UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS DEPARTAMENTO DE FÍSICA

MAGNETORRESISTÊNCIA GIGANTE EM MULTICAMADAS DE FILMES FINOS

ALISSON CARLOS KROHLING

VITÓRIA-ES 2013

ALISSON CARLOS KROHLING

MAGNETORRESISTÊNCIA GIGANTE EM MULTICAMADAS DE FILMES FINOS

Monografia apresentada ao Departamento de Física/CCE, Universidade Federal do Espírito Santo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Bacharel em Física.

Orientador: Valberto Predruzzi Nascimento

Vitória-ES 2013

ALISSSON CARLOS KROHLING

MAGNETORRESISTÊNCIA GIGANTE EM MULTICAMADAS DE FILMES FINOS

Monografia apresentada ao Departamento de Física/CCE, Universidade Federal do Espírito Santo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Bacharel em Física.

Vitória, 3 Maio de 2013

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Valberto Predruzzi Nascimento

Prof. Dr. Armando Yoshihaki Takeuchi

Prof. Dr. Wanderlã Luis Scopel

Vitória-ES 2013

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Valberto Pedruzzi Nascimento, iniciação na pesquisa científica, e pela orientação e o apoio recebido durante a realização deste trabalho. Ao professor Armando Yoshihaki Takeuchi pela colaboração e auxílio no desenvolvimento do dispositivo de 4 pontas e aos professores Edson Passamani Caetano e Wanderlã Luis Scopel pela discussão sobre tópicos relacionados a meu trabalho.

Agradeço aos meus colegas de turma da graduação pela ajuda nos vários trabalhos que realizamos, e pelos debates de idéias e opiniões.

Agradeço aos meus colegas do laboratório Lemag: Tales, Jhone, Jaime, Victor, Gustavo, Hamilton e Isabel pelas discussões inestimáveis durante as atividades realizadas no laboratório.

Agradeço a minha família pelo apoio e dedicação que tiveram comigo, e pelo incentivo que sempre persistiu durante a minha formação acadêmica.

Agradeço a todos aqueles que indiretamente me ajudaram para realização deste trabalho.

RESUMO

A descoberta de novos fenômenos físicos, como o acoplamento magnético oscilatório e a magnetorresistência gigante (GMR - Giant Magnetoresistance) que surgem em multicamadas magnéticas deu origem, desde 1989, a um elevadíssimo número de trabalhos científicos visando uma melhor compreensão desses fenômenos. Pela contribuição da GMR para o desenvolvimento de dispositivos sensores que possibilitaram a produção de discos rígidos de alta densidade, entre outras aplicações, em 2007 foi conferido a Albert Fert e Peter Grünberg o Prêmio Nobel de Física.

Nesta monografia, aborda-se o efeito da GMR em estruturas de multicamadas formadas por camadas magnéticas metálicas separadas por uma camada metálica não magnética (espaçador), onde o espalhamento dependente do spin do elétron torna-se relevante. Para um real entendimento desse importante efeito, são apresentadas inicialmente duas teorias introdutórias de condução e espalhamento de elétrons (modelos de Drude e Sommerfeld). São citados vários fenômenos que provocam o efeito da magnetorresistência (variação de resistência com a aplicação de campo magnético, a uma dada temperatura), resultando em diversos tipos de magnetorresistência (MR) classificados segundo o fenômeno que gerou a MR. Dentre eles, o efeito de GMR, objeto de estudo dessa monografia, é discutido com maior ênfase e detalhes.

O acoplamento magnético entre as camadas magnéticas é descrito através de termos biquadráticos e bilineares e o caráter oscilatório da GMR é explicado pelo modelo de poços quânticos. O modelo de duas correntes spin polarizadas (considerando a contribuição da interação spin-órbita para a resistividade) emerge como explicação para a existência do efeito de GMR. Configurações possíveis para medidas de resistência em função do campo magnético são mostradas e a dependência da resistividade com a temperatura é também discutida.

Para melhor entender como essas multicamadas podem ser formadas e como suas propriedades de transporte podem ser medidas, preparamos e caracterizamos as multicamadas [NiFe/Cu(t)]₂₀, cujas espessuras t de Cu variaram de 9 Å a 13 Å, (em torno do primeiro pico antiferromagnético da MR). As amostras foram preparadas por pulverização catódica e caracterizadas por refletividade por raios-X,

para verificar as espessuras, e por resistividade com campo (método das quatro pontas), para obter o valor da MR. A amostra com espessura de Cu de 10 Å (1º pico da MR) apresentou uma razão GMR de aproximadamente 5,3%.

ABSTRACT

The discovery of new physical phenomena, such as the oscillatory magnetic coupling and the giant magnetoresistance (GMR - Giant Magnetoresistance) that emerges in magnetic multilayers give rise to a very large number of scientific papers, since 1989, aiming a better understanding of these phenomena. Due to the GMR contribution to the development of sensor devices that turn possible the production of high density hard drives, among other applications, in 2007, the Nobel Prize in Physics was awarded to Albert Fert and Peter Grünberg.

This monograph involves the GMR effect in multilayers formed by metal magnetic layers separated by a nonmagnetic metallic layer (spacer), where the spin dependent scattering of electron becomes relevant. For a real understanding of this important effect, two introductory theories about driving and scattering of electrons (Drude and Sommerfeld models) are initially presented. Various phenomena that cause the magnetoresistance effect (change of resistance with an applied magnetic field at a given temperature) are discussed, resulting in different types of magnetoresistance (MR) classified according to the phenomenon that has generated the MR. Among them, the GMR effect, the object of study of this monograph, is discussed with greater emphasis and details.

The magnetic coupling between the magnetic layers is described by using bisquared and bilinear terms, and the oscillatory character of GMR is explained by the quantum wells model. The model of two spin polarized currents (considering the contribution of the spin-orbit interaction to the resistivity) emerges as an explanation for the existence of the GMR effect. Possible configurations for resistance measurements as a function of magnetic field are shown and the dependence of the resistivity with temperature is discussed.

In order to better understand how these multilayers can be formed and how their transport properties can be measured, we prepared and characterized [NiFe/Cu(t)]₂₀ multilayers, whose t of Cu thicknesses ranged from 9 Å to 13 Å, (around the first antiferromagnetic peak of the MR). The samples were prepared by magnetron sputtering and characterized by X-ray reflectivity to check the thicknesses; and resistivity under an external magnetic field (four-contacts method)

to obtain the value of MR. The sample with Cu thickness of 10 Å (1st peak of the MR) showed a ratio GMR of roughly 5.3%.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	iv
ABSTRACT	vi
SUMÁRIO	viii
LISTA DE FIGURAS	x
INTRODUÇÃO	1
1. CAPÍTULO 1	4
1.1 - TEORIA DE DRUDE	4
1.1.1 - CONDUTIVIDADE ELÉTRICA CORRENTE CONTÍNUA (DC)	EM
METAIS	7
1.1.2 - EFEITO HALL E MAGNETORRESISTÊNCIA	10
1.2 - TEORIA DE SOMMERFELD	12
2. CAPÍTULO 2 – MAGNETORRESISTÊNCIA	17
2.1 - MAGNETORRESISTÊNCIA (MR)	17
2.1.1 - MAGNETORRESISTÊNCIA LORENTZ (OU ORDINÁRIA) (OMR)	18
2.1.2 - MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA (AMR)	18
2.2- MAGNETORRESISTÊNCIA GIGANTE GMR	19
2.2.1 - ACOPLAMENTO ENTRE AS CAMADAS	21
2.2.2 - MODELO DE POÇOS QUÂNTICOS	25
2.2.3 - RESISTIVIDADE DE UM MATERIAL METÁLICO	29
2.2.4 - MODELO DE DUAS CORRENTES	31
2.2.5 - INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA NA GMR	34
2.2.6 - CONFIGURAÇÕES PARA MEDIDA DA GMR	34
2.2.7 - APLICAÇÃO DA GMR – VÁLVULA DE SPIN	36
2.2.8 - GRAVAÇÃO MAGNÉTICA	37
3. CAPÍTULO 3 – MÉTODOS EXPERIMENTAIS	40
3.1 - PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS	40

3.2 - MEDIDA DA RESISTÊNCIA DAS AMOSTRAS	.41
4. RESULTADOS - MEDIDAS DE REFLETIVIDADE E RESISTÊNCIA	.43
5. CONCLUSÔES	46
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	47
APÊNDICE 1	
A.1 - DISTRIBUIÇÃO FERMI-DIRAC	49
APÊNDICE 2	
A.2.1 - DETERMINAÇÃO DAS TAXAS DE DEPOSIÇÃO E DO SUPERPERÍO	DO
DAS MULTICAMADAS	52
A.2.2 - MEDIDAS DE REFLETIVIDADE	54

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 – Modelo Drude de [ASCH76]5
FIGURA 1.2 - trajetória de um elétron de condução espalhando os íons, de acordo
com o desenho de Drude [ASCH76]6
FIGURA 1.3 – Esquema do efeito Hall [ASCH76]11
FIGURA 2.1 - Diagrama das configuração de magnetorresistência - longitudinal (a),
transversal (b) e perpendicular (c)18
FIGURA 2.2 - Esquema mostrando a origem física da AMR. Nuvens sombreadas
representam as seções transversais de espalhamento das órbitas eletrônicas,
quando as órbitas (e campo aplicado) são transversais à direção de corrente, à
seção transversal eletrônica dos elétrons é reduzida, dando um estado de baixa
resistência. [NICK95]19
FIGURA 2.3 – Representação esquemática da magnetorresistência anisotrópica em
permalloy para campo aplicado paralelo (ρ_{II}) e transversal (ρ_{T}) de [NICK95]19
FIGURA 2.4 – Magnetorresistência de multicamadas de Fe/Cr a 4.2 K. Onde H_s é o
campo de saturação. A corrente e o campo são aplicados no mesmo plano da
amostra (CIP) [BAIB88]20
FIGURA 2.5 - Variação do acoplamento conforme aumento da espessura do
material não magnético (NM)22
FIGURA 2.6 - razão GMR de multicamadas (Fe (2nm) / Cr) em T = 4.5K como uma
função da espessura das camadas de Cr. Depositado em Δ, ∎ em 40°C e o em
125°C [PARK90]23
FIGURA 2.7 - MR das multicamadas de Co(1,5nm)/Cu(t), como uma função da
espessura t das camadas de Cu, em T = 4,2 K (círculos pretos) e T = 300K
(quadrados abertos). As linhas sólidas são guias para os picos de MR
[MOSC91]23
FIGURA 2.8 – Probabilidade de trransmção do elétron para o degrau e poço
quântico [BURS06]26
FIGURA 2.9 - Quatro gráficos representam os poços quânticos para camada
magnética para elétrons com spin up e spin down [BURS06]28

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.10 – Esquema do modelo de duas correntes para GMR [GUIM09]34
FIGURA 2.11 – geometrias CIP (a) e CPP(b) respectivamente
FIGURA 2.12 –curvas de GMR nas geometrias (a) CPP e (b) CIP para [Co (6nm)/Cu
(6nm)] _{60 ,} (c) curva de magnetização da amostra [Co(6nm)Cu(6nm)] ₆₀ (d) variação da
espessura do Cu para Co(1.5nm)/Cu(t) diferentes geometrias
FIGURA 2.13 – (a) estrutura básica de uma válvula de spin [BURS06]38
FIGURA 2.14 – Cabeças de gravação longitudinal (a) e perpendicular (b)
[GUIM09]
FIGURA 3.1 – Magnetron Sputtering do LEMAG/UFES41
FIGURA 3.2 – Aparato para medida de resistência do LEMAG: (a) sistema de
aquisição de dados, (b) eletroímã, (c) fonte de controle da
corrente43
FIGURA 3.3 – Dispositivo de 4 pontas para medida de resistividade do LEMAG43
FIGURA 4.1 – Variações da magnetorresistência da multicamada Si(100)/NiFe(54Å)/
/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(11Å)] ₂₀ /NiFe(16Å), em função do campo externo aplicado, para
espessuras t =10 Å45
FIGURA 4.2 – Variações da magnetorresistência da multicamada Si(100)/NiFe(54Å)/
/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(11Å)] ₂₀ /NiFe(16Å), em função do campo externo aplicado, para
espessuras t =11 Å45
FIGURA 4.3 – Oscilação para GMR para o sistema
Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)/[NiFe(50Å)/Cu(t)] ₂₀ NiFe(16Å) com t variando de 9 a 1146
FIGURA A.2.1 – Difratômetro de raios-X da marca Rigaku com radiação CuKa
(λ=1.5418 Å)55
FIGURA A.2.2 - Curvas de refletividade dos filmes de calibração NiFe (a) da
calibração Cu (b)56
FIGURA A.2.3 - Espessura e taxa de deposição de 74,0 nm e 0,062 nm/s para o
NiFe e 44,3 nm e 0,068 nm/s para o Cu57
FIGURA A.2.4 – Curva de refletividade do filmes de Cu(10Å)[NiFe(20Å)/Cu(10Å)] ₂₀ 57

Introdução

Na ciência atual, a nanotecnologia é um dos campos mais promissores, que compreende sob tudo, o estudo e manipulação da matéria em nível atômico e molecular. Esta ciência é capaz de compreender melhor as propriedades fundamentais da matéria e suas aplicações tecnológicas em escala nanométricas. A meta dos pesquisadores na atualidade é explorar estas propriedades para ganhar controle das estruturas e dispositivos ao nível atômico, molecular e supramolecular e aprender a fabricar e usar eficientemente dispositivos, que apresentem propriedades únicas como nanotubos de carbono, fios e pontos quânticos, filmes finos, entre outros.

Os filmes finos magnéticos, por sua vez, apresentam propriedades físicas oriundas de materiais com espessuras de dimensões nanométricas e por isso têm atraído muito a atenção de físicos da matéria condensada e cientistas de materiais, nas últimas décadas, devido às suas aplicações tecnológicas, tais como os dispositivos magnetorresistivos para sensores de campos magnéticos e os gravadores magnéticos e magneto-ópticos. Além disso, novas propriedades físicas têm sido descobertas em filmes sob a forma de multicamadas (empilhamentos alternados de diferentes materiais), dentre elas, destacamos aquelas no campo do magnetismo e do transporte que determinam as aplicações práticas destes materiais, como por exemplo: (a) o acoplamento entre camadas magnéticas através de camadas não magnéticas (interação de troca) [GRUN86], (b) efeitos de magnetorresistência gigantes (GMR) [BAIB88], exchange bias [MEIK56], entre outros.

A mudança da resistividade de um material sobre a influência de um campo magnético H é conhecido como magnetorresistência. Ela foi descoberta por William Thomson (1824-1907) (mais tarde Lorde Kevin) em 1856, que encontrou um aumento de 0.2% na resistência de um condutor de ferro quando um campo magnético foi aplicado ao longo do condutor e a resistência diminuiu de 0.4% quando o campo foi aplicado perpendicular ao fluxo de corrente. O efeito descoberto por Lord Kelvin é hoje conhecido como magnetorresistência anisotrópica (AMR), e sua magnitude é da ordem de poucos por cento, dependendo do material. A magnetorresistência é um conceito muito simples, traduzindo a alteração da resistência de um material, a uma dada temperatura, quando este se encontra sob ação de um campo magnético externo. Contudo, existem várias causas que explicam a sua existência.

Convém realçar que não é necessário possuir um material magnético para observarmos um efeito magnetorresistivo. Todos os metais magnéticos e não magnéticos exibem o efeito magnetorresistivo normal, que é manifestado por um aumento da resistência elétrica em função da indução magnética interna B. Este efeito é induzido pela força de Lorentz, que provoca um movimento helicoidal na trajetória dos elétrons, em vez de uma trajetória retilínea verificada quando B = 0. Este efeito só é significativo quando a força de Lorentz é suficientemente intensa para provocar uma apreciável curvatura na trajetória dos elétrons durante o livre percurso médio. Deste modo, esperamos que este efeito seja expressivo em "amostras massivas puras" (com muito baixo teor de impurezas), a baixas temperaturas, que estão sujeitas a um campo magnético elevado.

Outro efeito magnetorresistivo, já citado acima, igualmente importante e que se manifesta unicamente em materiais magnéticos, ocorrendo, sobretudo nos metais de transição ferromagnéticos (Ni, Fe, Co...) e suas ligas (por exemploNi-Fe, permalloys), é a magnetorresistência anisotrópica (AMR- Anisotropic Magnetoresistance). Nestes materiais a resistência é função do ângulo entre a magnetização e a direção da corrente. A anisotropia se manifesta pelo fato de que em geral a resistência é mínima quando a magnetização do material se encontra orientada perpendicularmente à direção da corrente, e máxima quando a magnetização e a corrente estão em paralelo.

A primeira observação do acoplamento entre as magnetizações das camadas magnéticas, separadas por camadas não magnéticas, foi relatado por Grunberg [GRUN86] em 1986, para o sistema Fe/Cr. No entanto, a magnitude da MR nessas tricamadas de Fe/Cr foi pequena. Dois anos mais tarde, Baibich e colaboradores [BAIB88] relataram uma MR alta de aproximadamente 50%, em multicamadas de Fe/Cr, à temperatura de 4,2 K. Este valor de MR encontrado superava enormemente os valores usualmente encontrados em metais magnéticos (Fe, Co, NiFe, etc.) que sofriam contribuições da OMR e da AMR (2 - 4%). Daí o termo Magnetorresistência Gigante (GMR), que refere-se ao efeito encontrado nesse tipo de empilhamento artificial: multicamadas magnéticas.

Após a descoberta do efeito GMR, diversas combinações de camadas magnéticas com camadas não magnéticas foram objeto de um intenso estudo, que rapidamente conduziu a efeitos magnetorresistivos superiores a 50%, à temperatura ambiente, reconhecendo a grande utilidade destes materiais em aplicações tecnológicas como sensores magnéticos, medidores de correntes elétricas, memórias magnéticas (MRAM - Magnetic Random Access Memory) ou cabeças de leitura de alta densidade, válvulas de spin.

No capítulo 1, é apresentada uma revisão da literatura sobre o modelo de Drude que usa a teoria cinética do gás clássico para explicar a condução e a resistividade em um material. Sommerfeld aplicou esta distribuição para o gás de elétrons livres, resolvendo algumas anomalias térmicas no modelo de Drude. O modelo de Sommerfeld nada mais é que o clássico gás de elétron de Drude com uma mudança na distribuição de velocidades dada pela distribuição de Fermi-Dirac (Apêndice 1).

No capítulo 2, são mostrados: os diversos tipos de magnetorresistência (MR) em materiais magnéticos e não-magnéticos, e a dependência do spin ao efeito das MRs, o acoplamento em multicamadas magnéticas (bilinear e biquadrático), o caráter oscilatório da GMR explicada pelo modelo de poços quânticos, o modelo de duas correntes com correções spin-órbita (para explicar o espalhamento dependente do spin), o efeito da temperatura nas medidas de GMR, e algumas aplicações da GMR em dispositivos.

Para uma exemplificação de como essas multicamadas podem ser produzidas e caracterizadas, preparou-se por pulverização catódica e caracterizouse multicamadas de NiFe/Cu. No Capítulo 3 são apresentados os métodos experimentais e o equipamento utilizado para produção de multicamadas magnéticas de NiFe/Cu. No Capítulo 4 são apresentados resultados de resistividade, à temperatura ambiente, das amostras preparadas.

No Capítulo 5 é apresentada a conclusão. E estão incluídos mais dois apêndices: A.1, que trata da distribuição de Fermi-Dirac, e A.2, onde está descrito o método de refletividade de raios-X, bem como, as curvas experimentais obtidas para a obtenção das espessuras.

Capítulo 1

1.1 – Teoria de Drude

A descoberta do elétron por J.J Thomson, em 1897, teve um amplo e imediato impacto nas teorias da estrutura da matéria. A existência da partícula carregada itinerante sugeriu um mecanismo óbvio para a condução nos metais. Três anos após a descoberta de Thomson, Drude desenvolveu sua teoria de condução elétrica e térmica, aplicando a teoria cinética dos gases a um metal. Neste caso, considerouse que o metal era descrito por um gás de elétrons.

Em sua forma mais simples, a teoria cinética trata as moléculas de um gás como esferas sólidas idênticas, que se movem em linha reta até colidirem umas nas outras ou com as paredes do recipiente que as contém. Supõe-se que o tempo gasto em uma colisão seja desprezível e, com exceção das forças que momentaneamente entram em jogo durante cada colisão, nenhuma força age entre as partículas.

Apesar de haver apenas um tipo de partícula nos gases mais simples, deve existir ao menos duas em um metal, já que os elétrons são carregados negativamente e, ainda assim, o metal é eletricamente neutro. Drude [ASCH76] supôs que a carga positiva de compensação seria ligada a partículas muito mais pesadas, considerando-as imóveis. Nessa época, no entanto não havia uma noção precisa sobre a mobilidade das partículas carregadas em um metal. A solução para este problema é uma das conquistas fundamentais da teoria quântica moderna dos sólidos.

Na descrição do modelo de Drude [ASCH76] supõe-se (e em diversos metais tal superposição pode ser justificada) que, quando os átomos de um elemento metálico são unidos para formar um metal, os elétrons de valência se separam e passeiam livremente pelo metal, enquanto os íons metálicos permanecem intactos e fazem o papel das partículas positivas imóveis na teoria de Drude. Este modelo é indicado na figura 1.1.



Figura 1.1 Modelo Drude de [ASCH76]

Um único átomo isolado do elemento metálico tem um núcleo de carga eZ_a , onde Z_a é o número atômico e e é a magnitude da carga eletrônica: $e=1,6x10^{-19}$ C. Em volta do núcleo estão os elétrons Z_a de carga total $-eZ_a$. Do número total de elétrons Z_a , Z elétrons são de valência que ficam ligados de modo relativamente fraco ao núcleo. Os elétrons restantes Z_a-Z são ligados ao núcleo mais fortemente, os quais têm um papel bem menor nas reações químicas e são conhecidos como os elétrons mais internos. Quando esses átomos isolados condensam para formar um metal, os elétrons mais internos permanecem ligados ao núcleo para formar o íon metálico, mas aos elétrons de valência é permitido deslocar-se bem longe de seus átomos-pais. No contexto metálico, eles são chamados de elétrons de condução.

Drude aplicou a teoria cinética a este "gás" de elétrons de condução de massa m, os quais (em contraste com as moléculas de um gás comum) se movem contra um plano de fundo de íons pesados e imóveis. A densidade do gás de elétrons de condução pode ser calculada considerando que um elemento metálico contém $6,022 \times 10^{22}$ átomos por mol (número de Avogadro) e ρ_m /A mols por cm³, onde ρ_m é densidade de massa (em g/cm³) e A é a massa atômica do elemento. Uma vez que cada átomo contribui com Z elétrons de condução, o número de elétrons de condução por cm³, n=N/V, é

$$n = 6,022x10^{23} Z\rho_m / A \tag{1.1}$$

As densidades são normalmente mil vezes maiores do que aquelas de um gás clássico em pressões e temperatura normais. Apesar disso, e das fortes interações eletromagnéticas elétron-elétron e elétron-íon, o modelo de Drude claramente trata o gás de elétrons denso pelos métodos da teoria cinética de um gás

neutro, com apenas ligeiras modificações.

No modelo de Drude considera-se que entre colisões, a interação de um determinado elétron, tanto com os demais elétrons, como com os íons, é desprezada. Assim na ausência de campos eletromagnéticos externos aplicados, admite-se que cada elétron se move uniformemente. Na presença de campos externos, considera-se que o movimento de cada elétron é determinado pela segunda lei Newton, omitindo os campos adicionais complicados produzidos pelos outros elétrons e íons (a rigor a interação elétron-íon não é inteiramente ignorada, já que o modelo admite que de modo implícito que os elétrons sejam confinados no interior do metal). A omissão das interações elétron-elétron entre as colisões é conhecida como aproximação do elétron independente. A omissão de interações elétron-íon é conhecida como por aproximação do elétron livre.

As colisões, tanto no modelo de Drude [ASCH76], como na teoria cinética, são eventos instantâneos que alteram abruptamente a velocidade de um elétron. Drude as atribuiu aos elétrons que saltam fora dos núcleos de íons impenetráveis (em vez das colisões elétron-elétron, correspondentes ao mecanismo de colisão em um gás normal).

Ver-se-á que o espalhamento elétron-elétron é de fato um dos menos importantes dentre os diversos mecanismos de espalhamento em um metal, exceto sob condições não usuais.

No entanto, o simples desenho mecânico (figura 1.2) da colisão de um elétron com o íon está muito longe de ser correto. Felizmente, isso não importa para muitos propósitos: uma compreensão qualitativa da condução metálica pode ser alcançada pela simples suposição de que há algum mecanismo de espalhamento, sem se inquirir sobre este mecanismo. Ao focarmos nossa análise em apenas alguns efeitos gerais do processo de colisão, as características gerais do espalhamento são descritas a seguir.



Figura 1.2 – Trajetória de um elétron de condução espalhado pelos íons, de acordo com o desenho de Drude [ASCH76].

Supõe-se que um elétron sofra uma colisão (uma mudança abrupta de velocidade) com uma probabilidade por unidade de tempo de $1/\tau$. A probabilidade de

um elétron sofrer uma colisão em qualquer intervalo de tempo infinitesimal dt, é exatamente dt/ τ . O tempo τ é conhecido como tempo de relaxação ou tempo livre médio. O tempo τ é independente da velocidade e posição do elétron.

Considera-se, também, que os elétrons atinjam o equilíbrio térmico com sua vizinhança apenas por meio de colisões. Essas colisões supostamente mantêm o equilíbrio termodinâmico local. Após cada colisão, acredita-se que o elétron saia com uma velocidade que não está relacionada à sua velocidade de logo antes da colisão, mas sim com uma direção aleatória e um módulo adequado à temperatura no local da colisão.

1.1.1 – Condutividade Elétrica Corrente Contínua (DC) em Metais

De acordo com a lei Ohm, o fluxo de corrente em um fio é proporcional à diferença de potencial V ao longo do fio: V = IR, onde R é a resistência do fio, que depende das dimensões e do material que compõe o fio. O modelo de Drude considera este comportamento e fornece uma estimativa do valor da resistência.

De modo geral elimina-se a dependência de R na forma do fio introduzindo uma grandeza característica somente do metal do qual o fio é composto. A resistividade p é definida pela relação abaixo, onde **E** é o campo elétrico e **j** a densidade de corrente:

$$\boldsymbol{E} = \rho \boldsymbol{j} \tag{1.2}$$

A densidade de corrente **j** é paralela ao fluxo de carga, e sua magnitude é definida como a quantidade de carga por unidade de tempo que atravessa uma unidade de área perpendicular ao fluxo. Então, se a corrente uniforme I fluía através de um fio de comprimento L, e área de seção transversal A, o módulo da densidade de corrente é j = I/A, desde que o potencial ao longo de um fio seja expresso por V = EL. A resistência R pode então ser escrita pela relação $R = \rho L/A$.

Se n elétrons por unidade de volume se movem com velocidade **v**, em um intervalo de tempo dt os elétrons avançam uma distância vdt na direção de **v**, tal que n(vdt)A elétrons atravessam uma área A perpendicular a direção de fluxo. Desde que cada elétron carregue uma carga –e, a carga que atravessa a área A em um intervalo de tempo dt será – nevAdt, e portanto a densidade de corrente é

$$\mathbf{j} = -ne\boldsymbol{v} \tag{1.3}$$

Em qualquer ponto do metal, os elétrons estão sempre se movendo em várias direções com diferentes energias térmicas. No cálculo da densidade liquida de corrente **j** dada acima, v é a velocidade média eletrônica. Na ausência de campo elétrico, os elétrons se movem em qualquer direção, resultando em uma v média nula. Na presença do campo **E**, a velocidade média é direcionada oposta ao campo elétrico [ASCH76].

Considerando um elétron no tempo zero. Adote-se t o tempo decorrido desde a última colisão. Sua velocidade em t=0 será sua velocidade \mathbf{v}_0 , imediatamente após a colisão mais a velocidade -eEt/m, subsequentemente adquirida. Desde que se assume que o elétron emerge de uma colisão em uma direção aleatória, assim não há contribuição da velocidade \mathbf{v}_0 para a velocidade média eletrônica, que deve ser dada inteiramente por -eEt/m. Portando a média do tempo t é o tempo de relaxação τ . Assim:

$$\boldsymbol{v}_{\text{med}} = \frac{-eE\tau}{m}; \; \boldsymbol{j} = \frac{n\tau e^2}{m} \boldsymbol{E}$$
(1.4)

Este resultado é geralmente estabelecido em termos do inverso da resistividade, a condutividade $\sigma = 1/\rho$:

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E} \ \mathbf{e} \ \boldsymbol{\sigma} = \frac{\mathbf{n} \tau \mathbf{e}^2}{\mathbf{m}} \tag{1.5}$$

Pode-se escrever o livre caminho médio, $l = v_0 \tau$, onde v_0 é a velocidade eletrônica media. O comprimento *l* mede a distância média que um elétron percorre entre colisões. Na época de Drude, era comum calcular v₀ a partir da equipartição clássica de energia: $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{3}{2}k_BT$. Utilizando a massa eletrônica conhecida, encontra-se um v₀ da ordem de 10⁷ cm/s à temperatura ambiente e, consequentemente, um livre caminho médio de 1 a 10 Å. Uma vez que esta distância é comparável ao espaçamento interatômico, o resultado é bastante consistente com a visão original de Drude de que as colisões se devem ao choque dos elétrons contra os íons [ASCH76].

Hoje trabalhando em temperaturas suficientemente baixas, livres caminhos médios da ordem de 10⁸ espaçamentos interatômicos podem ser atingidos. Isto é uma forte evidência de que os elétrons não se chocam simplesmente com os íons, como Drude supôs.

Dois casos de particular interesse são os cálculos da condutividade elétrica

quando um campo magnético estático uniforme está presente e quando o campo elétrico é espacialmente uniforme, porém, dependente do tempo. Lida-se de modo mais simples com estes dois casos levando em conta a seguinte observação:

Em qualquer tempo t, a velocidade eletrônica média \mathbf{v} é exatamente $\mathbf{p}(t)/m$, onde \mathbf{p} é o momento linear total do elétron. A densidade de corrente é:

$$\mathbf{j} = -\frac{ne\mathbf{p}(t)}{m} \tag{1.6}$$

Dado que o momento por elétron é p(t) no tempo t, vamos calcular o momento do elétron p(t+dt) em um tempo infinitesimal dt mais tarde. Um elétron tomado aleatoriamente no tempo t sofrerá uma colisão antes do tempo t + dt, com probabilidade dt/ τ , e sobreviverá portanto, até o tempo t +dt sem sofrer uma colisão com probabilidade 1- dt/ τ . No entanto, se ele não experimentar colisão, ele simplesmente evolui sob influência da força f(t) (devido aos campos elétrico e/ou magnético uniformes) e adquirirá, então um momento adicional $f(t)dt+O(dt)^2$. A contribuição de todos esses elétrons que não colidem entre t e t + dt para o momento por do elétron no tempo t + dt é fração $(1 - dt/\tau)$ que eles constituem de todos os elétrons vezes seu momento médio por elétron, $p(t) + f(t)dt + O(dt)^2$.

Assim omitindo por ora a contribuição para **p**(t+dt) daqueles que sofrem uma colisão entre t e t+dt, temos:

$$\boldsymbol{p}(t+dt) = \left(1 - \left(\frac{dt}{\tau}\right)\right) [\boldsymbol{p}(t) + \boldsymbol{f}(t)dt + \boldsymbol{O}(dt)^2]$$
$$\boldsymbol{p}(t+dt) = \boldsymbol{p}(t) - (dt/\tau)\boldsymbol{p}(t) + \boldsymbol{f}(t)dt + \boldsymbol{O}(dt)^2$$
(1.7)

A correção para (1.7) devido aqueles elétrons que tiveram uma colisão no intervalo t a t + dt é exatamente da ordem de $(dt)^2$. Observe que estes elétrons constituem uma fração dt/T do número total de elétrons. Além disso, a velocidade (e o momento) eletrônica(o) é direcionada (o) de modo aleatório imediatamente após uma colisão, cada um desses elétrons contribuirá para o momento médio **p**(t + dt) apenas na extensão em que adquiriu momento a partir da força **f** desde sua última colisão. Tal momento é adquirido em um tempo não maior que dt, e é, portanto da ordem de **f**(t)dt. Assim a correção para (1.7) é da ordem de (dt/ τ)**f**(t)dt, e não afeta os termos de ordem linear em dt. Pode-se, então escrever:

 $p(t+dt) - p(t) = -(dt/\tau)p(t) + f(t)dt + O(dt)^{2}$ (1.8)

onde a contribuição de todos os elétrons a $\mathbf{p}(t+dt)$ é considerada. Dividindo tudo por dt e tomando o limite quando dt \rightarrow 0, encontra-se:

$$\frac{\mathbf{d}\mathbf{p}(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{p}(t)}{\tau} + \mathbf{f}(t)$$
(1.9)

Que simplesmente determina que o efeito de colisões individuais de elétrons é introduzir um termo de amortecimento friccional na equação de movimento para o momento por elétron.

1.1.2 - Efeito Hall e a Magnetorresistência

Em 1879, E. Hall tentou determinar se a força experimentada por uma corrente passando em um fio na presença de um campo magnético se era exercida em todo o fio ou apenas sobre (o que agora chamaríamos) os elétrons em movimento no fio [ASCH76]. Ele suspeitou que fosse o último caso, e seu experimento se baseou no argumento de que "se a própria corrente elétrica em um condutor fixo é atraída por um imã, a corrente deve ser levada para um lado do fio e, portanto, a resistência experimentada deve ser aumentada" (esse aumento da resistência é conhecido como magnetorresistência). Seus esforços para detectar essa resistência extra não tiveram sucesso, mas Hall não considerou o resultado conclusivo: O magneto pode tender a desviar a corrente sem ser capaz de fazê-lo. É evidente que, neste caso, existiria um estado de estresse no condutor, este estado de estresse deve aparecer como uma voltagem transversa (conhecida hoje como tensão Hall).

O experimento de hall é ilustrado na figura 1.3. Um campo elétrico E_x é aplicado a um fio que se estende na direção x e uma densidade de corrente j_x flui no fio. Além disso, um campo magnético **H** aponta na direção z positiva. Como resultado, a força de Lorentz (exposta abaixo) age para desviar os elétrons na direção y negativa, no entanto, os elétrons não conseguem se propagar por longo tempo na direção y, devido à colisão com as laterais do fio.

$$-\frac{e}{c}\boldsymbol{\nu}\mathbf{x}\,\mathbf{H} \tag{1.10}$$

Na medida em que eles acumulam ali, um campo elétrico se forma na direção que se opõe a seu movimento e à sua posterior acumulação. No equilíbrio, este campo transverso (ou campo de Hall) E_y equilibrará a força de Lorentz, e a corrente fluirá apena na direção x.



Figura 1.3 - Esquema do efeito Hall [ASCH76]

Há duas grandezas de interesse. Uma é razão do campo ao longo do fio E_x para a densidade de corrente j_x,

$$\rho(H) = \frac{E_x}{j_x}$$
 1.11

Isto é a magnetorresistência (mais precisamente a transversal, pois existe a longitudinal, medida com o campo magnético paralelo à corrente), que Hall descobriu ser independente do campo. A outra é o tamanho do campo transverso E_y. Já que ele equilibra a força de Lorentz, pode-se esperar que se seja proporcional tanto ao campo H aplicado quanto a corrente ao longo do fio j_x. Por Drude observase que a resistividade $\rho = 1/\sigma$ onde vemos que σ (equação 1.5) não depende do campo magnético. Define-se, então, a grandeza conhecida como coeficiente de Hall por:

$$R_H = \frac{E_y}{j_x H}$$
 1.12

Observe que, uma vez que o campo de Hall está na direção - y (Figura 1.3), R_H, deve ser negativo, mas se, por outro lado, os portadores de carga fossem positivos, então o sinal de sua velocidade x seria invertido, mas de qualquer forma a força de Lorentz não seria alterada. Como consequência, o campo de Hall ficaria na direção oposta àquela que tem para portadores de carga negativa. Os dados de Hall originais estão de acordo com o sinal da carga eletrônica que seria determinado mais tarde por Thomson [ASCH76].

Para calcular o coeficiente de Hall e a magnetorresistência, primeiro encontrase as densidades de corrente j_x e j_y na presença de um campo elétrico com componentes arbitrários E_x e E_y e na presença de um campo magnético H ao longo do eixo z. A força (independente da posição) que atua em cada elétron é f = -e(E + v x H/c) e, portanto a equação (1.9) para o momento por elétron se torna

$$\frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\mathrm{mc}} \times \mathbf{H}) - \frac{\mathbf{p}}{\tau}$$
(1.13)

No estado estável, a corrente independe do tempo e, portanto, p_x e p_y vão satisfazer:

$$0 = -eE_x - \omega_c p_y - \frac{p_x}{\tau},$$

$$0 = -eE_y - \omega_c p_x - \frac{p_y}{\tau}.$$

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}$$
(1.14)
(1.15)

Multiplicando essas equações por $-ne\tau/m$ e introduzindo as componentes de densidade de corrente em (1.6), tem-se:

$$\sigma_0 E_x = \omega_c \tau j_y + j_x$$
(1.16)
$$\sigma_0 E_y = \omega_c \tau j_x + j_y$$

Onde σ_0 é exatamente a condutividade DC do modelo de Drude na ausência de um campo magnético, dado por (1.5).

O campo Hall E_y é determinado pela condição de que não haja corrente transversa J_y . Definindo J_y como zero na segunda equação de 1.16, temos que

$$E_{y} = -\left(\frac{\omega_{c}\tau}{\sigma_{0}}\right)j_{x} = -\left(\frac{H}{nec}\right)j_{x}$$
(1.17)

Portanto, o coeficiente de Hall (1.12) é

$$R_H = -\frac{1}{nec} \tag{1.18}$$

Este resultado afirma que o coeficiente de Hall não dependente de nenhum parâmetro do metal, com exceção da densidade dos portadores.

A teoria do elétron livre prevê que a resistência elétrica de um fio perpendicular a um campo magnético uniforme não deve depender da força do campo [ASCH76]. Em quase todos os casos, ela depende. Em alguns casos (sobretudo os metais nobres, cobre, prata e ouro), a resistência pode aumentar de forma aparentemente ilimitada à medida que o campo aumenta. Algumas correções devem ser feitas Sommerfeld aplica a distribuição Fermi-Dirac para corrigir esses erros.

1.2 – A Teoria de Sommerfeld

Na época de Drude, e por muitos anos depois, parecia razoável supor que a distribuição da velocidade eletrônica, como aquela de um gás comum clássico de densidade n=N/V, era dada no equilíbrio a temperatura T pela distribuição de

Maxwell-Boltzmannn. Isto fornece o número de elétrons por unidade de volume com velocidade na faixa d**v** em relação a **v** como $f_B(\mathbf{v})d\mathbf{v}$, onde

$$f_B(\mathbf{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2k_B T}$$
(1.19)

De acordo com Drude, isto leva a uma boa ordem de grandeza com lei de Wiedemann-Franz [ASCH76], mas também prevê uma contribuição ao calor específico de um metal de $\frac{3}{2}k_B$ por elétron que não era prevista pela teoria de Drude.

Este paradoxo permaneceu no modelo de Drude por um quarto século o que somente foi suprimido pela teoria quântica, e o reconhecimento de que o princípio de Pauli requerer a substituição da distribuição de Maxwell-Boltzmannn (1.19) pela distribuição de Fermi-Dirac (Apêndice 1):

$$f(\mathbf{v}) = \frac{(m/\hbar)^3}{4\pi^3} \frac{1}{\exp\left[(\frac{1}{2}mv^2 - k_{\rm B}T_0)/k_{\rm B}T\right] + 1}$$
(1.20)

Onde h é a constante de Planck, e T₀ é uma temperatura determinada pela condição de normalização:

$$n = \int d\boldsymbol{v} f(\boldsymbol{v}) \tag{1.21}$$

Sommerfeld aplicou esta distribuição para o gás de elétrons livres, resolvendo algumas anomalias térmicas no modelo de Drude. O modelo de Sommerfeld nada mais é que o clássico gás de elétron de Drude com uma mudança na distribuição de velocidades dada pela distribuição de Fermi-Dirac.

Para simplificar examina-se o estado fundamental (T = 0 K) do gás de elétrons antes de estudá-lo em temperatura diferentes de zero. Veremos que a temperatura ambiente, para o gás de elétrons em densidades metálicas, é uma temperatura muito baixa e, para muitos propósitos, indistinguível de T = 0 K. Assim as propriedades eletrônicas de um metal, à temperatura ambiente, dificilmente diferem de seus valores em T = 0 K.

Propriedade do estado fundamental do gás de elétrons:

Uma vez que os elétrons não interagem entre si (aproximação de elétron independente), pode-se encontrar o estado fundamental do sistema de N elétrons encontrado os níveis de energia de um único elétron no volume V e, depois, preenchendo esses níveis de acordo com o princípio de Pauli.

Um único elétron pode ser descrito por uma função de onda $\psi(\mathbf{r})$ e pela especificação de qual das duas orientações possíveis seu spin possui. Se o elétron

não tem interações, a função de onda de um elétron associada ao nível de energia ε satisfaz a equação de Schrödinger independente do tempo:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\mathbf{r}) = \varepsilon\psi(\mathbf{r}) \tag{1.22}$$

Escolhe-se uma condição de limite para (1.22), sempre que está trabalhando com problemas que não tem relação explícita com efeitos da superfície metálica. Já que o metal é suficientemente grande, deve-se esperar que suas propriedades internas não sejam afetadas pela configuração da superfície, então escolhe-se um cubo de lado $L=V^{1/3}$. Aplicando a condição de contorno $\psi(\mathbf{r}) = 0$ na superfície do cubo, obtem-se soluções para ondas estacionárias ao invés de contínuas.

Uma escolha satisfatória pode ser feita imaginando cada face do cubo unida a face oposta, de modo que um elétron que venha para a superfície não seja refletido de volta mais deixe o metal, simultaneamente reentrando em ponto correspondente na superfície oposta. Em três dimensões, a condição de que as três pares de faces opostas no cubo são unidas, que topologicamente é impossível de se construir no espaço tridimensional. Todavia a condição é generalizada e em uma dimensão a condição de contorno resultante é $\psi(x + L) = \psi(x)$ assim, obtém-se:

$$\psi(x, y, z + L) = \psi(x, y, z),
\psi(x, y + L, z) = \psi(x, y, z),
\psi(x + L, y, z) = \psi(x, y, z),$$
(1.23)

Suponha agora (1.22) sujeita às condições de contorno (1.23). Pode-se verificar por diferenciação que uma solução é:

$$\psi_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \tag{1.24}$$

com energia $\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (1.25) onde **k** é um vetor independente da posição. Escolhese a constante de normalização em (1.24) para que a probabilidade de se encontrar um elétron em algum lugar do volume total V seja:

$$1 = \int dr |\psi(r)|^2$$
 (1.26)

Para verificar a importância do vetor **k**, observe que o nível $\psi_k(\mathbf{r})$ é um autoestado do operador momento,

$$\boldsymbol{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} = \frac{\hbar}{i} \nabla \tag{1.27}$$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial r}e^{ikr} = \hbar k e^{ikr} \tag{1.28}$$

Um elétron no nível $\psi_k(\mathbf{r})$ tem um momento definido proporcional a **k**: $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ (1.29) e velocidade $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k}/m$ (1.30). A energia (1.25) resultante é:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2}mv^2$$
 (1.31)

Pode-se interpretar **k** como vetor de onda. A onda plana e^{ikr} é constante em qualquer plano perpendicular a **k**, uma vez que **k**·**r** = constante,

$$\lambda = 2\pi/k \tag{1.32}$$

Introduz-se agora a condição de contorno (1.23), que permite valores discretos para **k**, apenas se $e^{ik_xL} = e^{ik_yL} = e^{ik_zL} = 1$ (1.33)

Uma vez que $e^z = 1$ somente se z = $2\pi n$, onde n é número inteiro, os componentes do vetor de onda **k** devem ser da forma:

$$k_i = \frac{2\pi n_i}{L}$$
 com i= x, y e z; n_x, n_y e n_z são números inteiros. (1.34)

Uso para (1.34) é que sempre precisa-se saber quantos valores permitidos de **k** estão contidos em uma região do espaço. O número de pontos permitidos é o volume do espaço k contido na região, dividido pelo volume do espaço k por ponto na rede de valores permitidos de **k**. Assim em região do espaço k de volume Ω conterá: $\frac{\Omega}{(2\pi/L)^3} = \frac{\Omega V}{8\pi^3}$ (1.35), valores permitidos de **k**, ou densidade de níveis no espaço k como $\frac{V}{8\pi^3}$.

Uma vez que admitimos que os elétrons não interagem, pode-se formar o estado fundamental de N elétrons colocados nos níveis monoeletrônicos permitidos. O princípio da exclusão de Pauli tem papel vital nesta construção, pode-se colocar um elétron em cada nível monoeletrônico. Os níveis monoeletrônicos são especificados pelos vetores de onda **k** e pela projeção do o spin do elétron em um eixo arbitrário.

Na formação do estado fundamental de N elétrons começa colocando dois elétrons no nível **k**=0, que tem a energia de um elétron ε =0, mais baixa possível. Continua-se até preencher o nível. Quando N é enorme, a região ocupada será indistinguível de uma esfera. O raio da esfera no espaço k, é chamado de k_F (F de Fermi) e seu volume Ω é $4\pi k_F^3/3$. De acordo com (1.35), o número de valores permitidos de **k** dentro da esfera é:

$$\left(\frac{4\pi k_F^3}{3}\right)\left(\frac{V}{8\pi^3}\right) = \frac{k_F^3}{6\pi}V \tag{1.36}$$

Para acomodar N elétrons temos que ter:

$$N = 2 \cdot \frac{k_F^3}{6\pi} V = \frac{k_F^3}{3\pi} V$$
 (1.37)

Assim a densidade eletrônica (n = N/V) é $n = \frac{k_F^3}{3\pi}$ (1.38). A esfera de raio $k_{F,}$ que contém os níveis monoeletrônicos ocupados, é chamada de esfera de Fermi. A energia de Fermi é dada por $\varepsilon_F = \hbar^2 k_F^2/2m$. Assim como a velocidade de Fermi $v_F = \frac{\hbar}{m} k_F$, este resultado é bem surpreendente, já que estamos descrevendo o estado fundamental (T=0) e todas as partículas em gás clássico tem velocidade zero em T=0. Mesmo à temperatura ambiente, a velocidade térmica (isto é, média) para uma partícula clássica com massa eletrônica é exatamente da ordem de 10⁷ cm/s.

Revisão das suposições

Aproximação do elétron – Os íons metálicos tem papel um tanto secundário. Entre colisões, eles não tem nenhum efeito no movimento de um elétron. E apesar de Drude considerar que é a fonte de colisões, a única coisa que os íons realmente parecem é manter a neutralidade da carga total na teoria de Drude e de Sommerfeld.

Aproximação do elétron independente – As interações dos elétrons entre si são ignoradas.

Aproximação do tempo de relaxação – Assume-se que o resultado de uma colisão não depende da configuração dos elétrons no momento da colisão.

Capítulo 2

2.1 – Magnetorresistência (MR)

Magnetorresistência (MR) é um fenômeno caracterizado pela mudança da resistência de um material, a uma dada temperatura, submetido a um campo magnético. Sua medida quantitativa MR é dada como uma função de R(0,T) e R(H,T), as resistências da amostra sem e com campo magnético aplicado, respectivamente:

$$\frac{\Delta R(H,T)}{R(H,T)} = \frac{R(0,T) - R(H,T)}{R(H,T)}$$
(2.1)

As vezes encontramos na literatura R(0,T) no denominador em vez de R(H,T).

Um material que é atravessado por um fluxo de corrente elétrica, submetido a um campo magnético, pode mudar sua resistência elétrica através de efeitos magnetorresistivos de diferentes origens [GUIM09]:

- Magnetorresistência Anisotrópica (AMR): surge da interação do spin do elétron com o momento orbital do átomo (ela dependente do ângulo entre a magnetização e a direção de corrente elétrica)
- Magnetorresistência Lorentz (OMR): surge da curvatura das órbitas do elétron em um campo aplicado e, consequentemente, do aumento do comprimento da trajetória.
- Magnetorresistência Gigante (GMR): surge da diferença de espalhamento de spin em regiões com diferentes direções de magnetização e na interface (em multicamadas e sistema granulares).
- 4. Magnetorresistência Túnel (TMR): resulta da diferença na propriedade de tunelamento de elétrons com spin up e spin down através de uma barreira túnel.
- 5. Magnetorresistência Balística um efeito observado em nanocontatos, devido à dispersão dependentes de spin em uma parede de domínio em um nanocontato.
- 6. Magnetorresistência Colossal surge da transição condutor-isolante induzido pelo campo magnético, alto razão MR em baixas temperaturas.

Abordar-se-ão com, mais ênfase, os efeitos de OMR, AMR e GMR que contribuem efetivamente para a magnetorresistência em multicamadas magnéticas.

2.1.1 – Magnetorresistência de Lorentz (ou Ordinária) (OMR)

Para os metais não-magnéticos tais como Au e Cu, efeitos de MR em campos baixos são muito pequenos, embora o efeito possa se tornar bastante grande para altos campos. Uma vez que tanto a resistividade longitudinal (ρ_{II}) figura 2.1(a), quanto transversal (ρ_{T}) figura 2.1(b) são positivas e aumentam com campo ao quadrado (H²) [GUIM09, NICK95].



Figura 2.1 – Diagrama das configurações de magnetorresistência: longitudinal ρ_{II} (a), transversal ρ_{T} (b) e perpendicular ρ_{\perp} (c).

2.1.2 – Magnetorresistência Anisotrópica (AMR)

A origem física da Magnetorresistência Anisotrópica (AMR) reside na interação spin-órbita. A nuvem de elétrons sobre cada núcleo deforma-se ligeiramente, enquanto a direção da magnetização gira, esta deformação altera a quantidade de espalhamento sofrido pelos elétrons de condução ao atravessar a estrutura [NICK95]. Uma explicação heurística é que a direção de magnetização faz rodar a orientação da órbita fechada em relação à direção da corrente. Se o campo e a magnetização estão orientados transversalmente à corrente figura 2.2(b), então, as órbitas eletrônicas estão no plano da corrente, e existe uma pequena seção transversal para o espalhamento, dando um estado de resistência baixa. Inversamente, para campos aplicados paralelamente a corrente figura 2.2(a), as órbitas eletrônicas são orientadas perpendicularmente à corrente, e a secção transversal de dispersão aumenta, dando um estado de resistência alta.



Figura 2.2 - Esquema mostrando a origem física da AMR. Nuvens sombreadas representam as seções transversais de espalhamento das órbitas eletrônicas, quando as órbitas (e campo aplicado) são transversais à direção de corrente (b), à seção transversal eletrônica dos elétrons é reduzida, dando um estado de baixa resistência. [NICK95].

Uma comparação com a figura 2.1(a, b) e 2.3 nota-se que para a resistividade elétrica da figura 2.3 (ρ_T) a razão MR é positiva (equação 2.1), pois diminui com o campo magnético, já a resistividade (ρ_{II}) aumenta com o campo, assim tem-se uma MR negativa.



Figura 2.3 - Representação esquemática da magnetorresistência anisotrópica em permalloy para campo aplicado paralelo (ρ_{II}) e transversal (ρ_T) [NICK95].

A AMR pode ser obtida subtraindo os valores mensuráveis da resistividade entre os campos H =0 e H=H_{SAT} (equação 2.1). Para o permalloy, encontra-se $\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx 2\%$ (a temperatura ambiente) [NICK95].

2.2 – Magnetorresistência Gigante (GMR)

A primeira observação do acoplamento antiferromagnético entre orientações da magnetizações de camadas magnéticas, separadas por camadas não magnéticas, foi relatado por Grunberg [GRUN86] em 1986, para o sistema Fe/Cr. Observaram também uma magnetorresistência (MR) negativa, isto é, uma redução da resistividade sob campo magnético externo. No entanto, a magnitude da MR nessas tricamadas de Fe/Cr foi pequena. Dois anos mais tarde, Baibich e colaboradores [BAIB88] relataram uma MR alta de aproximadamente 50%, em multicamadas de Fe/Cr, à temperatura de 4,2 K. Este valor de MR encontrado superava enormemente os valores usualmente encontrados em metais magnéticos (Fe, Co, NiFe, etc.) que sofriam contribuições da OMR e da AMR (2 - 4%). Daí o termo Magnetorresistência Gigante (GMR), que refere-se ao efeito encontrado nesse tipo de empilhamento artificial: multicamadas magnéticas.

A Figura 2.4 mostra os resultados experimentais para as multicamadas de Fe/Cr, variando-se a espessura do espaçador de Cr e o numero de repetições da multicamada [BAIB88].



Figura 2.4 – Magnetorresistência de multicamadas de Fe/Cr a 4.2 K. Onde H_s é o campo de saturação. A corrente e o campo são aplicados no plano da amostra (CIP) [BAIB88].

Os autores [BAIB88] comprovaram que a resistência elétrica destas multicamadas dependia da orientação da magnetização das camadas ferromagnéticas, observando que um alinhamento antiparalelo resulta em uma resistência mais elevada do que um alinhamento paralelo das magnetizações (conforme abordado no modelo de duas correntes seção 2.2.4). No caso de camadas acopladas antiparalelamente, as magnetizações das camadas ferromagnéticas podem ser colocadas em paralelo sob a ação de um campo magnético externo (geralmente chamado de campo de saturação - H_S) intenso o suficiente para vencer o acoplamento antiferromagnético. Dessa forma, a resistividade diminui com o aumento do campo magnético devido a uma mudança no alinhamento das magnetizações das camadas de Fe (passando de um alinhamento antiparalelo entre as magnetizações das camadas magnéticas para um acoplamento paralelo). Assim, o efeito máximo de GMR surge em multicamadas com acoplamento antiparalelo (a campo nulo H = 0) entre as camadas de Fe, enquanto o efeito nulo surge em multicamadas acopladas ferromagnéticamente. Porém o efeito de GMR pode ser medido em multicamadas que possuam qualquer tipo de alinhamento entre as camadas, através da relação:

$$MR = \frac{R_0 - R_{HS}}{R_{HS}} \tag{2.2}$$

Onde R_0 é a resistência medida a campo nulo (H = 0) e R_H a resistência medida em H = H_s. É comum também encontrar, na literatura, a expressão para MR com R_0 no denominador. Fica claro, na equação (2.2), que quando o acoplamento entre as camadas for paralelo em H=0, a MR será nula.

Para o real entendimento do fenômeno de GMR, dois aspectos precisam ser melhor explicados: a) a física do acoplamento entre as camadas e b) a influência do acoplamento entre as camadas no espalhamento de elétrons e, consequentemente, nas medidas de resistividade da multicamadas. Nas subseções seguintes (2.2.1 à 2.2.5 serão abordados esses aspectos. Nas subseções (2.2.6 e 2.2.7) estão apresentadas configurações de medidas e algumas aplicações tecnológicas desse tipo de estrutura.

2.2.1 – Acoplamento entre as camadas

A descoberta do acoplamento magnético oscilatório antiferromagnético (AF)/ferromagnético (F) em multicamadas é devida a um trabalho pioneiro desenvolvido por Grünberg em 1986 [GRUN86] em tricamadas de Fe/Cr/Fe preparadas por MBE (*Molecular Beam Epitaxy*). Em 1990, Parkin [PARK90] observou uma forte dependência do acoplamento na espessura do espaçador de Cr, constatando que este acoplamento oscilava entre F e AF à medida que a espessura da camada não magnética aumentava. Este acoplamento foi posteriormente

estudado num vasto número de sistemas de multicamadas, por exemplo Co/Ru e Fe/Cu Heinrich 1990 [HEIN90] e Co/Cu Mosca 1991 [MOSC91].

As multicamadas são compostas por empilhamentos alternados de camadas nanométricas magnéticas e não magnéticas, podendo haver N repetições dessa estrutura. Porém, para simplificar o entendimento, pode-se pensar no caso mais simples, aquele de uma tricamada, onde dois filmes finos de material ferromagnético estão separados um do outro por um filme fino de material não magnético. As direções da magnetização de cada camada ferromagnética estão acopladas uma a outra através de uma interação (acoplamento). O sinal deste acoplamento oscila em função da espessura do espaçador [PARK90]. A ilustração abaixo mostra esquematicamente a oscilação, entre acoplamentos antiparalelos e paralelos, conforme a espessura do material não magnético aumenta em uma tricamada de filmes finos.



Figura 2.5 – Variação do acoplamento conforme aumento da espessura do material não magnético (NM).

As oscilações no acoplamento foram encontradas em vários sistemas [PARK90, PARK91, MOSC91], explorando uma gama de espessuras do separador não magnético. Na figura 2.6 abaixo, está mostrada a variação da GMR em função da espessura do espaçador na multicamada [Fe/Cr]_N nas temperaturas em Δ , **■** em 40°C com N=30 repetições e em 125°C com N=20 repetições.



Figura 2.6 – razão GMR de multicamadas (Fe (2nm) / Cr) em T = 4.5K como uma função da espessura das camadas de Cr. Depositado em Δ , \blacksquare em 40°C e o em 125°C [PARK90].

Um sistema mais amplamente estudado, também exibindo oscilações da GMR, é o Co/Cu. Ele foi encontrado em 1991 pelas equipes de Fert e Parkin [MOSC91]. Apresenta três grupos bem definidos de máximos associados com três faixas de acoplamento AF. A altura do máximo é uma função decrescente da espessura de Cu. O comportamento oscilatório desaparece na gama de espessura em que o acoplamento de troca se torna mais fraco do que os campos coercivos. A GMR desaparece quando a espessura Cu torna-se maior do que o livre percurso médio (MFP) dos elétrons.



Figura 2.7 – MR das multicamadas de Co(1,5nm)/Cu(t), como uma função da espessura t das camadas de Cu, em T = 4,2 K (círculos pretos) e T = 300K (quadrados abertos). As linhas sólidas são guias para os picos de MR [MOSC91].

Desde a descoberta do acoplamento antiferromagnético em sistemas magnéticos em 1986 [GRUN86], o tipo de acoplamento, como foi demonstrado, dependia da espessura e da natureza topológica e química da camada metálica separadora. O acoplamento resultante que ocorre nesse tipo de sistema possui geralmente contribuições de dois tipos de acoplamentos: bilinear e biquadrático

Acoplamento bilinear

A expressão fenomenológica da energia magnética associada ao acoplamento bilinear é dada por *E_{bl}:*

$$\frac{E_{bl}}{A} = -J_{bl} \overrightarrow{\mathbf{M}_1} \cdot \overrightarrow{\mathbf{M}_2}$$
(2.3)

Onde A é a área dos dois filmes, J_{bl} é a constante de acoplamento bilinear que pode ser positiva ou negativa, $\overrightarrow{M_1} \in \overrightarrow{M_2}$ são os vetores magnetização das camadas ferromagnéticas FM1 e FM2 respectivamente (ver figura 2.5). Notemos que apesar da equação anterior ser semelhante à energia de acoplamento entre spins vizinhos proposta por Heisenberg, a interação descrita acima ocorre entre camadas adjacentes, isto é em escala macroscópica. Da equação (2.3) fica evidente que a configuração das magnetizações que minimiza a energia bilinear depende do sinal de J_{bl}. Assim, se J > 0 a configuração na qual as magnetizações são paralelas (M_1/M_2) é favorecida energeticamente, resultando num acoplamento ferromagnético como mostramos na figura (2.5). Se J_{bl} < 0 caso contrário, favorece ao acoplamento antiferromagnético.

Acoplamento biquadrático

Em quase todas as multicamadas, existe uma contribuição para o acoplamento que favorece o alinhamento perpendicular das magnetizações. Fenomenologicamente, este alinhamento pode ser explicado por um acoplamento de forma [SLON91]:

$$\frac{E_{bq}}{A} = -J_{bq} \left(\overrightarrow{M_1}, \overrightarrow{M_2} \right)^2$$
(2.4)

Onde A é a área dos dois filmes e J_{bq} é a constante de acoplamento biquadrático e sempre é negativa.

Da equação (2.4) fica claro que este tipo de acoplamento favorece a configuração na qual as orientações das magnetizações fiquem alinhadas a 90° uma em relação à outra.

Conforme já discutido, o acoplamento resultante é a soma do acoplamento bilinear com o biquadrático, de forma que as multicamadas podem ter ângulos de acoplamento desde 0° até 180° entre as orientações das magnetizações das multicamadas magnéticas.

O acoplamento resultante entre as duas camadas de FM depende da estrutura eletrônica o material do espaçador não magnético, visto que a constante de acoplamento de J_{bl}, também depende da espessura t do espaçador em forma quadrática inversa: $J_{bl} \alpha 1/t^2$ [GUIM09].

As oscilações no acoplamento em função da separação entre dois objetos magnéticos imediatamente trouxe à mente a interação RKKY (proposta por Ruderman, Kittel, Kasuya e Yosida) entre impurezas magnéticas numa matriz não magnética [RUDE54]. No entanto, o período de oscilação encontrado para o caso das multicamadas foi muito mais longo do que era esperado a partir de estimativas com base na interação RKKY. Além disso, a amplitude da interação do RKKY entre duas impurezas magnéticas em uma matriz não magnética decai com R³, sendo R a distância entre os dois átomos que interagem, enquanto para multicamadas a amplitude da interação na maioria dos casos decresce com D², onde D é a espessura da camada separadora.

Será abordado aqui, o modelo que geralmente é aplicado para a descrição do comportamento oscilatório da GMR em multicamadas: o modelo dos poços quânticos [BURS06]. Trata-se de um modelo simples que permite um bom ajuste dos dados experimentais com a teoria.

2.2.2 – Modelo de poços quânticos

Podem-se descrever as propriedades de uma camada magnética usando uma interface entre dois materiais atuando sobre os elétrons como uma barreira de

potencial, um elétron livre, que atravessa uma barreira simples de altura V, tem uma probabilidade de transmissão [BURS06].

$$T_{degrau} = \frac{q}{k} \left(\frac{2k}{q+k}\right)^2 \tag{2.5}$$

Onde $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ é o vetor de onda incidente e $q = \sqrt{2m(E+V)/\hbar^2}$ é o vetor de onda transmitido. Se outra barreira é introduzida, os elétrons sofrem múltiplas reflexões dentro do poço quântico que é formado. Se as barreiras estão separadas por uma distância D a probabilidade de transmissão do poço é [BURS06]:

$$T_{poço} = \left| \frac{4e^{iqD}kq}{(k+q)^2 - e^{i2qD}(k-q)^2} \right|^2$$
(2.6)

É importante notar que T = 1, quando $2qD = 2 n\pi$, sendo n um número inteiro.

Para uma espessura fixa, existe uma série de transmissões ressonantes para as energias $E_n = [\hbar^2/2m] \left(\frac{n\pi}{D}\right)^2 - V$, sendo n também um inteiro. Na transmissão de ressonâncias, os elétrons têm uma maior probabilidade de estar no poço quântico, em outras palavras, há um pico de densidade de estados no poço quântico para a energia da ressonância. Para uma energia fixa, as ressonâncias acontecem para $D = 2n\pi/2q$, com $q = \sqrt{2m(E - V)/\hbar^2}$. Na figura 2.8 é mostrada a probabilidade de transmissão T_{poço} e T_{degrau} em função da energia, onde é possível ver as ressonâncias para uma espessura fixa.



Figura 2.8 - Probabilidade de trransmção do elétron para o degrau e poço quântico [BURS06].

Esses picos são vistos em multicamadas magnéticas usando fotoemissão ou fotoemissão inversa. Com esta técnica, fótons com energia particular, geralmente luz ultravioleta ou raios-X, incidem sobre uma superfície [BURS06]. Quando os fotões

são absorvidos pelo material, eles excitam elétrons que podem deixar a superfície e serem medidos. A energia do elétron no sólido pode ser inferida a partir da energia do fóton e da energia do elétron fotoemitido. Os picos são observados no espectro de fotoemissão onde existe uma grande densidade de estados no material.

Para entender como o modelo de elétrons livres se generaliza para materiais reais, é necessário reescrever a probabilidade de transmissão em termos da probabilidade de transmissão para uma barreira de potencial e da amplitude de reflexão de uma barreira isolada R = (k - q)/(k + q). Esta substituição enfatiza a contribuição feita pelas múltiplas reflexões no poço quântico. A probabilidade transmissão é [BURS06]:

$$T_{poço} = \left| T_{degrau} e^{iqD} \frac{1}{1 - e^{i2qD}R^2} \right|^2 = \left| T_{degrau} e^{iqD} \sum_{n=0}^{\infty} \left(e^{i2qD}R^2 \right)^n \right|^2$$
(2.7)

A segunda forma mostra explicitamente os múltiplos espalhamentos coerentes no poço. Para descrever os estados do poço quântico em materiais reais, devemos substituir o vetor de propagação, **q**, pelo valor apropriado calculado a partir da teoria da estrutura de bandas de materiais reais e substituindo a amplitude das probabilidades de reflexão e transmissão pelos valores calculados para interfaces reais.

Se um dos materiais é ferromagnético, a barreira de potencial é diferente para os elétrons de spin majoritário e minoritário. Em uma multicamada com duas camadas magnéticas, existem quatro possíveis poços quânticos que podem ser formados dependendo do alinhamento relativo das magnetizações ver figura 2.9, onde poços quânticos são usados para representar o acoplamento de troca. Na figura 2.9, os quatro gráficos representam os poços quânticos para elétrons de spin up e spin down, para alinhamentos de magnetizações paralelas e antiparalelas, as áreas sombreadas representam estados ocupados. Os estados de cada poço quântico são diferentes devido às diferentes barreiras de potencial, e assim, as probabilidades de reflexão são diferentes para cada poço quântico. Observa-se que a altura do degrau é sempre maior quando a direção de um spin do elétron é antiparalelo a direção de magnetização da camada (explica-se essa razão na seção 2.2.4).



Figura 2.9 – Quatro gráficos representam os poços quânticos para camada magnética para elétrons com spin up e spin down [BURS06].

A energia do acoplamento de troca pode ser descrita em termos de uma energia que depende das direções de magnetização das duas camadas, como vimos antes:

 $E = -JA M_1 \cdot M_2$ onde A é a área entre os dois filmes e J é a constante de troca (bilinear). A intensidade desta forma de interação de troca é determinada pela diferença em energia entre os poços quânticos com magnetização paralela e antiparalela. Para calcular a constante de interação de troca, precisamos simplesmente das energias dos poços quânticos dados na figura 2.9. O resultado para grande espessura D da camada espaçadora é:

$$J = \frac{\hbar v_F}{2\pi D} Re \left[(R_{\uparrow} R_{\uparrow} + R_{\downarrow} R_{\downarrow} - R_{\uparrow} R_{\downarrow} + R_{\downarrow} R_{\uparrow}) e^{2ik_F D} \right] + O(D^{-2})$$
(2.8)

$$J \approx \frac{\hbar v_F}{2\pi D} Re |R_{\uparrow} - R_{\downarrow}|^2 \cos(2k_F D + \varphi)$$
(2.9)

Onde k_F é o vetor de onda de Fermi da camada espaçadora, $v_F = \hbar k_F/m_e$ é a velocidade de Fermi, m_e , a massa do elétron, e R↑ e R↓ são as amplitudes de reflexão para elétrons majoritários e minoritários, respectivamente, quando são refletidos na interface.

Desenvolvendo o quadrado das amplitudes de reflexão, obtemos quatro termos, um para cada poço quântico da Fig.2.9. O acoplamento de troca oscila com um período de π/k_F e decai com D, e a amplitude da oscilação é determinada pela dependência de spin das amplitudes de reflexão.

Fisicamente, essas oscilações surgem porque as ressonâncias nos poços quânticos atravessam o nível de Fermi como o aumento da espessura da camada espaçadora.

Cada vez que a espessura aumenta em π/k_{F} , uma outra ressonância atravessa o nível de Fermi. As ressonâncias para cada um dos poços quânticos na figura.2.9 são todos diferentes, mas todos eles têm o mesmo período, porque o período é determinado pelo vetor de onda de Fermi na camada espaçadora, e é independente das propriedades magnéticas do material.

A expressão para o acoplamento de troca equação (2.8), baseia-se num modelo unidimensional. Generalizando para sistemas realistas tridimensionais, e incluindo o total de três dimensões da multicamada, requer que integramos o resultado unidimensional ao longo do vetor da onda no plano. Assim em 3 dimensões o acoplamento de troca oscila com seno e decai com D² [BURS06].

2.2.3 – Resistividade de um material metálico

Como já discutido anteriormente, resta agora apresentar a influência do acoplamento entre as camadas no espalhamento de elétrons e, consequentemente, nas medidas de resistividade da multicamadas, descrito pelo modelo de duas correntes. Antes de elucidarmos o modelo de duas correntes vamos estudar a resistividade do ponto de vista intrínseco do material. Os processos de espalhamentos que envolvem elétrons de condução nos materiais não magnéticos têm como origem as interações entre os elétrons com fônons, que são dependentes da temperatura em que o material está, e com as impurezas de sua estrutura interna entre outros. Matthiessen [KITT05] observou que a resistividade elétrica dos metais pode ser dividida nestas duas contribuições distintas e independentes. Pode-se expressar:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) \tag{2.10}$$

onde ρ_0 é a resistividade elétrica residual e ρ_f é a resistividade elétrica devido à interação elétron-fônon (em uma descrição quântica, os fônons equivalem a um tipo especial de movimento vibratório, conhecido como modos normais de vibração em

mecânica clássica, em que cada parte de uma rede oscila com a mesma frequência).

Denominamos a equação (2.10) como regra de Matthiessen. De forma geral, esta regra diz que a resistividade é uma propriedade aditiva dos diversos mecanismos de espalhamento que podem atuar sobre os elétrons de condução. No caso específico representado pela equação (2.10), o termo residual ρ_0 é independente da temperatura e tem como origem o processo de espalhamento dos elétrons de condução com as impurezas e/ou as imperfeições da rede cristalina. O segundo termo da equação (2.10) é dependente da temperatura e decorrente dos processos de espalhamento elétron-fônon. O termo residual depende da pureza e do estado de ordem do metal, enquanto o termo devido ao espalhamento elétron-fônon é intrínseco e característico do material estudado. A regra da aditividade dos mecanismos resistivos não é rigorosa. Teoricamente são previstos pequenos desvios à regra de Matthiessen, os quais são observados experimentalmente [ROSA11].

Em sistemas metálicos que apresentam ordem magnética, outro termo deve ser adicionado à função resistividade expressão (2.10). Este termo provém da interação do spin dos elétrons de condução com a magnetização do metal e pode ser representado como a resistividade devido à ordem magnética (ρ_{om}). Como a magnetização é função da temperatura, o termo da resistividade devido à ordem magnética também será. Em altas temperaturas o termo ρ_{om} é comumente chamado de resistividade elétrica devida à desordem de spin. Este termo apresenta um comportamento singular na temperatura de ordenamento magnético. Em baixas temperaturas, a contribuição resistiva em razão da ordem magnética pode ser descrita em termos do espalhamento elétron-magnon. Sendo assim, no caso de metais magnéticos podemos reescrever [ROSA11].

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) + \rho_{0m}(T)$$
 (2.11)

No caso de metais magnéticos também se observa pequenos desvios à regra Matthiessen. O modelo de duas correntes de proposto por Campbell e Fert [CAMP82], por exemplo, prevê que existe um desvio a esta regra para a resistividade residual de ligas ferromagnéticas ternárias que é causado pela diferença de condutividade elétrica das sub-bandas de condução dependentes de spin. O modelo de Campbell e Fert também faz previsão de desvios à regra de Matthiessen para a resistividade elétrica de ligas binárias no regime de baixas temperaturas [CAMP76], no qual as resistividades elétricas residuais dependentes de spin são muito maiores que as ideais.

No limite de baixas temperaturas, a resistividade elétrica total é dada pela soma de duas contribuições: uma que contém o termo que mistura das correntes dependentes de spin e outra que contém a resistividade elétrica residual acoplada com um termo dependente da temperatura. Segundo este modelo, a resistividade elétrica da liga é dada por [CAMP76].

No limite de baixas temperaturas temos:

 $\rho_{0\uparrow}, \rho_{0\downarrow} >> \rho_{i\uparrow}(\mathbf{T}), \rho_{i\downarrow}(\mathbf{T}), \rho_{\uparrow\downarrow}(T)$, isto reduz a:

$$\rho(T) = \rho_0 + \left[1 + \frac{(\alpha - \mu)^2}{(\alpha + \mu)^2}\right] \rho_i(T) + \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}\right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}(T)$$
(2.12)

onde os termos são definidos como:

$$\alpha = \left(\frac{\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}}\right), \ \rho_0 = \frac{\rho_{0\uparrow}\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}+\rho_{0\downarrow}}, \ \mu = \left(\frac{\rho_{i\downarrow}(T)}{\rho_{i\uparrow}(T)}\right), \ \rho_i(T) = \frac{\rho_{0\uparrow}(T)\rho_{0\downarrow}(T)}{\rho_{0\uparrow}(T)+\rho_{0\downarrow}(T)}$$
(2.13)

A expressão (2.12) é válida se for feita a suposição que $\rho \uparrow \downarrow (T = 0 K) = 0$, o que nem sempre é verdade. No caso em que o espalhamento por impurezas contiver um termo devido ao acoplamento spin-órbita, o termo de mistura de spin não se anula em T = 0 K.

Tanto sistemas não magnéticos quanto magnéticos exibem o efeito magnetorresistivo ordinário. Para tratar de sistemas que apresentam ordem magnética, ou seja, magnetização espontânea, as interações elétrons com os momentos magnéticos microscópicos da estrutura cristalina desempenham um papel importante na descrição da resistividade. Esse tipo de interação pode adicionar termos na resistividade elétrica relacionados ao acoplamento spin-órbita e ao espalhamento elétron-magnon se estivermos em regime de baixas temperaturas, no qual o sistema se encontra próximo ao estado fundamental ordenado magneticamente. Assim, a equação (2.11) pode ser generalizada como [ROSA11]:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) + \rho_m(T) + \rho_{SO}(T)$$
(2.14)

Onde $\rho_m(T)$ deve-se ao espalhamento dos elétrons de condução por magnons e ρ_{so} (T) resulta das colisões destes elétrons com centros de spin-órbita. Genericamente, $\rho_m(T)$ pode ser interpretado como uma contribuição à resistividade elétrica gerada pela desordem de spin.

2.2.4 – Modelo de duas correntes

O modelo de duas correntes supõe que os elétrons pertencem a dois tipos de canais de condução, um com spins majoritários (spin up) e outro com spins minoritários (spin down) que contribuem de forma independente para a condutividade total. Este modelo foi proposto por Mott em 1936 [MOTT36] para explicar o comportamento da condutividade elétrica de metais ferromagnéticos em baixas temperaturas. Segundo este modelo, a condutividade elétrica em ferromagnéticos que tenham momentos magnéticos, pode ser considerada como uma associação em paralelo de duas correntes, já que elétrons de uma sub-banda dependente de spin supostamente não são espalhados pelos estados de outra sub-banda. Dessa forma, podemos expressar a condutividade total como:

$$\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} \tag{2.15}$$

Onde σ é condutividade elétrica total, e σ_{\uparrow} e σ_{\downarrow} , são as condutividades elétricas associadas aos elétrons com spin up e spin down, respectivamente. De forma equivalente, a resistividade total é dada por:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{\uparrow}} + \frac{1}{\rho_{\downarrow}} \quad \Rightarrow \qquad \rho = \frac{\rho_{\uparrow} \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \tag{2.16}$$

Onde ρ é a resistividade total, e ρ_{\uparrow} e ρ_{\downarrow} , são as resistividades elétricas associadas aos elétrons com spin up e spin down, respectivamente.

Neste modelo de Mott os elétrons da banda-s são responsáveis pela condutividade nos metais (elétrons quase livres) e a resistividade surge das transições dos elétrons das bandas s-d (banda d fortemente interagentes com os caroços iônicos). A taxa das transições depende das densidades de estados dos elétrons no nível de Fermi, o número de elétrons por volume e suas massas efetivas. A condutividade de cada uma das sub-bandas de spin pode ser escrita como a soma de dois termos, onde cada termo está ligado à natureza dos elétrons de condução. Por exemplo, para a sub-banda de spins majoritários, escrevemos:

$$\sigma_{\uparrow} = \sigma_{s\uparrow} + \sigma_{d\uparrow} \tag{2.17}$$

Onde $\sigma_{s\uparrow} \in \sigma_{d\uparrow}$ são respectivamente são as condutividades dos elétrons das sub-bandas s e d com spin ↑. A condutividade elétrica é expressa como $\sigma = \frac{n\tau e^2}{m^*}$,

onde m^{*} é a massa efetiva dos portadores de carga. Como a massa efetiva dos elétrons-d é uma ordem de grandeza maior que a dos elétrons-s, supomos que a condutividade elétrica nos metais de transição é, de fato governada por elétrons de natureza s.

O modelo de Mott [MOTT36] não leva em consideração a interação spinórbita, a interação elétron-magnon e a inversão de spin que pode ocorrer devido aos processos de espalhamentos. Tais processos podem misturar as correntes dependentes do spin modificando a expressão para a resistividade elétrica proposta por Mott [MOTT36] (Equação 2.16). A adição dos termos relacionados aos processos de espalhamento que misturam as correntes dependentes do spin de cada canal foi proposta por Campbell e Fert [CAMP76], resultando em uma resistividade total (ρ), descrita por:

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$$
(2.18)

onde $\rho_{\uparrow\downarrow}$ é a resistividade elétrica devido aos processos de espalhamento que promovem a interação entre as correntes dependentes do spin. Na ausência de colisões de spin-flip (inversão de spin), o termo $\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$ e obtemos a equação clássica (2.16) da resistividade no modelo de duas correntes independentes.

Assim longe do limite de baixa temperatura, é necessário ter em conta a transferência de momento entre os dois canais de condução por espalhamento elétron-magnon por spin-flip. Os spins up (spin down) dos elétrons são espalhados por spin down (spin up). Esses estados se aniquilam (criam) um magnon e transferem momento rapidamente para o canal lento. Esse efeito é chamado de spin-mixing, que tende a igualar as duas correntes [BURS06].

Na figura 2.10, apresentamos, em um quadro descritivo, um modelo simplificado que correlaciona os espalhamentos dependentes do spin em cada camada com uma associação de resistores.



Figura 2.10 – Esquema do modelo de duas correntes para GMR adaptado de [GUIM09]

O espalhamento dependente do spin para uma dada corrente de spin polarizada (para cima ou para baixo) ocorre nas camadas magnéticas ou nas interfaces (camada magnética/camada não-magnética) e depende de sua orientação relativa à direção da magnetização da camada. Os elétrons com spin paralelos a direção da magnetização da camada tem um menor espalhamento (r menor), comparado àqueles cujos spins estão orientados antiparalelos à direção da magnetização (R maior). Assim, o estado de alta resistência exposto na figura 2.10 ocorre quando o espaçador não magnético é tal que as camadas magnéticas ficam acopladas antiferromagneticamente (antiparalelas), resultando em um espalhamento total dependente do spin maior, e consequentemente, em uma resistência equivalente maior. O estado de baixa resistência pode ser obtido quando um campo magnético suficientemente forte é aplicado para superar o acoplamento antiferromagnético e alinhar as magnetizações das camadas (configuração ferromagnética paralela). Dessa forma, o campo magnético gera uma diminuição da resistência da multicamada.

2.2.5 – Influência da temperatura na GMR

Conforme relatado em alguns pontos da seção 2.2.2. Vários efeitos contribuem para variação da GMR com a temperatura [BURS06]:

(i) Processos de espalhamentos inelásticos por fônons ou magnons e até espalhamentos elásticos por imperfeições. Como a assimetria de spin ($\alpha = \rho \downarrow / \rho \uparrow$) é

geralmente diferente para diversos tipos de espalhamento, a GMR é necessariamente mudada. Por exemplo, se o espalhamento inelástico é independente do spin, eles contribuem para R, mas não para ∆R e razão da GMR é reduzida.

(ii) Espalhamentos elétron-magnon com spin-flip transferem momento entre as correntes com spin up e spin down. Esta é então chamada de spin-mixing (mistura de spin) caracterizada pela resistividade spin-mixing $\rho_{\uparrow\downarrow}$ em metais ferromagnéticos. O spin-mixing iguala as duas correntes (modelo de Campbell e FERT [CAMP76] visto anteriormente) e assim reduz a GMR.

Com o aumento da taxa de espalhamento globais, com a temperatura, os comprimentos de escala que governam a dependência da GMR com a espessura, nas geometrias CIP e CPP, isto é, os livres caminhos médios são encurtados e a variação da espessura de GMR é mais pronunciada [BURS06]. Incluindo todos esses efeitos em um modelo teórico é uma tarefa difícil e necessariamente envolve um número relativamente elevado de parâmetros ajustáveis.

2.2.6 – Configurações para medida da GMR.

O efeito de GMR pode ser estudado em duas geometrias: (1) com uma corrente aplicada no plano da multicamada - corrente no plano (CIP) Figura 2.5 (a) ou com uma corrente aplicada perpendicularmente ao plano (CPP) Figura 2.5(b). Como visto abaixo.



Figura 2.11 - Geometrias CIP (a) e CPP(b), respectivamente.

Um exemplo de medida de magnetorresistência é dado na figura 2.6. Ela mostra a magnetorresistência de multicamadas [Co(6nm)/ Cu6nm)]₆₀ vs. campo

magnético aplicado nas geometrias CPP e CIP. É também mostrada (Figura 2.6(c)) a dependência da MR com a espessura do espaçador de Cu (d). O campo da resistência máxima no estado virgem (amostra como preparada) das multicamadas é designado por H₀ (ponto Maximo), o campo de saturação por H_S o campo de valores máximos locais nos ciclos de MR por H_{PK}, (c) geometrias GMR para CIP e CPP como uma função da espessura de Cu, para uma série de multicamadas [Co (1,5 nm) / Cu (t)]₆₀.

Na configuração CIP, podem ainda haver duas configurações conforme figura 2.1:

(i) corrente perpendicular (ρ_T) a direção do campo no plano.

(ii) corrente paralela (ρ_{II}) ao campo no plano.

Observa-se que sempre que se aumenta o campo magnético a razão MR da GMR diminui.

No caso (i), a GMR está adicionada da AMR pois conforme aumenta-se o campo magnético a AMR na configuração (ρ_T) diminui dado pela equação (2.2) onde R(H=0) é maior que R(H=H_s) assim MR>0, visto também na figura 2.3.

No segundo caso (ii), subtrai-se o valor da AMR da GMR, pois conforme aumenta-se o campo a AMR (ρ_{II}) diminui dado pela equação (2.2) onde R(H=0) é menor que R(H=H_s) assim MR<0. (também chamado de efeito magnetorresistivo negativo).

Abaixo (figura 2.12) são mostradas as diferenças entre a razão MR da GMR, o ciclo de característico de histerese obtidas por Bass [BASS99], nas geometrias (a) CPP e (b) CIP para [Ag (6nm)/Cu (6nm)]₆₀ (c) curva de magnetização da amostra [Ag(6nm)Cu(6nm)]₆₀ (d) variação MR com a espessura do Cu para Co(1.5nm)/Cu(t).



Figura 2.12 – Curvas de GMR nas geometrias (a) CPP e (b) CIP para [Ag (6nm)/Cu (6nm)]₆₀ (c) curva de magnetização da amostra [Ag(6nm)Cu(6nm)]₆₀ (d) variação da espessura do Cu para Co(1.5nm)/Cu(t) diferentes geometrias [BASS99].

2.2.7 – Aplicação da GMR – Válvula de Spin

Válvulas de spin são estruturas contendo uma camada antiferromagnética (AF) para fixação, uma camada ferromagnética(F) "fixada" (*pinned*), uma camada separadora não-magnética (NM) e uma camada ferromagnética (F livre) geralmente de espessuras diferentes. A camada superior (AF) tem a sua magnetização fixada numa orientação (pelo acoplamento como a camada fixada (F), enquanto a parte

inferior da camada magnética (camada livre) está livre para alternar, na presença de um campo magnético (figura 2.13). A espessura da camada de espaçadora não magnética é suficientemente grande para tornar insignificante o acoplamento entre as duas camadas magnéticas, assim, o efeito dependente do campo é baixa. O princípio para a diminuição da resistência é a mesma que na GMR, isto é, depende do espalhamento do spin, temos um estado de baixa resistência, quando as camadas magnéticas são ferromagnéticamente alinhados, enquanto um estado de alta resistência é obtida na configuração antiferromagnética, figura 2.13.

A inversão da camada depende da diferença no campo magnético coercivo (H_c) entre as duas camadas magnéticas, cada material tem H_c diferente, para dois materiais com H_c muito próximos, podemos fazer a válvula girar muito rápido, isso consequentemente, resulta em uma alta sensibilidade para diversas aplicações, como cabeçotes de leitura de dados em drives de discos rígidos.

Vale lembrar que nas estruturas da válvula de spin, a resistência depende do ângulo entre as respectivas magnetizações das duas camadas magnéticas, e não da direção do ângulo em relação à da corrente, como nos materiais de AMR.



Figura 2.13 – Estrutura básica de uma válvula de spin [BURS06].

2.2.8 – Aplicação da GMR - Gravação Magnética

O material magnético usado agora na gravação do disco rígido magnético está sob a forma de uma película policristalina fina, geralmente feito de uma liga de CoCr [GUIM09]. A magnetização pode estar contida no plano da película, ou perpendicular a ela, o que define duas tecnologias diferentes de gravação, a gravação longitudinal e perpendicular, mostrados esquematicamente na figura 2.14.

A película é constituída por grãos que têm um diâmetro de menos de 10 nm, e os seus eixos de anisotropia são orientados aleatoriamente longitudinais a mídia de gravação, ou orientados dentro de alguns graus em relação a normal ao plano, em meios magnéticos para gravação perpendicular.

A tecnologia dominante a partir da descoberta da técnica a tendência é para o crescimento de gravação perpendicular maior densidade de dados por polegada. Em um disco rígido, a informação é gravada no meio magnético através de uma cabeça de gravação, essencialmente, uma bobina enrolada sobre um núcleo magnético macio, que produz a sua abertura de um campo magnético, induzindo uma magnetização no meio. O meio é magnetizado em dois sentidos opostos, de acordo com o sentido da corrente na cabeça de gravação. Dois segmentos magnetizados em sequência constituem uma célula de bit, correspondente a uma determinada direção de magnetização a célula "1", as que não correspondem a um são indexada como "0".

Os dados gravados são lidos a partir do meio por uma cabeça de leitura que detecta normalmente a magnetização do meio através de uma alteração da resistividade de um sensor (dispositivo cabeçote de leitura de GMR). No sistema de gravação magnética longitudinal, o sensor detecta o campo de dispersão, na transição entre duas regiões magnetizadas do meio. Na perpendicular, uma vez que estas regiões são magnetizadas na direção vertical, o sensor está sensível as suas magnetizações individuais. Abaixo apresenta-se uma ilustração figura 2.14 que mostra os dois tipos de tecnologias de gravação magnética. Note-se que o circuito magnético, no caso de perpendicular magnetização é fechada por meio de uma camada de baixo do suporte magnético, a camada magnético mole.



Figura 2.14 – Cabeças de gravação Longitudinal (a) e perpendicular (b) [GUIM09]

Uma diferença importante entre as duas tecnologias de gravação magnética é o fato de que na gravação longitudinal, o circuito magnético do sistema do meio da cabeça fecha-se com algum do fluxo magnético através do meio, enquanto que, no caso de gravação perpendicular, a geometria é tal que existe a necessidade de uma camada extra de material magnético para permitir fechar o circuito, a sub-camada magnética, como mostrado na figura 2.14.b. A sub-camada magnética é geralmente feita de um material de elevada permeabilidade tal como FeCoB, CoTaZr, ou, menos frequentemente, CoZrNb [GUIM09].

Para apresentar mais detalhadamente as etapas de produção e algumas procedimentos de caracterização, apresentamos no Capítulo 3 os métodos experimentais que utilizamos para produção de multicamadas magnéticas de NiFe/Cu. No Capítulo 4 são apresentados resultados de resistividade à temperatura ambiente e refletividade de raios-X para determinar a espessura dos superperíodos das multicamadas correspondem as espessuras nominais calibradas pelo sistema *magnetron spputering* do Lemag (fig 3.1).

Capítulo 3

Métodos Experimentais

3.1 - Preparação das amostras

Multicamadas Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(tÅ)]₂₀/NiFe(16Å) foram preparadas no *MagnetronSputtering* ATC-ORION 8 (Figura 2), de última geração, projetado pela empresa *AJA International-USA* do LEMAG/UFES a partir de alvos de alta pureza sobre substratos de silício monocristalinos com orientação (100), com o intuito de apresentar algumas propriedades estruturais e magnéticas de sistemas magnetorresistivos. Variou-se a espessura t do espaçador de Cu em torno do 1º máximo da magnetorresistência (com t = 9, 10, 11 e 13 Å). As amostras foram depositadas à temperatura ambiente.



Figura 3.1- Magnetron Sputtering do LEMAG/UFES.

O *Magnetron Sputtering* do LEMAG possui uma câmara cilíndrica, com diâmetro de 42 cm, possui 7 *Magnetrons* de 2", para alvos magnéticos ou não magnéticos, além de uma evaporadora térmica. Através da bomba mecânica e turbo molecular de 520 l/s, a pressão residual no interior da câmara pode chegar até 1 x 10⁻⁸ Torr, de

forma que filmes com baixas rugosidades e interfaces bem definidas podem ser produzidos. No interior da câmara principal existe um porta-substrato giratório capaz de produzir filmes com alta homogeneidade. Para inserir e retirar os substratos da câmara principal sem interromper o vácuo, existe um braço mecânico/magnético de fácil manuseio que transporta os substratos para uma antecâmara (*loadlock*) adjacente que está equipada com uma bomba mecânica e uma bomba turbo molecular de 50 l/s e possui dimensões bem menores que a câmara principal, onde se pode quebrar e restabelecer o vácuo rapidamente.

Para ignição dos plasmas, 3 fontes DC e 3 fontes RF podem ser utilizadas. Com a presença da fonte RF, alvos isolantes também podem ser depositados. A temperatura dos substratos pode ser variada desde a temperatura ambiente até 850°C, possibilitando a deposição em diferentes temperaturas, tratamentos térmicos e limpeza de substratos. Todo o sistema de deposição é automatizado e controlado por computador.

Ainda é possível a deposição sob campo magnético da ordem de até 1000 Oe para induzir anisotropia magnética direcional durante a deposição, como também a aplicação de uma tensão de *bias* no substrato de até 50 V (RF).

Imediatamente após a preparação, as amostras foram submetidas às medidas de refletividade de raios-X para verificar se as espessuras reais das camadas correspondem às nominais, bem como, se as interfaces estão bem definidas.

3.2 - Medida da resistência das amostras

As medidas de resistência elétrica pelo método dos quatro contatos em linha figura 3.3 (dois para a corrente e dois para a tensão) com campo magnético externo aplicado para medir a MR das amostras foram realizadas na seguinte sequência: (i) o campo magnético (H) será variado até atingir um valor necessário para a saturação da amostra (H_S); (ii) será iniciada uma medida de resistência em função do campo, realizamos um ciclo de histerese, mantendo a temperatura constante; (iii) em seguida faz um gráfico da variação da resistência em função do campo magnético aplicado. Utilizou-se a estrutura do magnetômetro de amostra vibrante do LEMAG figura 3.2.(a), construído pelo Professor Armando Takeuchi, com algumas pequenas adaptações feitas por mim e meu orientador. Neste equipamento, o campo magnético de até 3kOe é gerado por um eletroímã e medido por um

gaussímetro. A corrente (I) é medida indiretamente em um resistor padrão com a utilização de um nanomultímetro e a tensão sobre a amostra é medida por um amplificador *Lock-in*. Pela Lei de Ohm, V = RI, obtemos o valor da resistência. O dispositivo de 4 contatos recoberto com um banho de ouro, que possui molas para fazer o contato não destrutivo com a amostra, foi desenvolvido em conjunto com meu Orientador e o Professor Armando Takeuchi (Figura 3.3). Conforme vimos que na configuração CIP, podem ainda haver duas configurações conforme figura 2.1:

(i) corrente perpendicular (ρ_T) a direção do campo no plano da amostra.

(ii) corrente paralela (ρ_{II}) ao campo no plano da amostra.

Observa-se que sempre que se aumenta o campo magnético a razão MR da GMR diminui. Em (i), a GMR está adicionada da AMR pois conforme aumenta-se o campo magnético a AMR na configuração (ρ_T) diminui dado pela equação (2.2) onde R(H=0) é maior que R(H=H_S) assim MR>0, visto também na figura 2.3. Em (ii), subtrai-se o valor da AMR da GMR, pois conforme aumenta-se o campo a AMR (ρ_{II}) diminui dado pela equação (2.2) onde R(H=0) é menor que R(H=H_S) assim MR<0.

A configuração para este trabalho foi com a corrente no plano (CIP) e campo paralelo a direção de corrente (**H**//**J**) (figura 2.1.(a)), caso (ii), assim somamos nas nossas medidas de resistência a razão MR de 2% da contribuição da AMR (considerada 2%).



Figura 3.2 - Aparato para medida de resistência do LEMAG: (a) sistema de aquisição de dados, (b) eletroímã, (c) fonte de controle da corrente.



Figura 3.3 – Dispositivo de 4 pontas para medida de resistividade do LEMAG.

Capítulo 4

Resultados

Análise por refletividade de raios-X

A análise de refletividade de raios-X (ângulos rasantes) sobre as amostras mostrou que as espessuras reais do superperíodo Λ, estão de acordo com as nominais dentro do erro experimental. Detalhes das medidas de refletividade por raios-X estão no Apêndice A.2.

Medida da resistência das amostras

Medidas de magnetorresistência foram realizadas sobre as multicamadas Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(tÅ)]₂₀/NiFe(16Å). Nas figuras 4.1 e 4.2 estão apresentadas as curvas da razão da MR em função do campo magnético para t = 10 e 11Å. Onde R(H=0) é a resistência da amostra com campo magnético externo aplicado nulo, e R(H) a resistência com campo magnético externo aplicado para atingir a saturação da amostra.

Para 9 Å, o valor da MR foi de 0,2%, resultando em efeito de GMR de aproximadamente 2,2% devido à adição da contribuição da AMR (considerada 2%), visto que a corrente e o campo estão na mesma direção durante a medida. Essa adição da AMR será considerada também para as outras medidas. A GMR atingiu um valor de pico de 5,3% para t=10 Å. Para t=11 Å, a GMR corresponde a 2,65%. Enquanto que, para 13 Å magnetorresistência foi nula, porém não se pode inferir com precisão sobre o valor da GMR (mas sabemos que está faixa está entre 0 e 2%). Onde I é a corrente aplicada ao circuito, calculada a partir da Tensão Padrão (V padrão) aplicada e da resistência padrão (R padrão). Nesse contexto, pode-se inferir que em t_{Cu} = 10 Å, o alinhamento entre as camadas é antiparalelo, enquanto que para 13 Å, ele está paralelo ou próximo dessa condição.



Figura 4.1 – Variações da magnetorresistência da multicamada $Si(100)/NiFe(54\text{\AA})/Cu(10)[NiFe(20\text{\AA})/Cu(10\text{\AA})]_{20}/NiFe(16\text{\AA})$, em função do campo externo aplicado, para espessuras Cu t =10 Å.



Figura 4.2 – Variações da magnetorresistência da multicamada $Si(100)/NiFe(54\text{\AA})/Cu(11)[NiFe(20\text{\AA})/Cu(11\text{\AA})]_{20}/NiFe(16\text{\AA})$, em função do campo externo aplicado, para espessura t =11Å.

Assim obteve-se a seguinte oscilação para GMR para a multicamada $Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(tÅ)]_{20}$ com a espessura do Cu t = 9, 10, 11, 13, considerando a contribuição de 2% da magnetorresistência anisotrópica AMR, descrita na figura 4.3

abaixo, para t = 13 Å obteve-se MR = 0%, assim não podemos inferir se é realmente zero ou 2% devido a AMR.



Figura 4.3 - Oscilação para GMR para o sistema Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)/[NiFe(50Å)/Cu(t)]₂₀NiFe(16Å) com t variando de 9 a 11 .

Capítulo 5

Conclusões

O efeito de GMR que surge em multicamadas formadas pelo empilhamento periódico alternado de camadas magnéticas, separadas por camadas não magnéticas, depende do tipo de acoplamento entre as camadas magnéticas e do espalhamento dependente do spin nas camadas magnéticas e interfaces.

O acoplamento magnético entre as camadas pode ser explicado através de termos de troca bilinear e biquadrático. O termo bilinear possibilita a alinhamento paralelo ou antiparalelo, enquanto o biquadrático, um acoplamento de 90° entre as camadas, de forma que, ao se considerar a soma dos dois termos, ângulos de acoplamento entre 0° e 180° podem ser formado, dependendo da contribuição de cada termo e das constantes de acoplamento. O comportamento oscilatório da GMR decai com a espessura ao quadrado D² e pode ser descrito por um modelo de poços quânticos e não como se presumia da analogia com a interação RKKY que decai com R³.

O fato da magnitude da GMR variar em função da orientação relativa entre as magnetizações das camadas magnéticas pode ser explicado através de um modelo de duas correntes (spin para cima e spin para baixo), considerando a correção devido à existência da interação spin-órbita. Neste modelo, as correntes com spin para cima e para baixo são espalhadas diferentemente dependendo da orientação da magnetização na camada. O estudo dos modelos de Drude e Sommerfeld, que tratam da condução elétrica em metais, serviram de base para a descrição do modelo de duas correntes.

As multicamadas Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(tÅ)]₂₀/NiFe(16Å), com t = 9 Å, 10 Å , 11 Å e 13 Å, preparadas por pulverização catódica, apresentaram superperíodos que podem ser considerados iguais aos nominais dentro do erro experimental. A amostra cuja espessura de Cu (10Å) é relativa ao 1° pico da MR, apresentou uma GMR de 5,3%.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[ASCH76] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D.; Solid State Physics, 2^a Ed. Thomson Learning (1976).

[BAIB88] BAIBICH, M.N.; BROTO, J.M.; FERT, A.; NGUYEN, V. D.; PETROFF, F.; ETIENNE,P.; CREUZET, G.; FRIEDERICH, A.; CHAZELAS, J. Phys. Rev. Lett.61, 2472 (1988).

[BASS99] BASS, J.; and PRATT JR, W.P., Current-perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallicmultilayers, J. Magn. Magn. Mater. 200, 274 (1999).

[BINA89] BINASH, G.; GRÜNBERG P.; SAURENBACH, F. and ZINN, W., Phys. Rev B 39, 4828 (1989).

[BURS06] BURSTEIN, E.; COHEN, M.L.; MILLS, D. L.; STILES, P.J., Contemporary Concepts of Condensed Matter Science, Nanomagnetism, Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures, 1^a Ed. Elseiver (2006).

[CAMP76] CAMPBELL, I.; FERT, A. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys, J. Phys. F: Met. Phys. 6 849,1976.

[CAMP82] CAMPBELL, I.; FERT, A. Transport Properties of Ferromagnets, Holland: North – Holland Publishing Company, 1982.

[CULL78] CULLITY, B.D., in Elements of X-ray Diffraction, Second Edition, Edited by Addison-Wersley Publishing Company, Inc. (1978).

[GRUN86] GRUNBERG, P.; SCHREIBER, R.; PANG, Y.; BRODSKY, M.B. and SOWERS, H. Phys.Rev. Lett. 57, 2442 (1986).

[GUIM09] GUIMARÃES, A.P. Principles of Nanomagnetism (NanoScience and Technology), Springer-Berlin, 2009.

[HEIN90] HEINRICH B., CELINSKI, Z.; COCHRAN, J. F.; MUIR, W. B.; RUDD, J.; ZHONG, Q. M.; ARROTT, A. S.; MYRTLE, K. and KIRSCHNER, J., Phys. Rev. Lett. 64, 673 (1990).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[KITT05] KITTEL, C. Introduction to Solid State Physic 8 Ed, John Wiley & Sons, Inc. 2005

[MEIK56] MEIKLEJOHN, W. H and BEAN, C. P., Phys. Rev.102 (1956) 1413

[MOSC91] MOSCA, D.H.; PETROFF, F.; FERT, A.; SCHROEDER, P.A.; PRATT W. P.; and LOLOEE, R., Oscillatory interlayercoupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers, J. Magn. Magn. Mater. 94, L1 (1991).

[MOTT36] MOTT, N. F. The Electrical Conductivity of Transition Metals, Proc. R. Soc. 153, 699 (1936).

[NASC05] NASCIMENTO, P. V. Estudo das Interfaces nas Multicamadas NiFe/FeMn/NiFe,Tese de Doutorado, Biblioteca do CBPF 2005.

[NICK95] NICKEL, J. Computer Peripherals Laboratory HPL 95-60 June, 1995.

[PARK90] PARKIN, S.S.P.; MORE, N. and ROCHE K.P.; Phys. Rev. Lett. 64, 2304 (1990).

[PARK91] PARKIN, S.S.P.; BHADRA, R. and ROCHE, K.P., Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers, Phys. Rev. Lett.66, 2152 (1991).

[ROSA11] ROSA, F. M. Transporte elétrico polarizado em spin no composto heusler Pd₂MnSn e em ligas diluídas de Co-Fe, UFRGS 2011.

[RUDE54] RUDERMAN, M.A. and KITTEL, C., Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons, Phys. Rev.96, 99 (1954); KASUYA, T., Prog. Theor. Phys.16, 58 (1956); YOSIDA, K., Magnetic properties of CuMn alloys, Phys. Rev.106, 893 (1957).

[SLON91] SLONCZEWSKI, J.C., Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers, Phys. Rev. Lett.67, 3172 (1991).

Apêndice 1

A.1 – A distribuição de Fermi-Dirac

Quando a temperatura não é zero, é necessário examinar os estados excitados dos sistema de N elétrons e o seu estado fundamental. De acordo com a mecânica estatística [ASCH76], se um sistema de partícula N está em equilíbrio térmico na temperatura T, suas propriedades devem ser calculadas pela média de todos os estados estacionário de partículas N, designando cada estado de energia E por um peso $P_N(E)$ proporcional a $e^{-\frac{E}{k_BT}}$.

$$P_N(E) = \frac{e^{-E/k_{\rm B}T}}{\sum e^{-E_{\alpha}^N/k_{\rm B}T}}$$
(A.1)

O denominador da equação (A.1) é conhecido função de partição, e está relacionada à energia livre de Helmholtz, F = U - TS (onde U é a energia interna e S, a entropia) por

$$\sum e^{-E_{\alpha}^{N}/k_{\rm B}\mathsf{T}} = \sum e^{-F_{N}/k_{\rm B}\mathsf{T}} \tag{A.2}$$

Podemos, portanto, escrever (A.1) como:

$$P_N(E) = e^{-(E-F_N)/k_{\rm B}T}$$
 (A.3)

Em virtude do princípio da exclusão, para se construir um estado com N elétrons, é preciso preencher N níveis monoeletrônicos diferentes. Assim cada estado estacionário de N elétrons pode ser especificado pela listagem de quais dos N níveis monoeletrônicos são preenchidos naquele estado. uma grandeza útil de ser conhecida é f_i^N , a probabilidade de haver um elétron no nível i de um elétron em particular, quando o sistema de N elétrons está em equilíbrio térmico. Esta probabilidade é simplesmente a soma das probabilidades independentes de se encontrar o sistema de N elétrons em qualquer um daqueles estados de N elétrons no qual o nível de ordem i está ocupado:

$$f_i^N = \sum P_N(E_\alpha^N) \tag{A.4}$$

(soma de todos os estados α de N elétrons nos quais há um elétron no nível monoeletrônico i)

Podemos avaliar f_i^N de 3 casos:

Uma vez que a probabilidade de um elétron estar no nível i é de apenas um menos a probabilidade de nenhum elétron estar no nível i, assim

$$f_i^N = 1 - \sum P_N(E_\gamma^N) \tag{A.5}$$

(soma de todos os estados α de N elétrons nos quais não há nenhum elétron no nível monoeletrônico i)

Tomando qualquer estado de elétron (N+1) no qual haja um elétron no nível monoeletrônico i, podemos construir um estado de N elétrons no qual não haja nenhum elétron no nível i, simplesmente removendo o elétron no nível de ordem i, deixando a ocupação de todos os outros níveis inalterada. Além disso, qualquer estado de N elétrons sem elétrons no nível monoeletrônico i pode ser construído assim, a partir de apenas um estado de elétron (N+1) com um elétron no nível i (aquele obtido pela ocupação de todos os níveis ocupados no estado de N elétrons mais o i-ésimo nível). A energia de qualquer estado de N elétrons e o estado de (N+1) elétrons correspondente à diferença por apenas ε_i , a energia do único nível monoeletrônico cuja ocupação for diferente nos dois estados. Assim o conjunto de energias de todos os estados de (N+1) elétrons com o nível i desocupado é o mesmo que o conjunto de energias de todos os estados de (N+1) elétrons com o nível i ocupado, desde que cada energia no último conjunto seja reduzida de ε_i . Podemos então escrever (A.5) como

$$f_i^N = 1 - \sum P_N (E_\alpha^{N+1} - \varepsilon_i) \tag{A.6}$$

(soma de todos os estados α de (N+1) elétrons nos quais há um elétron no nível monoeletrônico i)

Mas a equação (A.3) nos permite escrever

$$P_N(E_\alpha^{N+1} - \varepsilon_i) = e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_{\rm B}T} P_{N+1}(E_\alpha^{N+1}) \tag{A.7}$$

Onde μ é o potencial químico, é dado na temperatura T por

$$\mu = F_{N+1} - F_N \tag{A.8}$$

Fazendo a substituição em (A.6), encontramos

$$f_i^N = 1 - e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_{\rm B}T} \sum P_{N+1}(E_{\alpha}^{N+1})$$
(A.9)

(Soma de todos os estados α de elétrons (N+1) nos quais há um elétron no nível monoeletrônico i)

Comparando a soma de (A.9) com aquela em (A.4), verificamos que (A.9) simplesmente se torna:

$$f_i^N = 1 - e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_{\rm B}T} f_i^{N+1}$$
(A.10)

A equação (A.10) fornece uma relação exata entre a probabilidade de o nível i de um elétron ser ocupado a temperatura T em um sistema de N elétrons e em um sistema de (N+1). Podemos, portanto, substituir f_i^{N+1} por f_i^N em (A.10), o que possibilita resolver f_i^N :

$$f_i^N = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_{\rm B}T} + 1}$$
 (A.11)

O valor de N pode ser sempre computado, dado o *f*_i, observando que *f*_i é o número médio de elétrons no nível monoeletrônico i (um nível pode conter 0 ou 1 elétron pelo princípio de Pauli, o número médio de elétrons é, portanto 1 vezes a probabilidade de 1 elétron mais 0 vezes a probabilidade de 0 elétrons. Assim, o número médio de elétrons no nível é numericamente igual a probabilidade de ele ser ocupado). Uma vez que o número total de N elétrons é exatamente a soma de todos os níveis do número médio em cada nível.

$$N = \sum_{i} f_{i} = \sum_{e^{(\varepsilon_{i} - \mu)/k_{\rm B}T_{+1}}}$$
(A.12)

Que determina N como uma função da temperatura T e o potencial químico μ .

Apêndice 2

A.2.1 – Determinação das taxas de deposição e do superperíodo das multicamadas

O difratograma de raios-X θ -2 θ (figura A.2.1) é comumente dividido em duas regiões: baixos ângulos (2 $\theta \le 15^\circ$) e altos ângulos (2 $\theta \ge 15^\circ$). A região de baixos ângulos é resultante do espalhamento proveniente da modulação química das camadas, enquanto que a região de altos ângulos depende do comprimento de coerência estrutural normal às camadas. É importante salientar que a difração na região de baixos ângulos (com relação ao plano do filme) é comumente chamada de difração em ângulos rasantes, ou apenas refletividade. A difração convencional serve para determinar a textura cristalográfica dos filmes.

Neste caso, a posição dos picos de difração obedece à lei de Bragg

$$n\lambda = dsen2\theta \tag{A.2.1}$$

onde d é a distância interplanar e θ é o ângulo de incidência.

Dada a posição angular de um pico de difração de Bragg podemos encontrar o vetor da rede recíproca \vec{G} e a distância interplanar d referentes a família de planos associados ao pico de difração. O módulo de G está relacionado à distância d através da expressão[NASC05]:

$$d = \frac{2\pi}{|G|} \tag{A.2.2}$$

Com estes dados podemos encontrar os parâmetros de rede da estrutura cristalina do material estudado. O caso da estrutura cúbica simples é usado com exemplo. A rede cúbica simples, representada no espaço real com uma célula primitiva de lado **a**, tem como representação no espaço recíproco, uma rede cúbica com uma célula primitiva de lado $2\pi/a$, de forma que os vetores da base da rede recíproca podem ser escritos como[NASC05]:

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \vec{x}, \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \vec{y} e \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{a} \vec{z}$$
 (A.2.3)

Logo, o vetor \vec{G} é dado por: $\vec{G} = \frac{2\pi}{a} [h\vec{x} + k\vec{y} + l\vec{z}]$ (A.2.4) Substituindo $|\vec{G}|$ na equação A.2.2, temos: $a = d(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}$ (A.2.5) A equação A.2.5 relaciona o parâmetro de rede a, com distância interplanar d dos índices de Miller hkl referentes a um pico de difração de Bragg do cristal.

As medidas de refletividades servem para determinar a espessura, a rugosidade e o grau de interdifusão atômica dos filmes finos. Em difrações com pequenos ângulos de incidência, os efeitos de refração se tornam significativos.

Quando um filme de densidade uniforme é depositado num substrato, a refletividade normal de Fresnel do substrato fica modulada por oscilações, devido às interferências entre os raios refletidos na superfície da interface ar/filme e filme/substrato. Estas oscilações são Chamadas franjas de Kiessig. Desta forma, o ângulo que o raio incidente faz com o substrato não é mais simplesmente $\theta_{\rm C}$ um ângulo de incidência corrigido $\theta_{\rm C}$, que sofreu refração ao passar do ar para o filme e pode ser obtido através da lei de Snell.

$$ncos(\theta_c) = cos(\theta)$$
 (A.2.6)

onde o índice de refração do ar é considerado 1 e n é o índice de refração do filme dado pela relação:

$$n = 1 - \delta - i\beta \tag{A.2.7}$$

onde $\delta e \beta$ podem ser obtidos através das relações:

$$\delta = \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi c^2 m_e} (Z + f') N_a \text{ (A.2.8) e } \beta = \frac{\lambda \mu_1}{4\pi} \text{ (A.2.9)}$$

onde *e* é a carga do elétron, me é a massa do elétron, c é a velocidade da luz, Z é o número atômico, *f* ' é a parte real da absorção anômala, N_a é a densidade atômica e μ_1 é o coeficiente de absorção linear.

A lei de Bragg modificada pode, então, ser escrita: $k\lambda = 2tcos(\theta_c)$ (A.2.10) onde k é a ordem de reflexão e t é a espessura do filme. Considerando só a parte real do índice de refração do filme, temos:

$$sen^2\theta = \left(\frac{\lambda n}{2t}\right)^2 + 2\delta$$
 (A.2.11)

Para a radiação do CuK_a médio (λ =1,5418 Å), os valores típicos de δ (3 x 10⁻⁵) somente causam variações significativas no valor de t para ângulos 20< 3°.

Fazendo f(x) = sen2θ e x = n, obtemos uma equação de 2º grau com o coeficiente angular da função formada é:

$$a = \left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 \tag{A.2.12}$$

Onde obtemos a espessura do filme: t = $\frac{\lambda}{2\sqrt{a}}$ (A.2.13)

Para o caso de uma multicamada, com um superperíodo A (soma da

espessura da camada magnética com a não magnética, isto é, a estrutura que se repete periodicamente) resultante de empilhamentos coerentes, a curva de refletividade é composta por: 1) franjas de Kiessig, correspondentes às reflexões das superfícies externas da multicamada (interfaces ar/multicamada e multicamada substrato) e 2) picos de Bragg, correspondentes às reflexões nas diversas interfaces. Através da separação angular entre as franjas de Kiessig ($\Delta\theta$) podemos calcular a espessura total t da multicamada usando a relação obtida a partir da lei de Bragg[NASC05]:

$$t = \frac{\lambda}{2sen\Delta\theta} \tag{A.2.14}$$

De maneira análoga à descrita para a obtenção de t através da equação A.2.12. Substituímos Λ por t, temos:

$$sen^2\theta = \left(\frac{\lambda n}{2\Lambda}\right)^2 + 2\delta$$
 (A.2.15)

Utilizamos a posição angular dos picos de Bragg podemos determinar o superperíodo Λ.

Utiliza-se o Difratômetro de raios-X da marca Rigaku com radiação CuK α com λ =1.5418 Å para realizar as medidas de refletividade por raios-X.



Figura A.2.1 - Difratômetro de raios-X da marca Rigaku com radiação CuK α (λ =1.5418 Å).

A.2.2 – Medidas de refletividade

Nas figuras A.2.2 (a) e (b) estão mostradas as curvas de refletividade dos

filmes de calibração NiFe (a) e Cu (b). Em ambas as curvas observamos as franjas de Kiessig características, sendo mais pronunciadas para a curva relativa ao filme de NiFe.



Figura A.2.2 – Curvas de refletividade dos filmes de calibração NiFe (a) da calibração Cu (b).

Assim, pode-se calcular a espessura do filme fino, fazendo um gráfico de sen² θ -2 δ equação (A.2.15) em função de n. Essa gráfico obtido é uma função quadrática, cujo coeficiente angular é a= (λ /2t)² (A.2.13), de forma que a espessura é obtida através da equação (A.2.13).

A análise das curvas A.2.2 (a) e (b) possibilitaram a obtenção da espessura e da taxa de deposição e taxa foi através do tempo de deposição por espessura obtida por (A.2.13), onde é dada por: $Tx = tempo \ deposição / espessura$ Abaixo as figuras (A.2.4 e A.2.5) obtida da relação (A.2.15) em função dos picos n.



Figura A.2.3 – Espessura e taxa de deposição de 74,0 nm e 0,062 nm/s para o NiFe e 44,3 nm e 0,068 nm/s para o Cu.

Realizou-se também as seguintes medidas de refletividade das amostras Si(100)/NiFe(54Å)/Cu(t)[NiFe(20Å)/Cu(tÅ)]₂₀/NiFe(16Å), para espessuras t = 10 Å, 11 Å e 13 Å. Abaixo mostramos a caráter mais significativo das 3 amostras na figura A.2.4.



Figura A.2.4 – Curva de refletividade do filme de Cu(10Å)[NiFe(20Å)/Cu(11Å)]₂₀

Os superperíodos foram obtidos da lei de Bragg a partir dos picos de Bragg nas curvas de refletividade, obtendo assim as seguintes espessuras:

 $E_{tCu=10 \text{ Å}} = 29 \pm 2 \text{ Å}$, $E_{tCu=11 \text{ Å}} = 29 \pm 2 \text{ Å}$ e $E_{tCu=13 \text{ Å}} = 33 \pm 2 \text{ Å}$ para espessuras t = 10 Å, 11 Å e 13 Å do Cu. Os valores das espessuras nominais dos superperíodos das multicamadas são, respectivamente, 30 Å, 31 Å e 33 Å, indicando que os valores encontrados estão dentro do erro experimental. A incerteza na espessura da ordem de $\pm 2 \text{ Å}$ é devida ao fato do comprimento de onda do difratômetro de raios-X CuK_a ser $\lambda = 1.5418$ Å e ao erro do ajuste.