eletrodo 1 em (B) representa a corrente dos elétrons de tunelamento (“hot electrons”). Note-se que os “hot electrons” encontram-se acima do nível de Fermi do eletrodo 2.

Para baixa temperatura (77 K) e como previsto para MTJs com baixa altura do potencial, segundo Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005), as medidas de TMR-H para diferentes tensões aplicadas mostraram inversão da TMR tanto para medidas DC quanto para AC em baixa frequência (Ver figura 4.6 para as medidas AC). O gráfico menor mostra a curva de magnetização à 77 K onde é possível observar as duas regiões magnéticas diferentes e bem definidas.

Como discutido acima, para a curva de TMR à temperatura ambiente (figura 4.4), a TMR diminui com o aumento da tensão aplicada. Para um valor crítico de tensão ($V_{cri} = 300$ mV) a TMR chega a zero. Para valores de tensões maiores, inverte seu sinal (350 mV) para posteriormente atingir o rompimento do dielétrico. Este é um comportamento incomum para o sistema Py/AlOx/Co.

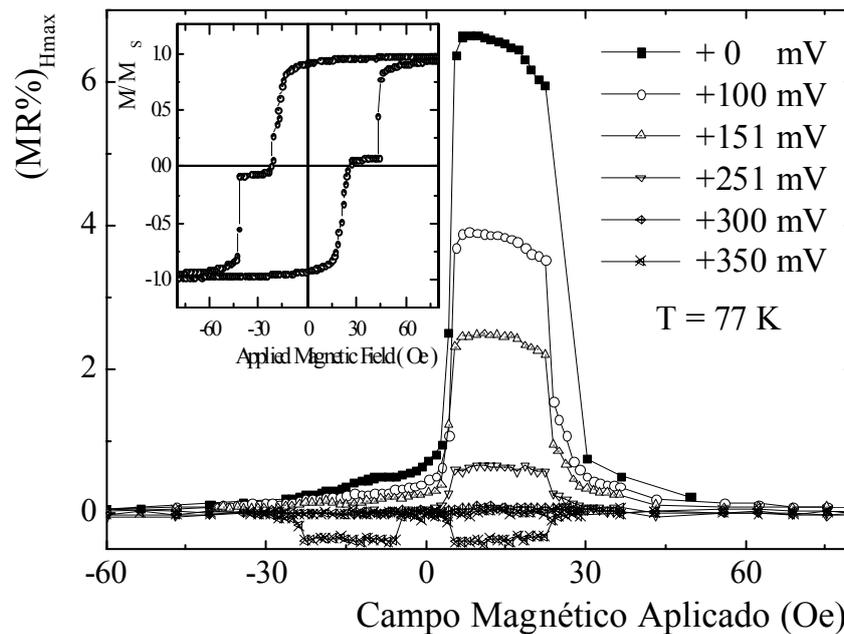


Figura 4.6: Curvas de TMR-AC para diferentes tensões aplicadas para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Para a curva correspondente a 350 mV, no regime de inversão, se mostram ambos os plateaus para o alinhamento antiparalelo. O gráfico menor mostra a curva de magnetização para outra amostra com 60 s de oxidação. Medidas realizadas à 77 K e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

O sistema Py/AlOx/Co é bem conhecido por apresentar TMR de valor positivo, onde a altura da barreira de potencial (ϕ) é geralmente maior ou igual a 2,0 eV (Moodera et al., 1995 e Boeve et al., 2000). Esta inversão da TMR não foi anteriormente reportada e se deve preferencialmente à baixa altura do potencial da barreira e à forte dependência com a tensão aplicada (Cruz de Gracia et al., 2007a).

A figura 4.7 mostra uma curva aproximadamente simétrica para a TMR em função da tensão aplicada, onde se pode observar que a TMR diminui com o aumento da tensão aplicada, passa pela tensão crítica (TMR = 0), inverte seu sinal e atinge o rompimento do dielétrico. Além disso, como previsto por Nowak (2000), observa-se a existência de uma forte tensão aplicada para as MTJs depositadas sob nossas condições. O valor da TMR é reduzido pela metade para uma tensão de 120 mV.

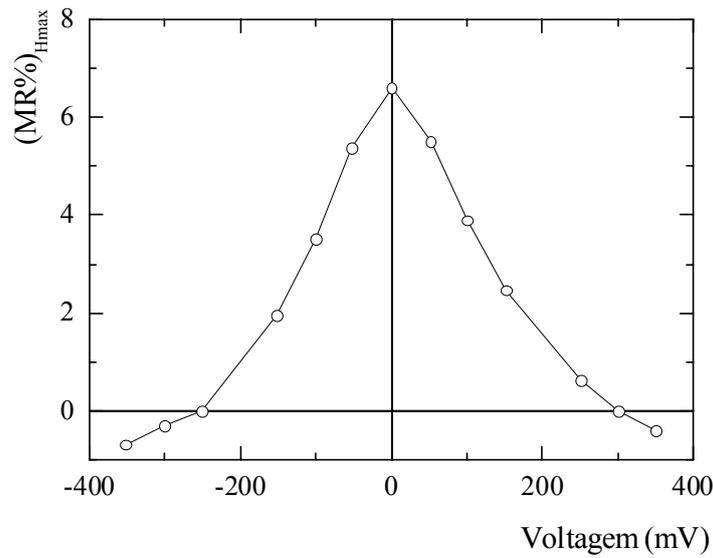


Figura 4.7: Curva de TMR-AC em função da tensão aplicada para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Medidas realizadas à 77 K e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

A figura 4.8 mostra uma curva da resistência da barreira em função do campo magnético aplicado para uma tensão constante de 350 mV, onde se pode observar que a resistência no alinhamento antiparalelo é menor que a resistência no alinhamento paralelo.

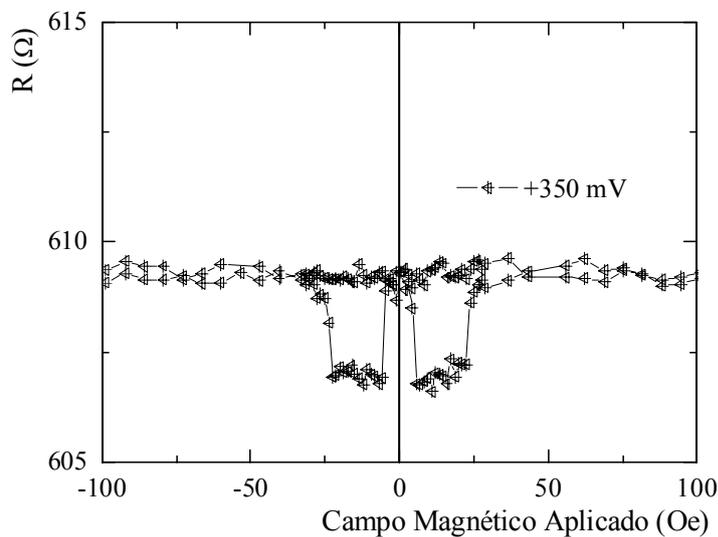


Figura 4.8: Curva da resistência da barreira em função do campo magnético para uma tensão aplicada AC no regime de inversão para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Medida realizada à 77 K e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Assim, no regime de inversão, valores da TMR negativos correspondem à seguinte relação:

$$R_{AP} < R_P$$

A figura 4.9 mostra a DOS massiva como função da energia para eletrodos de Py e Co massivos. Como podemos observar, não há possibilidade para a TMR inverter deste ponto de vista. Existem mais estados vazios na banda com spin para baixo que na banda com spin para cima (ver a área achurada). Portanto a corrente de tunelamento será composta principalmente por elétrons com spin para baixo. Fica claro que, para uma tensão aplicada na região de tensão intermediária (500 mV) não haverá inversão da população de spin.

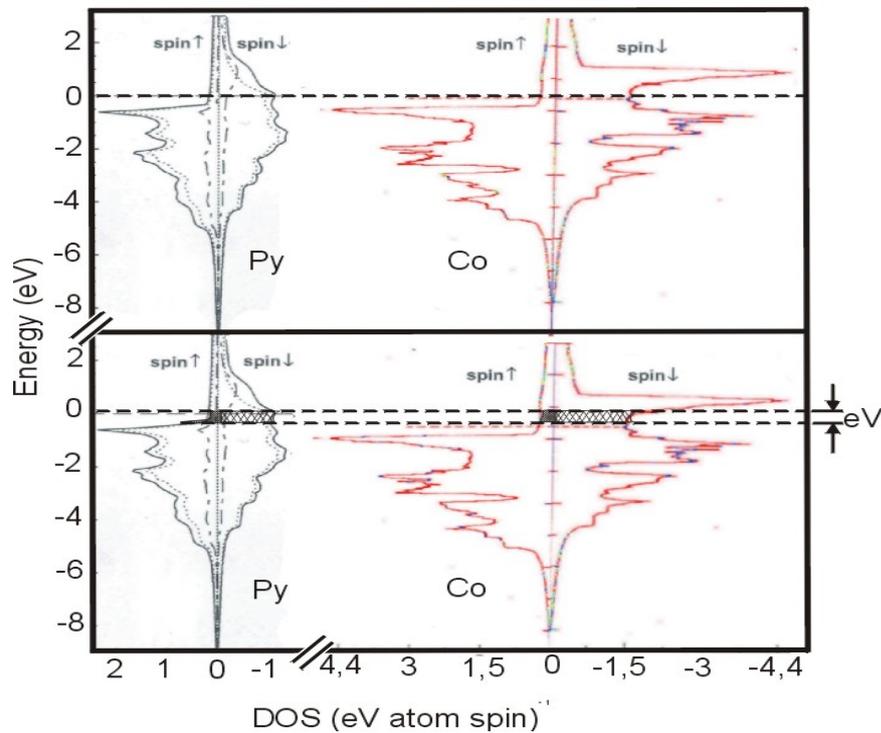


Figura 4.9: DOS para os eletrodos de Py e Co massivos relativos ao nível de Fermi (adaptado de Ostanin et al. 2005 e Jarlborg e Peter, 1984). A área achurada corresponde a uma tensão aplicada de 500 mV.

Por outro lado, a altura da barreira para os elétrons na banda d é diferente que para os elétrons na banda s . Assim, a probabilidade de tunelamento para um estado eletrônico em particular depende da taxa de hibridização dos elétrons $s-d$. Para os elétrons na banda s a probabilidade é maior, pois a altura da barreira é menor.

A abordagem teórica de Slonczewski (seção 3.1.2), válida para tensão aplicada próxima do zero (≈ 0 V), prevê mudança no sinal do coeficiente de polarização (efetivo) de spin

devido a efeitos de baixa altura do potencial. No presente caso, isto seria uma explicação qualitativa para a inversão da TMR.

A inversão da TMR mostrada na figura 4.6 pode ser discutida no contexto da teoria de Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005) para a região de tensão intermediária (Ver seção 3.2.4). Esta teoria é uma extensão do modelo de Slonczewski para o caso de tensão finita ($V \neq 0$ V) onde a altura da barreira de potencial apresenta uma forte dependência com a tensão aplicada.

No contexto desta teoria, a TMR é expressa pela equação 3.22, onde o fator $A(E_x, V)$ é a contribuição da DOS, sempre positiva, independente da tensão aplicada e, como mostrado na figura 4.9, não é responsável pela inversão da TMR.

O fator de coerência quântica $D(E_x, V)$, expresso pela equação 3.23, apresenta uma forte dependência com a altura do potencial da barreira, a tensão aplicada e a energia do elétron de tunelamento. Este fator é uma função decrescente da tensão aplicada, podendo inverter de sinal quando a tensão for além de um valor crítico. Portanto, o único termo da equação 3.22 capaz de diminuir e inverter a TMR devido à tensão aplicada é o fator de coerência quântica. Este efeito deve-se preferencialmente à baixa altura do potencial da barreira e ao coeficiente de transmissão, e não à contribuição da DOS.

Fisicamente, isto significa que, quanto menor (maior) for a altura do potencial da barreira, menor (maior) será o valor da TMR e quanto maior (menor) o coeficiente de transmissão da barreira, menor (maior) será o valor da TMR. Assim, para um aumento da tensão aplicada, a altura média da barreira diminui e o coeficiente de transmissão aumenta, sendo que a TMR diminui invertendo seu sinal para tensões maiores que o valor crítico V_{cri} . Portanto, a corrente de tunelamento para o alinhamento paralelo fica menor que para o alinhamento antiparalelo. Conseqüentemente, como previsto por Li et al. e Ren et al. é possível para MTJs com baixa altura do potencial da barreira e com forte dependência na tensão aplicada, mostrar inversão da TMR.

Como discutido anteriormente, a figura 4.7 evidencia uma forte dependência da TMR com a tensão aplicada (TMR é a metade do valor original para 120 mV_{AC} e 175 mV_{DC} (não mostrado) para as curvas AC e DC respectivamente). Esta correlação entre a baixa altura do potencial e a forte dependência com a tensão aplicada é, segundo Nowak (2000), devida às condições de oxidação forte durante a deposição, em nosso caso sendo garantida pela distância canhão-substrato de 50 mm e pelos parâmetros de deposição da barreira (seção 2.2.3).

Finalmente, como a TMR depende da altura da barreira de potencial, isto explica porque nossas MTJs mostram baixos valores de TMR (até 8% a 77 K) se comparado com os valores reportados por outros autores (Moodera et al., 1995 e Boeve et al., 2000). Esta dependência da TMR com a altura da barreira está de acordo com o resultado obtido por Dimopoulos et al. (2001) para junções com barreiras amorfas de AlOx. Utilizando uma abordagem diferente, estes autores encontraram (assim como Tsymbal e Pettifor (1998), seção 3.1.4) que a corrente de tunelamento é transmitida através de poucas regiões ou canais condutores (“*hot spots*”) que interligam os dois eletrodos. Assim, a corrente se distribui de forma heterogênea através da barreira.

A formação destes canais diminui a altura da barreira e prejudica o sinal da TMR. Desta forma, como encontrado por Da Costa et al. (2000a), a amplitude do sinal da TMR reflete a organização atômica das interfaces, o mecanismo de tunelamento e os parâmetros intrínsecos da barreira (espessura e altura).

Tanto a abordagem realizada por Dimopoulos et al. (2001) como os ajustes às curvas *I-V* (discutidos na próxima seção) determinam a média dos *hot spots*. Isto explica porque a densidade da corrente de tunelamento possui uma distribuição estatística larga como encontrado por Da Costa et al. (1998) e sugere um regime de decoerência quântica.

Nós interpretamos o conceito de coerência quântica no modelo de Li et al. e Ren et al. como *hot spots* localizados e definindo uma distribuição estatística estreita para a densidade da corrente de tunelamento, explicando assim, a diminuição e inversão da TMR.

Para verificar se o conceito de coerência quântica no modelo de Li et al. e Ren et al. é o mecanismo físico responsável pela inversão da TMR, foi calculada a tensão crítica (V_{cri}) a partir da equação 48 na referência Li et al. 2004a para $T=0$ K, a qual é expressa como:

$$eV_{cri} \approx \frac{1}{2} \phi_1 + \frac{\Delta^2}{2 \phi_1} - \mu$$

Para MTJs com altura de barreira de aproximadamente 1 eV, com potencial químico definido como o nível de energia na metade da altura da barreira de $\mu = 0,5$ eV e com a metade do deslocamento em termos de energia de uma banda com relação à outra de $\Delta = 0,7$ eV, têm-se para o eletrodo de Co que:

$$V_{cri} \approx 250 \text{ mV}$$

o qual representa um valor próximo ao valor medido experimentalmente de 300 mV.

É bom ressaltar que este valor não representa uma boa aproximação devido à limitação de aplicabilidade do modelo de banda parabólica em metais 3d, ao desprezo do efeito da massa efetiva do elétron de tunelamento e à contribuição de mágnons e outros efeitos de temperatura também não sendo levados em consideração.

Por outro lado, a teoria de Li et al. e Ren et al. estabelece uma dependência linear entre a tensão crítica e a altura da barreira de potencial. Assim, para uma barreira com baixa altura de potencial é esperada uma tensão crítica baixa aumentando as chances de se observar inversão da TMR. Está é a razão pela qual junções com barreira de Al_2O_3 alta (≥ 2 eV) não apresentam inversão da TMR dentro da região de valores experimentais, enquanto que junções com baixa altura da barreira tal como Ta_2O_5 ($\approx 0,4$ eV) sim (Sharma, Wang e Nickel, 1999).

Portanto, o resultado mais convincente para mostrar que a coerência quântica é o mecanismo físico por trás da inversão da TMR é apresentado na figura 4.10. A figura mostra um aumento da tensão crítica para inversão (V_{cri}) com o aumento da altura da barreira de potencial em completo acordo com a previsão linear teórica realizada por Li et al. 2005. Também se pode observar que a baixa assimetria para a curva TMR-AC mostrada na figura 4.7 está de acordo com a baixa assimetria para a altura da barreira discutida na seção 4.1.2.

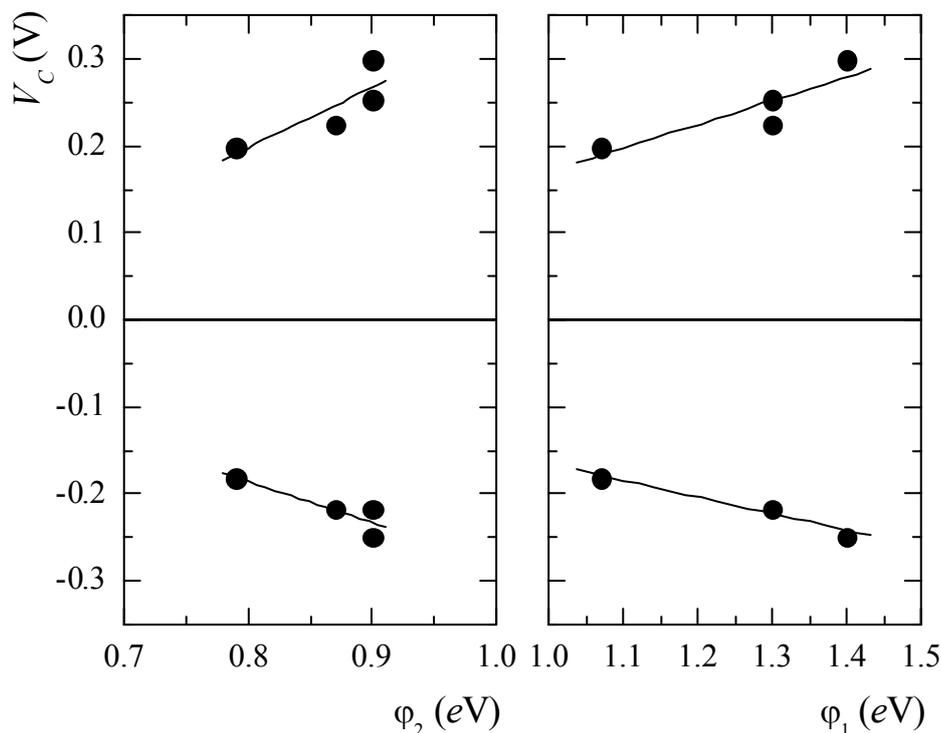


Figura 4.10: Tensão crítica em função da altura da barreira de potencial. Medidas realizadas à 77 K.

Geralmente, para barreiras de tunelamento de Al_2O_3 , a altura do potencial é alta e a tensão crítica é tão alta que a TMR permanece positiva até atingir a tensão de rompimento do dielétrico. O nível de Fermi fica muito abaixo da altura média da barreira e tanto a taxa de elétrons tunelando quanto o coeficiente de transmissão são menores quando comparados a barreiras com baixa altura do potencial e igual tensão aplicada. Em nossas deposições foi possível obter barreiras com baixa altura do potencial para o mesmo tipo de barreira de tunelamento desta forma, a tensão crítica é suficientemente pequena para observar inversão da TMR antes que a tensão de rompimento do dielétrico seja atingida.

Recentemente Beletskii et al. (2007), desenvolveram um modelo à temperatura ambiente e encontraram um resultado semelhante ao obtido por Li et al. e Ren et al. para MTJs com baixa altura de potencial. A figura 4.11 mostra a dependência da TMR com a tensão aplicada para uma barreira de 5 \AA de espessura e altura de $\phi_A = 0,6$ (figura 4.11A) e de $\phi_B = 0,2$ (figura 4.11B) onde os números próximos às curvas representam a razão das massas (M_B/M_0). M_B representa a massa efetiva do elétron de tunelamento na barreira e M_0 representa a massa do elétron livre.

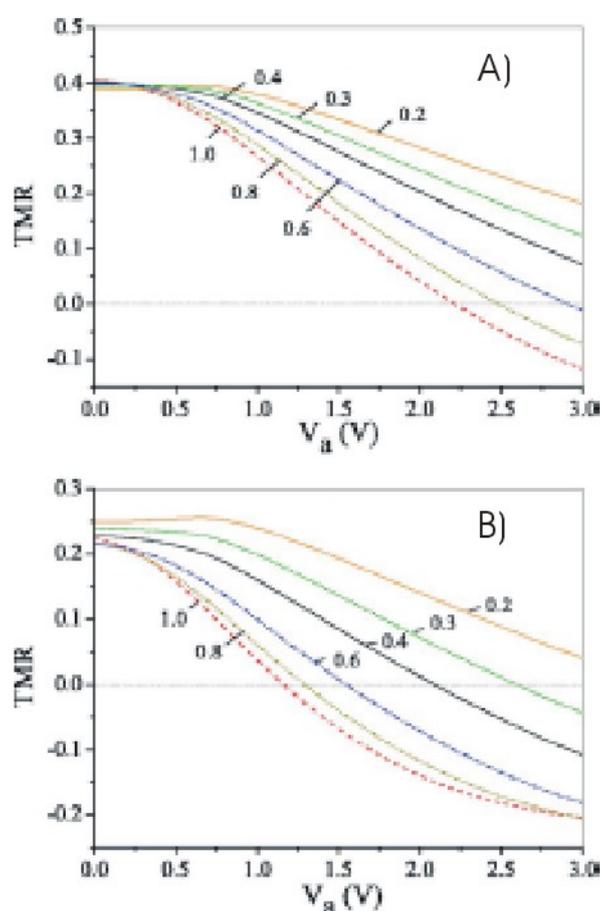


Figura 4.11: Resultado numérico para a TMR em função da tensão aplicada para uma MTJ com altura da barreira de 0,6 (A) e 0,2 (B), e espessura de 5 \AA . Os números próximos às curvas representam a razão das massas (M_B / M_0) (Beletskii et al., 2007a).

Para ambas as figuras se podem observar uma maior dependência da TMR com a tensão aplicada quando o valor para a razão das massas aumenta a partir de 0,6. Também se pode observar neste regime que valores maiores da razão das massas correspondem a valores

menores para a tensão crítica ($TMR=0$). Esta tendência se observa para ambas as barreiras (ϕ_A e ϕ_B).

Nessa mesma região e para um valor fixo da razão das massas, por exemplo, 0,6 a tensão crítica se desloca para valores menores quando a altura da barreira decresce. Para $\phi_A = 0,6$ e $\phi_B = 0,2$ correspondem tensões críticas de aproximadamente 3,0 V e 1,5 V, respectivamente para a região das massas de 0,6.

Este trabalho corrobora o resultado de Li et al. e Ren et al. obtido para baixa temperatura e abre a possibilidade de estudar o efeito da altura da barreira sob a TMR antes de atingir o rompimento do dielétrico. Em nosso caso, a inversão da TMR se mostrou bem definida para baixa temperatura (77 K).

4.1.2 Ajustes das curvas $I-V$

O resultado de inversão da TMR discutido na seção anterior no contexto da teoria de Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005), foi possível devido à baixa altura do potencial da barreira e à forte dependência da TMR com a tensão aplicada. Mesmo que o potencial da barreira seja baixo, mostraremos que para as MTJs depositadas, o tunelamento quântico é um mecanismo de transporte eletrônico. Para isso, a dependência exponencial da condutividade de tunelamento com a espessura da barreira é uma condição necessária, mas não suficiente (Jonsson Akerman et al., 2000). Este é um critério fundamental e o mais difícil de ser determinado devido à imprecisão de conhecer o valor real (efetivo) da espessura envolvida no processo de tunelamento.

Outros critérios aceitos e que utilizaremos são as curvas $I-V$ e $I-T$. Isto porque a corrente de tunelamento durante a medida de transporte eletrônico é sensível a pequenas

porções de espessura da barreira, e áreas efetivas de tunelamento definidas por flutuações da espessura durante o crescimento do filme.

No que diz respeito às curvas I - V , os ajustes serão realizados com os modelos de Simmons (1963b,c), Simmons (1964) e Chow (1965) discutidos no capítulo 2 (seções 2.1.1 e 2.1.2). Os parâmetros da barreira obtidos a partir dos ajustes são a espessura (t), a altura (φ) e a área efetiva de tunelamento (A_{eff}). Assim, para realizar os ajustes, tanto t e φ como A_{eff} foram considerados como parâmetros livres. A área efetiva de tunelamento representa a área atravessada pela corrente nas regiões onde tanto a espessura como a altura da barreira é menor e o fluxo de elétrons está concentrado.

A figura 4.12 mostra duas curvas de I - V para uma junção de Py/AlOx(30 s)/Co que correspondem às medidas realizadas em temperatura ambiente e a 95 K. Para ambas as curvas podemos observar, como discutido no capítulo 2, o comportamento ôhmico para a região de baixa tensão ($V \rightarrow 0$) e, a partir de 150 mV, o comportamento não ôhmico (não linear), o qual começa a ser significativo. Assim, a figura 4.12 mostra um mecanismo típico de tunelamento quântico, o qual fica mais evidente ao observarmos que, para temperaturas menores (95 K) a resistência da barreira aumenta.

Na mesma figura, a curva correspondente a 300 K mostra o ajuste realizado usando o modelo de Chow para junções túnel com barreiras assimétricas (equação 2.27, seção 2.1.2) onde a curva experimental e a calculada dificilmente podem ser diferenciadas. Para a região de baixa tensão aplicada, o primeiro fator exponencial à direita na equação 2.27, correspondente ao primeiro quadrante da figura 4.12, possui uma contribuição menor para a característica da curva I - V do que a parte linear. Assim, a equação descreve um comportamento ôhmico para esta região.

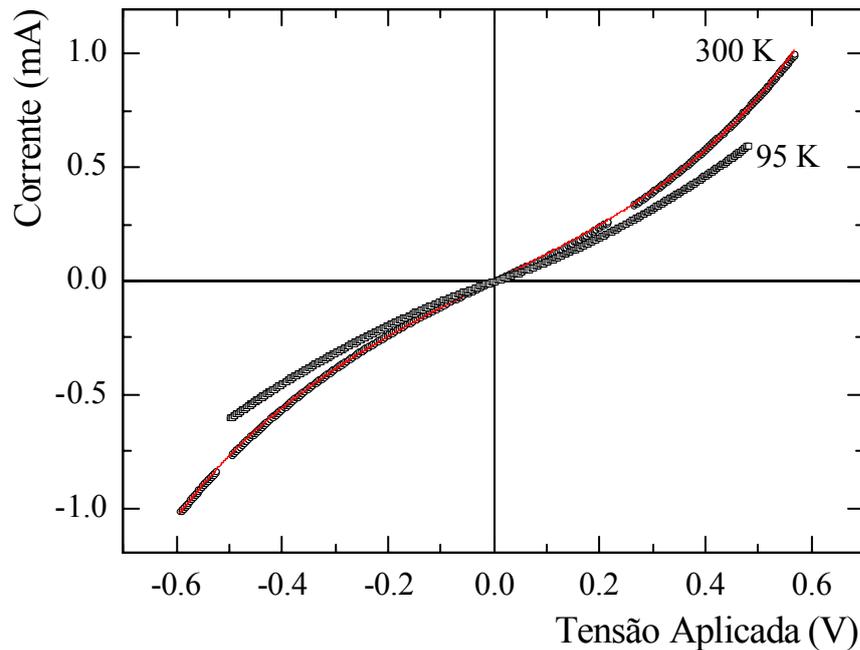


Figura 4.12: Curvas experimentais da corrente de tunelamento em função da tensão aplicada para uma MTJ de Ta(98)/TA/Py(474)/Al(4)/TM/Al(13) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100) medidas a 300 K e 95 K. A curva experimental para 300 K (pontos) foi ajustada usando o modelo de Chow para barreira assimétrica (linha). Alguns pontos experimentais foram suprimidos intencionalmente para mostrar a qualidade do ajuste. Os eletrodos ferromagnéticos estão no estado de magnetização paralela e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Para a região de tensão intermediária (acima de 150 mV), o fator exponencial possui uma contribuição maior que a parte linear e aproximadamente uma ordem de grandeza maior que o valor para $V \rightarrow 0$ normalizado, descrevendo um comportamento não ôhmico para a característica da curva $I-V$. Fisicamente, a não linearidade é devida ao decréscimo da altura média do potencial da barreira com o aumento da tensão aplicada.

Este comportamento para ambas as regiões aparece nas curvas $I-V$ tanto para 300 K como para baixa temperatura (95 K), com ou sem campo magnético aplicado. Por último, é possível observar que ambas as curvas são aproximadamente simétricas, mesmo em se tratando de uma MTJ depositada com eletrodos de diferente função trabalho.

Tanto o modelo de Chow como o modelo de Simmons ajustam bem as curvas experimentais. Como se pode observar na figura 4.13, à exceção do ajuste realizado usando o modelo de Simmons para junção túnel com barreira assimétrica (equação 2.18, seção 2.1.1),

foi possível obter o valor tanto da espessura e da altura da barreira como da área efetiva de tunelamento com barras de erros menores. Esta tendência aparece em todas as MTJs ajustadas, o que leva a pensar em prováveis falhas do modelo de Simmons para barreira assimétrica.

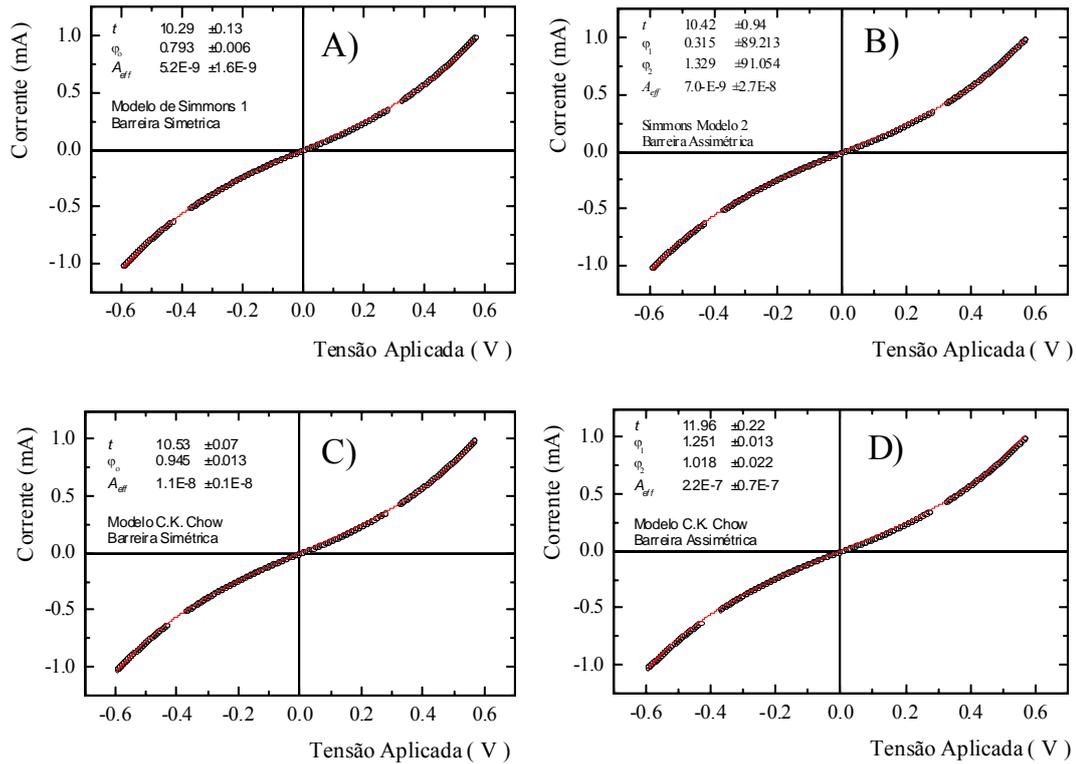


Figura 4.13: Valores da espessura da barreira (t), altura (ϕ) e área efetiva de tunelamento (A_{eff}) obtidas ajustando a curva $I-V$ para uma MTJ de Ta(98)/TA/Py(474)/Al(4)/TM/Al(13) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100) com o modelo de Simmons para barreira simétrica (A) e assimétrica (B) além, do modelo de Chow para barreira simétrica (C) e assimétrica (D). Os eletrodos magnéticos estão no estado de magnetização paralela. Medida realizada à 300 K e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Como visto anteriormente na seção 2.1.1, a aproximação de Simmons para a densidade da corrente de tunelamento consiste em aproximar a barreira de potencial com formato arbitrário $\phi(x,V)$ a uma barreira de potencial de altura média $\bar{\phi}(V)$, também de formato arbitrário. Conseqüentemente, a energia total é constante através da barreira de tunelamento e toda a informação a respeito da assimetria é perdida (Brinkman et al., 1970 e Chow, 1965).

Portanto, o modelo de Simmons para barreira assimétrica na prática está considerando a corrente líquida de tunelamento que flui do eletrodo 1 para o eletrodo 2 ($J_{1\rightarrow 2}$, direção reversa) igual à corrente líquida de tunelamento quando a junção túnel está polarizada na direção “para a frente” ($J_{2\rightarrow 1}$), ou seja, as características I - V não apresentam dependência com a polaridade da tensão aplicada sobre a junção túnel.

Por outro lado, todas as MTJs medidas mostraram tanto curvas I - V aproximadamente simétricas como barreiras com baixa altura do potencial quando comparadas com valores reportados na literatura para o mesmo sistema (Moodera et al., 1995 e Boeve et al., 2000). A figura 4.13 mostra valores de aproximadamente 1 eV quando a literatura reporta valores maiores ou iguais a 2 eV.

Todos os ajustes foram realizados obedecendo aos seguintes procedimentos:

1. Os parâmetros de entrada para um ajuste preliminar (100 iterações) correspondem aos valores nominais, quando possível ($t = 20 \text{ \AA}$, $\varphi_0 = 2 \text{ eV}$, $\varphi_1 = 2 \text{ eV}$, $\varphi_2 = 1 \text{ eV}$ e $A_{eff} = 10^{-7} \text{ cm}^2$);
2. Um segundo ajuste é realizado (100 iterações) utilizando como parâmetros de entrada os valores encontrados no passo anterior, com o objetivo de melhorar o coeficiente de correlação;
3. Todas as curvas I - V no mesmo formato ou janela de medida (entre -600 mV a +600 mV). Isto porque as aproximações de ambos os modelos não são uniformemente válidas para diferentes janelas de tensão (Rottlander, Hehn e Schul, 2002). Realizar os ajustes na mesma janela permite comparações entre diferentes amostras.

A figura 4.14 mostra a derivada de uma curva I - V ajustada usando o modelo de Chow para barreira assimétrica em função da tensão aplicada. Como se pode observar, esta é uma curva parabólica levemente deslocada para valores de tensão negativa com o mínimo de condutância em $V_{min} = -11,87 \text{ mV}$. O deslocamento fica mais evidente no gráfico menor da

figura 4.9 (ver seta) onde graficamos a segunda derivada próxima à posição do mínimo. Este leve deslocamento é devido à baixa assimetria da barreira de potencial.

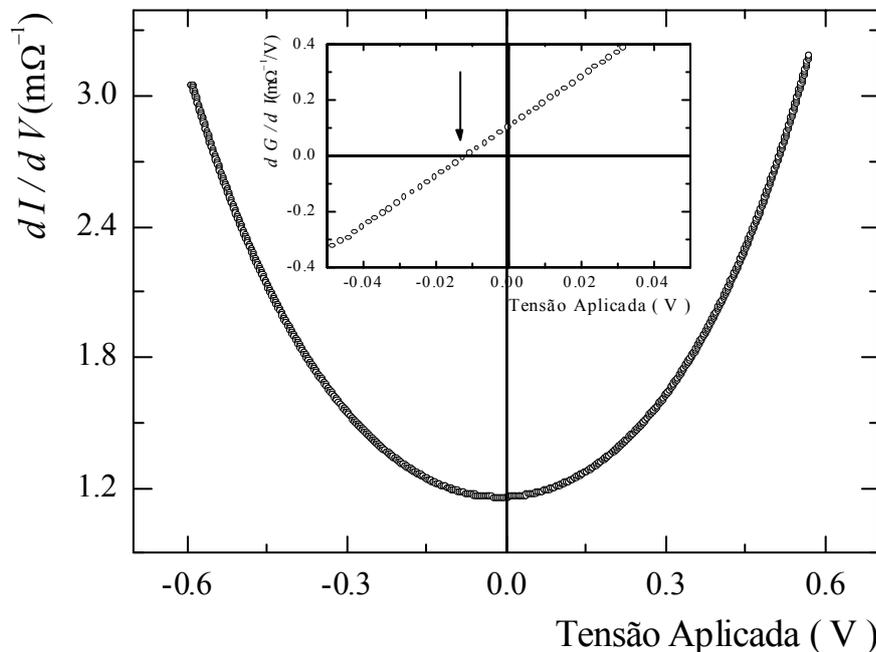


Figura 4.14: Derivada de uma curva I - V ajustada, em função da tensão aplicada para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(45 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Note que a curva está levemente deslocada à esquerda, como se pode observar no gráfico menor, para a segunda derivada. Não foi aplicado campo magnético e a medida foi realizada a 300 K. Os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Nowak (2000) mostrou uma correlação experimental entre o formato da curva de condutância com a intensidade e duração da oxidação devido à falta de homogeneidade espacial da descarga elétrica. Assim, segundo Nowak, as características da barreira dependem da região espacial onde as junções são localizadas durante a deposição. Desta correlação, tem-se que para uma condição de oxidação fraca existe um deslocamento da curva de condutância para valores positivos da tensão aplicada (até 100 mV para V_{min}) indicando que a camada fina de Al está parcialmente oxidada. Esta condição de oxidação resulta em barreiras altamente assimétricas e finas.

No caso de uma condição de oxidação **muito** forte, existe um deslocamento da curva de condutância para valores negativos da tensão aplicada, indicando a oxidação do eletrodo de

baixo. Esta condição de oxidação resulta em barreiras com muito baixa assimetria e maior espessura.

Por outro lado, para as MTJs depositadas sob condições de oxidação fraca e forte, foi encontrada uma forte dependência da TMR com a tensão aplicada. Portanto, o controle desta variável abre a possibilidade de manipular os parâmetros intrínsecos da barreira (t e φ) durante a deposição. Assim, o resultado mais importante mostrado na figura 4.14 é, segundo a correlação de Nowak, a deposição de MTJs com barreiras túnel apropriadamente oxidadas numa descarga elétrica forte, resultando em barreiras de potencial aproximadamente simétricas (retangular onde $\varphi_1 \approx \varphi_2$). Além disso, foi visto na seção 4.1.1 (figura 4.6) que as nossas MTJs apresentam TMR com forte dependência na tensão aplicada, como previsto por Nowak.

Fisicamente, a baixa assimetria significa que as características de transporte eletrônico são uma função da polaridade da tensão aplicada sobre a junção túnel (Simmons, 1963c). A figura 4.15 mostra duas curvas de magnetorresistência túnel para corrente de tunelamento constante de $\pm 100 \mu\text{A}$. Como se pode observar, a resistência da barreira de tunelamento é maior para a corrente negativa do que para a corrente positiva.

Isso significa que o valor da corrente líquida de tunelamento quando flui do eletrodo 1 (de cima) para o eletrodo 2 (de baixo) ($J_{1 \rightarrow 2}$, direção reversa) é diferente ao valor quando flui do eletrodo 2 para o eletrodo 1 ($J_{2 \rightarrow 1}$, direção para a frente). Ou seja, as características de transporte eletrônico apresentam dependência com a polaridade da tensão aplicada sobre a junção túnel.

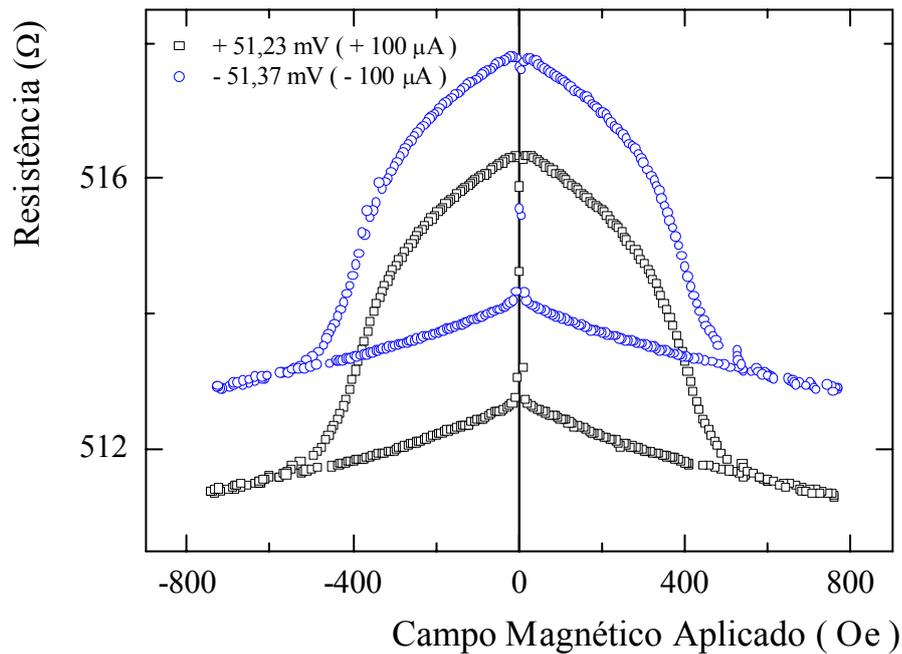


Figura 4.15: Curva de magnetorresistência túnel para corrente de tunelamento de $\pm 100 \mu\text{A}$ para uma MTJ de Ta(98)/Py(474)/Al(4)/TM/Al(16) + O₂(30 s)/TAM/Co(420)/Cu(100). Medidas realizadas à 300 K e os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

A tabela 4.1 mostra os parâmetros obtidos através dos ajustes das curvas $I-V$ para 7 MTJs usando o modelo de Simmons e de Chow. As duas últimas colunas à direita mostram os valores da altura da barreira de potencial assimétrica para φ_1 e φ_2 .

Como se pode observar, a assimetria da barreira é baixa ($\approx 0,2 \text{ eV}$) resultando em MTJs com barreiras aproximadamente simétricas. Como mencionado acima, a baixa assimetria pode ser devida à barreira de tunelamento ser apropriadamente oxidada numa descarga elétrica forte, mas também reflete o fato que a função trabalho de ambos os eletrodos são próximas.

Fisicamente, este resultado sugere que os pressupostos adotados em ambos os modelos nos levam a resultados apropriados em MTJs para este caso em particular de baixa assimetria. Isto explica por quê ambos os modelos para o caso de barreira de potencial simétrica também mostraram bons ajustes das curvas $I-V$.

Tabela 4.1: Parâmetros intrínsecos da barreira obtidos através de ajustes às curvas $I-V$ usando o modelo de Simmons e Chow. Espessura efetiva da barreira (t_{AlOx}), altura do potencial da barreira (φ), área efetiva de tunelamento (A_{eff}) e tempo de oxidação (T_{ox}). Curvas $I-V$ medidas a 300 K e os eletrodos ferromagnéticos no estado de magnetização antiparalela.

$T_{\text{ox}}(\text{s})$	Barreira Simétrica			Barreira Assimétrica		
	Simmons		Chow		Chow	
	φ_o (eV)	t_{AlOx} (Å)	φ_o (eV)	A_{eff} (cm ²)	φ_1 (eV)	φ_2 (eV)
30	0.726 ± 0.014	8.98 ± 0.08	0.778 ± 0.017	$(2.9 \pm 0.4) 10^{-9}$	1.221 ± 0.018	0.985 ± 0.014
30	0.743 ± 0.004	9.39 ± 0.08	0.827 ± 0.006	$(1.9 \pm 0.3) 10^{-9}$	1.239 ± 0.015	1.032 ± 0.019
30	0.807 ± 0.023	9.96 ± 0.18	0.914 ± 0.035	$(1.2 \pm 0.4) 10^{-8}$	1.231 ± 0.025	0.990 ± 0.011
45	0.819 ± 0.021	10.14 ± 0.20	0.926 ± 0.032	$(2.1 \pm 0.3) 10^{-8}$	1.236 ± 0.024	1.002 ± 0.023
45	0.793 ± 0.006	10.53 ± 0.07	0.945 ± 0.013	$(1.1 \pm 0.1) 10^{-8}$	1.251 ± 0.013	1.018 ± 0.022
60	0.836 ± 0.024	10.98 ± 0.11	0.990 ± 0.017	$(3.9 \pm 0.4) 10^{-8}$	1.269 ± 0.011	1.034 ± 0.017
60	0.845 ± 0.0009	11.71 ± 0.20	1.039 ± 0.007	$(3.5 \pm 0.7) 10^{-8}$	1.308 ± 0.029	1.075 ± 0.025

Por outro lado, a tabela 4.1 mostra valores baixos para a altura do potencial da barreira (≈ 1 eV) se comparados com valores reportados na literatura (geralmente acima de 2 eV).

Levando em consideração que MTJs da mesma espessura e diferentes áreas efetivas de tunelamento apresentam diferentes resistências, é necessário compensar este efeito multiplicando a resistência medida pelo correspondente valor de A_{eff} . Usando os valores que aparecem na tabela 4.1, correspondente ao modelo de Chow para junção túnel com barreira simétrica (equação 2.24, seção 2.1.2), a figura 4.16 mostra o produto da resistência de tunelamento por A_{eff} em função da espessura efetiva da barreira.

Como se pode observar, aparece um claro crescimento exponencial de $R A_{\text{eff}}$ para as MTJs depositadas, sugerindo que o tunelamento quântico é um mecanismo de transporte eletrônico. Esta é a primeira vez que tal comportamento emerge de parâmetros obtidos a partir de ajustes realizados em curvas experimentais de $I-V$ para MTJs. Tal comportamento, embora não seja uma condição suficiente, é uma condição necessária para o tunelamento quântico. Este resultado é decorrente tanto da baixa assimetria da barreira como de seu baixo valor.

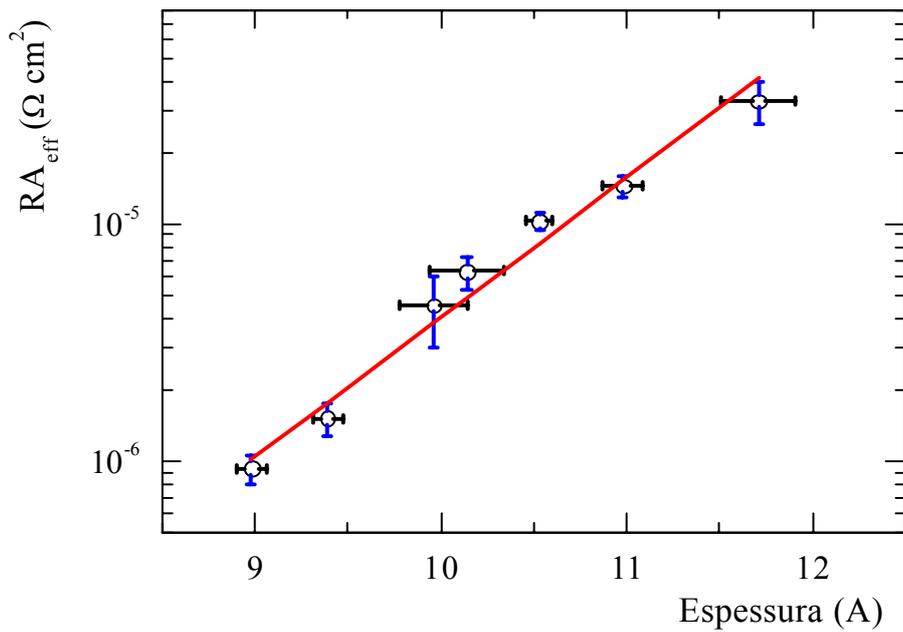


Figura 4.16: Resistência da barreira de tunelamento normalizada por A_{eff} (Å) em função da espessura efetiva da barreira. Medidas realizadas à temperatura ambiente e os eletrodos no estado de magnetização antiparalela. A resistência foi determinada na região ôhmica das curvas $I-V$ (± 40 mV). A linha contínua foi calculada segundo Merzbacher (1998).

Há uma variação de 3 Å para a espessura da barreira, sendo compatível com a variação de duas ordens de grandeza para RA_{eff} . Essa baixa variação da espessura está associada à limitação do processo de oxidação pela presença do eletrodo de baixo. A menor energia de formação para o óxido de metais como o Ta ou o Al, em comparação com a dos óxidos de metais como Fe, Co e Ni, poderia bloquear o processo de oxidação na interface eletrodo/barreira, levando a espessuras menores (Dorneles, Flores e Schelp, 2003).

Dorneles et al. (2003) mostraram um resultado consistente para o crescimento exponencial de RA_{eff} em função de t_{AlOx} usando parâmetros obtidos a partir de ajustes realizados em curvas experimentais de $I-V$ (modelo de Simmons para barreira simétrica) para junções não magnéticas (Al/AlO_x/Al).

A linha contínua na figura 4.16 foi calculada usando a relação de Merzbacher (1998), expressa por:

$$RA_{eff} = P \exp \left[\frac{2t}{\hbar} \sqrt{2m\phi_0} \right], \quad 4.1$$

onde $P = 7,4 \times 10^{-12} \Omega \text{ cm}^2$ e $\varphi_o = 1,4 \text{ eV}$. Nesta expressão φ_o é uma função independente de t e a massa efetiva do elétron do tunelamento dentro da barreira é desprezível.

O resultado mostrado na figura 4.16 não deixa dúvidas sobre o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico nas MTJs depositadas, mas também sugere a presença de “*hot spots*”. Neste caso particular, A_{eff} varia de 10^{-8} até 10^{-9} cm^2 , como podemos observar na tabela 4.1. Quando comparado com a área geométrica da junção ($4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$), pode-se concluir que existe uma área efetiva de tunelamento indicando a presença de “*hot spots*”.

Durante o crescimento do eletrodo de baixo, haverá flutuações da espessura. Estas flutuações definem os “*hot spots*” ou regiões onde os eletrodos ficam menos separados. A figura 4.17 mostra o perfil da corrente de tunelamento e se pode observar que a corrente fica concentrada nos “*hot spots*” ou seja, o transporte eletrônico acontece nessas regiões.

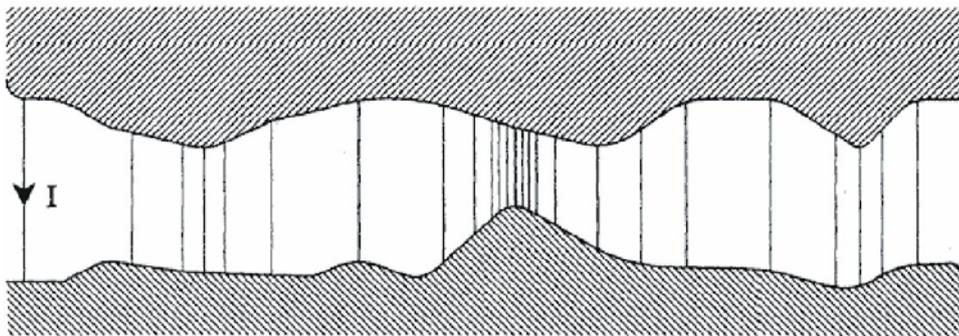


Figura 4.17: Perfil da corrente de tunelamento para uma junção túnel mostrando os canais altamente condutores ou “*hot spots*”.

A densidade da corrente de tunelamento para nossas MTJs está na ordem de 10^5 A/cm^2 sendo alta o suficiente para diminuir a TMR através da inversão localizada dos momentos magnéticos dos eletrodos. Recentemente Beletskii et al. (2007B) e Zhang et al. (2007), mostraram que para MTJs com barreiras de baixa altura de potencial (MgO 0,34 eV até 0,50 eV) a densidade da corrente de tunelamento pode aumentar até 10^6 A/cm^2 e inverter os momentos magnéticos de toda a camada magnética. Embora este mecanismo justifique a

diminuição da TMR ele não justifica o resultado de inversão da TMR discutido na seção 4.1.1.

Usando os valores que aparecem na tabela 4.1, correspondente ao modelo de Chow para junção túnel com barreira simétrica (equação 2.24, seção 2.1.2), a figura 4.18A mostra a altura da barreira de potencial em função da espessura efetiva da barreira para uma MTJ de Py/AIO_x/Co.

Como se pode observar na figura 4.18A para a MTJ, a barreira de potencial aumenta levemente com o aumento da espessura efetiva numa faixa de 9 Å até 12 Å, sugerindo que o processo de construção do “gap” da barreira isolante esteja em seu estágio inicial. Por outro lado, a figura 4.18B mostra o resultado obtido por Dorneles (2003) para uma junção túnel não magnética Al/AIO_x/Al depositada sobre as mesmas condições experimentais que para a MTJ.

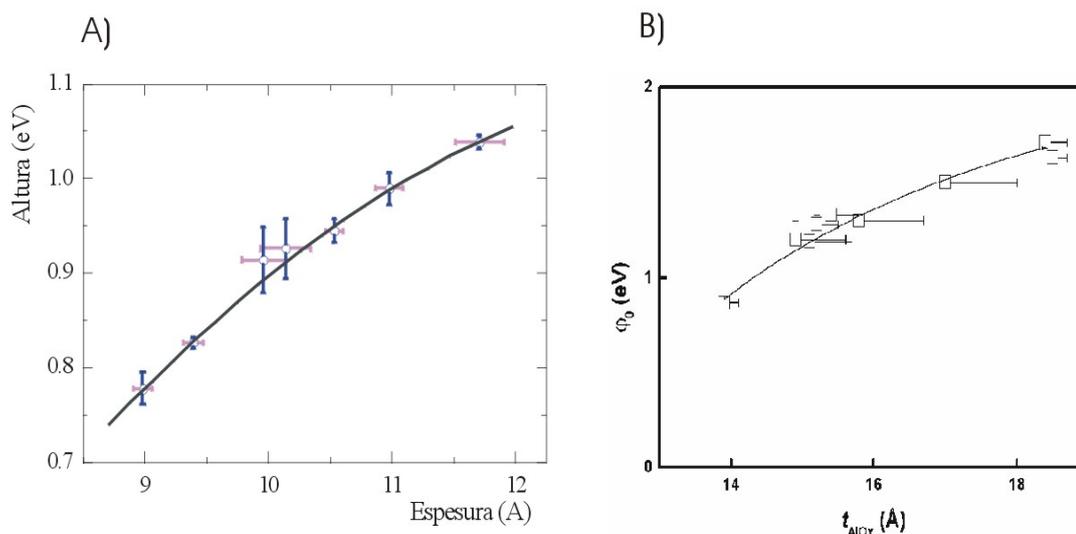


Figura 4.18: Altura da barreira de potencial em função da espessura efetiva da barreira tanto para uma MTJ (A) como para uma junção túnel não magnética (B). Medidas realizadas à temperatura ambiente e os eletrodos no estado de magnetização antiparalela para (A). A linha contínua em (A) e em (B) representa apenas uma guia para os olhos. A figura (B) foi retirada de Dorneles (2003).

No que diz respeito à junção não magnética, se pode observar que numa faixa de espessura maior que a MTJ, a altura da barreira aumenta para o valor massivo do Al₂O₃. A linha contínua para ambas as curvas representa uma guia para os olhos e foi desenhada apenas para mostrar esta tendência.

Portanto, o transporte eletrônico acontece nos “*hot spots*” onde precisamente o “*gap*” da barreira não está bem definido e a estequiometria seja AlO_x e não Al_2O_3 . Isto explica a baixa altura da barreira de potencial nas MTJs depositadas.

As barras de erro na figura 4.18A e B dependem da janela de tensão onde foi realizada a medida da curva I - V . Para a região de baixa tensão e região de tensão intermediária, a corrente de tunelamento (I) é relacionada com A_{eff} e t_{AlO_x} por: $I \propto (A_{eff}/t_{\text{AlO}_x})$ e $I \propto (A_{eff}/t_{\text{AlO}_x}^2)$ respectivamente (Ver equação 2.24 para a região de tensão intermediária).

Para as curvas I - V na região de baixa tensão, a contribuição ôhmica é ainda significativa. Assim, a rotina de ajuste não é capaz de determinar qual dos parâmetros deve ser variado (A_{eff} ou t_{AlO_x}) quando se encontra na região de transição para a região de tensão intermediária, já que qualquer dupla de valores proporcionais levará à mesma razão. Esta é a razão pela qual as curvas I - V devem ser medidas na maior janela de tensão aplicada possível, sendo limitada pela tensão de rompimento do dielétrico. Desta forma, a contribuição ôhmica será desprezível e as barras de erro serão menores.

A dependência exponencial do tunelamento quântico com os parâmetros intrínsecos da barreira (equação 4.1) atua como um amplificador das oscilações destas variáveis. Desta forma, pequenas oscilações da espessura e da altura influenciam fortemente as propriedades estatísticas do tunelamento quântico (Da Costa et al., 2003).

Resultados experimentais obtidos por Da Costa et al. (1998) para junções com barreiras amorfas de AlO_x mostram que a corrente de tunelamento possui uma distribuição estatística larga e com uma queda lenta para altas correntes. Este resultado indica que em escala nanométrica, a corrente pode variar de um local para outro em até 4 ordens de grandeza.

A análise dos ajustes realizados às curvas experimentais mostra que a corrente de tunelamento se transmite pela barreira de forma heterogênea através de “*hot spots*” ou canais altamente condutores, corroborando a existência de uma área efetiva de tunelamento e

justificando sua inclusão como parâmetro livre nos ajustes das curvas $I-V$ (Da Costa et al., 2000b).

Assim, podemos concluir, no que diz respeito às junções planares, que a corrente de tunelamento é distribuída e determinada pelos parâmetros intrínsecos da barreira. Entretanto, para a junção túnel granular (ver Cruz de Gracia et al. (2007b)), os elétrons tunelam de um eletrodo para outro através dos grãos, sendo que a corrente de tunelamento é determinada pela energia de carga ou efeito de bloqueio de Coulomb.

O outro critério utilizado para considerar que o transporte eletrônico está sendo através do efeito túnel é o estudo da corrente de tunelamento como função da temperatura para uma tensão aplicada constante. O modelo de Stratton (1962) relaciona de forma qualitativa a contribuição da energia térmica na corrente de tunelamento, a qual pode ser expressa através da seguinte série:

$$I(T) = I(0) [1 + C T^2 + \dots] \quad , \quad 4.2$$

onde $I(0)$ representa a corrente de tunelamento para o zero absoluto de temperatura e C é uma constante que depende dos parâmetros da barreira (t e ϕ).

A figura 4.19 mostra duas curvas da corrente de tunelamento em função da temperatura para tensão aplicada na região de baixa tensão (40 mV) e na região de tensão intermediária (300 mV).

Como se pode observar, para a região de tensão intermediária, a corrente $I(T)$ tende a ser proporcional a T^2 em toda a faixa de temperatura medida, como previsto pelo modelo de Stratton. Por outro lado, a curva $I-T$ para a região de baixa tensão aplicada satisfaz o modelo de Stratton, mas evidencia a necessidade de acrescentar mais termos da série de Stratton para realizarmos futuros ajustes das curvas experimentais. Este resultado sugere, mais uma vez, que o tunelamento quântico é um mecanismo de transporte eletrônico nas MTJs depositadas.

Para maiores detalhes sobre mecanismos de transporte eletrônico em junções túnel, ver Xu, Ephron e Beasley (1995).

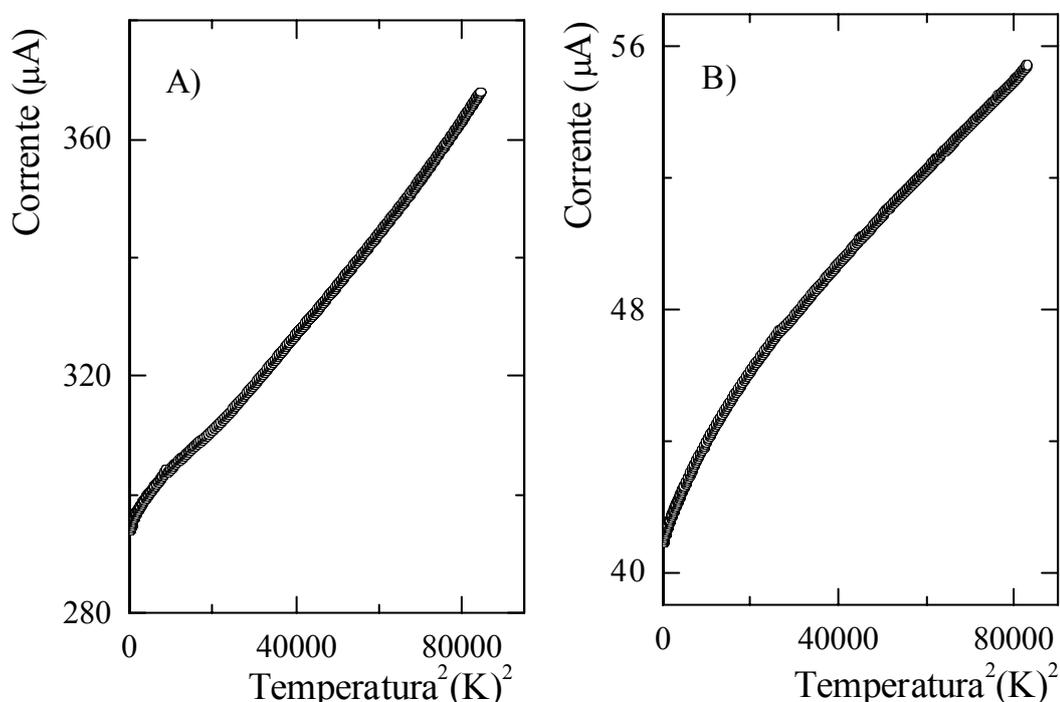


Figura 4.19: Curvas experimentais da corrente de tunelamento em função da temperatura para uma MTJ de Ta(98)/TA/Py(474)/Al(4)/TM/Al(13) + O₂(45 s)/TAM/Co(420)/Cu(100) medida com tensão aplicada constante de 300 mV (A) e 40 mV (B). Os valores de espessura aparecem em angstrom (Å).

Portanto, podemos concluir que as MTJs foram depositadas sob condições de oxidação (seção 2.2.3) que garantem baixa altura da barreira de potencial, baixa assimetria da barreira, forte dependência da TMR com a tensão aplicada e o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico. Isto possibilitou o crescimento exponencial de $R A_{eff}$ em função da espessura da barreira e a inversão da TMR com a tensão aplicada (seção 4.1.1).

Capítulo 5 Conclusões

Foram produzidas junções túnel com eletrodos ferromagnéticos (Py/AlOx/Co) usando a técnica de desbastamento iônico com o objetivo de corroborar o modelo de Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005) e que prevê inversão da TMR com a tensão aplicada devido à baixa altura do potencial da barreira.

Como as características da barreira dependem da região espacial onde as MTJs são localizadas durante a deposição, as condições de oxidação sob as quais foram depositadas as MTJs levaram à produção de junções túnel com baixa altura da barreira de potencial, baixa assimetria da barreira, forte dependência da TMR com a tensão aplicada e o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico.

As medidas da resistência de tunelamento em função do campo magnético aplicado mostram uma inversão da TMR com a tensão aplicada em medidas realizadas à baixa temperatura (77 K). O sistema Py/AlOx/Co é conhecido por apresentar TMR de valor positivo e barreiras com elevado valor da altura do potencial (≈ 2 eV) quando comparado com o nosso (≈ 1 eV). Por outro lado, a partir dos parâmetros intrínsecos da barreira obtidos realizando ajustes as curvas I - V , as MTJs mostram um crescimento exponencial da resistência de tunelamento em função da espessura efetiva da barreira.

A DOS real como função da energia para os eletrodos de Py e Co massivos mostram claramente que não há possibilidade para a TMR inverter pois não haverá inversão da população de spin segundo se pode observar na figura 4.6 para a região de tensão intermediária. No modelo de Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005) a contribuição da DOS é dada pelo fator $A(E_x, V)$, sempre positivo, não importando o valor da tensão aplicada. Portanto, a DOS não sugere a possibilidade para a TMR inverter.

A forte dependência da altura da barreira de potencial com a tensão aplicada, segundo o modelo de Li et al. (2004a,b) e Ren et al. (2005), é responsável pela forte dependência da TMR com a tensão aplicada, permitindo a observação do efeito da altura da barreira sobre a TMR em função da tensão aplicada. Neste modelo a contribuição da altura da barreira de potencial para a TMR é dada pelo fator de coerência quântica $D(E_x, V)$ (equação 3.23) sendo o único termo capaz de diminuir e inverter a TMR devido à tensão aplicada. Assim, podemos concluir que a inversão da TMR para o sistema Py/AlOx/Co está em acordo com o modelo de Li et al. e Ren et al..

Portanto, o sinal e o valor da TMR não podem ser atribuídos somente às propriedades intrínsecas dos eletrodos ferromagnéticos, mas também à qualidade da barreira de tunelamento.

Por outro lado, ajustes às curvas $I-V$, medidas à temperatura ambiente, com os modelos de Simmons (1963b,c), Simmons (1964) e Chow (1965), mostram não somente valores baixos para a altura do potencial da barreira (≈ 1 eV), mas também barreiras com baixa assimetria ($\approx 0,2$ eV).

Também, as curvas $I-V$ para temperatura ambiente e baixa temperatura, as curvas $I-T$ para tensão constante e o crescimento exponencial da resistência de tunelamento em função da espessura efetiva da barreira mostram o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico, sugerindo a possibilidade de constatar o aparecimento de áreas efetivas de tunelamento (“*hot spots*”), as quais representam menos de 1% da área física da junção, e indicando a presença de uma distribuição não uniforme da corrente de tunelamento, tal como mostrado por Dorneles et al. (2003) em junções túnel com eletrodos não magnéticos e barreira de potencial simétrica (Al/AlOx/Al).

Portanto, nosso resultado sugere que ambos os modelos (Simmons e Chow) podem explicar os principais aspectos da física envolvida em junções túnel com eletrodos

ferromagnéticos, mesmo que neles a densidade da corrente de tunelamento não apresente dependência com a DOS e esta seja considerada como um parâmetro invariável (até 1 eV). Como as nossas medidas foram realizadas na região de tensão intermediária, a contribuição da DOS nesta região não é significativa.

Sendo assim, podemos concluir que os pressupostos assumidos em ambos os modelos nos levam a resultados apropriados para as MTJs depositadas com as características acima mencionadas.

5.1 Perspectivas

Levando em consideração que a barreira de Ta₂O₅ reportada na literatura tem mostrado baixa altura do potencial ($\approx 0,4$ eV), é interessante realizar a deposição do sistema Py/Ta₂O₅/Co sob condições de oxidação (seção 2.2.3) que garantem baixa altura da barreira de potencial, baixa assimetria da barreira, forte dependência da TMR com a tensão aplicada e o tunelamento quântico como mecanismo de transporte eletrônico, de modo a ter a possibilidade de observar inversão da TMR numa maior faixa de tensões aplicadas.

Posteriormente, estudos dos efeitos na TMR provocados pela posição da barreira em MTJs com barreiras composta tal como Py/Ta₂O₅/AlOx/Co e Py/AlOx/Ta₂O₅/Co seriam igualmente interessantes (Dorneles, Sommer e Schelp, 2002). Para este tipo de barreira a inversão da TMR aparece para uma determinada polaridade da tensão aplicada. No caso da barreira de Ta₂O₅/AlOx a inversão surge para valores negativos da tensão aplicada e para a barreira de AlOx/Ta₂O₅ aparece para valores positivos. Segundo a teoria de Li et al. e Ren et al. ambas as curvas devem apresentar uma inversão de simetria.

Também é interessante realizar os ajustes das curvas $I-V$ com um modelo onde a densidade da corrente de tunelamento presente, de forma direta, uma dependência com a

DOS. Nesse sentido, o trabalho publicado por Xiang et al. (2002) apresenta-se como uma primeira tentativa. Mesmo assim, os modelos de Simmons e Chow permitem uma correlação direta da densidade da corrente de tunelamento com os resultados experimentais e têm sido amplamente usados no estudo de MTJs.

Por outro lado, a curva I - T para a região de baixa tensão aplicada (40 mV na figura 4.12) satisfaz o modelo de Stratton mas evidencia a necessidade de acrescentar mais termos da série para podermos realizar ajustes às curvas experimentais. Assim, o modelo não se limitaria a uma correlação qualitativa com a experiência permitindo obter informação física.

Para isso, uma primeira proposta consiste em ajustar a curva na região linear correspondente a altas temperaturas (acima de 170 K) usando o modelo de Chow para barreira assimétrica (equação 2.27 seção 2.1.2), sendo re-escrita de forma parecida à relação de Stratton (equação 4.2), da seguinte maneira:

$$J_{1 \rightarrow 2}(V, T) = P_1 [1 + P_2 T^2],$$

onde P_1 e P_2 são os parâmetros livres da rotina e representam a densidade da corrente de tunelamento para o zero absoluto de temperatura ($J_{1 \rightarrow 2}(V, 0)$ da equação 2.27) e $P_2 = (3 \times 10^{-9} \text{ t}^2) / \bar{\varphi}_{r12}$ respectivamente. De posse do valor destes parâmetros e acrescentando mais termos da série de Stratton (não mostrados na equação 4.2) seria possível realizar ajustes à curva experimental em toda a faixa de temperatura.

Referências

Abeles, E. et al., Structural and electrical properties of granular metal films. *Advanced Physics.*, London, v. 24, n. 3, p. 407-461, May 1975.

Azaroff, L. V. **Elements of X-ray crystallography**. 3. ed. New York: Mc Graw-Hill, 1968.

Baibich, M. N. et al., Giant magnetoresistance of (001) Fe/ (001) Cr magnetic superlattices. **Physical Review Letters.**, Woodbury, v. 61, n. 21, p. 2472-2475, Nov. 1988.

Barnas, J. et al., Tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions: bias dependence. **Acta Physica Polonica A.**, Poznan, v. 93, n. 2, p. 387-391, Apr. 1997.

Beletskii, N. N. et al., Magnetoresistance and spin polarization of electron current in magnetic tunnel junctions. **Physical Review B.**, Melville, v. 75, 174418 8p., May 2007a.

Beletskii, N. N. et al., Magnetoresistance of magnetic tunnel junctions with low barrier heights, **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 101, 074305 7p., Apr. (2007b).

Boeve, H. et al., Strongly reduced bias dependence in spin-tunnel junctions obtained by ultra violet light assisted oxidation. **Applied Physics Letters.**, Melville, v. 76, n. 8, p. 1048-1050, Fev. 2000.

Bratkovsky, A. M. Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: towards very large magnetoresistance. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 56, n. 5, p. 2344-2347, Aug. 1997.

Brinkman, W. F.; Dynes, R. C.; Rowell, J. M. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 41, n. 5, p. 1915-1921, Oct. 1970.

Buttiker, M. Symmetry of electrical conduction. **IBM Journal of Research and Development.**, Armonk, v. 32, n. 3, p. 317-334, May 1988.

Campbell, C. T. Ultra thin metal films and particles on oxide surfaces: structural, electronic and chemisorptive properties. **Surface Science Reports.**, New York, v. 27, n. 1-3, p. 1-111, Nov. 1997.

Caroli, C. et al., Direct calculation of the tunneling current. **Journal of Physics C: Solid State Physics.**, London, v. 4, n. 8, p. 916-929, June 1971.

Chaiken, A.; Prinz, G. A.; Krebs, J. J. Magnetotransport study of Fe-Cr-Fe sandwiches grown on ZnSe(100). **Journal of Applied Physics.**, Woodbury, v. 67, n. 9, p. 4892-4894, May 1990.

Chapman, B. **Glow discharge processes: sputtering and plasma etching.** New York: John Wiley and Sons, 1980.

Chow, C. K. On tunneling equations of Holm and Stratton. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 34, n. 8, p. 2490-2492, Apr. 1963.

Chow, C. K. Square-mean-root approximation for evaluating asymmetric tunneling characteristics. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 36, n. 2, p. 559-563, Aug. 1965.

Cruz, de Gracia, E. S. et al. 2007a, Low potential barrier height effects in magnetic tunneling junctions. Submetido à **Physical Review B.**, Melville, accession code number: BC10900.

Cruz, de Gracia, E. S. et al. 2007b, Analysis of the tunnel resistance and magnetoresistance in Co nanoparticles including the cluster size distribution. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 316, n.02, e795-e797, Sept. 2007.

Da Costa, V. et al., Nanometric cartography of tunnel current in metal-oxide junctions. **Journal of Applied Physics.**, Woodbury, v. 83, n.11, p. 6703-6705, June 1998.

Da Costa, V. et al., Tunneling phenomena as a probe to investigate atomic scale fluctuations in metal/oxide/metal magnetic tunnel junctions. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 85, n.4, p. 876-879, July 2000a.

Da Costa, V. et al., Experimental evidence and consequences of rare events in quantum tunneling. **The European Physical Journal B.**, Rome, v. 13, p. 297-303, Apr. 2000b.

Da Costa, V. et al., Statistical properties of currents flowing through tunnel junctions. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 258-259, p. 90-95, Mar. 2003.

De Teresa, J. M. et al., Inverse tunnel magnetoresistance in $\text{Co/SrTiO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$: New ideas on spin polarized tunneling. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 82, n.21, p. 4288-4291, May 1999.

Dietrick, I. **Z. Physik.**, v. 132, p. 231, 1952.

Dimopoulos, T. et al., Local investigation of thin insulating barriers incorporated in magnetic tunnel junctions. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 89, n. 11, p. 7371-7373, June 2001.

Dorneles, L. S.; Sommer, R. L.; Schelp, L. F. Tunnel magnetoresistance in NiFe/TaOx/AlOx/Co junctions with a thin TaOx layer. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 91, n. 10, p. 7971-7973, May 2002.

Dorneles, L. S. **Efeito das flutuações na espessura do isolante sobre o tunelamento em junções de Al/AlOx/Al.** 2003. Tese (Doutorado em Ciências) - Programa de Pós-graduação em Física-UFSM, Santa Maria, 2003.

Dorneles, L. S. et al., The use of Simmons equation to quantify the insulating barrier parameters in Al/AlOx/Al tunnel junctions. **Applied Physics Letters.**, Melville, v. 82, n. 17, p. 2832-2834, Apr. 2003.

Dorneles, L. S.; Flores, W. H.; Schelp, L. F. Xanes study of oxidation at Ta/NiFe interface. **LNLS Activity Report.**, 2003.

Fettar, F. et al., TEM observations of nanometer thick cobalt deposits in alumina sandwiches. **Thin Solid Films.**, Amsterdam, v. 319, p. 120-123, Apr. 1998.

Fettar, F. et al., Temperature and voltage dependence of the resistance and magnetoresistance in discontinuous double tunnel junctions. **Physical Review B.**, Melville, v. 65, 174415 6p., Apr. 2002.

Fin, M.; Baibich, M. N. Inexpensive conductance measurement device for low temperature thermometry. **Journal of Physics E: Scientific Instruments.**, New York, v. 22, n. 9, p. 700-702, Sept. 1989.

Flanders, P. J. An alternating gradient magnetometer. **Journal of Applied Physics.**, Woodbury, v. 63, n. 8, p. 3940-3945, Apr. 1988.

Fisher, J. C.; Giaever, I. Tunneling through thin insulating layers. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 32, n. 2, p. 172-177, Feb. 1961.

Fromhold, A. T. **Quantum mechanics for applied physics and engineering.** New York: Academic Press, 1981.

Giaever, I. Energy gap in superconductors measured by electron tunneling. **Physical Review Letters.**, New York, v. 5, n. 4, p. 147-148, Aug. 1960.

Guillemaud, P. B. HREM study of Co/Cu/Co/MnFe spin valves. **IEEE Transactions on Magnetics.**, London, v. 32, n. 5, p. 4627-4629, Mar. 1996.

Gundel, A. **Estudo das propriedades magnéticas e estruturais de filmes ultrafinos de Fe, Co, Ni/Au(111) produzidos por eletrodeposição.** 2002. Tese (Doutorado em Ciências) – Curso de Pós-graduação em Física-UFRGS, Porto Alegre, 2002.

Halbritter, J. On resonant tunneling. **Surface Science.**, North-Holland, v. 122, n. 1, p. 80-98, Oct. 1982.

Han, X. et al., Analyses of intrinsic magnetoelectric properties in spin-valve-type tunnel junctions with high magnetoresistance and low resistance. **Physical Review B.**, Melville, v. 63, n.22, 224404 7p., May 2001.

Handy, R. M. Electrode effects on aluminum oxide tunnel junctions. **Physical Review.**, New York, v. 126, n. 6, p. 1968-1973, June 1962.

Helman, J. S.; Abeles, B. Tunneling of spin-polarized electrons and magnetoresistance in granular Ni films. **Physical Review Letters.**, New York, v. 37, n. 21, p. 1429-1432, Nov. 1976.

Holm, R. The electric tunnel effect across thin insulator films in contacts. **Journal of Applied Physics**, New York, v. 22, n. 5, p. 569-574, May 1951.

Holm, R.; Meissner, W. **Z. Physik.**, v. 74, p. 715, 1932.

Huang, T. C.; Gilles, R.; Will, G. Thin film thickness and density determination from X-ray reflectivity data using a conventional power diffractometer. **Thin Solid Films.**, Amsterdam, v. 230, n. 2, p. 99-101, Aug. 1993.

Hunt, R. P. A magnetoresistive readout transducer. **IEEE Transactions on Magnetics.**, London, v. 7, n. 2, p. 150-154, Mar. 1971.

Jansen, R. Y.; Moodera, J. S. Enhanced tunnel magnetoresistance in Fe-doped Al₂O₃ barriers. **Applied Physics Letters.**, Melville, v. 75, n. 3, p. 400-402, July 1999.

Jarlborg, T.; Peter, M. Electronic structure, magnetism and Curie temperatures in Fe, Co and Ni. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 42, n. 1, p. 89-99, Oct. 1984.

Jonsson Akerman, B. J. et al., Reliability of normal-state current-voltage characteristics as an indicator of tunnel-junction barrier quality. **Applied Physics Letters.**, Melville, v. 77, n. 12, p. 1870-1872, Sept. 2000.

Jullière, M. Tunneling between ferromagnetic films. **Physics Letters.**, Amsterdam, v. 54A, n. 3, p. 225-226, Sept. 1975.

Keldysh, L. V. Diagram technique for non equilibrium processes. **Soviet Physics JTEP.**, New York, v. 20, n. 4, p. 1018-1026, Apr. 1965.

Knauer, H.; Richter, J.; Seidel, P. A direct calculation of the resonance tunneling in metal-insulator-metal tunnel junctions. **Physics Status Solidi A.**, Weinheim, v. 44, p. 303-312, Aug. 1997.

Knauss, H. P.; Breslow, R. A. Current voltage characteristic of tunnel junctions. **Proceeding of the IRE.**, New York, v. 50, n. 8, p. 1834, Aug. 1962.

Knechten, C. A. M. **Plasma oxidation for magnetic tunnel junctions.** 2004. Tese (Doutorado em Ciências) - Departamento de Física Aplicada, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, 2004.

Landauer, R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. **IBM Journal of Research and Development.**, Armonk, v. 32, n. 3, p. 306-316, May 1988.

LeClair, P. et al., Band structure and density of states effects in Co based magnetic tunnel junctions. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 88, n.10, 107201 4p., Feb. 2002.

Li, F. et al., Bias dependence and inversion of the tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions. **Physical Review B.**, Melville, v. 69, 054410 8p., Feb. 2004a.

Li, F. et al., Bias dependent tunneling in ferromagnetic junctions and inversion of the tunneling magnetoresistance from a quantum mechanical point of view. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 95, n.11, p. 7243-7245, June 2004b.

Li, F. et al., Effects of temperature and electron effective mass on bias-dependent tunneling magnetoresistance. **Chinese Physcis.**, London, v. 14, n.5, p. 1025-1031, Dec. 2005.

Lu, Y. et al., Bias voltage and temperature dependence of magneto tunneling effect. **Journal of Applied Physics.**, Woodbury, v. 83, n. 11, p. 6515-6517, June. 1998.

MacLaren, J. M. et al., Layer Korringa-Kohn-Rostoker electronic structure code for bulk and interface geometries. **Computer Physics Communications.**, North-Holland, v. 60, n. 3, p. 365-389, Oct. 1990.

MacLaren, J. M.; Zhang, X. G.; Butler, W. H. Validity of the Jullière model of spin dependent tunneling. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 56, n. 18, p. 11827-11832, Nov. 1997.

MacLaren, J. M. et al., Large KKR approach to Bloch –wave transmission and reflection: Application to spin-dependent tunneling. **Physical Review B.**, Melville, v. 59, n. 8, p. 5470-5478, Feb. 1999.

Maekawa, S.; Gafvert, U. Electron tunneling between ferromagnetic films. **IEEE Transactions On Magnetics.**, London, v. 18, n. 2, p. 707-708, Mar. 1982.

Martinek, J. et al., Transport in magnetic nanostructures in the present of Coulomb interaction. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 93, n. 10, p. 8265-8270, May 2003.

Matsumoto, R. et al., Tunneling spectra of sputter deposited CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions showing giant tunneling magnetoresistance effect. **Solid State Communications.**, North-Holland, v. 136, n.11, p. 611-615, Aug. 2005.

Maurice, J. L. et al., Clusters obtained by sputter deposition of cobalt atoms on alumina. **Philosophical Magazine A.**, London, v. 79, n.12, p. 2921-2934, Jan. 1999.

Mazin, I. I. How to define and calculate the degree of spin polarization in ferromagnets. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 83, n. 7, p. 1427-1430, Aug. 1999.

Merzbacher, E. **Quantum mechanics.** New York: Wiley, 1998.

Meservey, R.; Tedrow, M.; Fulde, P. Magnetic field splitting of the quasiparticle states in superconducting aluminum films. **Physical Review Letters.**, New York, v. 25, n. 18, p. 1270-1272, Nov. 1970.

Meservey, R.; Tedrow, M. Spin-polarized electron tunneling. **Physical Reports.**, North-Holland, v. 238, n. 4, p. 173-243, Mar. 1994.

Miyazaki, T.; Tezuka, N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 139, n. 3, p. L231-L234, Jan. 1995.

Moodera, J. S. et al., Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. **Physical Review Letters.**, Woodbury, v. 74, n. 16, p. 3273-3276, Apr. 1995.

Moodera, J. S.; Nowak, J.; Veerdonk, R. J. M. Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnetic-insulator-ferromagnet. **Physical Review Letters.**, Woodbury, v. 80, n. 13, p. 2941-2944, Mar. 1998.

Moodera, J. S.; Nassar, J.; Mathon, G. Spin-tunneling in ferromagnetic junctions. **Annual Review Material Science.**, California, v. 29, p. 381-432, Aug. 1999.

Néel, M. L. Sobre um problema de magnetostática relativo a filmes finos ferromagneticos. **C.R. Académie Sciences.**, Paris, v. 255, p. 1545-1556, Oct. 1962a.

Néel, M. L. Sobre um novo modo de acoplamento entre os momentos magnéticos de duas camadas finas ferromagneticas. **C.R. Académie Sciences.**, Paris, v. 255, p. 1676-1681, Oct. 1962b.

Nowak, J.; Rauluszkiewicz, J. Spin dependent electron tunneling between ferromagnetic films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 109, n. 1, p. 79-90, Sept. 1992.

Nowak, J.; Song, D.; Murdock, E. Dynamic conductance of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ tunnel junctions. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 87, n. 9, p. 5203-5205, May 2000.

Ostani, S. et al., An ab-initio theoretical investigation of the soft magnetic properties of permalloys. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 295, n. 2, p. 110-120, Jan. 2005.

Parkin, S. S. P.; Gallagher, W. J. Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16 Mb MRAM demonstrator chip. **IBM Journal of Research and Development.**, Armonk, v. 50, n. 1, p. 5-23, Jan. 2006.

Ren, Y. et al., Oscillation effect and sign-change behavior of the bias-dependent tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions. **Journal of Physics: Condensed Matter.**, London, v. 17, n.26, p. 4121-4134, June 2005.

Rodmacq, B. et al., Biquadratic magnetic coupling in NiFe/Ag multilayers. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 48, n. 5, p. 3556-3559, Aug. 1993.

Rottlander, P.; Hehn, M.; Schul, A. Determining the interfacial barrier height and its relation to tunnel magnetoresistance. **Physical Review B.**, Melville, v. 65, n. 5, 054422 6p., Jan. 2002.

Schelp, L. F. et al., Spin-dependent tunneling with Coulomb blockade. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 56, n. 10, p. R5747-R5749-R5750, Apr. 1997.

Sharma, M.; Wang, S. X.; Nickel, J. H. Inversion of spin polarization and tunneling magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions. **Physics Review Letters.**, Melville, v. 82, n. 3, p. 616-619, Jan. 1999.

Sheng, W. T. et al., Probing tunnel barrier shape and its effects on inversed tunneling magnetoresistance at high bias. **Journal of Electronic Materials.**, London, v. 33, n.11, p. 1274-1279, May 2005.

Simmons, J. G. Intrinsic fields in thin insulating films between dissimilar electrodes. **Physical Review Letters.**, New York, v. 10, n. 1, p. 10-12, Jan. 1963a.

Simmons, J. G. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 34, n. 6, p. 1793-1803, June 1963b.

Simmons, J. G. Electric tunnel effect between dissimilar electrodes separated by a thin insulating film. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 34, n. 9, p. 2581-2590, Sept. 1963c.

Simmons, J. G. Low-voltage current-voltage relationship of tunnel junctions. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 34, n. 1, p. 238-239, Jan. 1963d.

Simmons, J. G. Generalized thermal J-V characteristic for the electric tunnel effect. **Journal of Applied Physics.**, New York, v. 35, n. 9, p. 2655-2658, Sept. 1964.

Slonczewski, J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 39, n. 10, p. 6995-7002, Apr. 1989.

Smit, J. Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperature. **Physica.**, Amsterdam, v. 16, n. 6, p. 612-627, June 1951.

Sommerfeld, A.; Bethe, H. **Handbuch der physik von Geiger und scheel**. Berlin: Julius Springer Verlag, 1933.

Stearns, M. B. On the origin of ferromagnetism and the hyperfine fields in Fe, Co and Ni. **Physical Review B.**, New York, v. 8, n. 9, p. 4383-4398, Nov. 1973.

Stearns, M. B. Simple explanation of tunneling spin polarization of Fe, Co, Ni and its alloys. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 5, n. 2, p. 167-171, Feb. 1977.

Stratton, R. Volt current characteristics for tunneling through insulating films. **Journal of Physics and Chemistry of Solids.**, London, v. 23, p. 1177-1190, Mar. 1962.

Tedrow, M.; Meservey, R. Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel. **Physical Review Letters.**, New York, v. 26, n. 4, p. 192-195, Jan. 1971.

Teresa, J. M. D. et al., Role of metal-oxide interface in determining the spin polarization of magnetic tunnel junctions. **Science.**, Washington, DC, v. 286, p. 507-509, Oct. 1999.

Tsymbal, E. Y.; Pettifor, D. G. Modelling of spin polarized electron tunneling from 3d ferromagnets. **Journal of Physics: Condensed Matter.**, London, v. 9, n. 30, p. L411-L417, July. 1997.

Tsymbal, E. Y.; Pettifor, D. G. Spin-polarized electron tunneling across a disordered insulator. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 58, n. 1, p. 432-437, July. 1998.

Tsymbal, E. Y.; Mrysaov, O. N.; Le Clair, P. R. Spin-dependent tunneling in magnetic tunnel junctions. **Journal of Physics: Condensed Matter.**, London, v. 15, n. 4, p. R109-R142, Jan. 2003a.

Tsymbal, E. Y. et al., Resonant inversion of tunneling magnetoresistance. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 90, n.18, 186602 4p., May 2003b.

Tsui, D. C.; Dietz, R. E.; Walker, L. R. Multiple magnon excitation in NiO by electron tunneling. **Physical Review Letters.**, New York, v. 27, n. 25, p. 1729-1732, Dec. 1971.

Van der Lee, A. Grazing incidence specular reflectivity: theory, experiment and applications. **Solid State Sciences.**, Amsterdam, v. 2, n. 2, p. 257-278, Nov. 2000.

Xiang, X. H. et al., Effects of density of states on bias dependence in magnetic tunnel junctions. **Physical Review B.**, Melville, v. 66, n.17, 174407 4p., Nov. 2002.

Xiao, J. Q.; Jiang, J. S.; Chien, C. L. Giant Magnetoresistance in the granular Co-Ag system. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 46, n. 14, p. 9266-9269, Oct. 1992.

Xu, Y.; Ephron, D.; Beasley, M. R. Directed inelastic hopping of electrons through metal-insulator-metal tunnel junctions. **Physical Review B.**, Melville, v. 52, n. 4, p. 2843-2859, July 1995.

Wendt, J. **Physica.**, v. 8, p. 233, 1941.

Wulfhekel, W.; Ding, H. F.; Kirschner, J. Tunneling magnetoresistance through a vacuum gap. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials.**, Amsterdam, v. 242-245, n. 1, p. 47-52, Apr. 2002.

Zhang, J.; White, R. M. Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions. **Journal of Applied Physics.**, Woodbury, v. 83, n. 11, p. 6512-6514, June 1998.

Zhang, S.; Levy, P. M. Models for magnetoresistance in tunnel junctions. **European Physical Journal B.**, Berlin, v. 10, n. 4, p. 599-606, Aug. 1999.

Zhang, S.; Li, Z. Roles of non equilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. **Physical Review Letters.**, Melville, v. 93, n. 12, 127204 4p., Sept. 2004.

Zhang, S. et al., Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. **Physical Review Letters.**, Woodbury, v. 79, n.19, p. 3744-3747, Nov. 1997a.

Zhang, Y. et al., Micromagnetic study of hot spot and thermal effects on spin-transfer switching in magnetic tunnel junctions. **Journal of Applied Physics.**, Melville, v. 101, 103905 6p., May 2007.

Zhang, X. et al., Spin polarized tunneling and magnetoresistance in ferromagnet/insulator (semiconductor) single and double tunnel junctions subjected to an electric field. **Physical Review B.**, Woodbury, v. 56, n.9, p. 5484-5488, Sept. 1997b.

Zijlstra, H. A vibrating reed magnetometer for microscopic particles. **The review of Scientific Instrument.**, Lancaster, v. 41, n. 8, p. 1241-1243, Aug. 1970.