



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

GERAÇÃO DE VOLTAGEM DC INDUZIDA POR ONDA DE SPIN EM FILMES E MULTICAMADAS MAGNÉTICAS

por

Luis Henrique Vilela Leão

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

Banca Examinadora:

Prof. Antonio Azevedo da Costa (Orientador-UFPE)

Prof. Sérgio Machado Rezende (UFPE)

Prof. Rubem Luis Sommer (UFSM)

Recife - PE, Brasil
Março - 2004

A Deus que por seu amor me resgatou da morte para a vida.

“Porque Deus amou o mundo de tal maneira que deu o seu Filho unigênito, para que todo aquele que nele crê não pereça, mas tenha a vida eterna”.

João 3:16

Agradecimentos

*A **Deus** por ter me dado mais uma imerecida vitória, por me sustentar em todos os aspectos e por me dar à graça do seu amor.*

A todas as pessoas que contribuíram direta ou indiretamente para a conclusão deste importante e precioso passo em minha vida.

*A **minha família**, de forma especial:*

***Pai**, obrigado pelo seu apoio e cuidado em todo tempo. Amo-te Pai.*

***Mãe**, obrigado pelo seu amor e carinho. A distância é física, mas o amor vence todas as coisas. A senhora nunca esteve longe de mim (Jesus te ama e eu também ☺).*

***Rafa**, obrigado por me agüentar ☺ e por me fazer viver momentos tão felizes. A cada dia que eu vivo aprendo algo com você. Amo-te e admiro-te muito.*

***Vô Leão**, obrigado pela sua preocupação, pelo seu apoio e pelos conselhos. Amo muito o senhor.*

***Tia Ilen**, obrigado por se preocupar comigo.*

Obrigado a cada pessoa que faz parte desta família abençoada, minha família, a melhor família do mundo, pois sei que sem vocês não teria chegado até aqui. Amo todos vocês.

*A minha família celeste, **a minha amada igreja, PIBCORD**. Ao pessoal da classe de adolescentes Gêneses, **meus amados alunos**, ao pessoal da **Unijovem**, aos meus irmãos **Wilton (Preto)** grande amigo, **Wagner, Marcelo, Adson, Reinaldo, Wilton (branco), Tiago (branco), Wellington** e todos os outros **NERDs**, a minha querida cunhadinha **Poli**, aos meus irmãos e cunhados **Ana e André**, ao casal mais querido **Marcos e Carlinha** e ao futuro casal **feio (Marcos Paulo) e feia (Andréa)**, a minha secretária **Lena** ☺ que com seus adoráveis e abençoados filhos **Léo e Adriely** me trouxeram momentos de bastante alegria, o meu obrigado tanto pelo apoio como pelas suas poderosas orações. Aos meus conselheiros **Marcos e Albani**, vocês estarão sempre no meu coração. Aos meus queridos*

*pastores **Nilson e Edvan**, agradeço a Deus por vocês existirem e por ter me dado o privilégio de ter os senhores como meus pastores. Enfim, agradeço a cada membro desta maravilhosa igreja.*

*A minha amada **Andréa**. Obrigado pelo carinho, pelo conforto, pela preocupação, pelo zelo, por ter abdicado de tantas coisas para me ajudar, por estar comigo, pela sua paciência e por acreditar em mim. **Lilinha** quando Deus permitiu que você entrasse em minha vida Ele sabia o quanto eu precisava de você e Ele tem me abençoado muito através de sua vida. Você é um presente de Deus para mim. Obrigado pelo seu amor. Amo-te com toda a minha alma.*

*Agradeço também aos meus queridos sogros **Arimathea e Adeilda**. Obrigado pelo carinho que vocês tem por mim.*

*Ao meu orientador **prof. Antonio Azevedo**. Prof. Antonio obrigado por tudo que o senhor tem me ensinado desde a iniciação científica, pela sua amizade, pela sua compreensão e paciência nos momentos em que não pude estar no laboratório, pelo incentivo nos momentos de cansaço e pela grande ajuda nos momentos difíceis em que passei. Obrigado pela pessoa e modelo de cientista que o senhor é. Obrigado por tudo, sempre serei grato e que Deus continue abençoando o senhor.*

*Agradeço também ao **prof. Sergio Rezende**. Obrigado pela motivação que o senhor sempre me passou tanto nas disciplinas quanto no laboratório. Realmente estimo muito o senhor.*

*Agradeço aos meus colegas de laboratório **Marcos Lucena, Alberto Einstein, Wilton, Robson, Lídice, Padron, Daniel, Márcio, Célia, prof. Daniel Cornejo, Gustavo, Lincon, Eroni e Luciana** pelo apoio e companheirismo, a **Alexandre (o loco)** pela ajuda e pelas suas resinas topa tudo, a **Alexandre Barbosa** pelo companheirismo desde a iniciação e pela disponibilidade de me ajudar sempre que precisei e a **Roberto (grande cubano)** por ter me ajudado durante todo este processo, pelos momentos alegres e pela amizade.*

*Aos meus amigos que convivem comigo desde a graduação **Mathias, Guga, Sérgio Apolinário, Petrúcio e Márcio**, este último que estudou comigo na segunda série e que me ajuda até hoje. A nossa união nos ajudou a chegarmos até aqui.*

*Aos meus outros colegas da física e um mais especificamente de Rio Doce, **Ailton, Pedro, Chico, Washington, Caio** (Rio Doce) e tantos outros.*

*A todos os funcionários e professores deste departamento que pela união e trabalho levam este departamento de Física a ter este excelente nível e a ocupar este local de destaque nacional e mundial. Em especial a **Ana**, secretária da PG, uma verdadeira mãe para os alunos da pós. Sempre se prontificou em ajudar a todos os alunos da melhor forma possível, motiva-los em todos os momentos e a puxar suas orelhas quando era necessário.*

*A **Paula**, secretária da graduação, que sempre me ajudou e mesmo quando entrei na graduação nunca parou de me incentivar. As duas maravilhosas bibliotecárias **Ana e Joana** que sempre me trataram de forma preciosamente agradável e sempre se dispuseram a me ajudar. Nunca me esquecerei das senhoras.*

*A **Dona Jael** por estar cuidando da minha mãe e por todas as orações e também a **Igreja Batista no Guará** por lembrar de mim em suas orações sem mesmo me conhecer.*

“Tua é, SENHOR, a magnificência, e o poder, e a honra, e a vitória, e a majestade; porque teu é tudo quanto há nos céus e na terra; teu é, SENHOR, o reino, e tu te exaltaste por cabeça sobre todos. E riquezas e glória vêm de diante de ti, e tu dominas sobre tudo, e na tua mão há força e poder; e na tua mão está o engrandecer e o dar força a tudo. Agora, pois, ó Deus nosso, graças te damos, e louvamos o nome da tua glória”.

I Crônicas 29: 11-13;

Resumo

As propriedades de condução elétrica em metais magnéticos podem ser alteradas pela manipulação dos momentos magnéticos intrínsecos dos elétrons. O efeito inverso, ou seja, a modificação das propriedades magnéticas através da manipulação da carga eletrônica, também é possível. O entendimento teórico e experimental destes fenômenos tem atraído a atenção dos Físicos e Engenheiros nos últimos anos e vem despertando interesse em aplicações tecnológicas. Este fato levou ao surgimento de uma área de pesquisa chamada de spintrônica ou magneto-eletrônica. Nesta dissertação de mestrado, são estudados efeitos de interação entre momentos magnéticos eletrônicos e portadores de carga elétrica em multicamadas metálicas magnéticas. Especificamente, investigamos a interação entre ondas de spin, geradas na ressonância ferromagnética, e propriedades de condução em tricamadas magnéticas. As amostras investigadas são do tipo Si(001)/FeCo/Ta/Py e Si(001)/Py/Ta/Co, onde $Py = Ni_{81}Fe_{19}$. Investigamos a geração de diferença de potencial DC, no plano e através das camadas da amostra, devido à excitação de ondas de spin (modo uniforme) na configuração do campo estático aplicado no plano do filme. A diferença de potencial, gerada na ressonância ferromagnética, é medida entre dois eletrodos. Para estas medidas dois tipos de eletrodos foram utilizados: pontas de tungstênio de dimensões de centenas de nanômetros, que são colocados perpendicularmente à superfície da amostra, e fios de cobre conectados à amostra com tinta de prata. A amostra é colocado em uma posição de máximo de campo magnético de rf, em uma cavidade retangular no modo TE_{102} , ressonante em 8,6 GHz. A magnetização ressonante com a radiação incidente interage com os elétrons de condução do filme através da interação $s-d$. Essa interação cria uma redistribuição dos elétrons, que por sua vez, origina a diferença de potencial DC, medida na superfície da amostra. A intensidade da diferença de potencial medida apresenta uma dependência linear em função da potência de microondas incidente. Acreditamos que esta diferença de potencial seja induzida pela polarização de spins dos elétrons de condução ao interagir com a magnetização ressonante no modo uniforme. As características dos resultados obtidos indicam que pode haver uma superposição do fenômeno clássico de geração de tensão d.c. em filmes magnéticos com o fenômeno de origem quântica previsto por L. Berger em 1999 (Phys. Rev. B 59(17), 11465 (1999)).

Abstract

Manipulating the intrinsic magnetic moments of the charge carriers can alter the properties of the electric transport in magnetic metals. On the other hand, the magnetic properties of the metals can be altered by the manipulation of the electronic charge. The theoretical and experimental understanding of these phenomena has recently attracted the attention of Physicists and Engineer and has been driven by the possibility of technological applications in the storage industry. This new area of research has been known as spintronic or magneto-electronic. This dissertation investigates the effects of interaction between the intrinsic magnetic moments of the electrons and their electric charge in magnetic metallic multilayers. In particular, we investigated the interaction among spin waves, generated in the ferromagnetic resonance condition, and conduction electrons in magnetics trilayers. The investigate samples were prepared by d.c. sputtering with the following composition: Si(001)/FeCo/Ta/Py and Si(001)/Py/Ta/Co, where Py= $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. We investigated the generation of d.c. voltage, in the plane and through the layers of the sample, due to the excitation of spin waves (uniform mode). The external magnetic field was applied in the plane of the sample. The d.c. voltage was measured between two electrodes. Two types of electrodes were used: nanometer sized point contact electrodes made by tungsten wires; and copper wires painted by silver ink. The sample is placed into a rectangular microwave cavity in the TE_{102} mode resonating at 8.6 GHz. The sample is located in a position of maximum rf magnetic field, and minimum rf electric field. The uniform mode of resonance interacts with the conduction electrons of the magnetic thin layer by the s-d interaction. This interaction creates an out of equilibrium electron distribution that originates the potential d.c. voltage, measured on the surface of the sample. The intensity of the measured d.c. voltage exhibits a linear dependence as a function of the incident microwave power. All the characteristics of the measured parameters indicate that the phenomena studied in this dissertation can be explained taking into account the classic phenomenon of electromagnetic induction together with the phenomenon of quantum origin predicted by L. Berger in 1999 (Phys. Rev. B 59(17), 11465 (1999)).

Índice

CAPÍTULO 1	1
1 Introdução	1
1.1 Spintrônica: Perspectiva Histórica.....	2
1.2 Esta Dissertação	10
Referências	12
CAPÍTULO 2	15
2 Conceitos Fundamentais	15
2.1 Transporte Eletrônico em Materiais Magnéticos	15
2.2 Ressonância Ferromagnética em Filmes	22
2.3 Geração de Tensão d.c. em Filmes e Multicamadas Magnéticas.....	29
2.3.1 <i>Revisão histórica</i>	29
2.3.2 <i>Proposta de L. Berger</i>	31
Referências	43
CAPÍTULO 3	45
3 Técnicas Experimentais	45
3.1 Fabricação de Pontas de Contato.....	45
3.2 Ressonância Ferromagnética e Detecção d.c.	51
3.2.1 <i>Preparação dos Contatos</i>	53
3.2.2 <i>Detecção de Tensão d.c.</i>	55
3.2.3 <i>Descrição da Cavidade</i>	56
Referências	61
CAPÍTULO 4	62
4 RESULTADOS E CONCLUSÕES	62
4.1 Amostras estudadas.....	62
4.2 Medidas de tensão d.c. no plano da amostra.....	63
4.3 Medidas de tensão d.c. através do plano da amostra	74
4.4 Discussão e conclusões	76
4.4.1 <i>Investigação de tensão d.c. gerada no plano do filme</i>	77
4.4.2 <i>Investigação de tensão d.c. gerada através do pilha de camadas</i>	79
4.5 Perspectivas	80

CAPÍTULO 1

Introdução

O elétron foi descoberto em 1897 por J. J. Thomson como uma partícula elementar contendo uma quantidade finita de carga. As propriedades da carga do elétron e a sua mobilidade fazem com que o mesmo possa interagir com campos eletromagnéticos, via as forças de Coulomb e de Lorentz, e permite que metais e semicondutores sejam percorridos por correntes elétricas. A observação do efeito Zeeman em 1896 e das anomalias no espectro de linha de gases levou à sugestão, em 1925 por Uhlenbeck e Goudsmit^{1, 2} de que o elétron tem um momento angular de *spin* intrínseco. A prova experimental, mais direta, da existência e da natureza quantizada do *spin* do elétron ($S_z = \pm \hbar/2$) foi obtida por Stern e Gerlach em 1922³ sendo consistente com as observações anteriores do espectro de linha e com as predições da equação de onda relativística formulada por Dirac em 1928^{4, 5}. A quantização do *spin* de um elétron livre impõe que, quando ele é medido, ele só pode ter apenas dois possíveis valores: *spin-up* e *spin-down*.

O momento angular orbital \vec{L} , devido ao movimento do elétron, juntamente com o momento angular de spin \vec{S} , dão origem ao momento de dipolo magnético dos átomos. O momento magnético orbital é dado por $\vec{\mu}_l = -g_l(e/2m)\vec{L}$, onde $g_l = 1$, e e m são, respectivamente, a carga e a massa do elétron. O momento magnético de spin é dado por $\vec{\mu}_s = -g_s(e/2m)\vec{S}$, onde $g_s \cong 2$. O fato de g_s ser diferente de g_l é devido à natureza quântica do spin eletrônico. As propriedades magnéticas, de origem eletrônica, dos materiais podem ser entendidas a partir da aplicação correta destas definições juntamente com a descrição quântica apropriada.

O spin eletrônico não foi considerado, até recentemente, como uma propriedade útil para aplicações em dispositivos condutivos na área de eletrônica. A possibilidade de se utilizar o spin do elétron para controlar e processar sinais, assim como se faz com a carga eletrônica, gerou grande atividade de pesquisa na área de dispositivos eletrônicos metálicos e semicondutores. Isto tem levado ao surgimento de uma área de pesquisa chamada de spintrônica ou magneto-eletrônica, como será visto na próxima seção.

1.1 Spintrônica: Perspectiva Histórica

Em meados da metade do século passado, o mundo entrou em um dos mais revolucionários períodos de avanço tecnológico. Durante este período, de cerca de 50 anos, uma grande e crescente mudança ocorreu, no cotidiano das pessoas em geral, devido ao aprimoramento e surgimento de novos equipamentos e dispositivos, que a pouco mais de 60 anos atrás não passavam pela imaginação nem dos mais criativos dos seres humanos. Toda a base desta revolução está fundada em um processo de lógica digital de elétrons. Desde o mais simples transistor até os superpoderosos microprocessadores, usados nos mais recentes computadores, todos eles têm seus circuitos baseados em operações de códigos binários – bits – onde o 0 (zero) e o 1 (um) representam a ausência ou a presença de carga eletrônica. Além disto todas as operações entre estes dispositivos microeletrônicos também é realizada por um fluxo binário de cargas elétricas. Toda esta tecnologia tem proporcionado à indústria eletrônica um mercado global anual de cerca de 1,5 trilhões de

dólares. Pela lei de Moore⁶ (a qual diz que a capacidade dos microprocessadores dobra a cada 18 meses), brevemente o tamanho dos dispositivos eletrônicos básicos (transistores, junções, etc) chegará ao limite da escala atômica, indicando uma possível saturação. Devido a esta implicação e pela crescente necessidade de dispositivos de múltipla funcionalidade, nos últimos anos ocorreu um grande esforço, em pesquisa, para se utilizar o spin do elétron em dispositivos eletrônicos. A importância desta nova área foi habilmente resumida na observação incisiva de J. M. D. Coey⁷: “A Eletrônica Convencional tem ignorado o *spin* do elétron”. De forma geral, 50% dos elétrons de condução nos materiais tendem a ser *spin-up* e o restante *spin-down* (onde *up* e *down* se referem ao eixo de quantização). A possibilidade de se usar o spin do elétron poderá levar desenvolvimento dispositivos mais funcionais do que os obtidos com a tecnologia atual de microeletrônica. Esta nova área de pesquisa tem sido chamada de Spintrônica ou Magneto-Eletrônica.

Historicamente, a primeira observação mostrando que o *spin* pode afetar o transporte do elétron data de antes de 1857, quando o efeito da magnetoresistência anisotrópica (AMR) foi descoberto⁸. Este efeito mostra que a resistência de um metal ferromagnético depende do ângulo entre a sua magnetização e a direção da corrente elétrica⁹. A origem física deste fenômeno pode ser entendida como devido ao espalhamento da banda *s-d*, induzido por um campo magnético externo, sobre o vetor de onda do elétron. A massa efetiva dos elétrons da banda *d* é muito maior que a dos elétrons de condução da banda *s*, isto provoca o aumento da resistividade quando os elétrons da banda *s* se espalham nos elétrons da banda *d*. A aplicação mais direta das AMR foi em dispositivos sensores de campo magnético, os quais foram usados extensivamente em cabeças de leitura de discos rígidos na década de 1990.

No início da década de 70, foi determinada experimentalmente, pela primeira vez, a polarização de spin da banda de condução de um material ferromagnético. Este experimento, realizado por Tedrow e Mersevey¹⁰, baseou-se em medidas de magneto condutância entre dois eletrodos metálicos, sendo um ferromagnético e o outro metal normal, separados por uma camada isolante, ou mais especificamente, uma junção túnel *Al/Al₂O₃/Metal Ferromagnético*. As medidas foram realizadas com Al no estado supercondutor. Um campo magnético, *H*, grande suficiente, foi aplicado para quebrar a

densidade de estados do supercondutor, por efeito Zeeman, em dois picos bem definidos deslocados de seu estado inicial, ($H = 0$), por $\pm \mu H$. Onde μ é o momento magnético do elétron e \pm se refere ao acoplamento de H com o spin-down ou spin-up do elétron. Esta quebra de estados cria canais seletores de spin, os quais possibilitam, quando uma corrente atravessa a junção, a medida da polarização de spin do metal ferromagnético. Esta medida é realizada analisando-se a densidade de estados, a qual é expressa pela condutividade. Os valores determinados variam entre 11% para Ni e 44% para Fé, onde a porcentagem indica o grau de polarização dos elétrons participantes do processo de condução oriundos do metal ferromagnético. Os valores positivos mostram a predominância de spin majoritário.

Estes resultados incentivaram o estudo de outro sistema, também baseado em tunelamento, a junção túnel ferromagnética (Fig.1.1). Este sistema se constitui de uma junção túnel, similar à vista anteriormente, mas com os dois eletrodos formados de materiais ferromagnéticos.

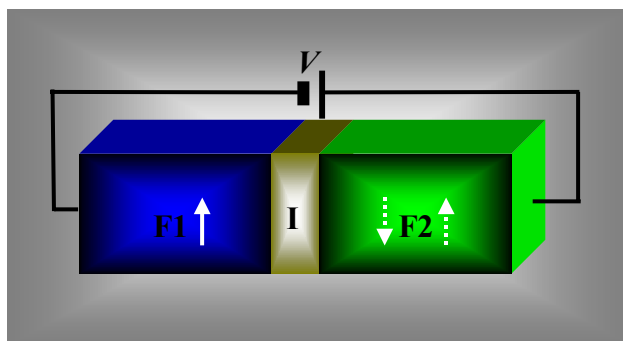


Figura 1.1 Modelo simples de uma junção túnel magnética. F1 e F2 são camadas ferromagnéticas, I a camada isolante e V a tensão aplicada entre os eletrodos F1 e F2.

Assumindo que o tunelamento de elétrons entre estes dois eletrodos é adiabático (momento e energia totais são conservados), a condutância será proporcional ao produto das densidades de estados das sub-bandas e assim à magnetização relativa entre os eletrodos. A idéia de conservação do spin, durante o processo de tunelamento, foi introduzida por Julliere¹¹ quando investigou, em seu experimento pioneiro, a condutividade

entre eletrodos de uma junção túnel ferromagnética. A resistência associada a esta condutividade ficou conhecida como Magneto Resistência Túnel (TMR). Estas junções exibem, como característica, o efeito de memória. Em campo zero a condutância depende da magnetização relativa entre os eletrodos, ou seja, da história magnética do sistema. Devido a esta característica, as junções túnel ferromagnéticas, podem ser usadas em dispositivos de memória¹².

Em 1989, Baibich *et al*¹³, relataram a primeira observação direta de um efeito relacionado ao transporte de spin (a TMR é um efeito da interface dependente de spin, e não requer acumulação fora do equilíbrio, de spin e de transporte de spin em metal não ferromagnético). Ele observou uma forte dependência da resistência elétrica, de uma multicamada de Fe/Cr, como uma função do alinhamento relativo, paralelo ou antiparalelo, das magnetizações das camadas ferromagnéticas (Fig. 1.2). Este efeito ficou sendo conhecido como Magneto Resistência Gigante (GMR) e obteve um êxito ainda maior, como sensores magnéticos, substituindo as AMRs, como cabeças de leituras¹⁴. A origem física do efeito de GMR é o fenômeno de acumulação de spin¹⁵. Existem duas contribuições para o efeito de GMR: de volume e de superfície. A contribuição do volume vem do fato de que a condutividade de um volume ferromagnético depende das sub-bandas de spin (*up* ou *down*). A segunda contribuição é dada pelo fato de que a condução através de uma interface, por transmissão, também dependerá de cada sub-banda. Em multicamadas F/N (Metal Ferromagnético/Metal Normal), quando o alinhamento relativo da magnetização das camadas ferromagnéticas é antiparalelo, os portadores de spin majoritários, em uma das camadas, serão portadores de spin minoritário na outra camada. As transmissividades da interface, dependentes também das sub-bandas de spin, são reversas. O termo majoritário/minoritário refere-se aos elétrons com spins paralelos/antiparalelos a magnetização do material em que estão localizados. Quando uma corrente atravessa essa multicamada, os portadores de spin se acumularão na segunda interface N/F e como conseqüência, a condutância do sistema antiparalelo é reduzida em relação ao caso de alinhamento paralelo entre as camadas.

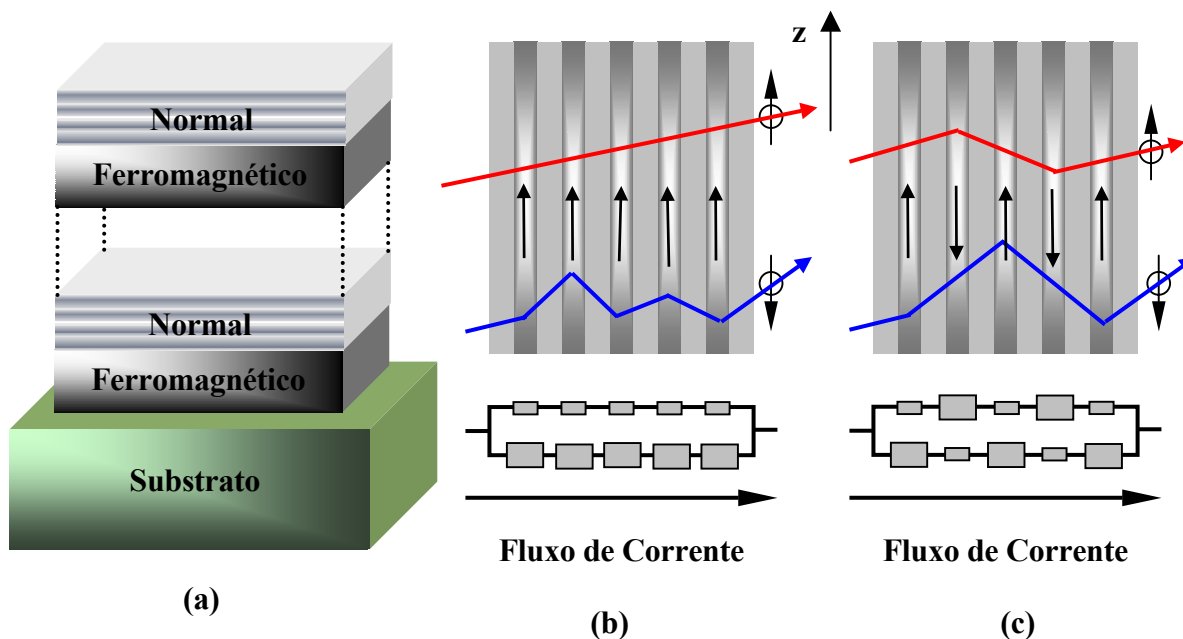


Figura 1. 2 (a) Multicamada sanduichada de F/N. (b) e (c) Modelo simplificado para GMR, baseado em associação de dois resistores, para GMR, onde a seta vermelha representa a corrente com spin paralelo a magnetização (resistência pequena) com direção z e a azul representa a corrente com spin antiparalelo (resistência grande).

O avanço natural de dispositivos magneto-eletrônicos de dois terminais para o de três terminais, teve seu início através do experimento realizado por Johnson^{16, 17, 18, 19}, em meados de 1993. Seu experimento baseou-se simplesmente na introdução de um terceiro contato, colocado em uma camada intermediária, paramagnética, sanduichada entre as duas camadas ferromagnéticas (Fig. 1.3). Em seu experimento, Johnson, observou que a injeção de portadores de spin polarizados, através da passagem de uma corrente pela interface F1/M, pode ser detectada como finita diferença de potencial entre a segunda interface M/F2. O segundo eletrodo, F2, funciona como um sensor de voltagem sensível a spin. A magnitude da tensão de saída depende da orientação relativa entre as magnetizações das duas camadas ferromagnéticas. Na linguagem de transistores bipolares, pode-se dizer que a primeira camada ferromagnética funcionaria como um coletor, a última como um emissor e a camada paramagnética como uma base. Devido a isto, este dispositivo recebeu o nome de Transistor de Spin (Transistor Johnson).

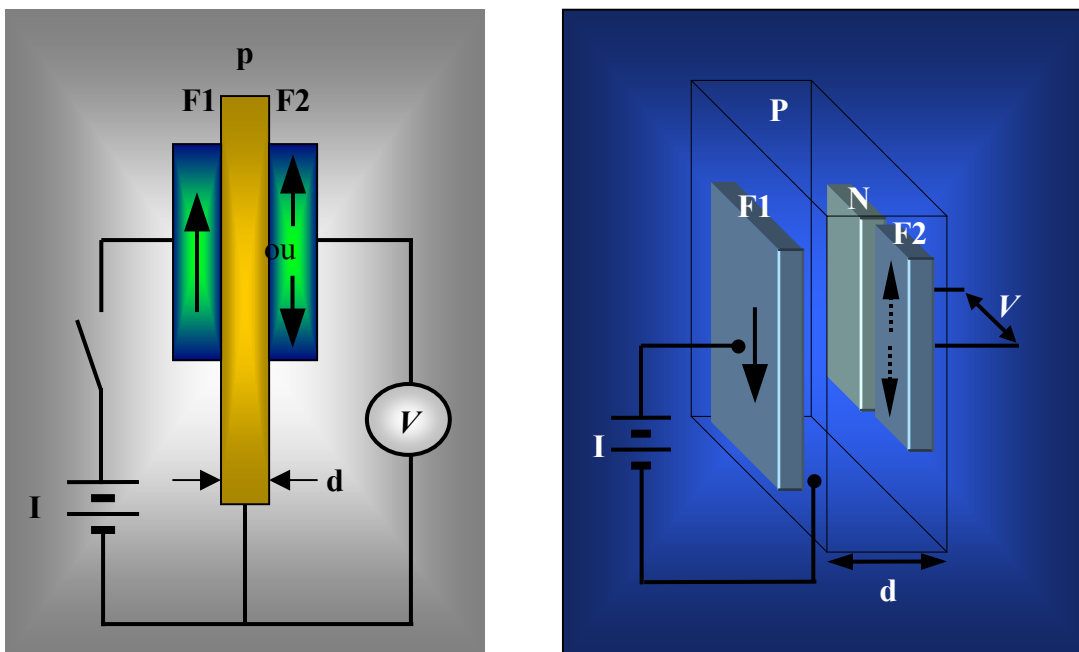


Figura 1.3 Modelo do dispositivo de três terminais de Johnson. (a) modelo didático. (b) geometria utilizada, no experimento, para a medição de V .

Este dispositivo de três terminais, transistor Johnson, não é um dispositivo ativo, ou seja, não permite amplificação direta e controle elétrico direto da fonte de drenagem. O primeiro dispositivo ativo de três terminais foi sugerido por Datta e Das²⁰, quando propuseram um dispositivo eletrônico análogo a um modulador eletro-óptico. Sua idéia era de usar um gás de elétrons bidimensional para fazer a estrutura de um transistor de efeito de campo (FET) com eletrodos ferromagnéticos. A presença de ferromagnetos como injetor e dreno vem da observação do efeito de válvulas de spin. A presença da interação spin-órbita do tipo Rashba induzirá uma precessão no spin. Contudo, a magnitude da inversão de spin, introduzido pela interação Rashba, e conseqüentemente o ângulo médio de precessão, pode ser controlado pela aplicação de um potencial externo. Então o canal total de condução dependerá da voltagem aplicada, isto é, o dispositivo terá um comportamento semelhante ao de um transistor de efeito de campo, logo o nome dado a este dispositivo é o de spin-FET. As principais exigências para um spin-FET funcionar são: primeiro, uma boa

eficiência na ejeção de portadores de spin polarizado dentro do semicondutor; segundo, um longo tempo de relaxação de spin, dentro do semicondutor.

A idéia sugerida por Datta e Das, de injeção de spin em um semicondutor bidimensional, tem causado uma intensa focalização de pesquisas na realização de experimentos de injeção de spin em semicondutores heteroestruturados. Com respeito à idéia de como se realizar, na prática, injeção e detecção de spin, várias tentativas diferentes são feitas. A primeira a ter sucesso experimental, foi o experimento realizado por Kikkawa e Awschalom²¹. Eles usaram um feixe de bombeio com luz circularmente polarizada para excitar elétrons dentro da banda de condução, quando os fótons transferem seus momentos angulares para o par elétron-buraco. Devido às regras de seleção, os elétrons excitados têm seu spin médio diferente de zero. A precessão destes spins em torno de um campo magnético aplicado é então detectada através de um pulso de prova com um atraso temporal. Este pulso de prova, ao passar através da amostra, tem sua polarização linear girada de uma quantidade proporcional à magnetização eletrônica da amostra, devido ao efeito Faraday. Estudos similares em volumes de GaAs tem revelado tempo de vida transversais extremamente longos, cerca de $1 \mu\text{s}$ ^{22, 23}.

Do ponto de vista de dispositivos e suas aplicações, o grande avanço é ter dispositivos eletrônicos funcionando perfeitamente em temperatura ambiente. Logo, como primeiro passo para a realização do spin-FET, um grande esforço tem ocorrido na direção de pesquisas em válvulas de spin, utilizando ao invés, de um metal normal como camada intermediária, um semicondutor²⁴. A possibilidade de se modular a magnitude do acoplamento spin-orbita como parâmetro, em 2 DEGs (gás de elétrons bidimensional), por meio de um potencial externo tem sido demonstrado^{25, 26, 27}. Gardelis et al²⁸ e Hu et al²⁹ também fizeram experimentos nesta direção, mas seus resultados não são muito conclusivos. Atualmente, este problema ainda continua atraindo uma grande quantidade de esforço em pesquisa na tentativa de se obter o dispositivo previsto.

A pesquisa atual, nesta área, também engloba outros tópicos em injeção de spins, tais como: pesquisas na observação de experimentos em microscopia de varredura por tunelamento eletrônico (STM)³⁰, como por exemplo, a injeção de spins por pontas de STM

em GaAs³¹; epitaxia de materiais ferromagnéticos sobre semicondutores³²; uso de barreira Schottky, existente em interfaces metal-semicondutor, para realizar injeção de spin³³, etc.

Em 1996, Berger³⁴ e Slonczewski³⁵, propuseram uma nova maneira de manipular spins eletrônicos através de corrente elétrica. A passagem de uma corrente de spin polarizado em um condutor ferromagnético gera um torque sobre a magnetização. Em níveis suficientemente altos de densidade de corrente, este torque é suficiente para inverter o sentido da magnetização do meio. A geração de ondas de spin, devido à passagem de corrente elétrica, foi relatada por Tsoi^{36, 37}, em multicamadas de Cu/Co e por J. E. Wegrowe³⁸ em fios de níquel. A reversão da magnetização, devido à transferência de momento entre a corrente de spin e a magnetização foi demonstrada em experimentos de junções magnéticas³⁹ e pontas de contato. Os resultados mais conclusivos e confirmadores das predições iniciais de Berger e Slonczewsk foram relatados, inicialmente por Katine⁴⁰ e posteriormente Tsoi⁴¹. Nestes experimentos, eles observaram, de forma direta, a excitação e a reversão da magnetização (Katine) do condutor ferromagnético pela injeção de corrente de spin polarizado. Neste dois experimentos, baseados em multicamadas F/N, a corrente injetada é polarizada pela passagem em um material ferromagnético inicial. Posteriormente Berger⁴² propôs um novo fenômeno, baseado do efeito inverso de sua previsão anterior. Ele propôs que uma tensão d.c. deve surgir, através, da multicamada quando uma precessão da magnetização (excitação de ondas de spin) da camada ferromagnética for induzida externamente. Esta excitação (ondas de spin) pode ser gerada, colocando-se a camada ferromagnética na condição de ressonância ferromagnética.

Como visto nesta breve revisão histórica a spintrônica tem sido uma das áreas da pesquisa científica, apesar de muito recente, de maior concentração de esforços em pesquisa e de um futuro dos mais promissores, podendo gerar uma revolução ainda maior que a proporcionada pela microeletrônica.

1.2 Esta Dissertação

O estímulo principal da pesquisa desenvolvida nesta dissertação de mestrado foi o de investigar a geração de corrente d.c. em filmes e multicamadas magnéticas, devido à excitação de ondas de spin. Este é o fenômeno inverso àquele previsto teoricamente por Berger³⁴ e Slonczewski^{35, 43} e posteriormente descoberto por Tsoi *et al*^{36, 41}. Berger e Slonczewski previram que uma corrente de spin polarizada podia induzir reversão da magnetização e provocaria excitações dinâmicas no filme ferromagnético. Este efeito tem sido utilizado para a reversão controlada da magnetização utilizando-se corrente elétrica em valores de campos magnéticos moderados^{39, 40, 44, 45}. Seguindo a sugestão dada por Berger⁴² em 1999, investigamos a geração de tensão d.c. em filmes e multicamadas magnéticas quando estão em ressonância ferromagnética (FMR). Para isto preparamos bicamadas ferromagnéticas de diferentes materiais separadas por uma camada não magnética e medimos a diferença de potencial d.c. na condição de FMR. Medimos tensão d.c. entre dois pontos localizados ao longo da superfície da amostra e também entre dois pontos perpendiculares às camadas. Usamos eletrodos de pontas de contacto, de tungstênio, construídos por eletrólise e eletrodos com contactos feitos por tinta de prata. A amostra é colocada no fundo de uma cavidade de microondas no modo TE_{102} , na região onde o campo magnético de rf é máximo e o campo elétrico de rf é nulo. A medida da tensão d.c. é realizada simultaneamente com a medida da absorção do campo magnético de rf, em função do campo magnético externamente aplicado. Nos valores de campos magnéticos nos quais as camadas ferromagnéticas absorvem microondas, detectamos uma tensão d.c. que foi estudada em função de vários parâmetros experimentais.

No primeiro capítulo fazemos uma introdução histórica sobre os problemas atuais que se relacionam com o assunto da tese. No segundo capítulo fazemos uma revisão dos conceitos teóricos que são mais importantes para entender os resultados apresentados. Neste capítulo serão apresentados os argumentos utilizados por Berger⁴² para explicar a origem da tensão d.c. gerada durante a ressonância ferromagnética. No terceiro capítulo fazemos um resumo das principais técnicas experimentais utilizadas. No quarto capítulo apresentamos os resultados obtidos na nossa investigação, fazemos uma discussão sobre

estes resultados e apresentamos as conclusões, interpretações e questionamentos que surgiram durante este trabalho.

Referências

-
- ¹ G. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Naturwissenschaften, Heft* **47**, 264 (1925).
- ² G. Uhlenbeck and S. Goudsmit, *Nature* **177**, 264 (1926).
- ³ M. Karplus and R. N. Porter, *Atoms and Molecules* (The Benjamin/Cummings Publishing Company), 1970.
- ⁴ P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford U. P.), 1958.
- ⁵ H. C. Ohanian, *Am. J. Phys.* **54**, 500 (1986).
- ⁶ Sankar Das Sarma, *American Scientist* **89**.
- ⁷ J. M. D. Coey, Introduction to Spin Electronics.
- ⁸ W. Thomsom, *Proc. R. Soc.* **8**, 546 (1857).
- ⁹ T. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. M. de Jong, and W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. B* **51**, 283 (1995).
- ¹⁰ P.M. Tedrow, R. Meservey, *Phys. Rev. B* **7**, 318-326 (1973).
- ¹¹ M. Julliere, *Physics Letters* **54A**, 224 (1975).
- ¹² J. S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong and R. Meserwey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1996).
- ¹³ M.N. Baibich, L.M. Broto, A. Fert, F. N Van Dau, F. Petroff, A. Friederich and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- ¹⁴ M.A.M.Gijs and G.E.W.Bauer, *Advances in Physics* **46**, 285 (1997).
- ¹⁵ T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- ¹⁶ M Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2142 (1993).
- ¹⁷ Johnson M, *Science* **260**, 320 (1993).
- ¹⁸ Johnson M, *Mater. Sci. Eng. B* **31**, 199 (1995).
- ¹⁹ Johnson M, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1435 (1993).
- ²⁰ B. Datta and B. Dus, *Appl. Phys. Lett.* **56** (7), 665 (1990).

-
- ²¹ J. Kikkawa, I.P Smortchkova, D.D. Awschalom, *Science* **277**, 1284 (1997).
- ²² J. Kikkawa, D.D. Awschalom, *Nature*, **397**, 139 (1999).
- ²³ I. Malajovich, J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom, J.J. Berry and N. Samarth, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1015 (2000).
- ²⁴ A. Cabbibo, et al., *J. Vac. Sci. and Technol. A* **15**, 1215 (1997).
- ²⁵ J.P. Heida, B.J. van Wees, J.P. Kuipers, A.F. Morpurgo, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **57**, 11911 (1998).
- ²⁶ C.M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, *Phys. Rev. B* **60**, 7736 (1999).
- ²⁷ D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6074 (2000).
- ²⁸ S. Gardelis, C.G. Smith, C.H. Barnes, E.H. Linfield, and D.A. Ritchie *Phys. Rev. B* **60**, 7764 (1999).
- ²⁹ C.M. Hu, J. Nitta, A. Jensen, J.B. Hansen, and H. Takayanagi, *Phys. Rev. B* **63**, 125333 (2001).
- ³⁰ MKemerink, K Sauthoff, PMKoenraad and H. van Kempen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2404 (2001).
- ³¹ S. Alvarado, M. Renaud, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1387 (1999).
- ³² W. Y. Lee, A. Samad, T. A. Moore, J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B* **61**, 6811 (2000).
- ³³ S D Ganichev, E L Ivchenko, S N Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4358 (2001).
- ³⁴ L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- ³⁵ J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- ³⁶ M. Tsoi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998); **81**, 493(E) (1998).
- ³⁷ E. B. Myers *et al.*, *Science* **285**, 867 (1999).
- ³⁸ J. E. Wegrowe *et al.*, *Europhys. Lett.* **45**, 626 (1999).
- ³⁹ J. Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **202**, 157 (1999).
- ⁴⁰ J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrmann, E.B. Meyers and D.C. Ralph *Phys.Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- ⁴¹ M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature (London)* **406**, 46 (2000).

-
- ⁴² L. Berger, *Phys. Rev. B* **59**, 11465 (1999).
- ⁴³ J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, L261 (1999).
- ⁴⁴ S. Urazhdin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1516 (2004).
- ⁴⁵ S. Urazhdin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 146803 (2003).

CAPÍTULO 2

Conceitos Fundamentais

O foco deste capítulo é a descrição da proposta de Berger¹ para o fenômeno de geração de tensão d.c. em multicamadas magnéticas. Para se chegar a esta descrição, será introduzido o conceito básico de transporte em metais magnéticos, ou seja, será descrito como as propriedades magnéticas influenciam as propriedades de transporte nestes metais. Também será apresentada uma breve descrição teórica do processo de ressonância ferromagnética em filmes finos.

2.1 Transporte Eletrônico em Materiais Magnéticos

As propriedades de transporte elétrico, em um dado material, são o reflexo do estado eletrônico de sua banda de valência.

Nos metais, os portadores de carga que contribuem para o fenômeno de condução são os elétrons que pertencem à banda s (elétrons de condução) e à banda d . Os elétrons da banda f participam muito pouco de todo o processo de condução, pois estão em um estado

altamente localizado. Já os elétrons da banda d estão localizados entre os elétrons mais livres (banda s) e os mais presos (banda f). Logo, isto possibilita, a estes elétrons, participarem do processo condução com alguma expressão.

Em metais de transição o acoplamento entre as bandas d e s é que conecta as propriedades magnéticas com as propriedades de transporte. Esta conexão pode afetar, de muitas formas, as propriedades elétricas de transporte no metal. Estados vazios na banda d podem ser ocupados temporariamente por elétrons de condução, ocasionando assim processos de espalhamento dependentes de spin e de momento angular orbital.

Em metais e ligas de terras-raras, o processo de condução é causado por elétrons das bandas $5d$ e $6s$. Neste caso, o magnetismo reside fortemente nos estados mais ligados ao núcleo, ou seja, $4f$. O magnetismo afeta o transporte eletrônico destes materiais, polarizando significativamente os elétrons de condução devido à troca (*exchange*) com os estados (bandas) f .

Nos óxidos o processo de condução é geralmente ativado termicamente. Os spins dos estados de valência, assim como o gap de energia para a ativação térmica, são intimamente conectados com o magnetismo. Isto ocorre através das interações de troca (*exchange*) e de campo cristalino.

A Fig. 2.1 compara os valores das resistividades elétricas em baixas temperaturas ($T \ll T_C$) e a forma das densidades de estado eletrônico para vários metais. Os metais alcalinos (a), com configuração de valência eletrônica s^1 , e os metais nobres (b), com configuração de valência $d^{10}s^1$, tem baixos valores de resistividade. Suas estruturas de valência eletrônica, próximo da energia de Fermi, E_F , são caracterizadas por bandas de elétrons livres. No caso (b), existe uma banda d não muito abaixo da energia de Fermi. Metais de transição não magnéticos (c), com configuração de valência $d^n s^1$, tem resistividade muito alta e suas bandas d e s , ambas no nível de Fermi. No caso dos metais de transição magnéticos, sua configuração de valência é da forma $d^{n\uparrow} d^{n\downarrow} s^1$ e ambas as bandas s e d , também estão presentes no nível de Fermi. A diferença, neste caso, é que as densidades de estados para spin-up e para spin-down na banda d , não são necessariamente iguais. Esta diferença pode ser explicada através do modelo simples de Stoner². Em resumo, este modelo pode ser entendido da seguinte forma: Stoner formulou um critério, o

qual determina se um metal de transição $3d$ é estável para formar um estado ferromagnético ou não.

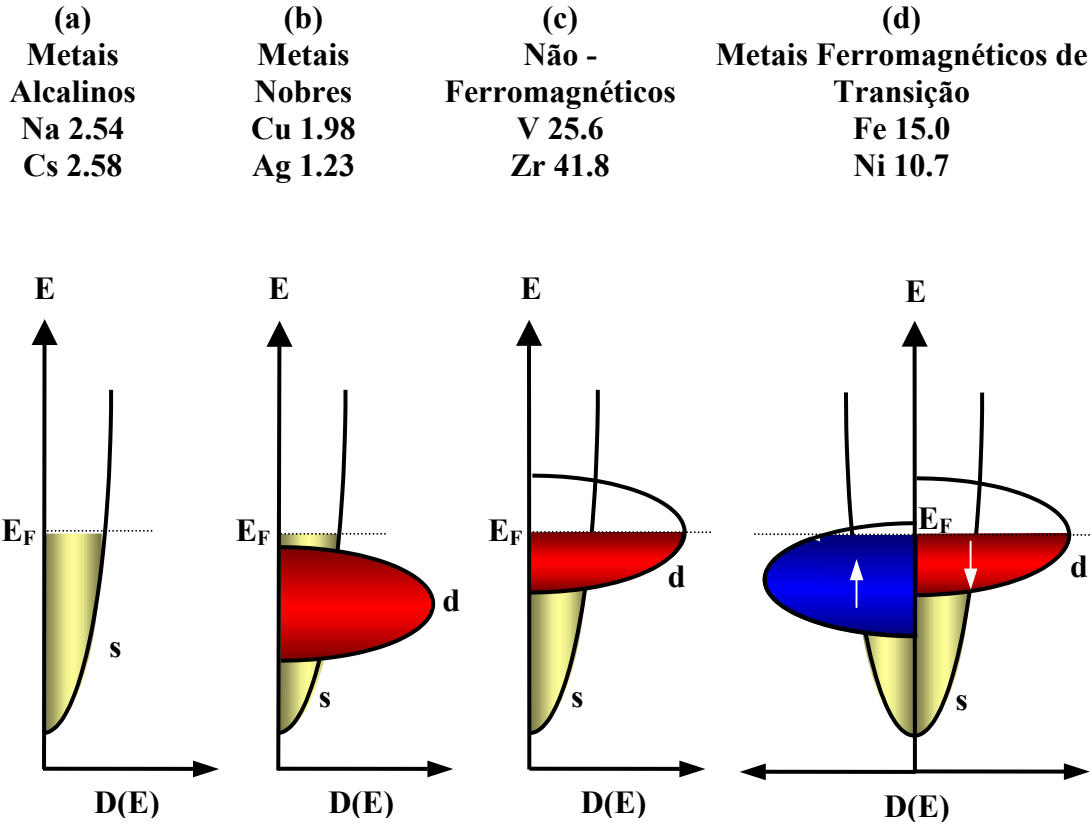


Figura 2.1 Acima: exemplos de valores de resistividades elétrica, na temperatura de Debye (ρ em $\mu\Omega \cdot \text{cm}$) para quatro classes de metais. Abaixo: esquema das densidades de estado eletrônico, $D(E)$, para cada classe: (a) metais alcalinos; (b) metais nobres; (c) metais de transição não-magnéticos; (d) metais de transição ferromagnéticos. Quando, E_F é a energia de Fermi. Nos metais ferromagnéticos os spins up estão na banda majoritária.

Stoner assumiu em seu critério, mostrado esquematicamente na Fig. 2.2, o modelo de bandas rígidas (a). Na ausência de campo, um pequeno número de spins down (\downarrow) se transfere para a banda \uparrow (b). O número de elétrons que se transferem é dado por $(1/2)D(E)\delta E$ e tem a sua energia aumentada de δE . Assim fica-se com:

$$\begin{cases} n_{\uparrow} = \frac{1}{2}(n + D(E_F)\delta E) \\ n_{\downarrow} = \frac{1}{2}(n - D(E_F)\delta E) \end{cases} \quad (2.1)$$

onde, n_{\uparrow} e n_{\downarrow} são as densidade de spin up e down respectivamente (número de spin, com orientação up ou down, por volume).

A magnetização espontânea será dada por:

$$M = \mu_B (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) = \mu_B D(E_F) \delta E \quad (2.2)$$

A energia devido ao campo molecular responsável pelo desbalanço entre a banda \uparrow e a banda \downarrow é:

$$\Delta E_{CM} = -\frac{1}{2} \mu_0 \lambda \mu_B^2 (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})^2 = -\frac{1}{2} U [D(E_F) \delta E]^2 \quad (2.3)$$

onde, λ é a constante de campo molecular, μ_0 é a susceptibilidade do espaço livre e $U = \mu_0 \lambda \mu_B^2$.

A variação total da energia devido ao desbalanço entre as bandas é dada por:

$$\Delta E = \Delta E_{cinética} + \Delta E_{CM} = \frac{1}{2} D(E_F) \delta E^2 - \frac{1}{2} U [D(E_F) \delta E]^2$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} D(E_F) \delta E^2 [1 - UD(E_F)] \quad (2.4)$$

Desta maneira define-se o critério de Stoner para obtenção do ordenamento ferromagnético espontâneo:

$$[1 - UD(E_F)] > 0 \Rightarrow \text{Estado de menor energia é obtido com } M = 0.$$

$[1 - UD(E_F)] < 0 \Rightarrow$ Ocorre a separação espontânea das bandas levando ao aparecimento do ordenamento magnético (Fig. 2.2 (c))

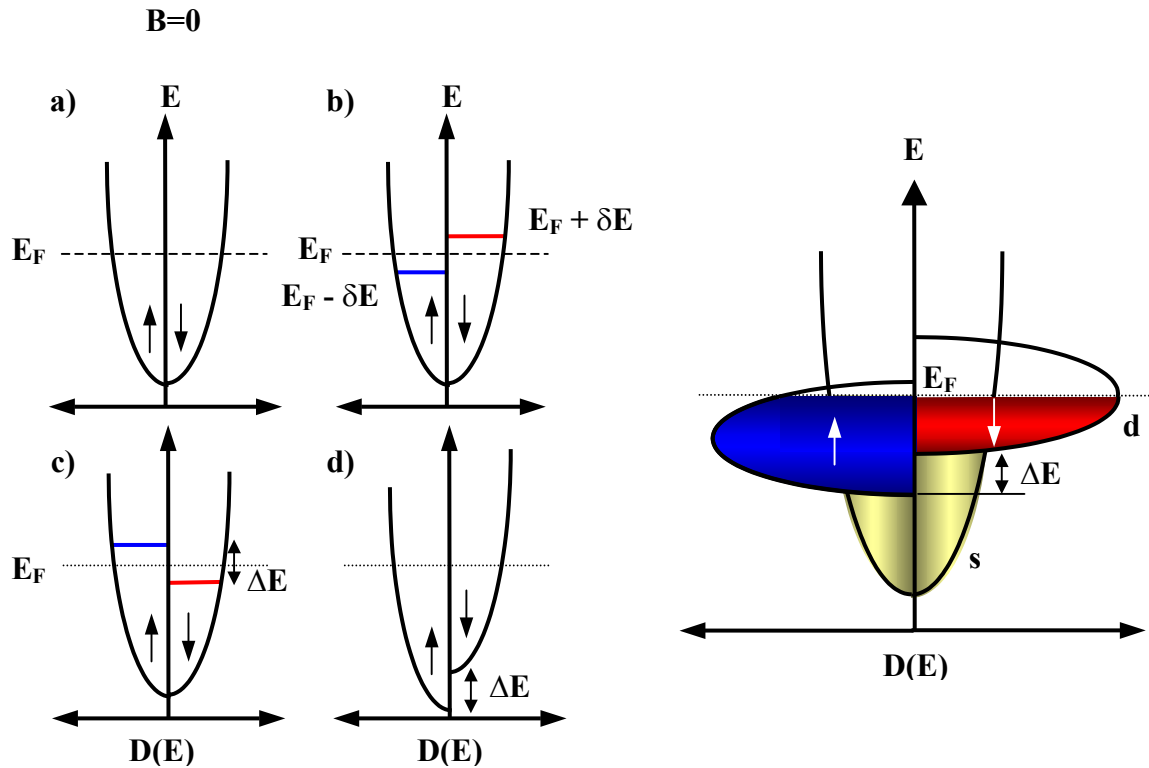


Figura 2.2 Ilustração esquemática do critério de Stoner para o ferromagnetismo.

A variação da resistência, na Fig. 2.1, pode ser analisada partindo-se do modelo simples de Drude para elétrons livres. A resistividade, no modelo de Drude, é dada como³:

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (2.5)$$

onde, n é a concentração volumétrica de portadores (elétrons) livres, e é a carga eletrônica, τ é o tempo de relaxação e m^* é a massa efetiva de cada portador de carga (inversamente proporcional a curvatura da banda, $m^* \propto (\partial^2 E / \partial k^2)^{-1}$). A equação 2.4 é usada para elétrons da banda s de metais e não vale quando a banda d intercepta a superfície de Fermi.

Contudo, ela pode ser usada para inferir o efeito da banda d em E_F sobre a condutividade (Fig. 2.1). Pode-se chegar a três conclusões sobre o efeito da banda d nas propriedades de transporte. Elas são:

- a) A sobreposição da banda s com a banda d no nível de Fermi (E_F), leva a hibridização destas bandas (estados). Esta hibridização torna os elétrons livres em parcialmente localizados (n decresce) e os elétrons d parcialmente delocalizados (n aumenta). O efeito resultante sobre a concentração eletrônica é pequeno;
- b) Quando ocorre a hibridização das bandas s e d , a banda parabólica s [$E(k) \propto k^2$] adquire características de banda d e assim a massa efetiva dos elétrons de condução aumenta. Isto reduz a mobilidade ($\mu = e\tau/m^*$) dos portadores de carga, nos metais de transição, em relação aos elétrons ligados mais livremente no metal;
- c) O efeito mais importante, para as propriedades de transporte em metais magnéticos, devido à sobreposição das bandas s e d , foi sugerido por Mott⁴. Os elétrons livres (s) sofrem espalhamento pelos elétrons mais localizados (d), de mesma energia. Este tipo de espalhamento ocorre, com alta probabilidade, devido a grande densidade de estados da banda d próximo da energia de Fermi. Conseqüentemente o tempo de relaxação e a mobilidade diminuem. O espalhamento s - d e outros tipos de espalhamentos, podem ser descritos em termo do potencial de espalhamento, o qual por sua vez controla o tempo de relaxação, ou seja,

$$\tau^{-1} = |V_{esp}|^2 N(E_F) \quad (2.6)$$

onde, $N(E_F)$ é a densidade de estados dos elétrons espalhadores próximo ao nível de Fermi. O forte crescimento da razão τ/m^* , quando a banda d intercepta o nível de Fermi, resulta em um grande aumento na resistividade, como mostrado na Fig. 2.1.

Com o objetivo de entender a diferença entre metais de transição ferromagnéticos e os não-magnéticos, Mott assumiu que em baixas temperaturas ($\ll T_C$) a direção do spin dos portadores de carga é conservada durante a maioria dos eventos de espalhamento. Isto ocorre porque as ondas de spin, que misturam os estados de spin-up e de spin-down, não

são fortemente excitadas em baixa temperatura. Os portadores de carga com spin-up e os com spin-down podem ser representados como dois canais que seguem paralelos. Desta forma uma determinada condução pode ser associada a cada um destes canais. Esta suposição não é válida em temperaturas próximas ou acima de T_C . Este modelo é chamado de “Modelo de dois Canais”. Este modelo foi proposto por Mott^{5, 6} em (1936) e usado posteriormente por Fert e Campbell^{7, 8, 9, 10} para descrever o transporte em metais ferromagnéticos. Uma simples representação, para este modelo, é feita ao comparar estes dois canais ou correntes com um circuito paralelo composto por dois tipos de resistividades (Fig.2.3). Estas resistividades são associadas aos dois tipos de portadores de carga, ou seja, ρ^\uparrow para os portadores de carga com spin-up e ρ^\downarrow para os portadores de cargas com spin-down.

Além da contribuição devido ao espalhamento $s-d$, a resistividade total de um destes canais deve conter termos devido a espalhamento com fônons, impurezas, etc. As resistividades dos dois canais não são necessariamente iguais. A diferença de densidade de estados eletrônicos, que existe entre os spins-up e os spins-down, próximo ao nível de Fermi, é responsável por esta diferença de condutividade. Se em uma destas sub-bandas o espalhamento $s-d$ é negligenciado, esta sub-banda suportará mais corrente e a resistência total decrescerá até seu valor não magnético. Isto é evidente no caso do Ni, onde a banda d majoritária está cheia e, portanto não aprisiona os elétrons. A condução na banda de spin majoritária, do Ni, tende a ser favorecida e uma alta resistividade é relacionada à banda minoritária.

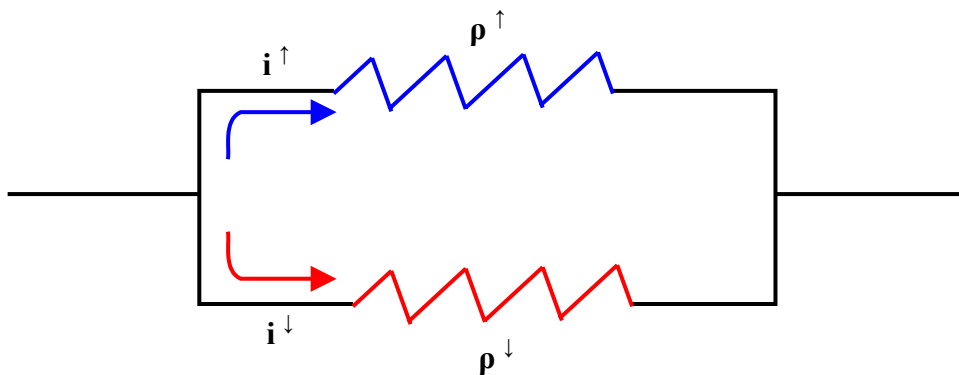


Figura 2.3 Circuito equivalente para o modelo de dois canais, de resistividades em metais de transição puros.

Matematicamente, a resistividade de um metal, no modelo de dois canais, em baixa temperatura (ou na temperatura ambiente para os metais de transição do grupo do ferro, dado que para estes metais $T_{amb} \ll T_C$), pode ser expressa por:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho^{\uparrow}} + \frac{1}{\rho^{\downarrow}} \quad (2.7)$$

ou

$$\rho = \frac{\rho^{\uparrow} \rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}} \quad (2.8)$$

Esta resistividade é sempre igual ou menor que a resistividade de cada canal individualmente. Cada resistividade, nas equações 2.7 e 2.8, é descrita pelas equações 2.5 e 2.2, com diferentes valores para n , m^* , τ e $N(E_F)$ em cada sub-banda. Pode-se ainda definir outros parâmetros, como por exemplo, a razão das resistividades para spin- down e spin- up:

$$\alpha = \frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}} \quad (2.9)$$

Para Ni e Co, como também para muitas ligas fortemente magnéticas, tem-se que $\alpha \gg 1$, pois os estados localizados, da banda d , aparecem em E_F apenas na banda de spin minoritária.

2.2 Ressonância Ferromagnética em Filmes

Em 1912 V. K. Arkadyev¹¹ observou, pela primeira vez, a absorção de microondas em meios ferromagnéticos. Onze anos depois, em 1923, Ya. G. Dorfiman¹² deu a primeira

interpretação teórica dos experimentos realizados. Porém os progressos substanciais nesta área só tiveram início em 1946 quando E. K. Kavoiskii¹³ e J. H. E. Griffiths¹⁴ observaram independentemente, as linhas de ressonância em Ni, Fe e Co. Posteriormente C. Kittel^{15, 16}, em 1947 e 1948, generalizou a teoria que havia sido proposta originariamente por Landau-Lifshitz¹⁷.

O fenômeno pode ser descrito da seguinte forma: quando um campo magnético \vec{H}_0 (dc) é aplicado em um filme ferromagnético, supostamente sem mecanismo de relaxação, os momentos atômicos tendem a precessionar de maneira coerente em torno de suas posições de equilíbrio. Assumindo-se que o campo magnético é suficientemente intenso, o processo deve ser visto como a precessão da magnetização em torno de um campo efetivo \vec{H}_{ef} . De forma alternativa, o fenômeno pode ser considerado em termos da quantização do momento angular total da amostra. Desta forma, encontra-se que o movimento de precessão, em torno do campo efetivo, é realizado com uma frequência $\omega = \gamma H_{ef}$. Esta frequência é denominada de “frequência de Lamor” e tem $\gamma = 1.4g$ GHz/kOe. Onde g é o fator de Landé e já leva em consideração a interação spin-órbita.

Considerando-se agora, num material com perdas, que perpendicular ao campo dc, um campo magnético oscilante, $h(t) = h_0 \exp(i\omega t)$, de frequência ω e amplitude $h_0 \ll H_0$ é aplicado. O filme absorverá energia da radiação eletromagnética quando sua frequência se aproximar da frequência de precessão.

Na prática o que se mede é a potência absorvida na ressonância, P . Esta é dada pela derivada temporal da energia, $E = -\vec{M} \cdot (\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t))$. Levando-se em conta que

$$\vec{M} = \chi(\omega_0) (\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t)) \quad (2.10)$$

onde, $\chi(\omega_0) = \chi'(\omega_0) + i\chi''(\omega_0)$ é a susceptibilidade generalizada. Da equação de movimento de Landau-Lifshitz

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

obtem-se a potência absorvida na ressonância, ou seja:

$$P = \text{Re} \left[-\chi(\omega_0) \vec{H}_{ef} \cdot \frac{d\vec{h}}{dt} - \chi(\omega_0) \vec{h} \cdot \frac{d\vec{H}}{dt} \right] = \text{Re} \left[-i\omega_0 \chi(\omega_0) h^2 \right] \quad (2.12)$$

A potência média absorvida, $\langle P \rangle$, é calculada tomando-se a média temporal de (2.8). Assim $\langle P \rangle$ é dado por:

$$\langle P \rangle = \omega_0 h^2 \chi''(\omega_0) = \gamma H_0 h^2 \chi''(\omega_0) \quad (2.13)$$

onde, a função $\chi''(\omega_0)$ tem a seguinte forma¹⁸:

$$\chi''(\omega_0) = \frac{\gamma^2 M_s H_0}{(\gamma H_0)^2 - \omega^2 - i\gamma H_0 \Gamma} \quad (2.14)$$

Na realidade o último termo do denominador é introduzido fenomenologicamente para representar as perdas de energia. O termo Γ é conhecido como taxa de relaxação.

Com isto as curvas de absorção têm forma de linha Lorentzianas. O campo de ressonância é o valor de H_0 onde ocorre o máximo de absorção, isto é, quando $H_0 = \omega_0/\gamma$ em (2.10). A largura de linha, dada por $\Delta H = \Gamma/\gamma$, é definida como a diferença entre os campos magnéticos, onde a potência absorvida é a metade do valor da potência máxima absorvida, ou potência de pico.

Quando se trabalha com filmes finos e ultrafinos o sinal de absorção é, usualmente, muito pequeno em comparação com os sinais detectados em amostras de volumétricas. Isto dificulta a obtenção dos espectros de ressonância, o que leva a necessidade de utilizar técnicas sofisticadas e sensíveis. Uma dessas técnicas consiste na modulação do campo magnético^{19, 20}. Isto é feito modulando-se o sinal de absorção mediante um campo

alternado, paralelo a \vec{H}_0 , de frequência ω_m (~kHz) e de amplitude $h_m \ll H_0$. Introduzindo-se este campo no cálculo da potência média absorvida, de (2.8) obtém-se:

$$P = \text{Re} \left[-i\omega_m H_{ef} h_m \exp(i\omega t) - i\chi(\omega_0) (\omega_0 h^2 + \omega_m h_m^2) \right] \quad (2.15)$$

e considerando a frequência ω_m alta ~kHz a potência média se reduz à seguinte equação:

$$\langle P \rangle = \chi''(\omega_0) (\gamma H_0 h^2 + \omega_m h_m^2) \quad (2.16)$$

Quando se trabalha em modo de detecção *lock-in* com frequência de referencia ω_m , apenas o sinal proporcional a esta é detectado, ou seja, a potência média detectada será dada por:

$$\langle P \rangle = \chi''(\omega_0) \omega_m h_m^2 \quad (2.17)$$

a partir das curvas de ressonância, pode-se extrair parâmetros importantes, tais como o campo de ressonância e a largura de linha, ver Fig. 2.4.

Em FMR, o movimento de precessão do momento magnético, com energia livre $E(\theta, \phi)$ ocorre em uma certa frequência ω_0 . Nos experimentos, a magnetização é perturbada em uma frequência fixa ω' e $E(\theta, \phi)$ é modificada pela variação do campo aplicado \vec{H}_0 . O campo necessário para modificar a energia tal que $\omega_0 = \omega'$ é o campo de ressonância H_{res} . Em princípio é necessário encontrar a relação de dispersão entre ω_0 e H_{res} . Para encontrar esta relação, pode-se fazer uso da equação de movimento de \vec{M} , a qual é dada pela formulação de Landau-Lifshitz-Gilbert²¹ como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{G}{\gamma M^2} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (2.18)$$

onde, \vec{H}_{ef} é o campo magnético efetivo, que inclui o campo dc, o campo de rf, o campo de desmagnetização, os campos de anisotropia, etc. G é o parâmetro de Gilbert, que está relacionado com o amortecimento viscoso da magnetização. No caso presente, este último fator (o amortecimento) será desconsiderado, pois o interesse é determinar soluções no regime estacionário.

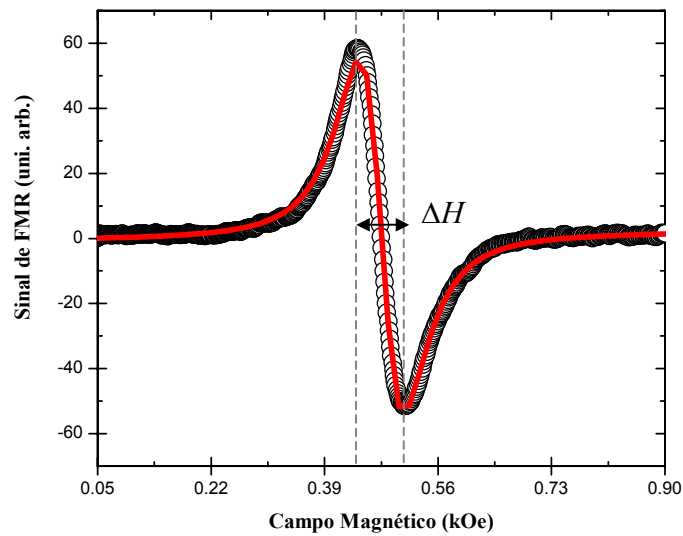


Figura 2.4 Espectro de FMR típico para filme simples. Neste caso o filme tem a seguinte composição: MgO(110)/Fe(60 Å)/Cu(15 Å). A forma de linha é a derivada da curva de ressonância, o campo de ressonância é encontrado pelo valor do campo onde a derivada é nula (475,33 Oe) e a largura de linha, ΔH , é definida como a diferença entre os valores de campo no máximo e no mínimo da derivada (57,17 Oe). A curva cheia representa o ajuste numérico, de acordo com a derivada de uma Lorentziana.

O campo de ressonância pode ser determinado a partir de diferentes abordagens. Uma delas constitui-se em resolver a equação de movimento da magnetização; separar as componentes de rf; linearizar as equações para cada componente e em seguida encontrar a condição de ressonância. A outra abordagem é escrever a energia livre do sistema e

determinar as posições de equilíbrio da magnetização, que são dadas pelo mínimo de energia. A relação de dispersão (ω_0 vs. H_{res}) leva ao campo de ressonância. Como exemplo, para um filme simples, a relação de dispersão geral pode ser deduzida a partir da equação de movimento:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} \quad (2.19)$$

A relação entre o campo efetivo e a energia livre magnética foi apresentada por J. H. Van Vleck²², sendo dada por:

$$\vec{H}_{ef} = -\left(\frac{1}{t}\right) \vec{\nabla}_M E(\phi, \theta) \quad (2.20)$$

onde, o índice no operador gradiente indica que as derivadas são calculadas com respeito à magnetização.

Em coordenadas esféricas tem-se:

$$\vec{\nabla}_M E = E_r \hat{e}_r + \left(\frac{1}{M}\right) E_\theta \hat{e}_\theta + \left(\frac{1}{M \sin\theta}\right) E_\phi \hat{e}_\phi \quad (2.21)$$

onde, E_θ , E_ϕ e E_r são as derivadas parciais com respeito às variáveis indicadas.

De (2.19 – 2.21), as equações para as componentes de \vec{M} ficam como:

$$\left(\frac{1}{\gamma}\right) \frac{dM_\theta}{dt} = -\left(\frac{1}{\sin\theta}\right) E_\phi \quad (2.22)$$

$$\left(\frac{1}{\gamma}\right) \frac{dM_\phi}{dt} = E_\theta \quad (2.23)$$

Assume-se, agora, que o movimento de precessão de \vec{M} , esta confinado a pequenos desvios, $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ e $\Delta\phi = \phi - \phi_0$ da posição de equilíbrio (θ_0, ϕ_0) . Então levando-se em conta que $M_\theta = M_S \sin(\Delta\theta) \cong M_S \Delta\theta$ e que $M_\phi = M_S \sin\theta \sin(\Delta\phi) \cong M_S \sin\theta (\Delta\phi)$ as equações (2.22 e 2.23) são rescritas como:

$$\left(\frac{1}{\gamma}\right) \frac{d(\Delta\theta)}{dt} = -\left(\frac{1}{M_S \sin\theta}\right) E_\phi \quad (2.24)$$

$$\left(\frac{1}{\gamma}\right) \frac{d(\Delta\phi)}{dt} = \left(\frac{1}{M_S \sin\theta}\right) E_\theta \quad (2.25)$$

aqui, M_S é a magnetização de saturação (lembre-se que, por definição, o campo dc é suficientemente forte para saturar a amostra).

Pode-se expandir a expressão da energia em série de Taylor em torno da posição de equilíbrio onde $E_\theta = E_\phi = 0$. Para um filme simples, tem-se que, até a segunda ordem de expansão, a energia é dada por:

$$E = E_0 + \frac{1}{2} \left[E_{\phi\phi} (\Delta\phi)^2 + 2E_{\theta\phi} (\Delta\theta)(\Delta\phi) + E_{\theta\theta} (\Delta\theta)^2 \right] \quad (2.26)$$

$$\text{onde, } E_{\phi\phi} = \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}, \quad E_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \quad \text{e} \quad E_{\theta\phi} = \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi}.$$

Voltando às equações (2.24 e 2.25) e propondo soluções para $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ do tipo $\Delta\theta = \Delta\theta_0 \exp(i\omega t)$ e $\Delta\phi = \Delta\phi_0 \exp(i\omega t)$, tem-se um sistema de equações da forma:

$$i\omega\Delta\theta = -\frac{\gamma}{M_S \sin\theta} \left[E_{\phi\phi} \Delta\phi + E_{\theta\phi} \Delta\theta \right] \quad (2.27)$$

$$i\omega\Delta\phi = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta} [E_{\theta\theta}\Delta\theta + E_{\theta\phi}\Delta\phi] \quad (2.28)$$

O sistema de equações homogêneas para $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ (2.27 e 2.28) tem solução não trivial só quando o determinante dos coeficientes é igual a zero. Aplicando esta condição obtém-se a relação de dispersão²³:

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M_s \sin\theta}\right)^2 (E_{\theta\theta}E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2) \quad (2.29)$$

2.3 Geração de Tensão d.c. em Filmes e Multicamadas Magnéticas

2.3.1 Revisão histórica

No final da década de 1960, foram investigados efeitos de variação de propriedades de transporte em metais ferromagnéticos quando submetidos à condição de ressonância ferromagnética. As primeiras investigações foram realizadas por Juretschke et al.^{24, 25} e Seavey²⁶ em filmes metálicos, ainda no início da década de 60. No início da década de 1970 o mesmo fenômeno foi investigado por M. Toda²⁷ e Salyganov et al.²⁸ em semicondutores magnéticos. A origem do aparecimento de uma tensão d.c. em metais e semicondutores, quando em ressonância ferromagnética, depende da configuração experimental utilizada. Nos experimentos realizados por Juretschke, a amostra (sob um campo magnético estático) é submetida a uma radiação de microondas. A amostra fica localizada numa região do guia no qual o campo elétrico de rf é uniforme enquanto o campo magnético de rf varia linearmente através de sua espessura. A diferença de potencial entre dois pontos na superfície da amostra, medida nesta configuração, foi interpretada

como devido à interação entre as correntes de indução, geradas pelo campo elétrico de rf, e a magnetização oscilante. Esta interação foi relacionada com o efeito Hall e com o efeito de magnetoresistência anisotrópica. Juretschke mediu tensões d.c. da ordem de alguns mV em filmes de Permalloy de 1200 Å de espessura, quando submetidos a pulsos de microondas de 0,1 a 8 μs de duração e potências de pico de 5 kW e frequência de 8,8 GHz.

A geração de tensão d.c. em semicondutores magnéticos^{27, 28}, foi realizada na configuração convencional de ressonância ferromagnética. Nesta geometria, a amostra é colocada em uma estrutura de microondas numa posição onde o campo magnético de rf, uniformemente distribuído, é máximo e o campo elétrico de rf é nulo. Normalmente, nos experimentos de FMR, a amostra é colocada dentro de uma cavidade de microondas na posição de um máximo de campo magnético e de um nulo de campo elétrico. As amostras semicondutoras utilizadas foram cristais de HgCr₂Se₄, na forma de esferas, e CdCr₂Se₄ na forma de discos. A tensão d.c. foi medida nos discos, entre eletrodos de ouro colocados no centro e na borda, em temperatura de 77 K. Foram utilizados pulsos de microondas de 1,0 a 10 μs de duração, potência de pico de 10 W e frequência de 9,4 GHz. Com o disco magnetizado perpendicular ao seu plano, foram medidas tensões d.c. de 10 mV, quando a amostra estava na condição de ressonância ferromagnética. Neste caso, os autores interpretaram que o fenômeno não era o mesmo investigado por Juretschke, em 1960, e sugeriram explicações baseadas no arraste de portadores de cargas devido à propagação de ondas de spin geradas na ressonância ferromagnética.

Em 2002, um grupo da universidade de Harvard²⁹ propôs que um sistema formado por uma bicamada *F/N*, onde as camadas estão contato ôhmico entre si, pode se comportar como uma fonte de spin, ou seja, uma bateria de spin. Isto acontece quando a camada ferromagnética é posta em ressonância ferromagnética. Eles afirmam que a precessão da magnetização da camada ferromagnética (*F*), devido à ressonância ferromagnética, emite uma corrente de spin através da camada adjacente composta de um metal normal (*N*). A acumulação de spin no metal normal ou relaxa através da inversão de spin por espalhamento ou flui de volta para a camada ferromagnética, ocasionando em uma corrente de spin resultante.

2.3.2 Proposta de L. Berger

Recentemente, L. Berger¹ previu um novo processo de geração de tensão d.c., em filmes de multicamadas magnéticas quando as mesmas estão na condição de ressonância ferromagnética. Este fenômeno, ao contrário daqueles investigados na década de 60, é de natureza quântica e não necessita de campo elétrico de rf para ocorrer. O sistema proposto por Berger é constituído de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada metálica não-magnética. As camadas ferromagnéticas são de espessura e natureza química diferentes. Berger previu o aparecimento de uma tensão d.c. através das camadas metálicas, quando uma das camadas ferromagnéticas estivesse na condição de ressonância ferromagnética. Este efeito seria o inverso daquele previsto pelo próprio Berger³⁰ e Slonckzewski³¹ e comprovado experimentalmente por Tsoi³². Neste último caso, verifica-se a excitação de ondas de spin devido à passagem de uma corrente elétrica de alta densidade perpendicular à superfície do filme magnético.

Tanto o fenômeno que está sendo tratado nesta dissertação (geração de tensão d.c.) como o fenômeno oposto, são efeitos causados pela presença de uma interface metal normal/metal ferromagnético (N/FM) em meio a um transporte difusivo. Esta interface, além de causar um aumento local da interação magnon-elétron e ela também funciona como uma fonte de transferência de momento angular. Este último fator ajuda os elétrons de condução a saltarem a barreira de momento, entre as superfícies de Fermi para spin-up e spin-down, emitindo ondas de spin, ou seja, gerando precessão.

Voltando, à proposta de Berger para geração de tensão d.c., o fenômeno pode ser apresentado da seguinte forma: Considerando uma multicamada magnética (Fig. 2.5) formada por duas camadas ferromagnéticas F_1 e F_2 e duas camadas de metal normal N e N_2 (N é muito mais fina que N_2) a excitação da precessão da magnetização será realizada em F_2 , através da excitação, nesta camada, da ressonância ferromagnética por microondas. Pode-se escolher qual camada ferromagnética entrará em ressonância através da escolha do valor do campo magnético aplicado, uma vez que o valor do campo de ressonância depende da natureza química do material.

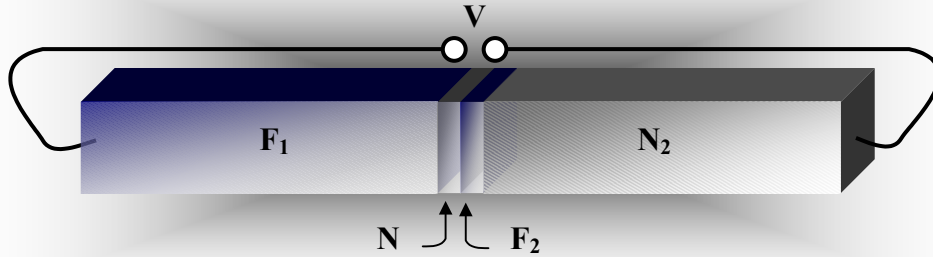


Figura 2.5 Filme multicamada composta por camadas ferromagnéticas, F_1 e F_2 , e camadas não magnéticas N e N_2 .

A presença da interface, entre as camadas, causa um aumento local da interação isotrópica de *exchange s-d*. Esta interação, como visto anteriormente, é causada pelo acoplamento do spin \vec{s} , dos elétrons itinerantes de condução $4s$ (metais de transição ferromagnéticos), com o spin $\vec{S}(\vec{r})$, dos elétrons magnéticos $3d$, e é dada por $-2J_{sd}\vec{s} \cdot \vec{S}(\vec{r})$, com:

$$V_{sd} = g\mu_B\vec{s} \cdot \vec{H}_{sd}(\vec{r})$$

$$\vec{H}_{sd}(\vec{r}) = \frac{-2J_{sd}\langle\vec{S}(\vec{r})\rangle}{g\mu_B}$$

onde, g é o fator giromagnético, μ_B é o magneton de Bohr, J_{sd} é a integral de *exchange s-d* e $\vec{H}_{sd}(\vec{r})$ é o campo efetivo sentido por \vec{s} devido a interação de *exchange, s-d*, com os elétrons d vizinhos. Para o modelo, assume-se que esta interação é dominante em F_2 quando comparada com interações elétron-magnon. Assume-se também que esta interação é dominante sobre a interação spin-órbita como fonte inversora de spin, pois se considera grande a amplitude de precessão da magnetização.

O número de magnons, no equilíbrio térmico, para cada modo de onda de spin de frequência ω' , em F_2 , é dado por $[\exp(\hbar\omega'/k_B T) - 1]^{-1}$. Isto não é válido para um modo de frequência angular fixa ω excitado por um campo magnético de microondas aplicado externamente. Neste caso, supondo que o campo de excitação é de baixa intensidade para evitar efeitos não-lineares, a população de magnons cresce linearmente com a intensidade da excitação externa. No caso da excitação com campo de rf perpendicular ao campo estático, o único modo a ser excitado é o modo de precessão uniforme.

A presença de uma onda de spin, em F_2 , causa a inversão de spin (spin-flip) de elétrons, de spin-up para spin-down. Logo, pode-se introduzir uma razão de mudança de spin que expressa esta inversão, ou seja $dn_{\uparrow\downarrow}/dt$. Devido à conservação do momento angular, para uma troca isotrópica, para cada evento de inversão de spin um magnon correspondente é criado, ou seja, $\varepsilon_{\downarrow} - \varepsilon_{\uparrow} = \hbar\omega$ (ε_{\uparrow} e ε_{\downarrow} são as energias do elétron no estado de spin-up e de spin-down, respectivamente). A expressão para $dn_{\uparrow\downarrow}/dt$, em baixa ordem, pode ser dada por :

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\uparrow\downarrow}}{dt} = & \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_{\uparrow} \frac{D_N}{4} B_{\uparrow\downarrow} f_{\uparrow}(\varepsilon_{\uparrow}) \{1 - f_{\downarrow}(\varepsilon_{\uparrow} + \hbar\omega)\} n_m + \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_{\downarrow} \frac{D_N}{4} B_{\uparrow\downarrow} f_{\downarrow}(\varepsilon_{\downarrow}) \{1 - f_{\uparrow}(\varepsilon_{\downarrow} - \hbar\omega)\} (n_m + 1) \end{aligned} \quad (2.30)$$

onde, D_N é a densidade de estados dos elétrons de condução estimada em N (metal normal), f_{\uparrow} e f_{\downarrow} são os números de ocupação, $B_{\uparrow\downarrow}$ é um coeficiente positivo que representando a intensidade do acoplamento magnon-eletron na camada F_2 . Os fatores $1 - f_{\uparrow}$ e $1 - f_{\downarrow}$ levam em consideração o princípio de exclusão de Pauli. O termo +1 na equação 2.30 corresponde à emissão espontânea de ondas de spin.

Assume-se que os valores de f_{\uparrow} e f_{\downarrow} são dados pela função de distribuição de Fermi com diferentes potenciais eletroquímicos $\bar{\mu}_{\uparrow}$ e $\bar{\mu}_{\downarrow}$, ou seja:

$$f_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon_{\uparrow,\downarrow}) = \left\{ \exp\left[\frac{\varepsilon_{\uparrow,\downarrow} - \bar{\mu}_{\uparrow,\downarrow}}{k_B T}\right] + 1 \right\}^{-1} \quad (2.31)$$

Os potenciais eletroquímicos $\bar{\mu}_{\uparrow}$ e $\bar{\mu}_{\downarrow}$ são tomados sobre uma média em toda a superfície de Fermi. A diferença entre o raio das superfícies de Fermi para spin-up e spin-down provoca a diferença entre $\bar{\mu}_{\uparrow}$ e $\bar{\mu}_{\downarrow}$.

Negligenciando a dependência com a energia de D_N e $B_{\uparrow,\downarrow}$, o resultado da integral (2.26) é dado por:

$$\frac{dn_{\uparrow,\downarrow}}{dt} = \frac{D_N}{4} B_{\uparrow,\downarrow} \left\{ n_m - \left[\exp\left(\frac{\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} (\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega) \quad (2.32)$$

onde, $\Delta\bar{\mu}(0) = \mu_{\uparrow}(0) - \mu_{\downarrow}(0)$. O argumento (0) refere-se ao fato que $\bar{\mu}_{\uparrow}$ e $\bar{\mu}_{\downarrow}$ são calculados na interface N/F_2 , ou seja $x \cong 0$.

O primeiro termo da equação (2.32) representa a dependência com a absorção ou emissão estimulada de onda de spin. O segundo termo corresponde à emissão espontânea de onda de spin. Se o número de magnons, n_m , corresponder ao valor do equilíbrio térmico, em uma dada temperatura T , e $\Delta\bar{\mu}(0) = 0$ não haverá inversão de spin, ou seja, $dn_{\uparrow,\downarrow}/dt = 0$, como esperado.

Para entender como a inversão de spin, criada pelo espalhamento elétron-magnon, age sobre as propriedades de transporte na multicamada, é instrutivo estudar o processo de transporte nas camadas F_1 e N_2 . Admitindo que este transporte está no regime difusivo, ele pode ser analisado da seguinte forma: Pela conservação do número de elétrons³³ para cada espécie de spin, em F_1 e N_2 , considerando o processo de condução unidimensional, tem-se que:

$$\frac{dj_x^{\uparrow}}{dx} = \frac{dj_x^{\downarrow}}{dx} = \frac{\Delta\bar{\mu}}{\tau_{rs}} ce \quad (2.33)$$

onde, c é a densidade eletrônica local de estados por unidade de volume por spin, τ_{rs} é o tempo de relaxação de spin do elétron de condução e j_x^\uparrow , j_x^\downarrow são as densidades de corrente para os elétrons nos estados de spin-up e de spin-down, respectivamente.

Assumindo que a multicamada é um circuito aberto, a corrente total, j_x , na multicamada sempre será nula:

$$j_x^\uparrow + j_x^\downarrow = j_x = 0 \quad (2.34)$$

Combinando-se a Leis de Ohm e a de Fick encontra-se:

$$\begin{cases} j_x^\uparrow = \frac{\sigma^\uparrow}{e} \frac{d\bar{\mu}^\uparrow}{dx} \\ j_x^\downarrow = \frac{\sigma^\downarrow}{e} \frac{d\bar{\mu}^\downarrow}{dx} \end{cases} \quad (2.35)$$

onde, σ^\uparrow e σ^\downarrow são as condutividades para os canais de spin-up e spin-down, respectivamente.

Com as equações de 2.35 e a equação resultante da conservação do número de elétrons (eq. 2.33), encontra-se a seguinte expressão:

$$\frac{\sigma^\uparrow}{e} \frac{d^2\bar{\mu}^\uparrow}{dx^2} = -\frac{\sigma^\downarrow}{e} \frac{d^2\bar{\mu}^\downarrow}{dx^2} = \frac{\Delta\bar{\mu}}{\tau_{rs}} ce \quad (2.36)$$

Da equação anterior, obtém-se:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\bar{\mu}^\uparrow}{dx^2} = \frac{ce^2}{\tau_{rs}\sigma^\uparrow} \Delta\bar{\mu} \\ \frac{d^2\bar{\mu}^\downarrow}{dx^2} = -\frac{ce^2}{\tau_{rs}\sigma^\downarrow} \Delta\bar{\mu} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{d^2(\bar{\mu}^\uparrow - \bar{\mu}^\downarrow)}{dx^2} = \frac{ce^2}{\tau_{rs}} (\sigma^{\uparrow-1} + \sigma^{\downarrow-1}) \Delta\bar{\mu}$$

ou

$$\frac{d^2(\Delta\bar{\mu})}{dx^2} = \frac{\Delta\bar{\mu}}{l_{rs}^2} \quad (2.37)$$

A eq. 2.37 é conhecida como equação de Aronov³⁴ e $l_{rs} = \left[\tau_{rs} / \left(ce^2 (\sigma^{\uparrow-1} + \sigma^{\downarrow-1}) \right) \right]^{1/2}$ é o comprimento de difusão do spin.

Separando os termos para os dois estados de spin na equação 2.37, ou seja:

$$\frac{d^2(\bar{\mu}^{\uparrow} - \bar{\mu}^{\downarrow})}{dx^2} = \frac{(\bar{\mu}^{\uparrow} - \bar{\mu}^{\downarrow})}{l_{rs}^2} \Rightarrow \begin{cases} \frac{d^2\bar{\mu}^{\uparrow}}{dx^2} = \frac{\bar{\mu}^{\uparrow}}{l_{rs}^2} \\ \frac{d^2\bar{\mu}^{\downarrow}}{dx^2} = \frac{\bar{\mu}^{\downarrow}}{l_{rs}^2} \end{cases} \quad (2.38)$$

e resolvendo as equações, considerando-se as espessuras de F_1 e N_2 (para este cálculo) infinitas, obtém-se, em F_1 e N_2 :

$$\begin{cases} \bar{\mu}^{\uparrow}(x) = C + A^{\uparrow} e^{\pm \frac{x}{l_{rs}}} \\ \bar{\mu}^{\downarrow}(x) = C + A^{\downarrow} e^{\pm \frac{x}{l_{rs}}} \end{cases} \quad (2.39)$$

Das equações 2.33 e 2.39, chega-se as equações diferenciais que descrevem a densidade de corrente para os dois tipos de orientação de spin, ou seja:

$$\frac{dj_x^{\uparrow}}{dx} = -\frac{dj_x^{\downarrow}}{dx} = \frac{ce}{\tau_{rs}} (\bar{\mu}^{\uparrow}(x) - \bar{\mu}^{\downarrow}(x)) = \frac{ce}{\tau_{rs}} (A^{\uparrow} - A^{\downarrow}) e^{\pm \frac{x}{l_{rs}}}$$

$$\begin{cases} \frac{dj_x^\uparrow}{dx} = \Delta\bar{\mu}(0)e^{\pm\frac{x}{l_{rs}}} \frac{ce}{\tau_{rs}} \\ \frac{dj_x^\downarrow}{dx} = -\Delta\bar{\mu}(0)e^{\pm\frac{x}{l_{rs}}} \frac{ce}{\tau_{rs}} \end{cases} \quad (2.40)$$

Resolvendo as equações de 2.40 encontra-se a expressão para as duas densidades de corrente:

$$\begin{cases} j_x^\uparrow = \pm\Delta\bar{\mu}(0)e^{\pm\frac{x}{l_{rs}}} \frac{cel_{rs}}{\tau_{rs}} \\ j_x^\downarrow = \mp\Delta\bar{\mu}(0)e^{\pm\frac{x}{l_{rs}}} \frac{cel_{rs}}{\tau_{rs}} \end{cases} \quad (2.41)$$

onde C , A_\uparrow e A_\downarrow são constantes que tem valores diferentes em F_1 e N_2 . Os sinais \pm e \mp antes de $\Delta\bar{\mu}(0)$ estão correlacionados de forma a dar $j_x = 0$. Os sinais \pm nas exponenciais, também se relacionam pelo mesmo motivo. O comportamento de $\bar{\mu}_{\uparrow,\downarrow}$ e $j_x^{\uparrow,\downarrow}$ pode ser observados na figura 2.6.

As camadas N e F_2 tem suas espessuras, por imposição do modelo³⁵, muito mais finas que o comprimento de difusão local do spin. Então, as leis de Ohm e de Fick mostram que as variações de $\bar{\mu}_\uparrow$ e $\bar{\mu}_\downarrow$ dentro das camadas N e F_2 são muito pequenas e podem ser negligenciadas. Desta maneira as contribuições de volume de N e F_2 podem ser ignoradas e só serão considerados os efeitos da interface N/F_2 , em $x \cong 0$. Pelas leis de Ohm e de Fick, também se observa que $\Delta\bar{\mu}$ deve ser contínuo na interface F_1-N_2 ($x \cong 0$). Devido a existência de uma intensa razão de inversão de spin, $dn_{\uparrow\downarrow}/dt$, em F_2 , há uma descontinuidade na transferência de elétrons entre as correntes de spin-up e de spin-down, ou seja:

$$j_x^\uparrow(+0) - j_x^\uparrow(-0) = j_x^\downarrow(+0) - j_x^\downarrow(-0) = \frac{e}{L_y L_z} \frac{dn_{\uparrow\downarrow}}{dt} \quad (2.42)$$

onde, $(+0)$ e (-0) são os valores positivos e negativos de x , correspondentes aos pontos exatamente na parte de fora dos lados opostos da camada F_2 . L_y e L_y são as dimensões laterais da amostra.

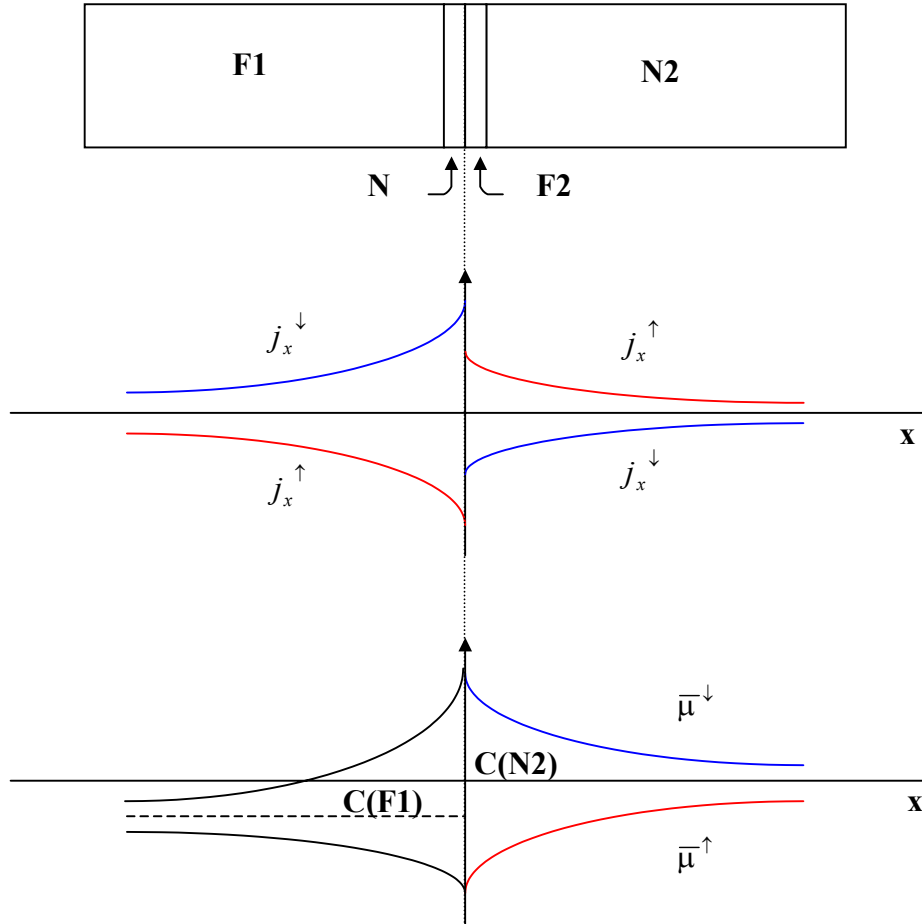


Figura 2.6 (a) Filme multicamada composta por camadas ferromagnéticas, F_1 e F_2 , e camadas não magnéticas N e N_2 . (b) Densidades de corrente para spin-up e spin-down, j_x^{\uparrow} e j_x^{\downarrow} , em F_1 e N_2 como função de x . (c) Potencial eletroquímico médio para spin-up e spin-down, $\bar{\mu}^{\uparrow}$ e $\bar{\mu}^{\downarrow}$, em F_1 e N_2 como função de x .

A última condição de contorno do problema é dada pela observação de que a multicamada é um circuito aberto, logo:

$$j_x^{\uparrow}(\pm\infty) = j_x^{\downarrow}(\pm\infty) = 0 \tag{2.43}$$

Deve-se observar que nas extremidades de F_1 e N_2 , ou seja quando $x \rightarrow \pm\infty$, que o potencial químico tende para um valor constante C . Como C assume valores diferentes em F_1 e N_2 , pode-se dizer que nas extremidades da multicamada surge uma diferença de potencial definida por:

$$-eV = C(N_2) - C(F_1) \quad (2.44)$$

onde, $C(F_1)$ e $C(N_2)$ são os valores assumidos por C nas camadas F_1 e N_2 .

Através das condições de contorno e das equações 2.39 e 2.41, encontra-se:

$$V = \frac{\alpha_1 - 1}{\alpha_1 + 1} \frac{\Delta\bar{\mu}(0)}{2e} \quad (2.45)$$

onde, $\Delta\bar{\mu}(0)$ é encontrado fazendo-se:

$$\begin{cases} j_x^\uparrow(-0) = j_x^\uparrow(0)_{F_1} = -\Delta\bar{\mu}(0)ce \left(\frac{l_{rs}}{\tau_{rs}} \right)_{F_1} \\ j_x^\uparrow(+0) = j_x^\uparrow(0)_{N_2} = +\Delta\bar{\mu}(0)ce \left(\frac{l_{rs}}{\tau_{rs}} \right)_{N_2} \end{cases} \quad (2.46)$$

$$\Rightarrow \left\{ -\Delta\bar{\mu}(0) \left[\left(\frac{l_{rs}}{\tau_{rs}} \right)_{F_1} + \left(\frac{l_{rs}}{\tau_{rs}} \right)_{N_2} \right] \right\} ce = \frac{e}{L_y L_z} \left(\frac{dn_{\uparrow\downarrow}}{dt} \right) \Rightarrow$$

$$\Delta\bar{\mu}(0) = - \frac{(dn_{\uparrow\downarrow}/dt)(e/L_y L_z)}{\left\{ \left[l_{rs} e (\sigma_{\uparrow}^{-1} + \sigma_{\downarrow}^{-1}) \right]_{F_1}^{-1} - \left[l_{rs} e (\sigma_{\uparrow}^{-1} + \sigma_{\downarrow}^{-1}) \right]_{N_2}^{-1} \right\}} \quad (2.47)$$

onde, $dn_{\uparrow\downarrow}/dt$ é positivo e $\alpha_1 = \sigma_{\downarrow}/\sigma_{\uparrow}$ em F_1 .

A ressonância ferromagnética gerada pela absorção de microondas em F_2 , gera ondas de spin no estado estacionário. Considerando, com isto, que $(dn_m/dt) = 0$ tem-se que a cada inversão no spin do elétron um magnon é criado ou aniquilado, em F_2 . Isto ocorre devido à interação $s-d$, logo:

$$\frac{dn_m}{dt} = -\frac{dn_{\uparrow\downarrow}}{dt} \quad (2.48)$$

Assim, das equações 2.32, 2.42 e de $(dn_{\uparrow\downarrow}/dt) = 0$, obtém-se:

$$0 = \frac{dn_m}{dt} = -\frac{D_N}{4} B_{\uparrow\downarrow} \left\{ \left[n_m - \left(\exp\left(\frac{\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1} \right] (\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega) - M \right\} \quad (2.49)$$

Somando-se a isto, tem-se que o campo de microondas, de frequência $\omega/2\pi$, que age sobre F_2 , gera magnons de mesma frequência (como em experimentos de FMR). A razão de criação de magnons devido a este fenômeno é representada pelo termo dependente de M , em 2.49. A variável $M \geq 0$ tem dimensão de energia. Resolvendo 2.49 encontra-se:

$$n_m = \left[\exp\left(\frac{\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} + \frac{M}{\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega} \quad (2.50)$$

Vê-se que, na equação 2.50, n_m é dado pela distribuição de Bose-Einstein no caso especial de $\Delta\bar{\mu}(0) = 0$ e $M = 0$, como se esperado.

No limite de altas temperaturas, ou seja, $|\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega| \ll k_B T$, a equação 2.50 se reduz a:

$$n_m \cong \frac{k_B T + M}{\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega} \quad (2.51)$$

Voltando ao cálculo da tensão d.c., V , tem-se que no limite de altas temperaturas, $|\Delta\bar{\mu}(0) + \hbar\omega| \ll k_B T$, isolando $\Delta\bar{\mu}(0)$ em 2.47 e 2.32 e substituindo em 2.45, obtém-se a equação para V em função de n_m (Fig. 2.7), neste limite, ou seja:

$$V = \frac{\alpha_1 - 1}{\alpha_1 + 1} \frac{1}{2e} \frac{k_B T - n_m \hbar\omega}{(4L_y L_z / e D_N B_{\uparrow\downarrow}) \left\{ \left[l_{rs} e^{(\sigma^{\uparrow-1} + \sigma^{\downarrow-1})} \right]_{F_1}^{-1} + \left[l_{rs} e^{(\sigma^{\uparrow-1} + \sigma^{\downarrow-1})} \right]_{N_2}^{-1} \right\} + n_m} \quad (2.52)$$

No limite de grandes valores de n_m , V aproxima-se de um valor constante dado por:

$$V = -\frac{\alpha_1 - 1}{\alpha_1 + 1} \frac{\hbar\omega}{2e} \quad (2.53)$$

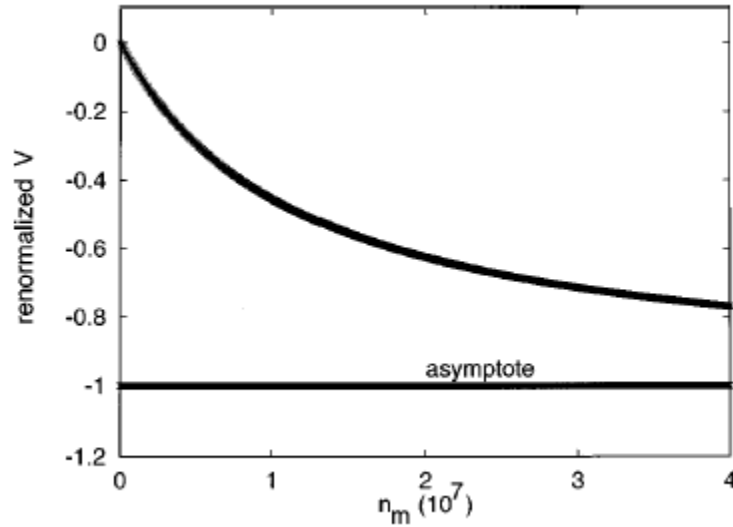


Figura 2.7 Gráfico extraído da referência 1. Valor normalizado da tensão d.c., V , gerada através do plano da multicamada em função do número, n_m , de quantas de onda de spin (magnons) na camada F_2 , de acordo com a equação (2.52). A voltagem V é expressa em unidades de $(\alpha_1 - 1)/(\alpha_1 + 1)(\hbar\omega/2e)$. Os valores assumidos para este gráfico são comentados no texto.

O comportamento da tensão d.c., V , normalizada em função do número de magnons é mostrado no gráfico apresentado na figura 2.7. Para produzir este gráfico Berger considerou os seguintes valores¹ para os parâmetros da equação 2.52: $L_y = L_z = 1 \mu m$, $\omega/2\pi = 10$ GHz, $k_B T \cong 0,66 \times 10^{-2}$ eV, com $T = 77$ K, $D_N/V_N = 11,4 \times 10^{46}$ J¹m⁻³ para cobre, $l_{sp} = 44$ nm e as condutividades para os spin-up como para os spin-down, em ambas camadas F_1 e N_2 para 77 K, são dadas por $\sigma^{\uparrow-1} = 23 \times 10^{-8}$ Ωm e $\sigma^{\downarrow-1} = 48 \times 10^{-8}$ Ωm .

Pela figura 2.7 também é possível notar que para pequenos valores de n_m a tensão d.c., V , comporta-se linearmente com o número de magnons.

Referências

-
- ¹ L. Berger, *Phys. Rev. B* **59**, 11465 (1999).
- ² E. C. Stoner, *Proc. R. Soc. Lond. A* **165**, 372 - 414 (1938).
- ³ Robert C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials Principles and Applications* (John Wiley & Sons), cap. 15, p.561, (2000).
- ⁴ N. Mott, *Advances in Phys.* **13**, 325 (1964)
- ⁵ N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **153**, 699 (1936).
- ⁶ N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **156**, 368 (1936).
- ⁷ I. A. Campbell, A. Fert, and A. R. Pomeroy, *Phil. Mag.* **15**, 977 (1967).
- ⁸ A. Fert and I. A. Campbell, *J. de Physique, Colloques* **32**, C1 (1971).
- ⁹ A. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys. F* **6**, 849 (1976).
- ¹⁰ E. P. Wohlfarth, *Ferromagnetic Materials* (North Holland, 1982), cap. 9, artigo de revisão “*Transport properties of ferromagnets*”, I. A. Campbell, A. Fert, p. 747.
- ¹¹ V. K. Arkad’yev, *J. Russ. Phys. Chem. Soc.*, Phys. Part **44**, 165 (1912).
- ¹² Ya. G. Dorfman., *Zs. F. Phys.***17**, 98 (1923).
- ¹³ E. K. Kavovskii, *J. Phys. USSR* **10**, 197 (1946).
- ¹⁴ J. H. E. Griffiths, *Nature* **158**, 670 (1946).
- ¹⁵ C. Kittel, *Phys. Rev.* **71**, 270 (1947).
- ¹⁶ C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- ¹⁷ L. D. Landau and Lifishitz, *Collected Papers of L. D. Landau*, ed. Gord & Breach, New York and Pergamun (1965), Oxford, Cap. **18**, p. 101.
- ¹⁸ A H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, ed. John Wiley & Sons, London (1965), Cap. **6**.
- ¹⁹ A. M. Potis, *Phys. Rev.* **91**, 1071 (1953).
- ²⁰ M. Weger, *Bell Sys. Tech. J.* **39**, 1013 (1960).
- ²¹ T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).

-
- ²² J.H. Van Vleck, *Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford University Press (1932).
- ²³ Para maiores detalhes ver R. L. Rodríguez Suárez, Dissertação de Mestrado, UFPE, capítulo 3 (2002).
- ²⁴ H. J. Juretschke, *J. Appl. Phys.* **31**(8), 1401 (1960).
- ²⁵ W. G. Egan and H. J. Juretschke, *J. Appl. Phys.* **34**(5), 1477 (1963).
- ²⁶ M. H. Seavey, *J. Appl. Phys.* **31**(5), 216S (1960).
- ²⁷ M. Toda, *Appl. Phys. Lett.* **17**(1), 1 (1970).
- ²⁸ V. I. Salyganov, Y. M. Yakovlev and Y. R. Shilnikov, *JETP Lett.* **18** (6): 215-216 (1973).
- ²⁹ Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, Gerrit E. W. Bauer, and Bertrand I. Halperin, *Phys. Rev. B* **66**, 06044-1 (R) (2002).
- ³⁰ L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- ³¹ J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- ³² M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998); **81**, 493(E) (1998).
- ³³ T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- ³⁴ A. G. Aronov, *JETP Lett.* **24**, 32 (1976).
- ³⁵ L. Berger, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 3837 (1998).

CAPÍTULO 3

Técnicas Experimentais

Neste capítulo serão abordadas as principais técnicas experimentais utilizadas para o desenvolvimento deste projeto. Primeiramente será enfocada a técnica experimental utilizada para a fabricação de pontas de contato. Posteriormente, será apresentada a técnica empregada para medida de tensão d.c. em filmes finos multicamadas na condição de ressonância ferromagnética.

3.1 Fabricação de Pontas de Contato

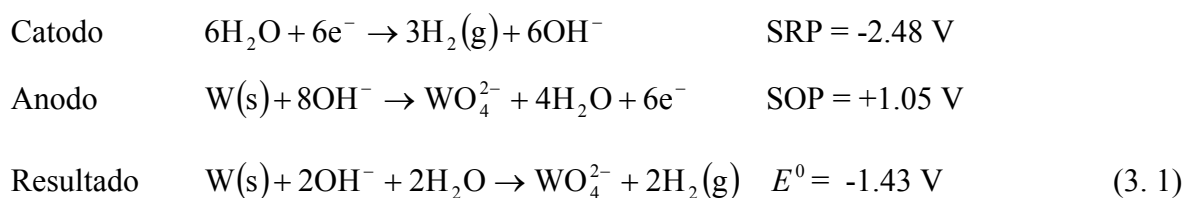
Para medir a diferença de potencial, que surge na superfície da amostra, foram utilizadas, como eletrodos, pontas de contato. Estas pontas têm espessura final de dezenas a centenas de nanômetros.

O processo para fabricação destas pontas é o mesmo utilizado na fabricação de pontas para STM (Microscópio de Varredura por Tunelamento). Na literatura pode-se encontrar uma grande variedade de métodos de fabricação de nanopontas como, por exemplo, quebra

controlada¹, corte por fio/lâmina², emissão/evaporação por campo^{3, 4, 5}, desgaste por íon^{6, 7}, fratura⁸ e polimento/corrosão eletroquímica^{9, 10, 11}. Os tipos de fios metálicos também variam: Tungstênio (W), Platina -Íridio (Pt-Ir), ouro, etc. No caso do presente experimento foram utilizadas nanopontas de tungstênio afiadas por corrosão eletroquímica¹².

A corrosão por eletrólise normalmente envolve a dissolução anódica de um eletrodo metálico. Existem duas formas disto ser feito: corrosão por corrente alternada (ac) ou corrosão por corrente contínua (d.c.) - utilizado neste projeto. Cada procedimento resulta num tipo diferente de ponta. A ponta corroída com corrente alternada tem uma forma cônica e angulo de cone mais largo que as pontas feitas com corrente contínua. As pontas formadas com corrente contínua, por outro lado, tem um aspecto hiperbólico e são mais finas que as pontas em corrente alternada.

A reação de corrosão por eletrolise envolve a dissolução anódica do tungstênio numa base aquosa. A figura 3.1 mostra em detalhes a célula eletroquímica utilizada no processo de corrosão. Ela consiste de um recipiente com aproximadamente 25 ml de 2 M de NaOH. O fio de W é colocado no centro da célula e tem a função de anodo. Ele é fixo em um sistema translador sobre a superfície da solução. Um cilindro formado por uma grade de aço inoxidável é colocado como catodo dentro do recipiente com a solução. A corrosão ocorre na interface ar/solução eletrolítica quando uma tensão positiva é aplicada no fio (anodo). A reação química pode ser escrita como:



e ainda envolve a dissolução oxidativa do W no anodo para ânions solúveis de tungstato (WO_4^{2-}), e uma redução de água para formar bolhas do gás hidrogênio e íons OH^- no catodo. E^0 é o potencial padrão do eletrodo, dado pela soma da potencial de redução (SRP) da água e o potencial de oxidação (SOP) do tungstênio. O ânion de tungstênio é formado quando o potencial excede 1.43 V. O mecanismo da reação é bem mais complexo do que o proposto na equação 3.1. A reação real envolve a oxidação do tungstênio para óxidos de

tungstênio intermediários seguido pela dissolução não eletrolítica dos óxidos para formar o ânion solúvel de tungstato¹³ cuja estabilidade é aumentada em meio básico.

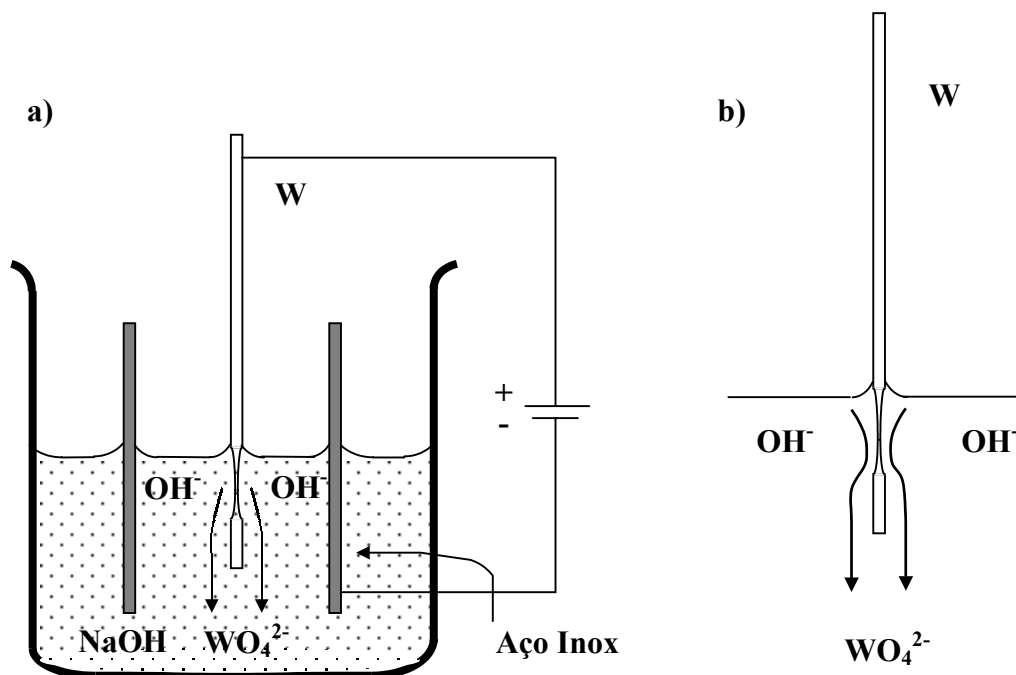


Figura 3.1 (a) Diagrama esquemático da célula eletroquímica mostrando o fio de tungstênio (ânodo) sofrendo corrosão em NaOH. O cátodo consiste de um cilindro feito de uma malha de aço inox, o qual circula o anodo. (b) Ilustração esquemática do mecanismo de corrosão mostrando o fluxo do ânion de tungstato para a parte de baixo da solução.

A tensão superficial da solução aquosa causa a formação de um menisco ao redor do fio, uma vez que ele é posto dentro da solução eletrolítica (Fig 3.1 (b)). Primariamente, é a forma deste menisco que determina a razão de aspecto (comprimento da ponta / diâmetro do fio) e a forma geral da ponta. A razão de corrosão na parte superior do menisco é muito mais lenta que em sua parte inferior. Isto ocorre devido a existência de um gradiente de concentração causado pela difusão de íons OH⁻ para o anodo. A densidade de corrente da reação é limitada pela área da superfície do eletrodo de trabalho (W) e também é dependente da concentração e atividade iônica dos íons OH⁻. A parte da ponta abaixo do menisco deveria sofrer corrosão da mesma forma, mas um denso fluxo de tungstato, formado no menisco, cai depositando-se nesta parte da ponta. Esta camada de tungstato age como um escudo causando a diminuição da razão de corrosão nesta parte da ponta (muito

mais lenta que a região do menisco). Durante o processo de corrosão a parte da ponta localizada na região inferior do menisco diminui seu diâmetro mais rapidamente que em outras regiões de corrosão. Logo, quando o peso da porção abaixo deste local exceder a tensão do fio neste diâmetro há um rompimento do fio (na região de menor diâmetro). Após o rompimento, a parte abaixo do menisco cessa de sofrer corrosão e uma ponta é formada nesta parte (forma cônica). A parte superior, que estava no menisco, continua a sofrer corrosão até que não aja mais contato entre ela e a solução eletrolítica. Devido a isto a ponta que havia se formado nesta parte é totalmente ou parcialmente corroída. Para cortar a corrosão no momento em que o fio é rompido e assim salvar a ponta, foi desenvolvido um circuito por J. P. Ibe *et al*¹². Este circuito, um pouco modificado, é mostrado na figura 3.2. Ele se baseia na comparação de duas tensões: uma fixa (V_F) e outra dependente da corrosão (V_C). Quando V_C é menor que V_F o circuito corta automaticamente a tensão da reação de eletrolise parando, assim a corrosão.

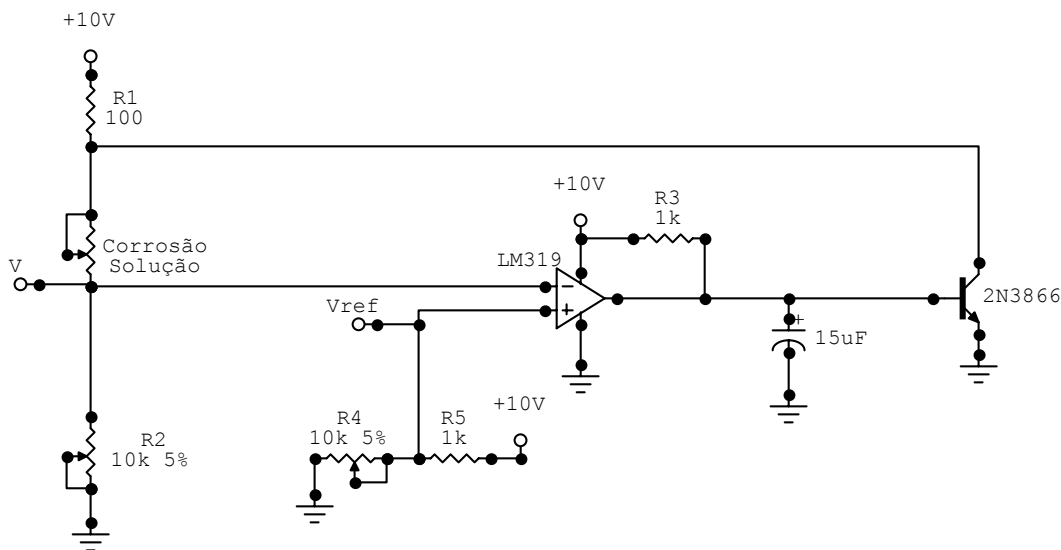


Figura 3.2 Circuito eletrônico de controle utilizado para cortar a corrosão no momento do rompimento do fio. Caderno de Laboratório de Alexandre Barbosa.

Na realidade V_C não é a tensão medida entre o fio e a solução eletrolítica (V_E). V_C é dada como:

$$V_C = 10 - (V_F - V_{R1} - V_E) \quad (3.2)$$

onde, V_{R1} é a tensão no resistor $R1$ e 10 V é a tensão de entrada no circuito. Logo, como V_{R1} é fixa e V_E aumenta a medida que o fio é corroído, pois a resistência aumenta, V_C diminui tendendo a zero (Fig. 3.3).

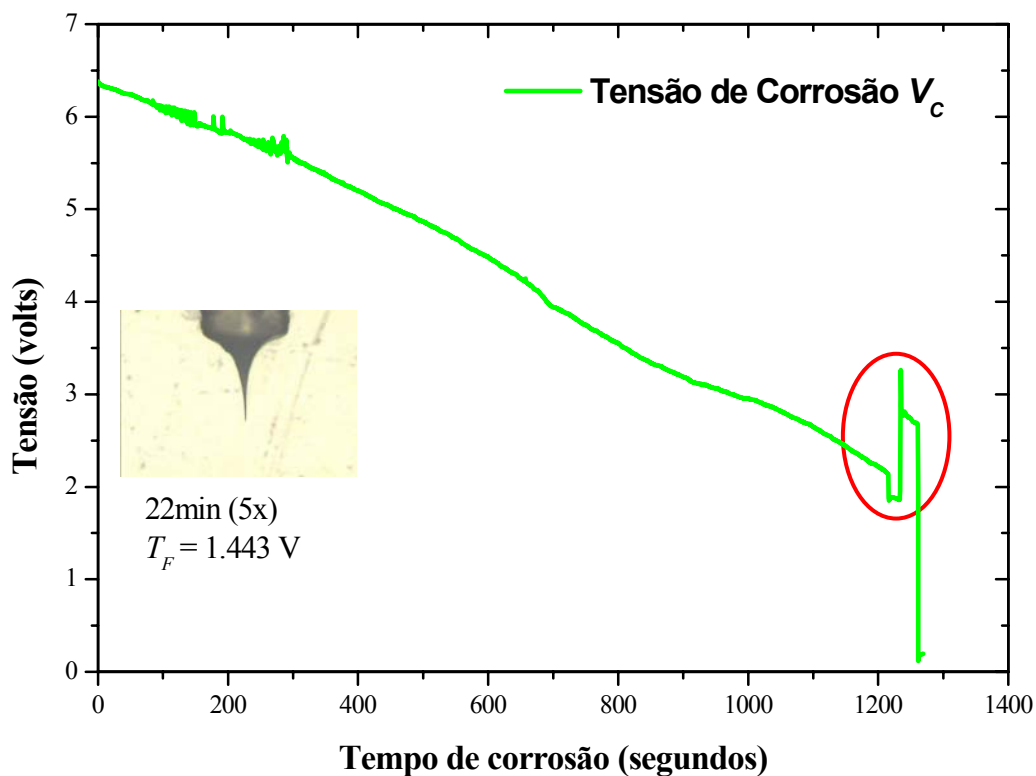


Figura 3.3 Comportamento de V_C em função do tempo para as condições descritas no texto. A imagem na esquerda mostra a ponta gerada no processo (microscopia ótica em 5x). O círculo vermelho representa a ponto de rompimento do fio com tensão fixa de 1,443 V e tempo de corrosão 22 min.

O diagrama da montagem utilizada para a fabricação das pontas de tungstênio é mostrado na figura 3.4. A montagem utiliza uma fonte de tensão de tripla saída do modelo HP E3631A (a), a qual alimenta o circuito de controle da corrosão (b). Este por sua vez monitora e controla a corrosão na célula eletrolítica (c), tendo em seus terminais as tensões

de corrosão e de referência (fixa) lidas por um osciloscópio digital do modelo HP 54603B de 60 MHz (d). A tensão lida no osciloscópio é enviada para um computador (e) através de uma porta GPIB, a qual é mostrada e armazenada, em tempo real, por um programa escrito em DELPHI.

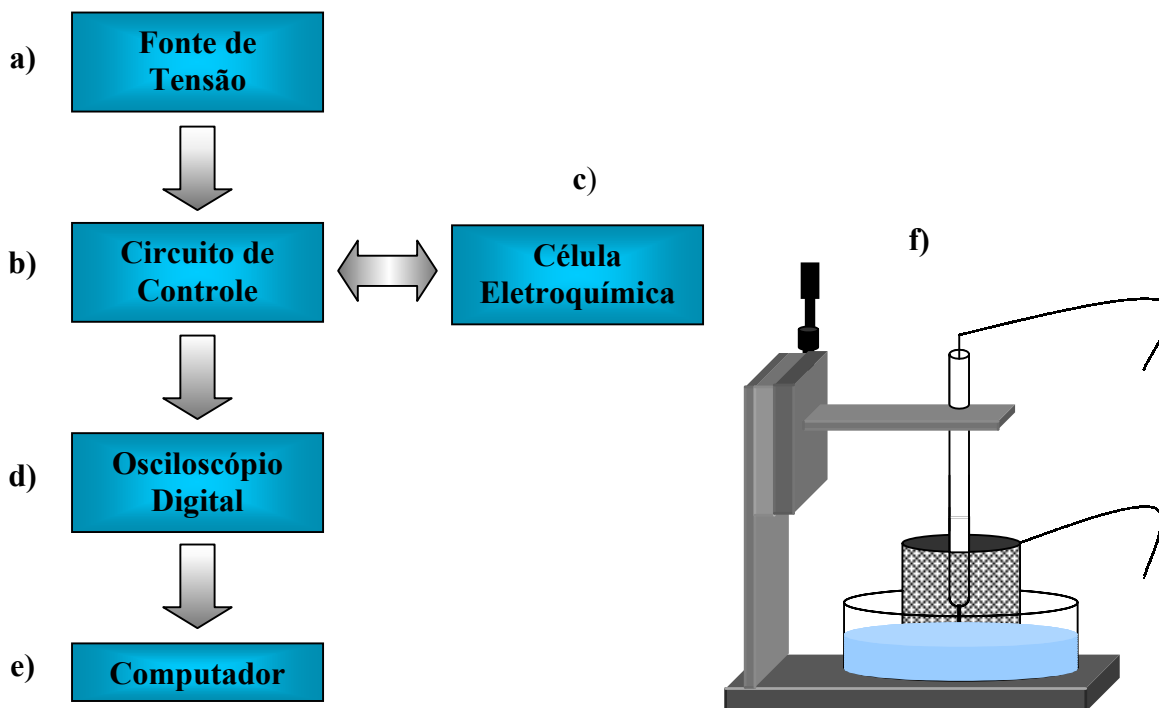


Figura 3.4 Esquema da montagem para a fabricação de nanopontas de tungstênio. Onde, (a) Fonte de alimentação do circuito de corrosão, (b) circuito de controle, alimentação e monitoramento da corrosão, (c) célula eletroquímica, onde se realiza o processo de corrosão, (d) osciloscópio utilizado para leitura das tensões de corrosão e referência (fixa), (e) é um computador responsável pela aquisição e armazenamento dos dados, (f) visão ilustrada da célula eletroquímica.

Para uma solução eletrolítica de 2 M de NaOH foi verificado que para maximizar o processo de fabricação de boas pontas utilizando-se um fio de W com 0,33mm de diâmetro é necessário 3 mm de profundidade do fio abaixo do menisco para um tempo médio de corrosão de 22 min. Na figura 3.5 é mostrado o exemplo de uma ponta feita com esta configuração.

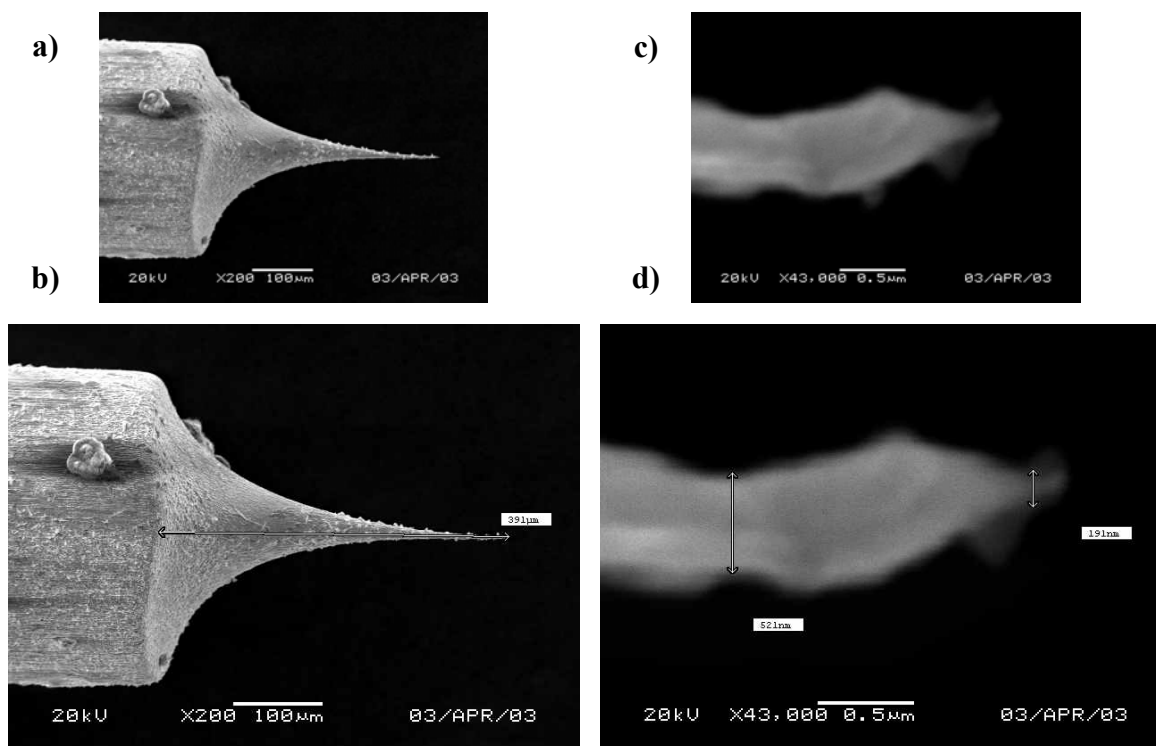


Figura 3.5 Imagens realizadas por microscopia eletrônica de varredura de uma ponta de W formada nas condições descritas no texto (mesma ponta da fig. 3.3). (a) ponta com ampliação de 200x, (b) comprimento da ponta 319 μm , (c) ampliação da mesma ponta 43.000x e (d) diâmetro mínimo da ponta, para a resolução, 191 nm.

3.2 Ressonância Ferromagnética e Detecção d.c.

Para as medidas de ressonância ferromagnética e de geração de tensão d.c. realizadas nesta dissertação, foi utilizado um espectrômetro de ressonância ferromagnética, o qual foi montado pelo próprio grupo de magnetismo do DF-UFPE. Este espectrômetro, na configuração usada, utiliza microondas na banda-X (8.0 GHz – 12.0 GHz). No caso desta dissertação a frequência de microondas foi fixa 8.616 GHz, frequência de ressonância da cavidade utilizada, para todas as medidas. A configuração básica deste espectrômetro é mostrada na figura 3.6 (diagrama em bloco). A primeira parte a destacar é a de microondas, composta por: gerador de microondas, atenuador (At.), polarizador (Pol.), ajuste de fase (Aj. ϕ), circulador (Circ.), T-mágico (T), cavidade e detector. O circulador faz com que a microondas, vinda do gerador, passe pela amostra e a parte refletida dirija-se ao detector. O

circuito adjacente de microondas, formado pelo polarizador ajusta o nível de tensão no detector, para que este trabalhe na região linear da curva de tensão em função da corrente, característica deste tipo de detector.

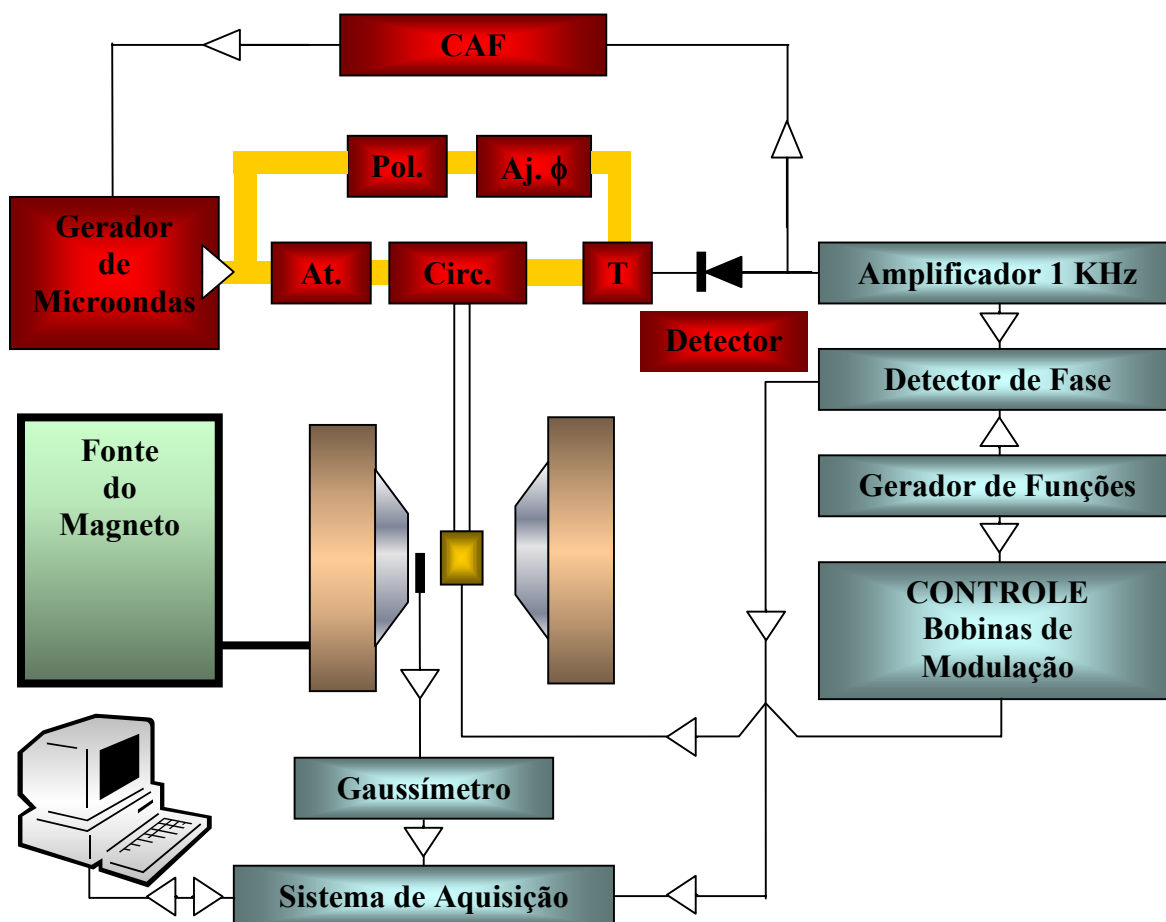


Figura 3.6 Esquema simplificado do espectrômetro de FMR

O ajuste de fase faz com que os sinais de microondas, que vêm da cavidade e do circuito adjacente (polarizador), fiquem em fase e se somem ao chegar no detector. Por fim, o T-mágico une estes dois circuitos de microondas ao detector. Na saída do detector existem dois caminhos. O primeiro, segue para o controle automático de frequência (CAF), que faz com que a frequência do gerador fique estabilizada na frequência de ressonância da cavidade de microondas. Ele é formado, basicamente, por um amplificador de referência de fase (*lock-in*), o qual compara o sinal de saída de detector com uma frequência interna. Deste modo, qualquer mudança na frequência do gerador, um sinal oposto será gerado e o gerador retorna ao valor anterior de frequência.

O segundo, está conectado a um amplificador seletivo, pois a detecção de um bom sinal depende desta amplificação. Após a passagem pelo amplificador, o sinal é enviado para o detector de fase. Este é sintonizado com o gerador de funções, que controla o campo nas bobinas de modulação. Com estas bobinas é feita uma sintonização do sinal de FMR cuja detecção é feita pelo detector de fase (*lock-in*). O sinal do gerador de funções foi ajustado para 1 kHz, devido a cavidade escolhida. O amplificador seletivo, após o detector, também deve ser sintonizado nesta frequência, permitindo desta forma que o sinal de saída, corresponda à derivada da absorção de microondas pela amostra. Este sinal é convertido em sinal digital e, posteriormente, enviado ao computador. Uma melhor informação sobre estes componentes pode ser obtida na Tese de Doutorado de C. Chesman¹⁴ e no livro de C. P. Poole, Jr¹⁵.

3.2.1 Preparação dos Contatos

Para se medir a diferença de potencial gerada na amostra utilizou-se dois tipos de contato: o primeiro tipo de contato é feito utilizando-se dois fios como eletrodos e tinta de prata para fazer contato entre eles e o filme (Fig. 3.7 (a)). O segundo tipo de contato é realizado encostando-se duas nanopontas na superfície do filme (Fig. 3.7 (b)). Estas nanopontas funcionam como eletrodos na medição da tensão.

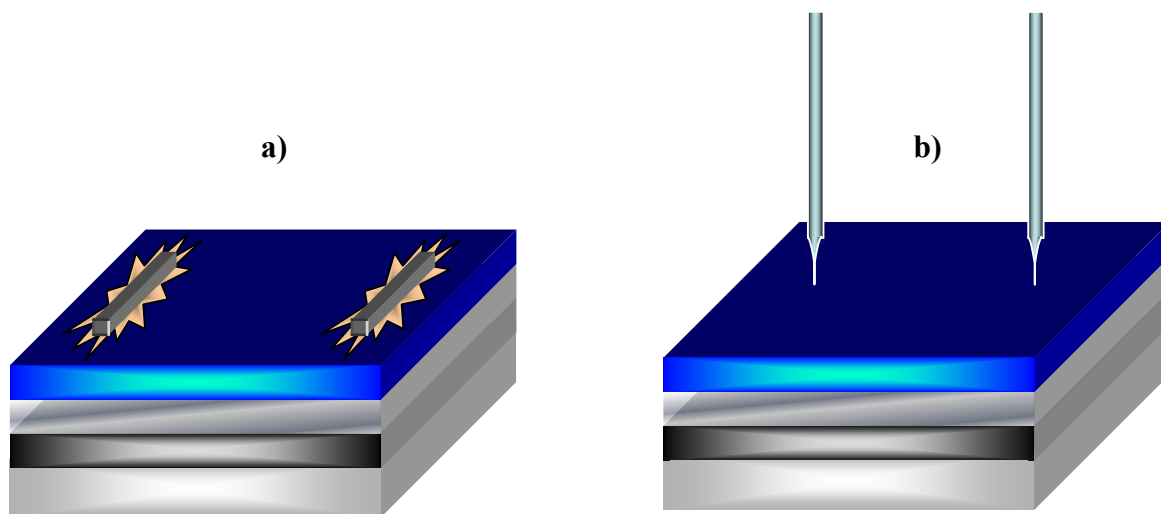


Figura 3.7 Ilustração dos contatos feito na amostra. (a) Contato realizado com tinta de prata. (b) Contato utilizando pontas de tungstênio.

Para colocar o filme com os nanocontatos dentro da cavidade, foi desenvolvido um novo porta-amostra (Fig 3.8). Este porta-amostra é totalmente moldado em acrílico e tem no seu interior dois canais paralelos com distância de aproximadamente 1mm entre si. Estes canais servem para guiar e fixar as nanopontas de contato. Na sua parte superior há uma fenda transversal ao seu comprimento, onde o filme é fixado.

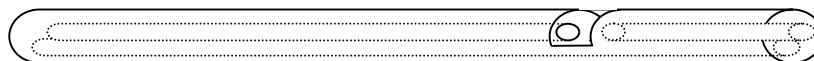


Figura 3.8 Esquema simplificado do porta-amostra

Como o objetivo de se usar nanopontas é obter contatos micrométricos é necessário se ter muito cuidado no momento de encostar a nanoponta no filme. Se o contato não for feito com força suficiente, no momento de fixação da ponta, realizado com acrílico líquido, a força de tensão da substância colante ao secar afastará a ponta da amostra perdendo assim o contato existente. Mas, se força demais for utilizada a ponta se achatará e como conseqüência à área de contato será muito grande. Logo, a realização deste contato com nanopontas exige habilidade e paciência (e um pouco de sorte), mas nem sempre o resultado é o esperado.

Para se realizar estes contatos de forma mais segura e prática uma nova montagem foi realizada. Esta montagem (Fig. 3.9) é dividida em duas partes: a primeira parte é responsável pela aproximação da nanoponta com o filme e de sua fixação. Esta parte utiliza um estágio translador (x-y) composto por dois parafusos micrométricos um disposto na direção x e o outro na direção y. A segunda parte refere-se ao monitoramento da aproximação da nanoponta com relação ao filme. Esta parte trata-se basicamente de um microscópio óptico, onde o porta-amostra é fixo em sua base.

Um outro detalhe é a colocação de uma borracha entre a amostra e o acrílico. Esta borracha funciona como uma mola permitindo encostar a ponta no filme sem que haja uma força normal muito grande. Esta borracha também impedirá que o contato se perca no caso da ponta, por algum motivo, se afastar um pouco do filme. Se a ponta se afastar um pouco a

borracha empurrará o filme até que o sistema encontre o equilíbrio, ou seja, o filme volte a encostar-se à ponta (deslocamentos pequenos).

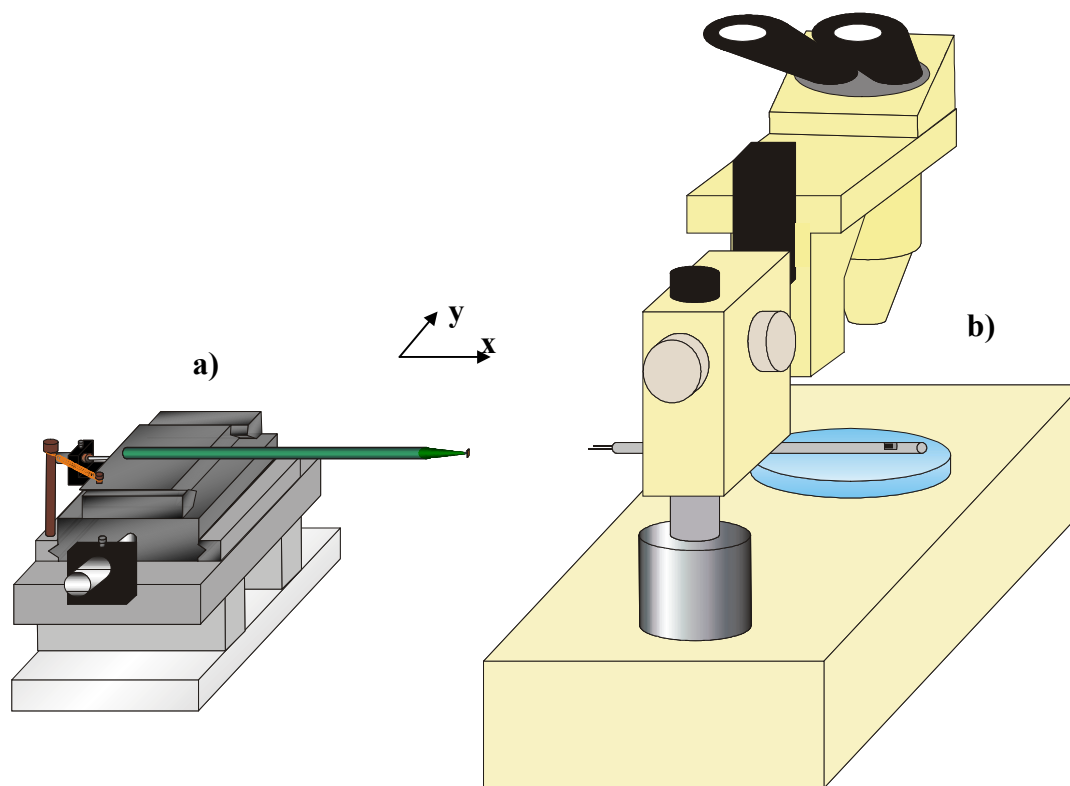


Figura 3.9 Montagem para realizar contatos com pontas de W. Esta montagem é dividida em duas partes: (a) responsável pela aproximação da nanoponta com o filme e de sua fixação. Esta parte utiliza um estágio translador (x-y) composto por dois parafusos micrométricos um disposto na direção x e o outro na direção y. (b) refere-se ao monitoramento da aproximação da nanoponta com relação ao filme. Esta parte trata-se basicamente de um microscópio óptico, onde o porta-amostra é fixo em sua base.

3.2.2 Detecção de Tensão d.c.

A tensão d.c. gerada no filme é tipicamente da ordem de microvolts. Para se detectar valores de tensão, nesta escala, foi utilizado um nanovoltímetro do modelo Keithley 181. Como eletrodos, ou pontas de medidas, foram utilizados os dois tipos de contato, já descritos acima.

Quando, um dos filmes ferromagnéticos da multicamada é posto em ressonância ferromagnética uma tensão d.c. é gerada neste filme e, assim uma diferença de potencial é medida entre os contatos no filme pelo nanovoltímetro. Na figura 3.10 isto é mostrado

esquemáticamente. O sinal medido por este nanovoltímetro é lido, através de uma interface GPIB, por um computador, onde um programa em linguagem DELPHI mostra e armazena estes dados em tempo real.

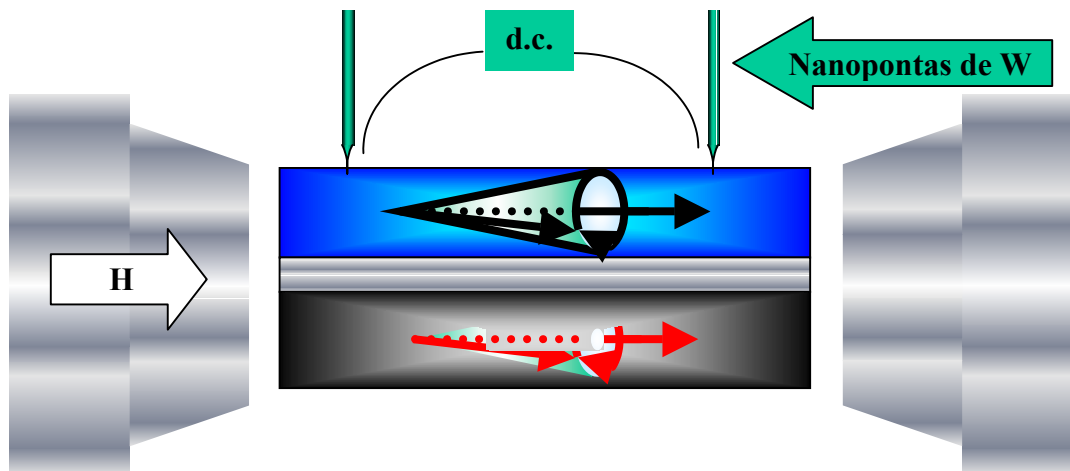


Figura 3.10 Vista esquemática da detecção de tensão d.c. com pontas de contato

3.2.3 Descrição da Cavidade

A cavidade utilizada nas medidas desta dissertação é retangular (Fig. 3.11). Para simplificar assumiremos que as paredes da cavidade têm condutividade infinita.

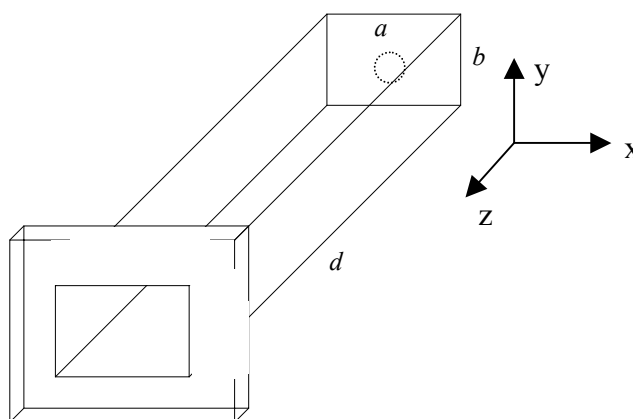


Figura 3.11 Desenho da cavidade onde a, b, d são respectivamente 2,4, 1,19, 5,04 cm.

Um fator importante na realização do experimento de FMR é saber como os campos são distribuídos dentro da cavidade. Partindo das equações de Maxwell para os campos \vec{E} e \vec{H} se obtém as seguintes expressões para os modos de propagação TE (Transversal Elétrico) e TM (Transversal Magnético)¹⁶:

Campos TE:

$$\vec{E}_t = -\frac{i\omega\mu}{\gamma^2} \text{sen}\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \hat{z} \times \vec{\nabla}_t \psi \quad (3.3)$$

$$\vec{H}_t = \frac{p\pi}{d\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \vec{\nabla}_t \psi \quad (p=1,2,3,\dots) \quad (3.4)$$

Campos TM:

$$\vec{E}_t = -\frac{p\pi}{d\gamma^2} \text{sen}\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \vec{\nabla}_t \psi \quad (3.5)$$

$$\vec{H}_t = \frac{i\varepsilon\omega}{\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \hat{z} \times \vec{\nabla}_t \psi \quad (p=0,1,2,3,\dots) \quad (3.6)$$

onde, $\omega = \frac{1}{\mu\varepsilon} \sqrt{\gamma^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2}$ e ψ satisfaz o seguinte problema de contorno bidimensional, nas variáveis x, y :

$$\left(\vec{\nabla}_t^2 + \gamma^2\right) \psi = 0$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial n}\right)_s = 0 \text{ para o modo TE e } \psi_s = 0 \text{ para o modo TM}$$

onde $\frac{\partial}{\partial n}$ é a derivada normal num ponto da superfície. Logo, aplicando o método de separação de variáveis obtemos que:

Modo TE:

$$\psi_{mn}(x, y) = H_o \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (3.7)$$

$$\gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left(\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right) \quad (n, m=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (3.8)$$

Modo TM:

$$\psi_{mn}(x, y) = E_o \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (3.9)$$

$$\gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left(\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right) \quad (n, m=1, 2, 3, \dots) \quad (3.10)$$

Então a frequência de cada modo ressonante dentro da cavidade é:

$$\omega_{mnp} = \frac{\pi}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad (3.11)$$

Dadas as dimensões da cavidade operaremos a mesma no modo em que $(m, n, p) = (1, 0, 2)$ que corresponde ao modo TE_{102} , notemos que para este conjunto de valores o modo TM não se propaga dentro da cavidade pois para este m, n tem que ser distintos de zero (ver eq. 3.9).

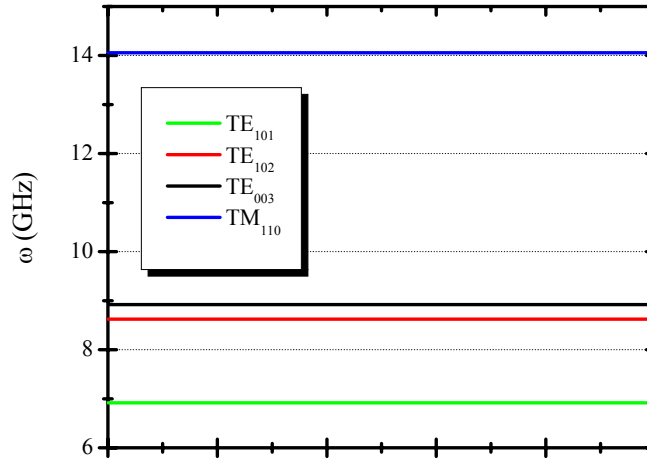


Figura 3.12 Frequências de ressonância para os primeiros modos TE e o primeiro modo TM₁₁₀.

Na Fig.3.12 mostramos as frequências dos primeiros modos TE e o primeiro modo TM que como vemos se encontra muito distante do modo de operação.

Para o modo TE₁₀₂ em particular às expressões para os campos são:

$$\vec{E}_{t(102)} = i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{\left(1 + 4\left(\frac{a}{d}\right)^2\right)} H_o \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi z}{d}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{y} \quad (3.12)$$

$$\vec{H}_{t(102)} = \frac{-2\pi^2}{ad\gamma^2} H_o \cos\left(\frac{2\pi z}{d}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{y} \quad (3.13)$$

Daqui fica claro que os campos \vec{E}_t e \vec{H}_t na amostra dependem de sua localização dentro da cavidade.

Na Fig.3.13 mostramos os módulos dos valores dos campos \vec{E}_t e \vec{H}_t versus as dimensões da cavidade x,z . Como podemos observar na região onde a amostra se encontra $(x,y,z) = \left(\frac{1}{2}a, \frac{1}{2}b, 0\right)$ o campo elétrico é zero e o campo magnético é máximo. Isto é muito importante, pois nos permite assegurar que nas condições reais nas que o experimento de ressonância ferromagnética (FMR) se efetua o campo elétrico é muito pequeno e o mais importante, o campo magnético é uniforme ao longo da espessura da amostra.

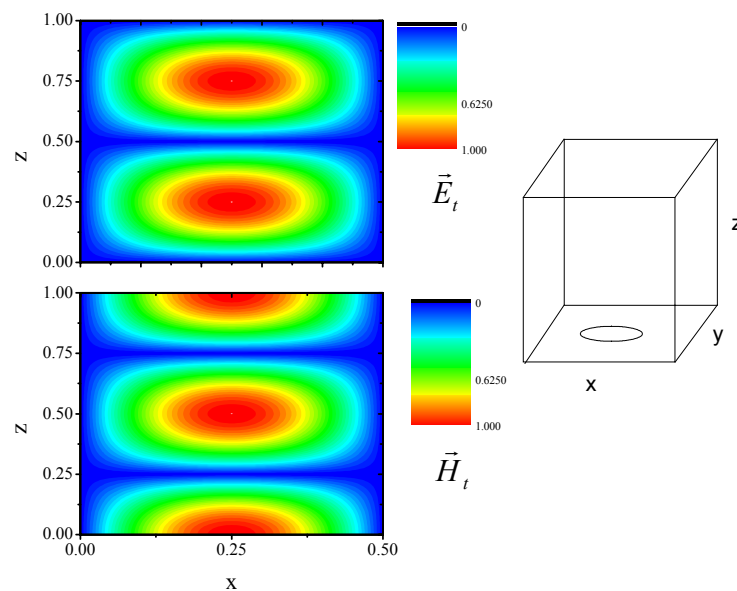


Figura 3.13 Distribuição dos campos \vec{E}_t e \vec{H}_t dentro da cavidade. Para $d=1$, $a = (1/2)d$ e $b = (1/3)d$.

Referências

-
- ¹ P. K. Hansma and J. Tersoff, *J. Appl. Phys.* **61**, R1 (1987).
- ² G. W. Stupian and M. S. Leing, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 181 (1989).
- ³ J. A. Stroscio, R. M. Feenstra, and A. P. Fein, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1668 (1987).
- ⁴ N. Neddermeyer and M. Drechsler, *J. Microsc.* **152**, 459 (1988).
- ⁵ V. T. Binh, *J. Microsc.* **152**, 355 (1988).
- ⁶ D. K. Biegelsen, F. A. Ponce, J. C. Tramontana, and S. M. Koch, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 696 (1987).
- ⁷ D. K. Biegelsen, F. A. Ponce, and J. C. Tramontana, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1223 (1989).
- ⁸ R. Guckenberger, C. Kösslinger, R. Gatz, H. Breu, N. Levai, and W. Baumeister, *Ultramicroscopy* **25**, 111 (1988).
- ⁹ P. J. Bryant, H. S. Kim, Y. C. Zheng, and R. Lang, *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 1115 (1987).
- ¹⁰ M. J. Heben, M. M. Dovek, N. S. Lewis, R. M. Penner, and C. F. Quate, *J. Microsc.* **152**, 651 (1988).
- ¹¹ L. A. Nagahara, T. Thundat, and S. M. Lindsay, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3128 (1989).
- ¹² J. P. Ibe, P. P. Bey, Jr., S. L. Brandow, R. A. Brizzolara, N. A. Burnham, D. P. DiLella, K. P. Lee, C. R. K. Marrian, and R. J. Colton, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**(4), 3570 (1990).
- ¹³ G. Kelsey, *J. Electrochem. Soc.* **124**, 814 (1977).
- ¹⁴ C. Chesman de A. Feitosa, Tese de Doutorado, DF-UFPE, Recife (2000).
- ¹⁵ C. P. Poole, Jr, *Electron Spin Resonance*, John Wiley & Sons, (1967).
- ¹⁶ John David Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley Text Books, 3rd edition (July 27, 1998), cap. 8, pág. 369.

CAPÍTULO 4

Resultados e Conclusões

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados experimentais das medidas de tensão d.c., induzidas pela precessão uniforme da magnetização, em filmes e multicamadas magnéticas. Serão apresentadas medidas de tensão d.c. realizadas com os eletrodos colocados no plano do amostra e através da multicamada.

4.1 Amostras estudadas

Foram realizadas medidas em bicamadas ferromagnéticas separadas por uma camada não-magnética com a seguinte composição: $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ta}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Estas foram depositada sobre substratos de Si(001). As amostras foram crescidas pela técnica de sputtering d.c. à temperatura ambiente. A pressão de base, antes da deposição, é de $1,5 \times 10^{-7}$ torr e a pressão de trabalho é em torno de $3,3 \times 10^{-3}$ torr. A corrente de plasma é de 50 mA com um controle do fluxo de argônio de 550 sccm. Algumas amostras foram crescidas com a ordem das camadas ferromagnéticas invertidas. As espessuras das camadas ferromagnéticas

variaram de cerca de 60 Å até cerca de 240 Å. As espessuras das camadas separadoras variaram de 0 Å a cerca de 100 Å.

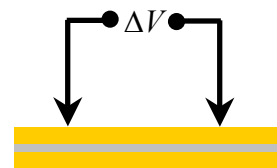
4.2 Medidas de tensão d.c. no plano da amostra

As medidas de tensão d.c. foram realizadas com a amostra colocada em um furo circular de 5,0 mm feito no fundo de uma cavidade de microondas, que possui frequência de ressonância de 8,616 GHz, no modo TE₁₀₂. A superfície do filme magnético fica tangente à parede do fundo da cavidade de forma que apenas o campo magnético de rf incide sobre a amostra. As amostras utilizadas para a medida no plano foram:

Amostra 1 - Ni₈₁Fe₁₉(220Å)/Ta(50Å)/Co₉₀Fe₁₀(120Å)/Si(001)

Amostra 2 - Ni₈₁Fe₁₉(220Å)/Ta(100Å)/Co₉₀Fe₁₀(120Å)/Si(001)

A figura 4.1 mostra medidas típicas realizadas numa bicamada Ni₈₁Fe₁₉(220Å)/Ta(50Å)/Co₉₀Fe₁₀(120Å)/Si(001). A figura 4.1(a) mostra o espectro de ressonância ferromagnética (FMR) onde são identificados os picos de absorção da camada de Co₉₀Fe₁₀ que ocorre em torno de 490 Oe e da camada de Permalloy (Ni₈₁Fe₁₉), que ocorre em torno de 860 Oe. O pico correspondente à absorção da camada de Permalloy é mais intenso devido à sua espessura que é quase duas vezes a espessura da camada de Co₉₀Fe₁₀. O valor da magnetização também influencia na intensidade de absorção. Simultaneamente à medida de FMR foi realizada a medida de tensão d.c. na mesma amostra com os eletrodos colocados no plano da amostra. Os eletrodos, no caso desta amostra, foram pontas de contacto feitas de fios de tungstênio. Nos valores de campo correspondentes à absorção de microondas, foram detectadas tensões d.c. A intensidade d.c. do pico correspondente à camada de Permalloy é de cerca de 43 μV para uma potência incidente de microondas de 900 mW. A intensidade d.c. do pico correspondente à camada de Co₉₀Fe₁₀ é cerca de 1,5 μV. A intensidade menor deste pico tem duas explicações: a espessura da camada de



$\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ é muito menor do que a de Permalloy e os eletrodos estão em contacto direto com a camada de Permalloy.

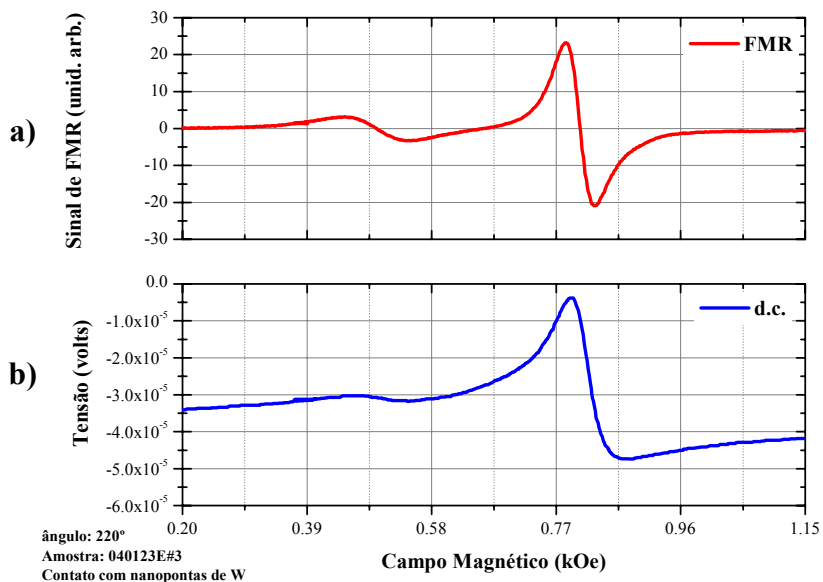


Figura 4.1 O primeiro gráfico (a) mostra o espectro de FMR e o segundo gráfico (b) mostra a tensão d.c. medida diretamente entre dois eletrodos de ponta de contacto, separados cerca de 1,0 mm, na superfície da amostra. Amostra 1.

A figura 4.2 mostra a dependência do campo de FMR (ressonância) em função do ângulo no plano da amostra, φ , para a mesma amostra da Figura 4.1. A camada de permalloy apresenta um campo de anisotropia uniaxial da ordem de 45 Oe enquanto que a camada de CoFe apresenta um campo de anisotropia uniaxial da ordem de 15 Oe, embora a simetria no plano não esteja bem definida. A figura 4.3 mostra a diferença de tensão (em módulo) entre o máximo e o mínimo do pico correspondente à camada de permalloy versus o ângulo azimutal da mesma amostra da figura 4.2. Os gráficos da tensão d.c. em função do campo estático, para cada ângulo azimutal, estão mostrados na figura 4.5. A dependência do módulo da tensão d.c. com o ângulo no plano do filme (figura 4.3) não apresenta uma simetria uniaxial, indicando que o campo de anisotropia é importante, mas não é determinante para explicar esta medida. Devido à dificuldade de interpretarmos esta medida, resolvemos tomar não o módulo da tensão, mas o seu valor real. A figura 4.4 mostra a dependência da tensão d.c. versus o ângulo azimutal. Como se observa pela medida, a tensão d.c. gerada na ressonância ferromagnética está somada a uma tensão de *off*

set, positiva ou negativa que depende do ângulo. Usamos a seguinte metodologia: os ângulos cujos picos de tensão apontassem para cima assumimos que as tensões seriam positivas e aqueles, cujos picos apontassem para baixo, seriam negativas. O resultado está mostrado na figura 4.4. Com esta interpretação, a simetria uniaxial aparece mais proeminente.

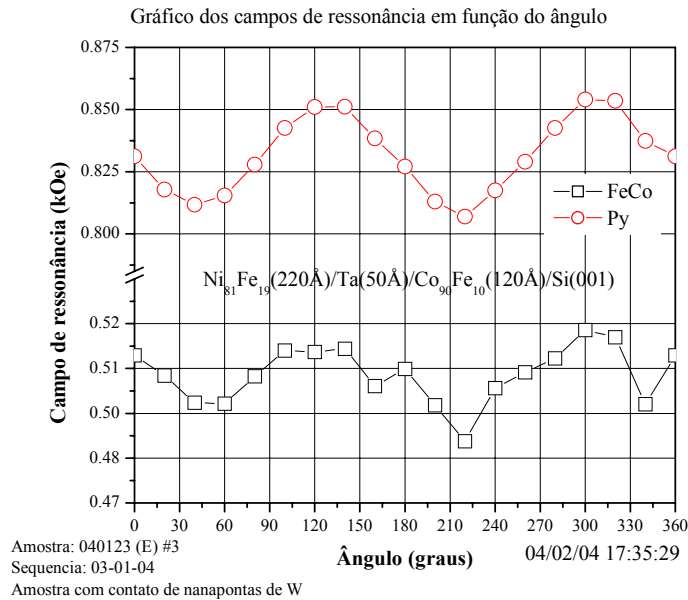


Figura 4.2 Campo de ressonância, para a amostra $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(220\text{\AA})/\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(120\text{\AA})/\text{Si}(001)$, em função do ângulo azimutal, φ .

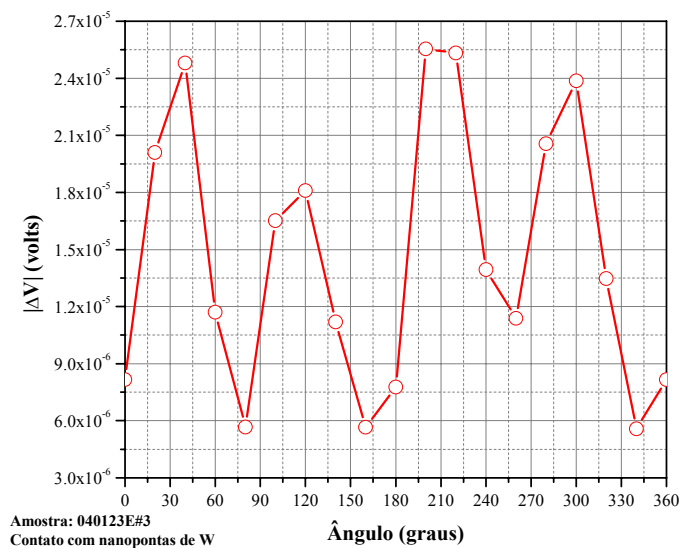


Figura 4.3 Módulo de ΔV , para o pico da camada de Py, em função do ângulo φ . Onde $|\Delta V|$ é o módulo da diferença de potencial entre os valores máximo e mínimo em um pico.

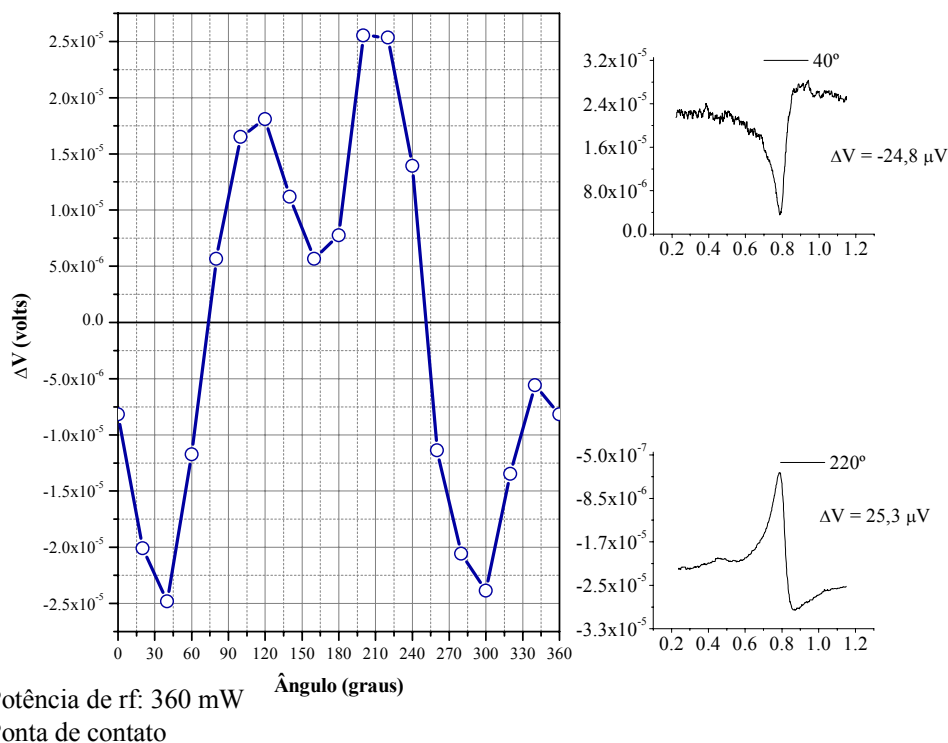


Figura 4.4 ΔV , para o pico da camada de Py, em função do ângulo azimutal. Os valores negativos de ΔV refletem a inversão da polarização do pico, como ilustrado nos gráficos de tensão d.c.vs. H mostrados para dois ângulos: 40° e 220° , mostrados também na figura 4.5.

Na fig. 4.5 está mostrada a tensão d.c., medida em intervalos de 20° para a mesma amostra estudada anteriormente. O campo estático está aplicado paralelo à linha que une os dois eletrodos, em torno de 60° e em torno de 240° . Nestas posições ocorre inversão de polarização da tensão d.c.. Para aqueles ângulos nos quais o campo está perpendicular à linha que une os eletrodos, isto é, em torno de 150° e 330° , o sinal d.c. diminui bastante a sua intensidade, mas não chega a inverter a polarização. A escala vertical de todos os gráficos possui a mesma variação de $-3,0 \mu\text{V}$ a $8,0 \mu\text{V}$.

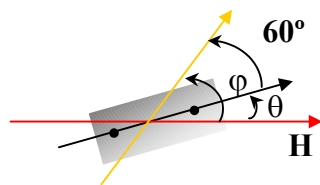
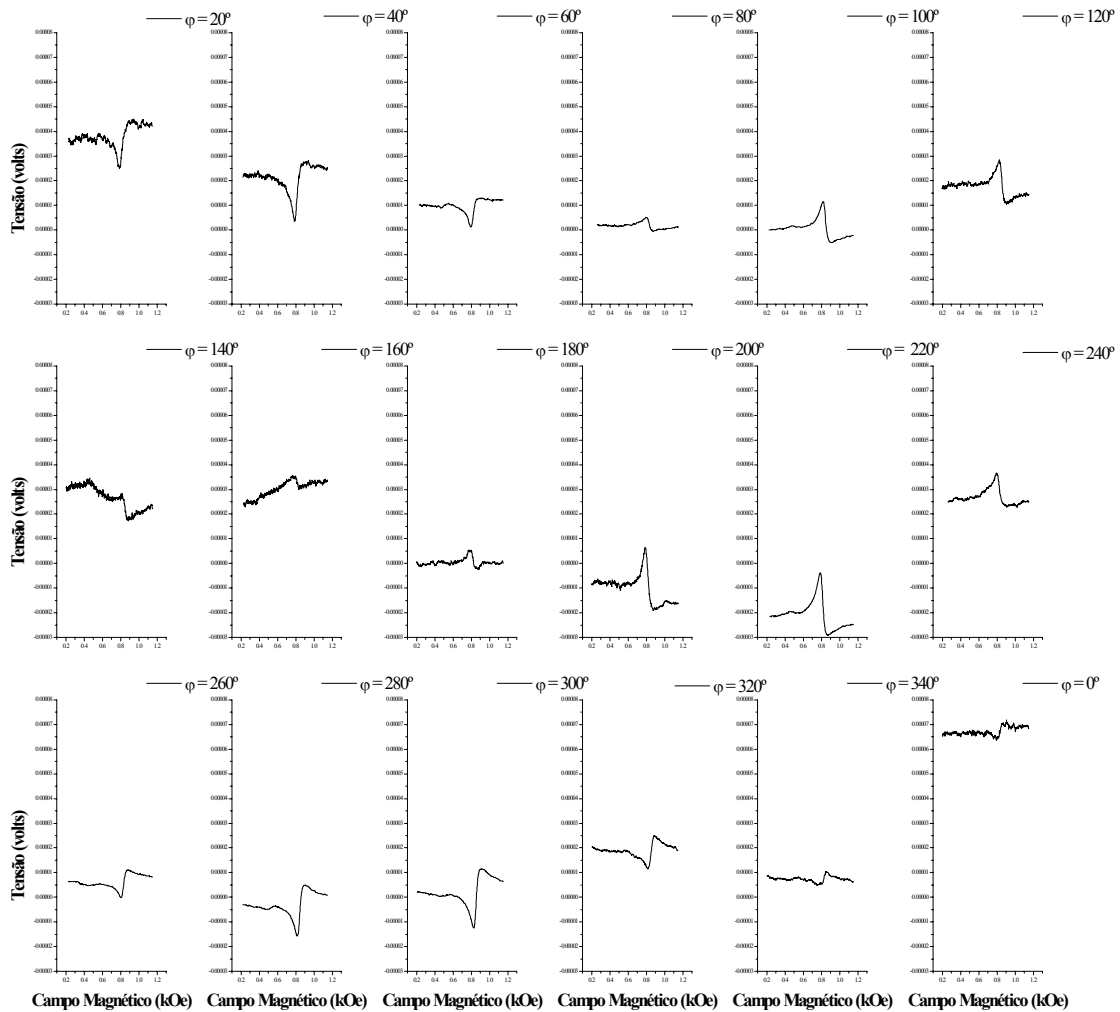
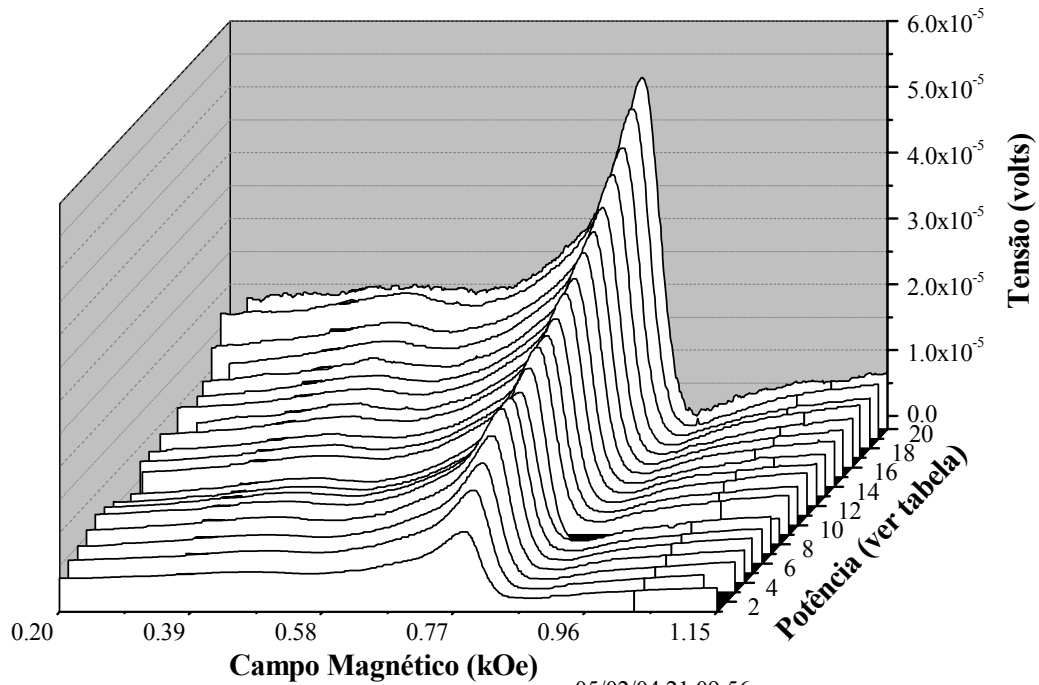


Figura 4.5 Comportamento da tensão d.c. para cada ângulo φ . A figura inserida mostra o ângulo entre linha que cruza os contatos e o campo magnético estático, onde a diferença entre φ e θ é 60° . Para as medidas a direção do campo é fixa e a amostra é girada. A amostra estudada é a 1, onde se utilizou pontas de contato como eletrodos. A potência de rf é 360 mW. Todos os gráficos estão na mesma escala.

Foram realizadas medidas da tensão d.c. em função do campo aplicado para potências de microondas desde 170 mW até 1000 mW. O gráfico em 3-dimensões está mostrado na figura 4.6.



Amostra: 040123 (E) #3
Contato com Nanoponta de W

05/02/04 21:09:56
Ângulo: 220°

Gráfico	Potência (mW)
1	170
2	250
3	300
4	350
5	400
6	420
7	440
8	480
9	500
10	520
11	560
12	580
13	600
14	650
15	700
16	750
17	850
18	900
19	950
20	1000

Figura 4.6 Dependência da tensão d.c. em função do campo e da potência de microondas. A tabela mostra os valores de potência de rf para cada gráfico do eixo de potência. $\phi = 220^\circ$ ($\theta = 160^\circ$).

A dependência do módulo da tensão d.c. (para o pico do P_y) com a potência de microondas incidente, na posição de ângulo azimutal 220° , está mostrada na figura 4.7.

Escolheu-se este ângulo pelo fato deste apresentar uma melhor relação sinal/ruído. Foi feito um ajuste linear dos dados obtidos no experimento, mostrando uma inclinação de 46,3 nV/mW. Esta dependência linear com a potência incidente indica que estamos ainda na região de excitação linear do modo de precessão uniforme da magnetização.

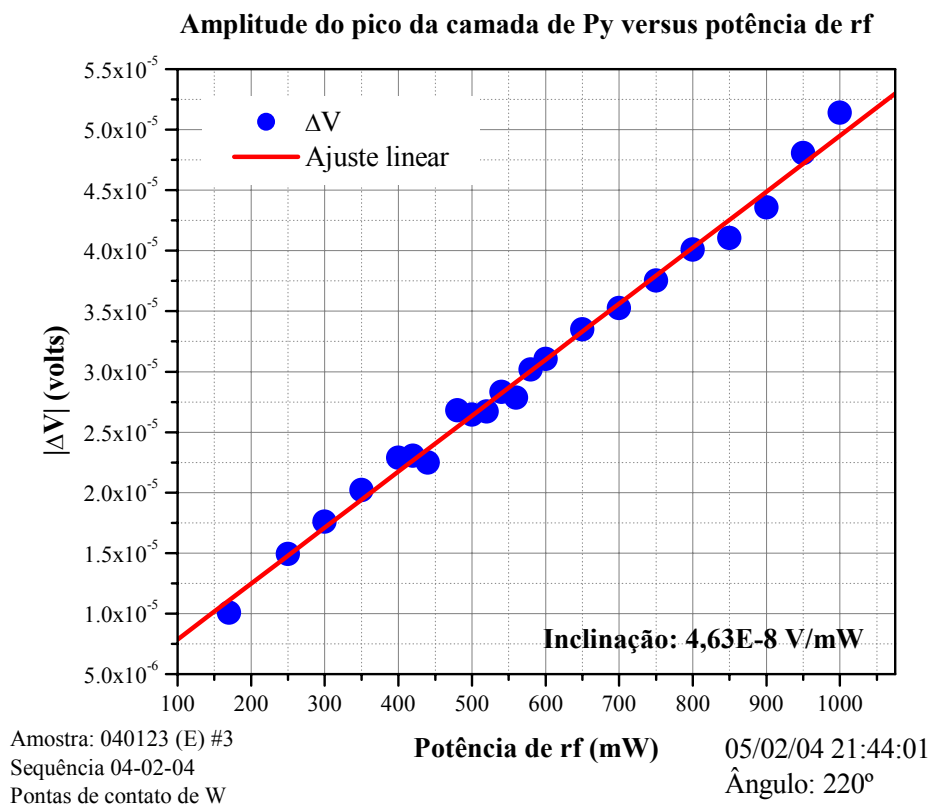


Figura 4.7 Medida e ajuste linear de ΔV , para o pico da camada de Py, da amostra 1 em função da potência de rf. Todas as medidas foram realizadas em $\varphi = 220^\circ$.

A figura 4.8 mostra a dependência dos picos máximo e mínimo em função da potência de rf. A diferença do módulo da tensão de cada pico é que originou o gráfico da figura 4.7. O gráfico inserido no canto superior esquerdo ilustra o método de obtenção dos dados. A figura 4.9 mostra, para efeito de comparação, a mesma dependência linear para ambos os picos de tensão gerados pela camada de CoFe e pela camada de Py.

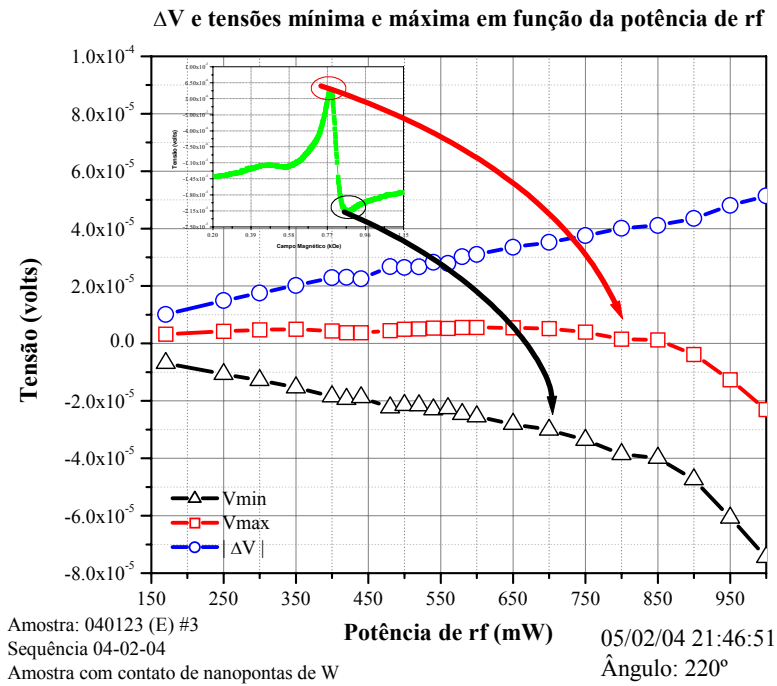


Figura 4.8 O Gráfico mostra $V_{m\acute{a}x}$, $V_{m\acute{i}n}$, e ΔV em função da potência de rf, para o pico da camada de Py (mesmo que da figura 4.7). O gráfico inserido no lado superior esquerdo mostra quem são $V_{m\acute{a}x}$ e $V_{m\acute{i}n}$.

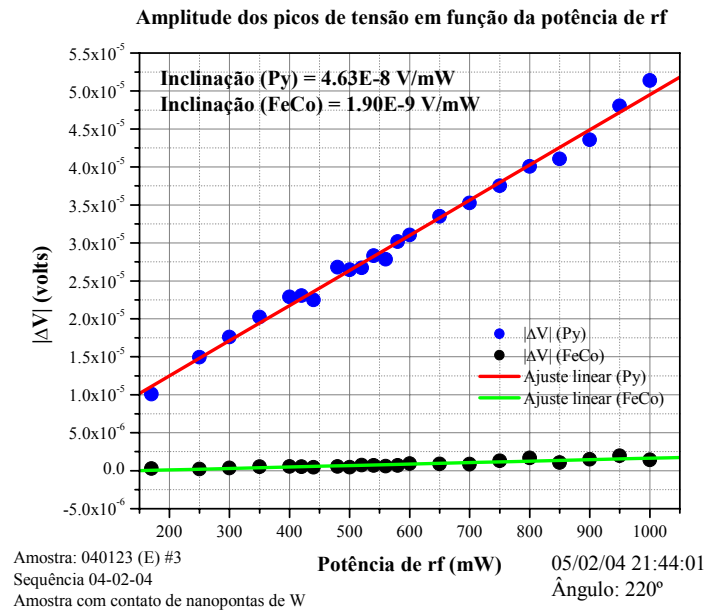


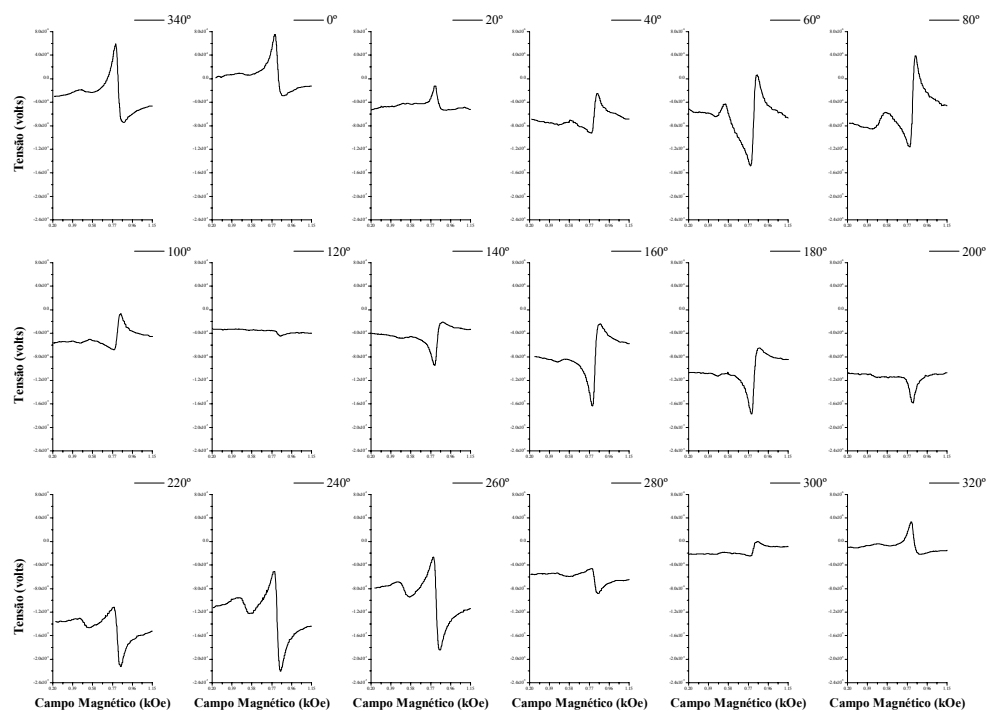
Figura 4.9 Medida do módulo de ΔV em função da potência de rf e seu ajuste linear, para os picos de FeCo e Py. Os valores dos respectivos coeficientes angulares são mostrados na figura ($\varphi = 220^\circ$).

Foram realizadas medidas de tensão d.c. também na amostra 2 cuja composição difere da amostra 1 apenas na espessura da camada separadora de Ta:

Amostra 1 - Ni₈₁Fe₁₉(220Å)/Ta(50Å)/Co₉₀Fe₁₀(120Å)/Si(001)

Amostra 2 - Ni₈₁Fe₁₉(220Å)/Ta(100Å)/Co₉₀Fe₁₀(120Å)/Si(001).

Vale chamar a atenção que neste caso os eletrodos eram fios de cobre com tinta de prata. A figura 4.10 mostra o comportamento da tensão d.c. em função do campo magnético estático para intervalos de 20° do ângulo azimutal. O comportamento é semelhante àquele observado para a amostra 1, porém como será visto logo adiante, a dependência da tensão d.c. com a potência de rf mostra uma inclinação muito menor do que no caso anterior.



Amostra 040123A#1
Contato com tinta de prata
Potência: 360 mW

Amostra: Si(001)/Fe₁₀Co₉₀(120Å)/Ta(100Å)/Py(220Å)

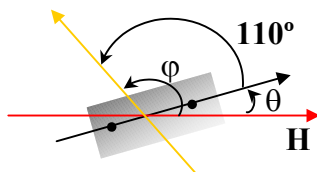


Figura 4.10 Comportamento da tensão d.c. para cada ângulo φ . A figura inserida mostra o ângulo, θ , entre linha que cruza os contatos e o campo magnético estático. Onde a diferença entre φ e θ é 110° , ou seja, quando esta linha for paralela ao campo H, $\theta = 0^\circ$, obtém-se que $\varphi = 110^\circ$. A amostra estudada é a n^o 2, onde se utilizou contato com tinta de prata como eletrodos. A potência de rf é 360mW.

A figura 4.11, mostra a dependência do campo de ressonância de FMR e da largura de linha para a amostra 2, em função do ângulo azimutal. Observa-se que o campo de anisotropia uniaxial da camada de permalloy diminuiu enquanto que o campo de anisotropia uniaxial da camada de CoFe aumentou. Não foi realizado um estudo para descobrir se existe acoplamento entre as camadas de ferromagnéticas.

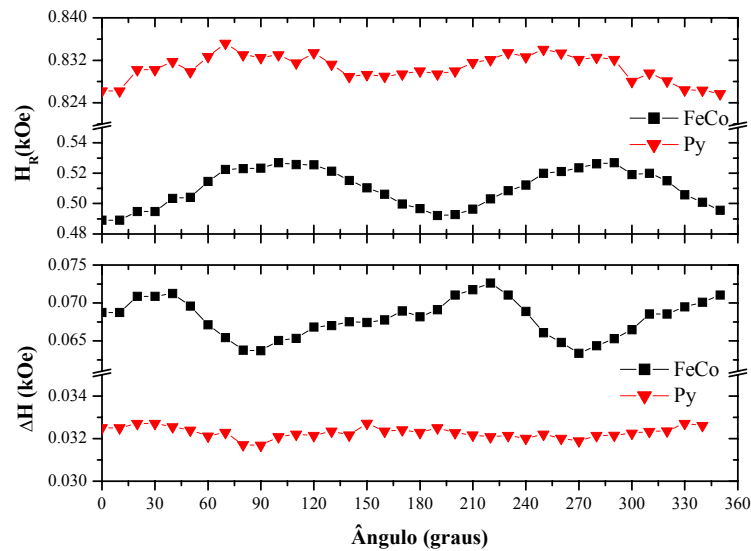


Figura 4.11 Campo de ressonância e largura de linha, para a amostra 2, em função do ângulo ϕ .

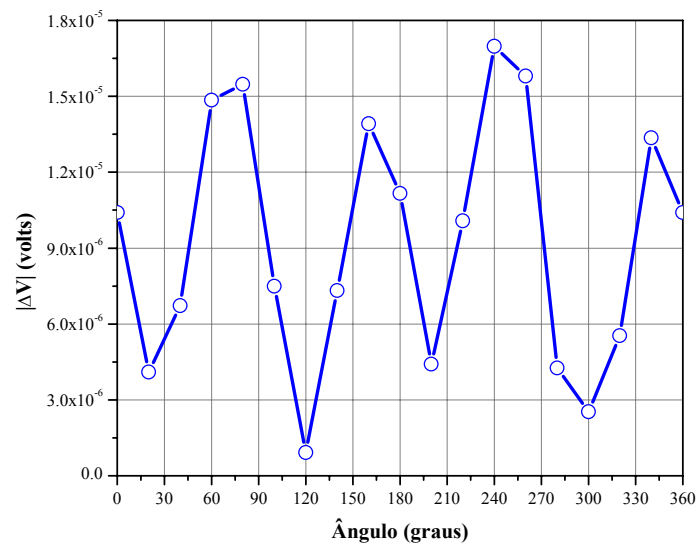


Figura 4.12 Módulo de ΔV , para o pico da camada de Py, em função do ângulo ϕ . Onde $|\Delta V|$ é o módulo da diferença de potencial entre os valores máximo e mínimo em um pico, análogo à figura 4.3.

A figura 4.12 mostra o módulo de ΔV para o pico de tensão d.c. correspondente à camada de Py da amostra 2. Este resultado é análogo àquele exibido pela amostra 1 de acordo com a figura 4.3.

A figura 4.13 mostra a dependência do módulo de ΔV em função da potência de rf incidente, do pico correspondente à camada de Py da amostra. O ângulo de estudo é $\varphi = 200^\circ$. Assim como na amostra 1, ocorre uma dependência linear de $|\Delta V|$ vs. potência de rf, porém a inclinação da reta que ajusta os dados experimentais é muito menor do aquela que ajusta os dados da amostra 1. Na amostra 1 obtivemos uma inclinação de 46,3 nV/mW, para o pico de Py enquanto que na amostra 2 obtivemos 7,65 nV/mW, também para o pico de Py. Existem duas diferenças entre as medidas das figuras 4.7 e 4.13. Os dados da figura 4.7 foram obtidos com eletrodos de pontas de contacto na amostra 1 e os dados da figura 4.13 foram obtidos com contatos de tinta de prata em eletrodos de cobre.

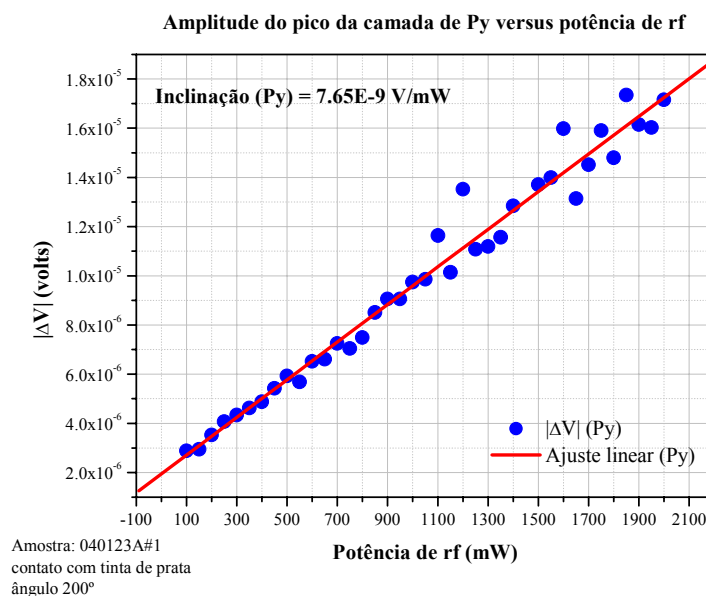


Figura 4.13 Módulo de ΔV , para o pico da camada de Py, em função do ângulo φ , para a amostra 2.

Existem duas possibilidades para explicar a enorme diferença na inclinação de $|\Delta V|$ vs. potência de rf entre as figuras 4.7 e 4.13:

Primeira possibilidade: a utilização de eletrodos de pontas de contacto provoca um aumento na tensão d.c., desde que a espessura da camada separadora de Ta não represente um papel importante pra esta explicação.

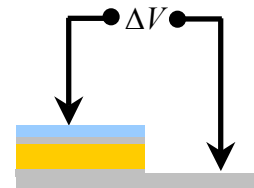
Segunda possibilidade: a espessura menor da camada separadora de Ta seria responsável pelo aumento da inclinação e o fato de usarmos eletrodos e ponta de contacto ou eletrodos com tinta de prata é irrelevante.

4.3 Medidas de tensão d.c. através do plano da amostra

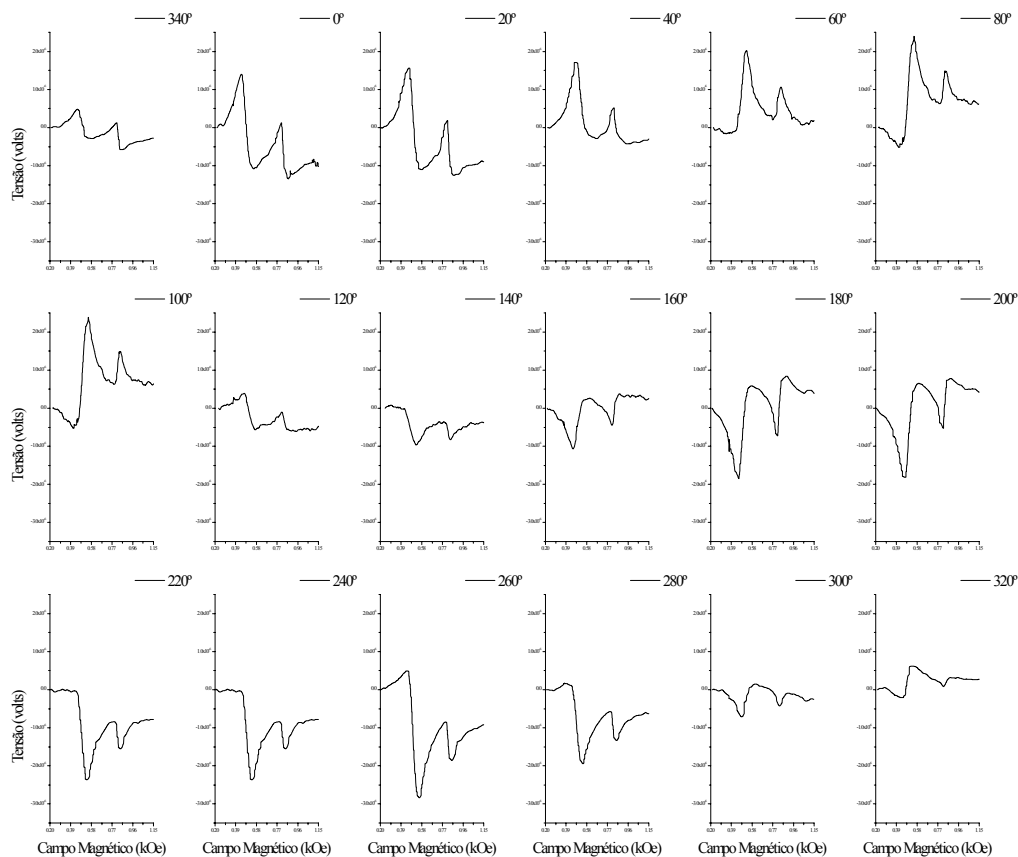
Medidas de tensão d.c. através do plano da amostra também foram realizadas. A amostra utilizada para este estudo foi:

Amostra 3 - $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(100\text{\AA})/\text{Ta}(25\text{\AA})/\text{Co}(240\text{\AA})/\text{Ta}(350\text{\AA})/\text{Si}(001)$

A figura 4.14 mostra a tensão d.c. medida através do plano da amostra, ou seja através da pilha de camadas, em intervalos angulares de 20° em φ . O campo estático H é



paralelo a linha que cruza os contatos quando φ é 120° ou 300° e perpendicular quando φ é 30° ou 210° . Nota-se que os picos referentes tanto ao Permalloy (2º pico) como ao Cobalto (1º pico) têm valores de amplitudes bastante próximos. Um dos eletrodos está em contacto direto com a camada de Py (camada azul na fig. ao lado), que possui 100\AA de espessura. O outro eletrodo está em contacto indireto com a camada de Co (camada amarela na fig. ao lado), através da camada de Ta. Os eletrodos, no caso desta amostra, foram fios de cobre posto em contato com a amostra através de tinta de prata. A diferença de configuração desta medida em relação à realizada na amostra 2, é que, no presente caso, a medida de tensão é realizada através da pilha de camadas enquanto que a medida de tensão realizada na amostra 2 foi feita no plano, superfície, da amostra. As medidas mostradas na figura 4.14 foram realizadas com potência de rf de 360 mW.



Amostra: 040226

Pilha de camadas

Contato com tinta de prata

Potência: 360 mW

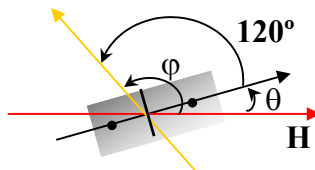


Figura 4.14 Comportamento da tensão d.c. medida através da pilha de camadas, para cada ângulo φ . A figura inserida mostra o ângulo, θ , entre linha que cruza os contatos e o campo magnético estático. Onde a diferença entre φ e θ é 120° , ou seja, quando esta linha for paralela ao campo H , $\theta = 0^\circ$, obtém-se que $\varphi = 120^\circ$. Para as medidas a direção do campo é fixa e a amostra é girada. A amostra estudada é a nº 3, onde se utilizou contato com tinta de prata como eletrodos. A potência de rf é 360mW.

A figura 4.15 mostra a dependência do módulo de ΔV , para as camadas de Co e Py, em função da potência de rf. As medidas foram realizadas no ângulo azimutal, φ , de 120° , ou seja, com o campo estático H paralelo à linha que cruza os contatos. Nesta amostra obteve-se uma inclinação de 4,13 nV/mW para Co e de 2,10 nV/mW para Py. Não podemos fazer uma comparação direta desta medida com aquela realizada no plano (Fig.

4.7). As amostras são diferentes e várias condições da medida são diferentes: a geometria de contato dos eletrodos é diferente; a posição angular, em relação à linha que une os eletrodos e o campo estático, também é diferente; as espessuras das camadas também diferem, etc.

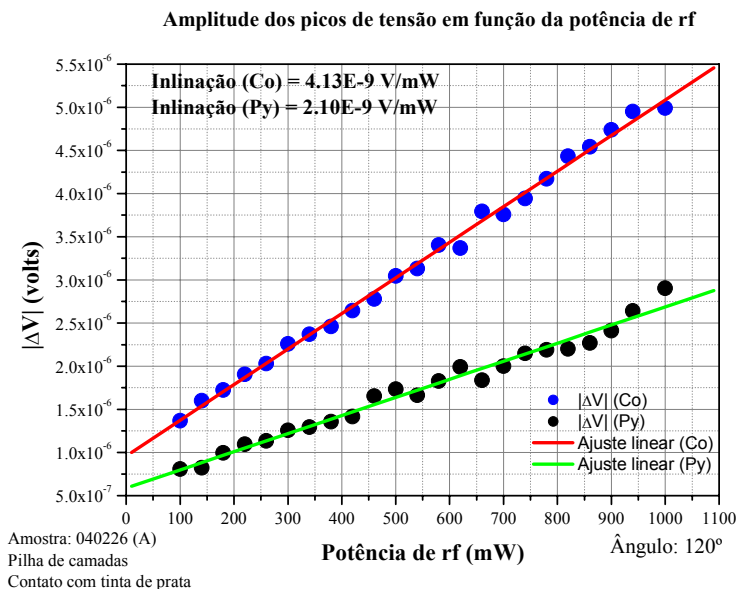


Figura 4.15 Medida do módulo de ΔV em função da potência de rf e seu ajuste linear, para os picos de Co e Py da amostra 3. Os valores dos respectivos coeficientes angulares são mostrados na figura ($\varphi = 120^\circ$).

4.4 Discussão e conclusões

Nesta dissertação investigamos a geração de corrente d.c. em filmes e multicamadas magnéticas devido à excitação do modo de precessão uniforme da magnetização. Este fenômeno é o inverso daquele que vem sendo recentemente estudado, que é a excitação de ondas de spin através da propagação de corrente d.c. em filmes e multicamadas magnéticas.

Este fenômeno tem grande interesse, pois pode ser utilizado para controlar correntes elétricas em nanoestruturas magnéticas, através do controle da magnetização.

Investigamos bicamadas metálicas magnéticas separadas por uma camada não-magnética com as seguintes composições: $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ta}/\text{FeCo}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ta}/\text{Co}$ depositadas sobre substratos de $\text{Si}(001)$. As amostras foram crescidas por *sputtering* d.c. com pressão de base de $1,5 \times 10^{-7}$ torr à temperatura ambiente. Em algumas amostras a seqüência de deposição das camadas ferromagnéticas foi invertida e também foram depositadas uma camada *buffer* e uma camada de proteção contra oxidação.

As medidas de tensão d.c. geradas com as amostras na condição de ressonância ferromagnética foram realizadas diretamente por eletrodos de contacto feitos de tungstênio. Foram investigadas tensões d.c. no plano da amostra e tensões d.c. através das camadas. Neste último caso as amostras possuem uma geometria em forma de pilar, de forma que um eletrodo pode ser colocado na superfície superior e o outro eletrodo pode ser colocado na superfície inferior através de batente.

Inicialmente investigamos as tensões d.c. com eletrodos de ponta de contacto de dimensões de centenas de nanômetros. Posteriormente foram investigados tensões d.c. com eletrodos em contacto à base de tinta de prata.

4.4.1 Investigação de tensão d.c. gerada no plano do filme

Nesta parte da investigação medimos simultaneamente a absorção de microondas (FMR) e geração de tensão d.c., com os eletrodos no plano da amostra. As medidas de FMR indicam que as duas camadas ferromagnéticas absorvem microondas em diferentes valores de campo magnético estático, como seria esperado, pois são constituídas de materiais ferromagnéticos diferentes. Para a frequência de ressonância escolhida (8.6 GHz) os valores dos campos de FMR são em torno de 450 Oe para a camada de FeCo e em torno de 850 Oe para a camada de permalloy, com larguras de linha de menos de 70 Oe. Desta maneira as linhas de absorção estão completamente separadas. Foram detectadas diferenças de potencial nos mesmos valores de campo estático correspondentes à ressonância ferromagnética de ambas as camadas. Mesmo com o eletrodo em contacto apenas com a primeira camada foi detectado tensão d.c. gerada pela segunda camada.

Concluimos que esta tensão gerada não poderia ser aquela detectada no início da década de 1960 por Juretschke et al., pois na nossa configuração experimental a amostra está submetida apenas ao campo magnético da microonda. Nos experimentos realizados por Juretschke ambos os campos, elétrico e magnético, da microonda eram aplicados sobre amostra. Os níveis de tensão d.c. detectados nas nossas medidas situam-se na faixa de alguns microvolts para uma potência incidente de rf de 1,0 W.

As formas de linha das tensões d.c., para algumas posições do campo no plano do filme, apresentaram a forma de uma linha de absorção enquanto em outras posições apresentaram uma forma de linha de dispersão. Provavelmente existe uma competição de mecanismos diferentes para a geração da tensão d.c..

As tensões d.c. medidas com os eletrodos no plano da amostra exibiram uma dependência linear com a potência de rf incidente. A amostra 1 apresentou uma dependência de $|\Delta V|$ vs. P_{rf} que é 6 vezes maior do que aquela apresentada pela amostra 2. As possíveis explicações que temos, no momento, para esta diferença são: 1) A utilização de eletrodos de pontas de contacto provoca um aumento na tensão d.c., desde que a espessura da camada separadora de Ta não represente um papel importante pra esta explicação. 2) A espessura menor da camada separadora de Ta seria responsável pelo aumento da inclinação e o fato de usarmos eletrodos e ponta de contacto ou eletrodos com tinta de prata seria irrelevante.

De acordo com a idéia de Berger, o efeito da geração de tensão d.c. ocorreria na interface entre a camada ferromagnética e a camada não-magnética. Ainda não entendemos o efeito da espessura da camada não-magnética na geração da tensão d.c.

De acordo com os cálculos realizados, para o número de mágnons gerados na geometria planar utilizada, utilizada em nosso experimento, podemos gerar cerca de $3,0 \times 10^6$ magnons para uma potência incidente de 1,0 W. Segundo a estimativa feita por Berger (1999), um número de magnons da ordem de 10^7 geraria uma tensão d.c. de $6,9 \mu\text{V}$. Os valores de tensões medidos nos nossos experimentos variam de valores em torno $0,1 \mu\text{V}$ até valores da ordem de $10 \mu\text{V}$, que estariam dentro das estimativas previstas.

As medidas de FMR no plano das amostras apresentam campos de anisotropia uniaxial da ordem da ordem de algumas dezenas Oe. Os valores de campo para os quais a tensão

d.c. é máxima, medidas em função do ângulo azimutal, de certa forma acompanham a simetria uniaxial.

A dependência das intensidades de tensão d.c. medidas em função do ângulo azimutal necessitam de uma interpretação mais apurada. A variação da forma de linha em função do ângulo torna difícil definir a um método para medir intensidade da tensão d.c. gerada.

As tensões d.c. medidas com contactos à base de tinta de prata apresentaram valores um pouco menores do que aqueles obtidos com pontas de contacto. De acordo com a previsão de Berger, esta tensão d.c. seria gerada na interface entre a camada ferromagnética e a camada não-magnética. Isto faz com que estas tensões não dependam da densidade de corrente, como no efeito inverso, no qual a geração de onda de spin aumenta com o aumento da densidade de corrente de spin polarizado, como investigado por Tsoi et al. (2002).

4.4.2 Investigação de tensão d.c. gerada através da pilha de camadas.

Resolvemos investigar a geração de tensão d.c. em através da pilha de camadas. Neste caso um dos eletrodos está posicionado na primeira superfície enquanto o outro eletrodo está posicionado na última superfície magnética, como descrito na seção 4.3. Esta geometria está mais próxima daquela sugerida por Berger.

Os níveis de tensão medidos são equivalentes àqueles obtidos para eletrodos no plano do filme, isto é, alguns μV para potências de rf de 1,0 W.

As tensões d.c. invertem a polarização quando o sentido do campo magnético estático é invertido.

Também são detectadas tensões d.c. correspondentes aos valores de campo de FMR de cada uma das camadas ferromagnéticas.

As tensões d.c. também apresentam inversão da polaridade à medida que giramos a amostra em relação ao campo estático.

4.5 Perspectivas

Esta dissertação apenas iniciou a investigação experimental de um fenômeno que parece mais complicado do que aparenta. As perspectivas de investigação são muito abrangentes. A maioria dos resultados experimentais apresentados necessita de uma investigação mais detalhada. Destacamos os seguintes aspectos:

O papel representado pelo tipo de contacto.

O papel representado pela espessura e natureza química da camada separadora e das camadas ferromagnéticas.

O papel do acoplamento entre as camadas ferromagnéticas.

Diferenciar os fenômenos que envolvem medidas com eletrodos no plano e através do plano da amostra.

Entender os diferentes mecanismos que podem contribuir para a geração de tensão d.c. em filmes e multicamadas ferromagnéticas devido à excitação de ondas de spin.

Medir efeitos de baixa temperatura neste fenômeno.

Tentar estudar efeitos de saturação na ressonância ferromagnética. Para isto necessitaríamos de potências de rf da ordem de kW.