

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

IMPEDÂNCIA E PERMEABILIDADE MAGNÉTICA INICIAL  
DOS COMPOSTOS HEUSLER  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  E  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$   
PRÓXIMO DA TEMPERATURA DE CURIE\*

Luciano Apellaniz Borba

Dissertação realizada sob a orientação do Dr. Gilberto Luiz Ferreira Fraga, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS, em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

\*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Porto Alegre  
2006

À minha querida Patricia.

## **AGRADECIMENTOS**

A todos os que direta ou indiretamente contribuíram para que este trabalho pudesse ser realizado.

Particularmente sou grato às seguintes pessoas:

- ao Prof. Gilberto L. F. Fraga pela orientação e paciência;
- ao Prof. Delmar E. Brandão pelo interesse e pelos conselhos;
- ao Rodrigo pela ajuda com o equipamento;
- ao pessoal da eletrônica pelos equipamentos e pela bobina;
- à minha noiva Patricia pelo apoio e carinho.

A todos os colegas e amigos do IF-UFRGS meus agradecimentos.

## ÍNDICE

<b>Abstract</b> .....	6
<b>Resumo</b> .....	7
<b>1. Introdução</b> .....	8
<b>2. Domínios Magnéticos</b> .....	10
2.1. Energia magnetostática .....	10
2.2. Energia de troca .....	11
2.3. Energia de anisotropia .....	13
2.3.1. Efeito Hopkinson .....	15
2.4. Relação entre as energias e a estrutura de domínios .....	15
2.5. Processos de magnetização .....	20
2.5.1. Efeito Barkausen .....	22
2.6. Processos de perda .....	23
2.7. Correntes de Foucault .....	25
2.8. Dinâmica das paredes de domínio .....	27
2.8.1. Um modelo simples, o equivalente mecânico .....	27
2.8.2. A Teoria de Debye .....	30
2.9. Materiais magnéticos, permeabilidade e a magnetoimpedância .....	34
<b>3. A Impedância e a Permeabilidade Magnética no Limite Quasi-estático</b> .....	38
3.1. Introdução .....	38
3.2. Relação entre a corrente e a impedância .....	39
3.3. Ondas eletromagnéticas em meios condutores .....	40
3.4. O condutor semi-infinito .....	41
3.5. Lâmina .....	43
3.6. Geometria cilíndrica .....	48
3.6.1. Expansão para baixas frequências .....	53
3.6.2. Expansão para altas frequências .....	54
<b>4. Os Compostos Heusler</b> .....	57
4.1. As amostras de Pd <sub>2</sub> MnSn e Pd <sub>2</sub> MnSb .....	60
4.2. <i>Anti-phase boundaries</i> (APBs) nos compostos Heusler .....	61

<b>5. Equipamento .....</b>	<b>64</b>
<b>6. Resultados Experimentais, Análise e Discussão.....</b>	<b>69</b>
6.1. Impedância em função da temperatura .....	69
6.2. Justificativa para a utilização da equação de Landau .....	71
6.3. Obtenção da permeabilidade magnética inicial da medida de impedância .....	77
6.4. Permeabilidade magnética em função da temperatura .....	79
6.5. Impedância e permeabilidade magnética em função da frequência .....	81
6.6. Impedância e permeabilidade magnética em função do campo magnético externo aplicado (magnetoimpedância) .....	89
6.7. Impedância em função da temperatura com campo externo aplicado .....	95
6.8. Impedância em função da frequência com campo externo aplicado .....	96
<b>7. Conclusões .....</b>	<b>97</b>
<b>8. Apêndices .....</b>	<b>99</b>
A. O programa de computador FEMM .....	100
B. Estimativa de erro .....	106
<b>Referências .....</b>	<b>108</b>

## ABSTRACT

In this work measurements of the complex impedance of the Heusler compounds Pd<sub>2</sub>MnSn and Pd<sub>2</sub>MnSb were made as a function of frequency, temperature and magnetic field near the Curie temperature ( $T_c$ ). By computational analysis of the experimental data, the magnitude of the complex initial magnetic permeability was obtained as well as its temperature, frequency and external magnetic field dependencies. Both the real ( $\mu'$ ) and the imaginary ( $\mu''$ ) components of the magnetic permeability show maxima just below  $T_c$ . In low frequencies this effect is more pronounced in Pd<sub>2</sub>MnSn. We attribute the high values of  $\mu'$  obtained in this compound to a high density of domain-wall generated by anti-phase boundaries (APBs). The frequency dependence of the permeability shows a relaxational behavior. For the Pd<sub>2</sub>MnSn compound this behavior is well described by a modified Debye formula with  $\alpha \sim 0,3$ . This behavior is characteristic of a system where magnetic domains are distributed within a large range of sizes which does not change significantly when the temperature approaches  $T_c$ .

## RESUMO

Neste trabalho foram feitas medidas da impedância complexa dos compostos Heusler Pd<sub>2</sub>MnSn e Pd<sub>2</sub>MnSb em função da frequência, temperatura e campo magnético próximo à temperatura de Curie ( $T_c$ ). Através de análise computacional dos dados, a magnitude da permeabilidade magnética complexa inicial foi obtida assim como sua dependência com a temperatura, frequência e campo magnético externo. Ambas as componentes real ( $\mu'$ ) e imaginária ( $\mu''$ ) da permeabilidade magnética apresentam máximos pouco abaixo de  $T_c$ . Em baixas frequências esse efeito é mais pronunciado em Pd<sub>2</sub>MnSn. Nós atribuímos os altos valores obtidos de  $\mu'$  nesse composto a uma alta densidade de paredes de domínio gerada por fronteiras de anti-fase (APBs). A dependência da permeabilidade com a frequência mostra um comportamento relaxacional. Para o composto Pd<sub>2</sub>MnSn esse comportamento é bem descrito através da fórmula de Debye modificada com  $\alpha \sim 0,3$ . Esse comportamento é característico de um sistema onde domínios magnéticos têm uma distribuição com uma ampla faixa de tamanhos que não muda significativamente quando a temperatura se aproxima de  $T_c$ .

## 1. INTRODUÇÃO

A medida da impedância consiste em fazer passar uma corrente AC ( $I$ ) ao longo de um material condutor e medir a diferença de potencial complexa ( $V$ ) entre dois pontos localizados na sua superfície. A razão  $Z = V/I$ , definida como impedância, depende da geometria da amostra, da frequência da corrente de sonda, da resistividade elétrica e da permeabilidade magnética do material. A permeabilidade magnética, por sua vez, pode variar de forma significativa com a temperatura quando o material se magnetiza ao passar por  $T_c$  (temperatura de Curie).

Trabalhos publicados recentemente mostraram que a medida da impedância pode ser uma importante técnica experimental no estudo de transições de fase de compostos ferromagnéticos. A dependência da impedância com a temperatura pode ser empregada para caracterizar transições associadas com variações apreciáveis na permeabilidade magnética de compostos, tais como: transições ferromagnéticas em compostos Heusler<sup>[1]</sup>, reordenação de spins no Ga<sup>[2]</sup>, transição martensítica na fase ferromagnética do composto Ni<sub>2</sub>MnGa<sup>[2]</sup>.

Pode-se cotar algumas vantagens dessa técnica com relação a outras técnicas convencionais no estudo de sistemas ferromagnéticos tais como:

- a) a ausência de campos desmagnetizantes, já que as linhas de campo são fechadas (circunferenciais para amostras cilíndricas);
- b) campos magnéticos envolvidos muito pequenos (da ordem de  $10^{-2}$  Oe para correntes de sonda de 10mA), permitindo estudar efeitos magnéticos dinâmicos com a amostra muito próxima de um estado magnético para campo nulo (permeabilidade inicial);
- c) possibilidade de estudar a permeabilidade magnética transversa aplicando-se campo magnético externo paralelo à corrente de sonda.

A impedância como técnica experimental no estudo de propriedades magnéticas de compostos ferromagnéticos macios ganhou destaque em 1995 com o trabalho de Fernando Machado e co-autores<sup>[3]</sup>. Nesse trabalho os autores observaram uma grande variação da impedância em um fio amorfo a base de Co com aplicação de campos magnéticos externos fracos. A este efeito deu-se o nome de magnetoimpedância gigante. A utilização tecnológica deste efeito na confecção de sensores de campo magnético tornou esta área de pesquisa bastante ativa nos últimos anos.



Nesse trabalho é estudada a impedância dos compostos Heusler Pd<sub>2</sub>MnSn e Pd<sub>2</sub>MnSb próximos de suas temperaturas de transição magnética. Foram feitas medidas da impedância destes compostos em função da temperatura, da frequência da corrente e do campo magnético externo aplicado. Dos dados experimentais obteve-se por análise computacional a permeabilidade magnética desses compostos. Implementações importantes foram realizadas no equipamento de medida para melhor discriminar as componentes real e imaginária da impedância e com isso obter a permeabilidade complexa desses compostos.

Os compostos Heusler são sistemas ternários que se cristalizam na estrutura cúbica L2<sub>1</sub> conhecida como estrutura Heusler. Esses compostos, pela primeira vez sintetizados por Friedrich Heusler em 1903, formam hoje uma grande família com mais de uma centena de membros. Pode-se encontrar entre eles compostos ferromagnéticos, anti-ferromagnéticos, diamagnéticos e supercondutores. Recentemente algumas ligas Heusler ganharam notoriedade por apresentarem grandes efeitos magnetocalóricos, são elas Ni-Mn-Ga<sup>[4]</sup> e Ni-Mn-Sn<sup>[5]</sup>. Os compostos estudados nesse trabalho são ferromagnéticos com temperaturas críticas de ~180K (Pd<sub>2</sub>MnSn) e ~240K (Pd<sub>2</sub>MnSb). O elemento magnético nesses compostos é o Mn.

Essa dissertação está dividida da seguinte forma. O capítulo 2 apresenta um resumo das interações do campo magnético com a estrutura cristalina e seus efeitos, passando pela formação de domínios e de paredes de domínios, efeito Barkausen e correntes de Foucault. No capítulo 3 são vistos a equação de Landau e as demais equações descritivas da impedância, bem como o efeito *skin* e sua relevância para os modelos teóricos. O capítulo 4 apresenta as amostras, sua descrição e propriedades, e considerações sobre as *anti-phase boundaries* (APBs). O capítulo 5 descreve o equipamento utilizado nas medidas e os procedimentos experimentais. Os dados obtidos e a análise dos mesmos que levou à determinação da permeabilidade magnética são mostrados no capítulo 6. Nesse capítulo também é feita a discussão dos resultados obtidos. No capítulo 7 é apresentado um resumo das conclusões obtidas neste trabalho. Nos dois apêndices anexados são expostas algumas informações adicionais para as quais não houve espaço no corpo do texto. No apêndice A são colocadas informações adicionais sobre o programa de simulação numérica (FEMM) utilizado para calcular a impedância. Os erros associados às permeabilidades obtidas são discutidos no Apêndice B.

## 2. ESTRUTURA DE DOMÍNIOS MAGNÉTICOS

Neste capítulo são analisadas de maneira breve a estrutura e as causas da formação de domínios magnéticos.

Domínios magnéticos em um material ferromagnético são regiões em que todos os momentos magnéticos dos constituintes do material estão orientados no mesmo sentido formando um momento magnético total  $\vec{M}$  como mostrado na figura 2.1.

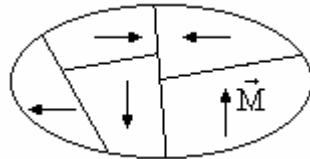


Figura 2.1 - Esquema ilustrativo de uma seção de um material e seus domínios magnéticos.

Há três fatores envolvidos na formação de domínios magnéticos em um material: interações entre spins vizinhos, anisotropia magnética e a energia magnetostática, todos competindo para uma configuração de mínima energia.

### 2.1. Energia Magnetostática

Considere um material em que seus átomos constituintes tenham momento magnético intrínseco. Considere, também, que neste material há um só domínio magnético. Pode-se calcular a energia associada a este campo magnético, freqüentemente chamada energia magnetostática, integrando-se o quadrado do campo em todo o volume em que este está contido<sup>[6]</sup>:

$$E_{mag} = \frac{1}{8\pi} \int H^2 dv. \quad (2.1.1)$$

Como se pode ver na figura 2.1.1, se o material for dividido em dois domínios magnéticos com momentos magnéticos opostos, o volume total em que o campo magnético está contido decresce significativamente. Se este se dividir em quatro domínios magnéticos o volume tende a diminuir ainda mais.

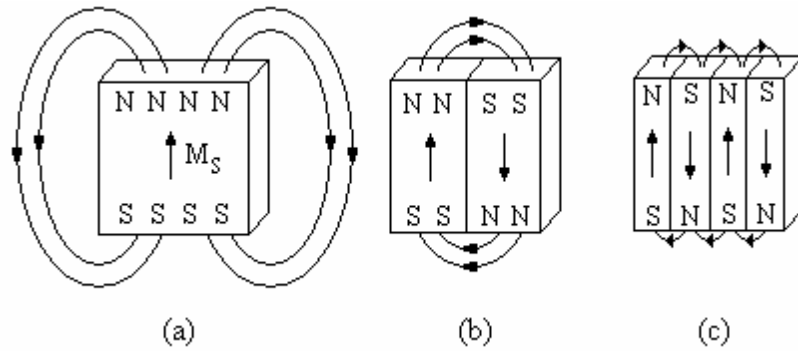


Figura 2.1.1 - Esquema da estrutura de domínios de uma material com um eixo de fácil magnetização. (a) A energia magnetostática é máxima (energia de troca - seção 2.2 - domina o processo de formação de domínios). (b) Para que haja a diminuição da energia magnetostática o cristal é dividido em dois domínios. (c) Diminuindo ainda mais a energia, este é dividido em quatro domínios.

Logo, a energia magnetostática tem a tendência de fragmentar o cristal em domínios magnéticos cada vez menores de forma a diminuir o volume que contém o campo magnético.

## 2.2. Energia de Troca

Foi visto na seção anterior que o cristal tende a se dividir em domínios magnéticos para que energia magnetostática seja minimizada.

Esta seção trata sobre a interface entre esses domínios, que até agora se considerou como um plano imaginário separando os domínios. Demonstrar-se-á que as paredes de domínio não são planos, mas tem uma estrutura interna tridimensional governada pela mesma lei de minimização de energia.

Considere, primeiramente, que a transição entre dois domínios magnéticos aconteça de forma abrupta como mostra a figura 2.2.1.

Sabe-se que a energia de troca envolvida na interação entre dois spins é:

$$E_{TR} = -2JS^2 \cos \varphi, \quad (2.2.1)$$

onde  $S$  é o momento de spin dos átomos envolvidos,  $\varphi$  é o ângulo entre eles e  $J$  é a chamada integral de troca. Quando o sinal dessa integral é positivo, o mínimo de energia se dá quando  $\varphi = 0$ , ou seja, tem-se um acoplamento ferromagnético. Quando este é negativo, com mínimo de energia em  $\varphi = \pi$ , este acoplamento é anti-ferromagnético.

Quando o acoplamento é anti-ferromagnético, a magnetização total do cristal tende a zero e não há formação de domínios ferromagnéticos. Considere o caso em que ocorre ferromagnetismo. Neste caso a energia de interação entre os dipolos A e B da

figura 2.2.1 é mínima, já que o ângulo entre eles é zero. Já a energia de interação entre os dipolos B e C é máxima.

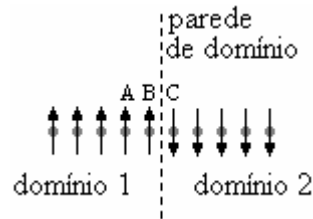


Figura 2.2.1 - Estrutura de domínios com parede abrupta de 180°. Nota-se que a parede é simplesmente uma linha imaginária entre estes.

Essa não é uma forma muito eficiente de se construir uma parede de domínio, sob o ponto de vista de minimização de energia.

A configuração que minimiza a energia associada à parede é aquela em que o ângulo entre os momentos magnéticos de dois vizinhos tende a zero. Em sistemas físicos este ângulo pode ser muito pequeno, fazendo uma rotação gradativa dos momentos magnéticos entre um e outro domínio. Como pode-se ver na figura 2.2.2, agora não há mais uma transição abrupta entre dois domínios, mas sim gradual, transformando a parede de domínio de uma entidade bidimensional em uma com espessura  $\delta$ .

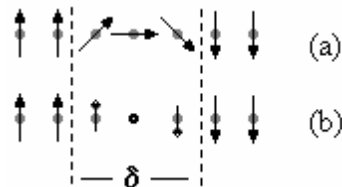


Figura 2.2.2 - Paredes de 180° com espessura  $\delta$ . (a) Parede de Néel, em que os momentos magnéticos giram no plano da página. (b) Parede de Bloch, em que os momentos magnéticos giram perpendicularmente ao plano da página. O momento magnético mais central aponta diretamente para fora da página.

A energia de interação entre dois dipolos vizinhos das paredes mostradas na figura 2.2.2 nunca é muito grande. Quando menor o ângulo entre eles, menor a energia de troca. Contudo, à medida que os ângulos entre os dipolos vizinhos ficam menores, a parede fica mais espessa e são necessários mais átomos para se passar de um domínio a outro. Isso tem efeito direto na energia de anisotropia, que será abordado na próxima seção.

Viu-se na equação (2.2.1) que a energia de troca pode ser escrita através de uma constante multiplicada por um cosseno. Expandindo-se esse cosseno tem-se:

$$E_{TR} = -2JS^2 \left( 1 - \frac{\varphi^2}{2} + O(\varphi^4) \right), \quad (2.2.2)$$

ou  $E_{TR} = -2JS^2 + JS^2\varphi^2$ , onde o primeiro termo  $-2JS^2$  é constante com relação ao ângulo  $\varphi$ . O termo que rege a dependência da energia de troca com o ângulo entre os momentos magnéticos é  $JS^2\varphi^2$ . Esse termo, juntamente com a energia de anisotropia, determinará a espessura de parede.

Para calcular a energia de troca por unidade de área de uma parede de domínio considera-se uma rede cúbica de parâmetro de rede  $a$ . Nesse caso, haverá  $1/a^2$  colunas de átomos por unidade de área da parede. Se a parede tem espessura de  $N$  átomos, a energia de troca por unidade de área,  $\gamma$ , da parede será:

$$\gamma_{TR} = (JS^2\varphi^2)(N) \left( \frac{1}{a^2} \right). \quad (2.2.3)$$

Para uma parede de  $180^\circ$ , como tem-se considerado, com  $N$  átomos de espessura o ângulo entre dois dipolos vizinhos será  $\varphi = \pi/N$ , logo:

$$\gamma_{TR} = \frac{JS^2\pi^2}{Na^2}. \quad (2.2.4)$$

Considerando que a espessura da parede seja  $\delta = Na$  obtém-se:

$$\gamma_{TR} = \frac{JS^2\pi^2}{\delta a}. \quad (2.2.5)$$

Esse resultado será utilizado na seção 2.4 onde será estudada a influência da energia de troca na espessura da parede de domínio.

### 2.3. Energia de Anisotropia

Em um cristal há os chamados eixos de fácil magnetização. Esses são direções preferenciais dentro do cristal que minimizam a energia de um momento magnético em uma rede cristalina. Dessa forma, o material favorecerá a criação de domínios magnéticos alinhados com esses eixos.

Na seção 2.1, considerou-se um cristal com um eixo de fácil magnetização. Uma possível estrutura de domínios em um cristal com dois eixos perpendiculares de fácil magnetização pode ser vista na figura 2.3.1.



Figura 2.3.1 - Possível estrutura de domínios magnéticos em um cristal com dois eixos de fácil magnetização.

Aqui se pode ver que, no que concerne à energia magnetostática, esta configuração é mais estável que a da figura 2.1.1; minimiza a energia de forma mais eficiente, pois confina melhor o campo magnético no material. Em geral, quanto maior o número de eixos de fácil magnetização, maior a liberdade para o sistema se acomodar, e menor a energia magnetostática.

Então, momentos magnéticos desalinhados com os eixos de fácil magnetização possuem maior energia quando comparados com aqueles momentos alinhados com tais eixos.

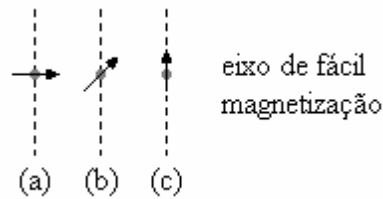


Figura 2.3.2 - Orientações de um momento magnético com relação a um eixo de fácil magnetização de um cristal. Orientações de (a) máxima, (b) média e (c) mínima energia de anisotropia.

As constantes de anisotropia  $K$  estão relacionadas com o grau de anisotropia de um sistema e possuem unidade de energia/volume. Para um dado dipolo com um ângulo qualquer desalinhado com os eixos de fácil magnetização de um cristal, quanto maior for  $K$ , maior a energia de anisotropia associado a ele. Dessa forma, a energia de anisotropia é da ordem da constante de anisotropia  $K$  multiplicada pelo volume da parede.

Portanto a energia de anisotropia por unidade de área da parede é:

$$\gamma_{AN} = KNa. \quad (2.3.1)$$

Considerando, novamente que a espessura da parede seja  $\delta = Na$  obtém-se:

$$\gamma_{AN} = K\delta. \quad (2.3.2)$$

A concorrência entre a energia de troca e a energia de anisotropia terá influência marcante na espessura da parede de domínio, como será visto na próxima seção.

### 2.3.1. Efeito Hopkinson

O efeito Hopkinson surge na transição de fase ferromagnética-paramagnética em alguns sistemas. Ele é caracterizado por um pico na permeabilidade magnética na fase ferromagnética, pouco abaixo da temperatura crítica. Pouco abaixo de  $T_c$ , a permeabilidade, em um primeiro momento aumenta com a temperatura atingindo um máximo, então diminui subitamente e atinge um valor próximo da unidade na fase paramagnética.

Esse aumento de temperatura em direção à temperatura crítica causa uma diminuição na anisotropia magnética facilitando a movimentação das paredes de domínio e, conseqüentemente, aumentando a permeabilidade magnética. Contudo, esse mesmo aumento de temperatura que causa o “depinning” das paredes de domínio acaba destruindo o ordenamento magnético do sistema, causando a diminuição na permeabilidade e fazendo com que haja a transição de fase para a fase paramagnética. Portanto, esse máximo é causado por dois processos concorrentes desencadeados pelo aumento da temperatura ainda na fase ferromagnética: o “depinning” das paredes causado pela diminuição da anisotropia magnética e a posterior destruição do ordenamento magnético do sistema que culmina no surgimento da fase paramagnética.

### 2.4. Relação entre as energias e a estrutura de domínios

Tem-se, como já foi dito, três fatores que influem na formação e estrutura dos domínios magnéticos.

O primeiro, a energia magnetostática, tende a cindir o material em domínios. Sem ela todo cristal ferromagnético teria um só domínio alinhado com um dos eixos de fácil magnetização, pois dessa forma seriam minimizadas as energias de troca e de anisotropia.

O segundo, a energia de troca, tende a alinhar todos os momentos magnéticos em uma só direção. Nota-se imediatamente uma competição entre as energias de troca e magnetostática. Uma tende a fragmentar o cristal em domínios, a outra tende a homogeneizá-lo magneticamente.

Em um cristal de forma cúbica e lado  $L$ , com um único domínio, a energia magnetostática tem a funcionalidade  $L^3$ .

Em um estado com vários domínios, se os domínios fecham o campo dentro do material, como na figura 2.3.1, a energia magnetostática é zero e toda a energia no cristal é devida a paredes de domínio, que varia com sua área,  $L^2$ . Se não há a restrição

do campo magnético dentro do material, como mostra a figura 2.1.1, a energia no cristal será a soma das energias magnetostática e de parede, soma que tem funcionalidade  $L^{5/2}$ [6].

Em qualquer dos casos as curvas de energia terão a forma mostrada na figura 2.4.1. Existe um limite em tamanho ( $L_c$ ) até o qual um cristal é formado por um único domínio magnético. É essa configuração que minimiza sua energia. Acima desse limite, a energia do cristal é minimizada através de sua divisão em domínios, como visto na figura 2.4.1.

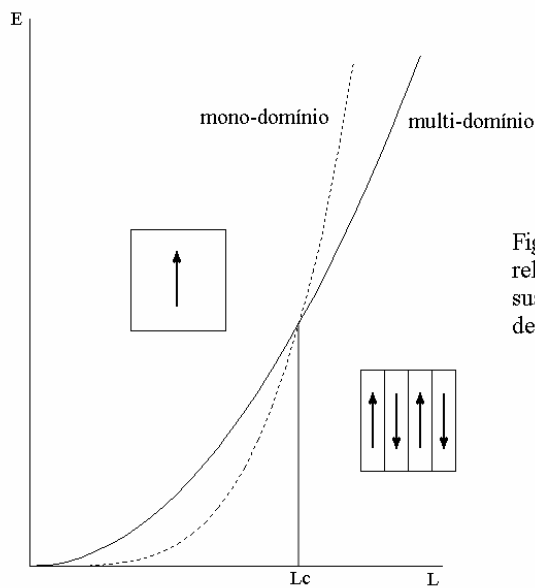


Figura 2.4.1 - Esquema mostrando a relação entre a energia  $E$  do cristal e sua dimensão linear  $L$  para dois tipos de estados magnéticos.

Em um cristal de formato cúbico, para materiais com moderada anisotropia, como ferro e níquel, o valor de  $L_c$  é da ordem da espessura da parede de domínio, entre  $100\text{Å}$  e  $500\text{Å}$ . Com constantes de anisotropia maiores, chega-se a valores da ordem de  $500\text{Å}$  a  $1000\text{Å}$ .

O terceiro fator contribuinte para formação de domínios magnéticos é a energia de anisotropia. Viu-se que na formação de uma parede de domínio a energia de troca é máxima em uma transição abrupta entre dois domínios. A energia de troca tende a fazer a transição o mais gradual possível. Contudo, para que isso seja feito, os momentos magnéticos dos constituintes da parede de domínio têm que sair da direção de fácil magnetização do cristal.



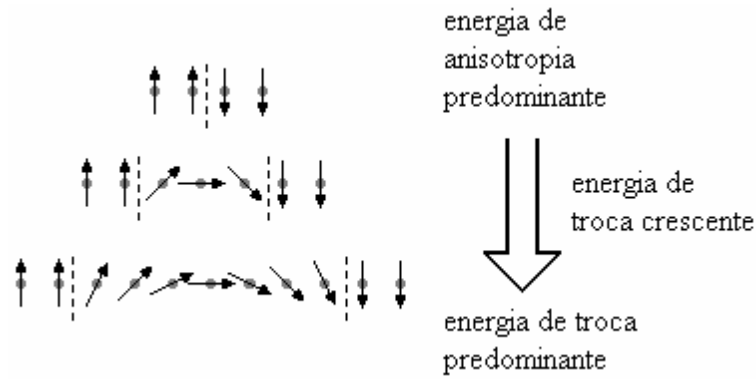


Figura 2.4.2 - Esquema mostrando o compromisso entre a energia de troca e de anisotropia sobre a espessura de uma parede de Néel. A energia de troca tende a formar uma parede “infinita” enquanto que a energia de anisotropia, uma parede abrupta.

Logo a energia total por unidade de área da parede será:

$$\gamma = \gamma_{TR} + \gamma_{AN} = \frac{JS^2\pi^2}{\delta a} + K\delta. \tag{2.4.1}$$

Na figura 2.4.3 podem ser vistos  $\gamma$ ,  $\gamma_{TR}$  e  $\gamma_{AN}$ .

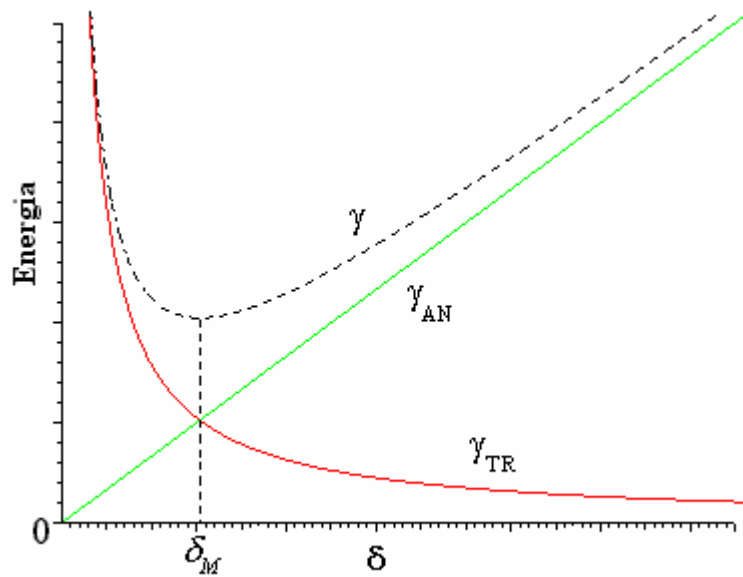


Figura 2.4.3 - Formato das curvas de  $\gamma_{TR}$ ,  $\gamma_{AN}$  e  $\gamma = \gamma_{TR} + \gamma_{AN}$  em função da espessura da parede de domínio  $\delta$ .

Pode-se ver, e facilmente calcular, que há uma espessura intermediária em que a energia total por unidade de área da parede é minimizada. Essa espessura vale:

$$\delta_M = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2}{Ka}}, \tag{2.4.2}$$

ou seja, quando se aumenta o parâmetro de rede  $a$ ,  $\delta_M$  tende a diminuir, pois os momentos magnéticos dos constituintes do material estão mais afastados, diminuindo a contribuição da energia de troca. Quando se diminui  $a$ , aumenta-se  $\delta_M$ , pois agora os momentos estão mais próximos uns dos outros, fazendo com que a energia de troca prevaleça em relação à energia de anisotropia.

Substituindo-se a equação (2.4.2) na (2.4.1) tem-se:

$$\gamma_M = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2K}{a}} + \sqrt{\frac{JS^2\pi^2K}{a}} = 2K\delta, \quad (2.4.3)$$

ou seja, o mínimo na energia total ocorre quando as energias de troca e de anisotropia são iguais.

Valores calculados para o ferro (estrutura cúbica de corpo centrado) e níquel (estrutura cúbica de face centrada), podem ser vistos na tabela 2.4.1.

	$\gamma$	$\delta$	
ferro	2,9 ergs/cm <sup>2</sup>	300 Å	120 átomos
níquel	0,7 erg/cm <sup>2</sup>	720 Å	290 átomos

Tabela 2.4.1 - Valores de  $\gamma$  e  $\delta$  para ferro e níquel aproximando o parâmetro de rede pela distância entre átomos vizinhos mais próximos.

Pode-se ver que  $\varphi_{Fe} = 180^\circ/120 = 1,5^\circ$  e  $\varphi_{Cu} = 0,62^\circ$ , bem menores, sem dúvida, dos  $45^\circ$  mostrados na figura 2.2.2.

Considerando que a temperatura de Curie ( $T_c$ ) é proporcional à integral de troca ( $J$ ), a equação (2.4.2) pode ser escrita em função desse parâmetro:

$$\delta \sim \sqrt{T_c/K}. \quad (2.4.4)$$

Nota-se que a espessura da parede aumenta com o aumento da temperatura, uma vez que  $K$  geralmente diminui com a temperatura e vai a zero em  $T_c$ .

A estrutura de domínios onde o campo magnético é fechado, como o da figura 2.3.1 não é exclusiva de cristais com dois ou mais eixos de fácil magnetização. Em cristais uniaxiais em que a constante de anisotropia tem valores baixos, pode ocorrer o fechamento do campo na superfície do material com o objetivo de evitar a formação de pólos livres em sua superfície.

Impedir a formação de pólos livres é um princípio norteador na formação de paredes de domínio. Por exemplo, uma parede de  $180^\circ$  deve ser paralela à magnetização dos domínios, como na figura 2.4.2, ou haverá o surgimento de pólos livres na parede, aumentando a energia magnetostática do cristal, como esquematizado na figura 2.4.4.

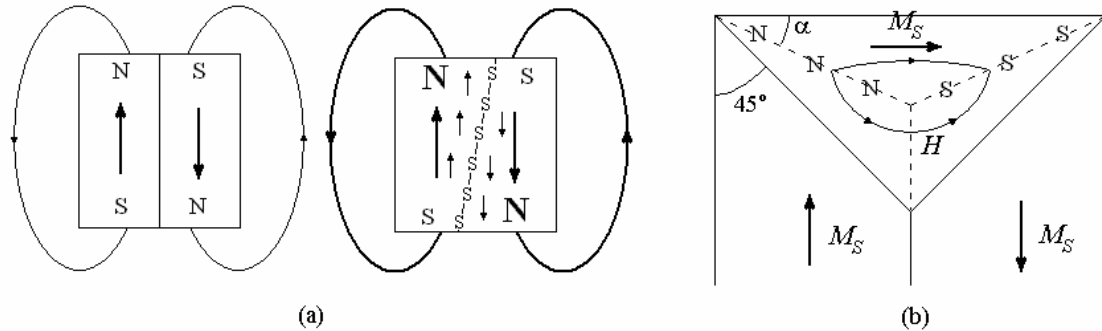


Figura 2.4.4 - Esquematização da formação de pólos magnéticos em uma parede de domínios (a) de  $180^\circ$  e (b) de  $90^\circ$ .

Outro exemplo tem relação com paredes de  $90^\circ$ . Nestas, o ângulo entre a parede e a magnetização  $M_S$  deve ser de  $45^\circ$ , caso contrário haverá a formação de pólos magnéticos na parede. Esse efeito pode ser visto na figura 2.4.4 onde a parede forma um ângulo  $\alpha$  com relação ao eixo horizontal. Isso se dá devido à descontinuidade da componente normal da magnetização à parede nos dois domínios. No domínio superior, com  $M_S$  horizontal, a componente da magnetização normal à parede é  $M_S \cdot \sin\alpha$  e no domínios inferior esquerdo, é  $M_S \cdot \cos\alpha$ . Se  $\alpha \neq 45^\circ$ , há uma descontinuidade na magnetização, ou seja, há a formação de pólos livres na parede. Como na figura, se  $\alpha < 45^\circ$  haverá a formação de pólos norte na esquerda e sul na direita causando o surgimento de campo magnético  $H$  no sentido da esquerda para a direita. Esse campo favorecerá o crescimento do domínio superior até que o ângulo  $\alpha$  seja  $45^\circ$ , quando não há descontinuidade e, portanto, não há pólos livres. Se  $\alpha > 45^\circ$  haverá a formação de pólos sul na esquerda e norte na direita causando o surgimento de campo magnético  $H$  no sentido da direita para a esquerda, fazendo com que o domínio superior diminua até que  $\alpha$  seja  $45^\circ$ .

Dessa forma, é improvável a formação de uma estrutura de domínios como a mostrada na figura 2.1, meramente ilustrativa. Por exemplo, ter-se-ia formação de pólos magnéticos livres nas duas paredes de domínio na parte superior do desenho. Nas paredes de  $90^\circ$  entre o domínio da esquerda e o domínio central e entre os dois domínios da direita também haveria a formação de pólos devido ao ângulo entre a parede e  $M_S$  não ser de  $45^\circ$ . O mesmo ocorreria na parede de  $180^\circ$  entre o domínio central e o domínio da direita devido ao fato da parede não ser paralela à magnetização.

## 2.5. Processos de magnetização

Até agora se tem considerado sistemas magnéticos em equilíbrio, portanto, estáticos. Nesta seção se discute brevemente a dinâmica dos processos de magnetização e em seguida as correntes de Foucault e sua influência na impedância.

Todo material ferromagnético, mesmo que inicialmente com magnetização total nula, quando submetido a um campo magnético externo, tende a magnetizar-se. Isto se dá devido ao crescimento dos domínios alinhados com o campo em detrimento daqueles que não estão. Este processo pode ser visto esquematicamente na figura 2.5.1 em que é mostrada uma parte do cristal. Inicialmente sem a ação do campo externo estabeleceu-se a configuração de mais baixa energia, a configuração de equilíbrio.

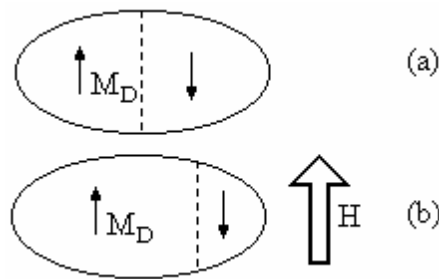


Figura 2.5.1 - Setor de um cristal mostrando uma parede de domínio de 180°. (a) Sem campo magnético externo aplicado. (b) Com campo externo aplicado.

Adicionando-se o campo externo, o balanço de energia muda. Há que se considerar, agora, também a interação entre este campo externo e os momentos magnéticos de cada domínio:

$$E_{MH} = -\vec{M}_D \cdot \vec{H}. \quad (2.5.1)$$

Parece evidente que a adição do campo mostrado na figura 2.5.1 aumenta em muito a energia do sistema quando interage com o domínio à direita. Dessa forma, para que haja novamente uma minimização da energia do cristal, o domínio à direita deve diminuir em número de átomos (momentos magnéticos) para que seu próprio momento diminua.

Os domínios com momentos anti-paralelos com relação ao campo vão diminuindo de tamanho até virtualmente desaparecerem quando a energia de interação com o campo magnético externo for da ordem da energia magnetostática do cristal.

Note que na figura 2.5.1 deve haver somente um eixo de fácil magnetização, convenientemente alinhado com o campo magnético externo.

O que acontece quando se aplica um campo externo em uma direção não-alinhada com um dos eixos de fácil magnetização, ou ainda, em um policristal pode ser visto na figura 2.5.2.

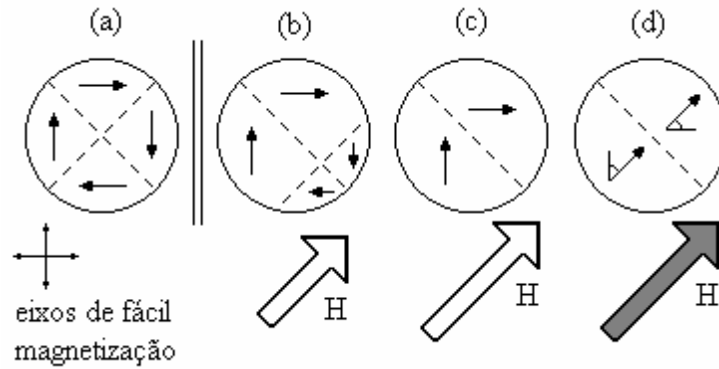


Figura 2.5.2 - Setor de um cristal com dois eixos de fácil magnetização perpendiculares mostrando o comportamento de seus domínios conforme a intensidade do campo magnético externo aplicado. (a) Sem campo aplicado. (b) Campo “fraco” aplicado. (c) Aumentando-se suficientemente a intensidade do campo. (d) Campo “muito forte”.

Aplicando um campo relativamente fraco, vê-se o crescimento dos domínios com momentos magnéticos energeticamente favoráveis. Aumentando-se suficientemente a intensidade do campo externo os domínios com orientações favoráveis crescem até solaparem, quase que em sua totalidade, os domínios com configurações desfavoráveis. Depois da fase de crescimento de domínio, com o aumento da intensidade do campo, o balanço de energia não deixará outra escolha para os momentos magnéticos senão rotar sob a ação do campo externo posicionando-se fora dos eixos de fácil magnetização. Isto requer muito mais energia e acontece para campos elevados (região II da figura 2.5.3).

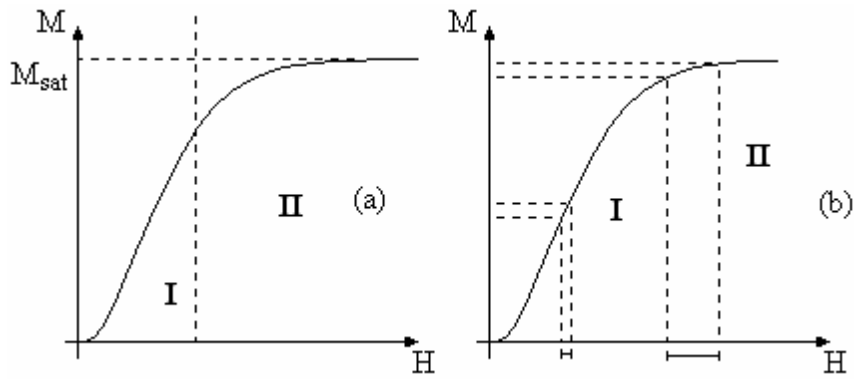


Figura 2.5.3 - Forma geral de uma curva da magnetização em função do campo magnético para um material ferromagnético. (a) Para campos baixos (região I) o processo dominante na magnetização é o crescimento de domínios. Para campos elevados (região II) o processo predominante é a rotação dos momentos magnéticos. (b) Como se pode ver, para obter-se a mesma variação na magnetização de um material, para altos campos é necessário um aumento maior no campo  $H$  do que na faixa de baixos campos.

Como se vê na figura 2.5.3 deve-se ter um aumento significativo no campo externo aplicado, na região II, para se ter a mesma variação de magnetização na região I. É muito mais fácil, energeticamente, crescer domínios, desde que alinhados com os eixos de fácil magnetização, do que rotar os momentos magnéticos para fora destes.

### 2.5.1. Efeito Barkausen

Como visto na seção anterior, as paredes de domínio se movem em resposta a um campo magnético externo aplicado; contudo, seu movimento não é contínuo como seria de se esperar. As paredes de domínio se movem em saltos de uma posição à outra. Esse é o chamado efeito Barkausen<sup>[7]</sup> descoberto em 1919 e pode ser visualizado na curva de magnetização em função da temperatura representada na figura 2.5.1.1.

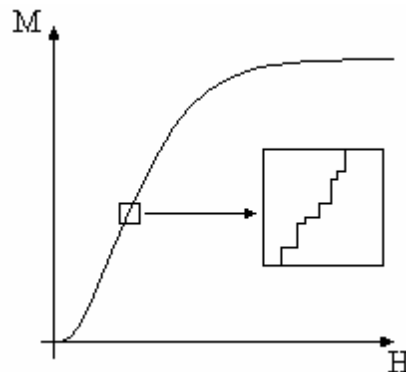


Figura 2.5.1.1 - Efeito Barkausen.

Não importando o quanto lentamente se aumenta o campo  $H$ , nota-se descontinuidades na magnetização devido a variações súbitas na posição das paredes de domínio<sup>[6]</sup>.

Estes saltos são devidos a defeitos no cristal que dificultam o movimento das paredes de domínios magnéticos. Esses efeitos podem ser de dois tipos: inclusões ou microestresses residuais. Inclusões podem tomar qualquer forma. Podem ser impurezas no material, lacunas, etc. Do ponto de vista magnético, são regiões com magnetização espontânea diferente da das vizinhanças. Considere dois domínios magnéticos como mostrados na figura 2.5.1.2.

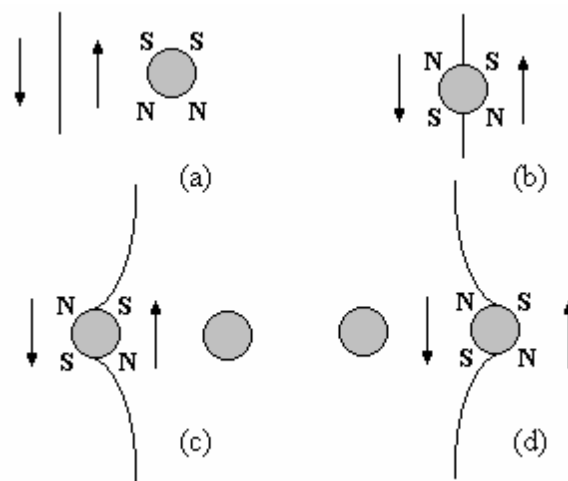


Figura 2.5.1.2 - (a) Parede de domínio se movendo em direção a uma inclusão. (b) Bissecionando a inclusão. (c) e (d) Saltando de uma inclusão à outra.

A energia magnetostática da inclusão, devido ao surgimento de pólos livres, imersa no domínio magnético como na situação (a) é cerca de duas vezes maior do que quando a parede a bissecciona (b). A tendência da parede é saltar de uma inclusão (c) para outra adjacente (d) e assim por diante, causando o Efeito Barkausen.

## 2.6 Processos de perda

Um dos processos de perda de energia relacionado aos campos magnéticos em um material está associado à área compreendida pela curva de histerese<sup>[8]</sup>. A figura 2.6.1 mostra uma curva de histerese típica, para baixos campos visto que não é alcançada a saturação. A curva compreendida entre a origem do gráfico e o ponto em que  $B$  e  $H$  tem valores máximos é chamada de curva de magnetização inicial e a permeabilidade nessa região é conhecida como permeabilidade magnética inicial.

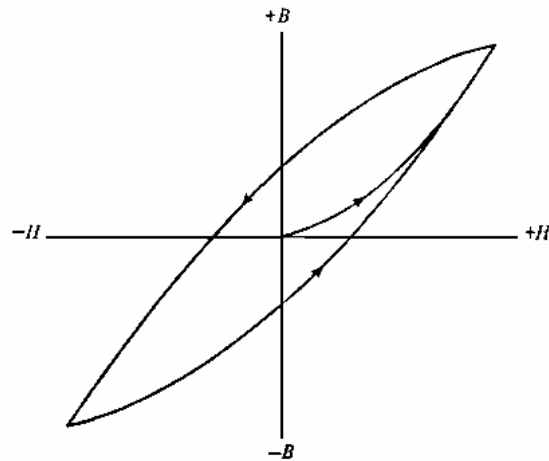


Figura 2.6.1 - Curva de histerese para baixos campos. A curva que se estende da origem até o ponto máximo de  $B$  e  $H$  é a chamada curva de magnetização inicial.

Aproximando-se o gráfico da figura 2.6.1 por uma elipse, como a mostrada na figura 2.6.2, pode-se ver que se for aplicado um campo oscilante  $H(t) = H_o e^{i\omega t}$  sobre um material, haverá uma diferença de fase entre esse campo e o campo  $B(t) = B_o e^{i(\omega t + \delta)}$  sempre que a área sob a curva de histerese não for nula.

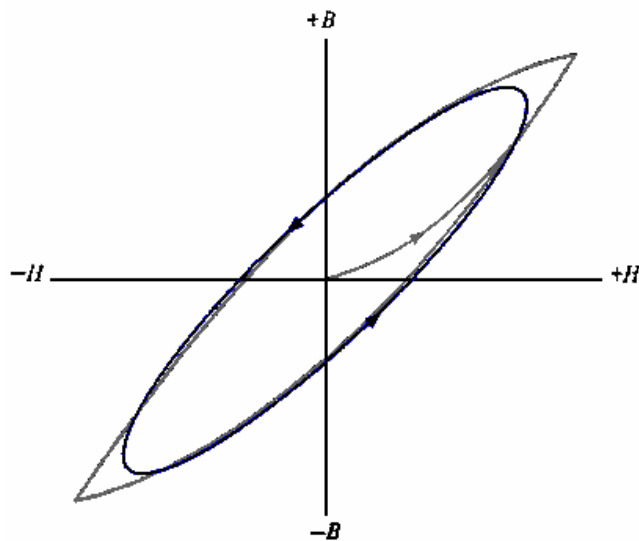


Figura 2.6.2 - Curva de histerese.

Dessa forma, a relação  $B = \mu.H$  somente será satisfeita se a diferença de fase for introduzida na permeabilidade magnética:

$$B_o e^{i(\omega t + \delta)} = \mu.H_o e^{i\omega t}, \quad (2.6.1)$$

$$\mu = \frac{B_o}{H_o} e^{i\delta} = \frac{B_o}{H_o} \cos \delta + i \frac{B_o}{H_o} \text{sen} \delta = \mu' + i\mu'' . \quad (2.6.2)$$

A permeabilidade passa a ser uma grandeza complexa.



Se a diferença de fase entre os campos  $H$  e  $B$  for zero, a permeabilidade se torna puramente real e a área da curva da figura 2.6.2 se anula.

Portanto, o caráter complexo da permeabilidade é gerado por uma diferença de fase entre os campos  $B$  e  $H$  que faz com que haja o efeito de histerese. Em zonas da curva onde não há separação entre o caminho de ida e o de volta, como nas zonas de saturação, a componente imaginária da permeabilidade será muito pequena.

## 2.7. Correntes de Foucault

Considere um material possuindo domínios magnéticos como na figura 2.7.1. Observe a variação do fluxo magnético na região destacada quando é aplicado um campo magnético externo.

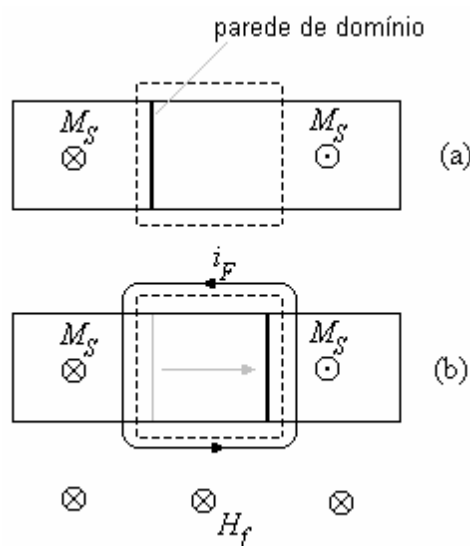


Figura 2.7.1 - Corrente de Foucault devido ao movimento de parede de domínio.

Há o crescimento de um dos domínios e o material se magnetiza, alterando o fluxo magnético na região destacada. Esta variação do fluxo gera uma corrente induzida (corrente de Foucault) no material.

No presente trabalho, tem-se uma configuração diferente da exposta até aqui. Através do eixo longitudinal de uma amostra faz-se passar uma corrente AC. De acordo com a lei de Ampère, surgirá um campo magnético circunferencial que aumenta radialmente em módulo e magnetiza o material. A magnetização, devido ao caráter oscilatório da corrente, ora está no sentido horário, ora anti-horário, como esquematizado na figura 2.7.2.

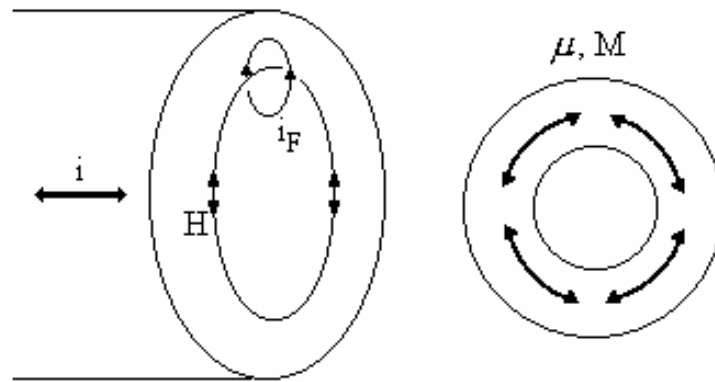


Figura 2.7.2 - Esquemática da magnetização e permeabilidade transversais<sup>[9]</sup>.

Variações na magnetização (ou no campo  $\vec{B}$ ) levam, como visto, à formação de correntes de Foucault no material conforme a figura 2.7.3.

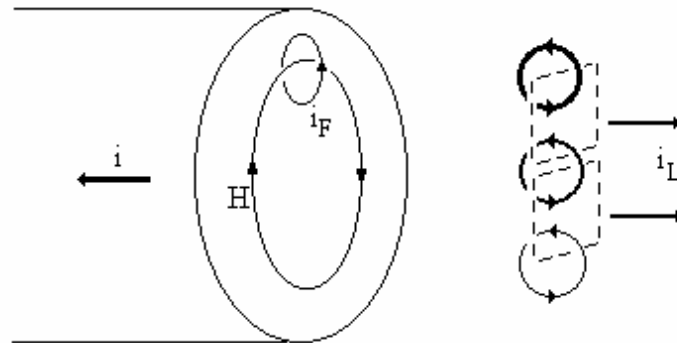


Figura 2.7.3 - Corrente de Foucault.

Enquanto a corrente  $i$  aumenta, o campo  $H$  aumentará e com ele a magnetização transversal da amostra (que depende do campo  $H$  através da permeabilidade magnética transversal). Um aumento da magnetização leva à formação de correntes de Foucault como demonstrado.

Como é de se supor, correntes de Foucault podem ser uma grande fonte de dissipação de energia em um material. Na verdade, a dissipação de energia gerada pelas correntes de Foucault faz com que a permeabilidade magnética transversal tenha uma componente imaginária  $\mu = \mu' + i\mu''$ . Qualquer análise utilizando a expressão de Landau, explicada em detalhe no capítulo seguinte para a impedância, deve não só levar este fato em consideração como lembrar que a permeabilidade que entra em sua expressão é a permeabilidade circunferencial complexa.

## 2.8. Dinâmica das paredes de domínio

### 2.8.1. Um modelo simples, o equivalente mecânico

Como visto anteriormente, as paredes de domínio não são estáticas. Um campo magnético externo, por exemplo, promove o crescimento de alguns domínios fazendo a parede entre eles se mover. Nesse caso, o movimento de uma parede de  $180^\circ$  deve, para pequenos deslocamentos, ser semelhante ao de um oscilador harmônico amortecido forçado:

$$m_o \ddot{x} + b_o \dot{x} + \kappa x = F(t) \quad \Leftrightarrow \quad m \ddot{x} + b \dot{x} + \kappa x = 2\mu_o M_S H, \quad (2.8.1.1)$$

onde no lugar da massa do corpo ( $m_o$ ), tem-se um termo que representa a inércia da parede de domínios, sua massa efetiva ( $m$ ). O equivalente à força  $F(t)$  do oscilador forçado é a força  $2\mu_o M_S H$  gerada pelo campo magnético. Tem-se ainda um termo proporcional à velocidade de deslocamento associado ao atrito ou viscosidade do sistema, que causa o amortecimento; e um termo restaurador proporcional à posição que dá o caráter oscilatório harmônico.

Dessa forma, a equação (2.8.1.1) pode ser escrita como:

$$\ddot{x} + \beta \dot{x} + \omega_o^2 x = \frac{2\mu_o M_S H}{m}, \quad (2.8.1.2)$$

onde  $\beta \equiv \frac{b}{m}$  e  $\omega_o^2 \equiv \frac{\kappa}{m}$ , sendo  $f_o = \frac{\omega_o}{2\pi}$  a frequência natural de oscilação desse sistema se ele não fosse atenuado ( $\beta = 0$ ) ou forçado ( $2\mu_o M_S H = 0$ ).

Considerando que  $H(t) = H_{ac} e^{i\omega t}$  e que, do modelo de Polianov<sup>[10][11]</sup>,

$x(t) = \frac{\mu H(t) a}{M_S}$ , a equação (2.8.1.2) fica:

$$\mu a (-\omega^2 + i\omega\beta + \omega_o^2) = \frac{2\mu_o M_S^2}{m} \quad (2.8.1.3)$$

e

$$\mu = \frac{2\mu_o M_S^2}{ma} \frac{(\omega_o^2 - \omega^2) - i\omega\beta}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \beta^2}. \quad (2.8.1.4)$$

Separando-se a equação (2.8.1.4) em suas componentes real ( $\mu'$ ) e imaginária ( $\mu''$ ):

$$\mu' = \frac{2\mu_o M_S^2}{ma} \frac{\omega_o^2 - \omega^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \beta^2} \quad (2.8.1.5)$$

$$\mu'' = -\frac{2\mu_o M_S^2}{ma} \frac{\omega\beta}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \beta^2}. \quad (2.8.1.6)$$

A parte real pode ser escrita como:

$$\mu' = \mu_{DC} \frac{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_o}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_o}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2}, \quad \text{onde } \mu_{DC} = \frac{2\mu_o M_S^2}{ma} \quad (2.8.1.7)$$

e  $\omega_x = \frac{k}{b}$ .

Aplicando procedimento semelhante à parte imaginária obtém-se:

$$\mu'' = \mu_{DC} \frac{\frac{\omega}{\omega_x}}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_o}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2}. \quad (2.8.1.8)$$

Nota-se que ambos  $\omega_x$  e  $\omega_o$  têm unidade de frequência.  $\omega_x$  representa uma frequência angular de relaxação associada a um tempo característico de relaxação  $\tau_x = \frac{2\pi}{\omega_x}$ .

No limite em que essa frequência de relaxação é muito menor que a frequência natural de oscilação do sistema sem atenuação,  $\omega_o/\omega_x \gg 1$ , pode-se reescrever as funções relativas às partes real e imaginária da permeabilidade como:

$$\mu' = \mu_{DC} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2} \quad (2.8.1.9)$$

$$\mu'' = \mu_{DC} \frac{\omega/\omega_x}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2}. \quad (2.8.1.10)$$

As equações (2.8.1.9) e (2.8.1.10) podem ser escritas na forma:

$$\mu = \frac{\mu_{DC}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_x}}. \quad (2.8.1.11)$$

Os gráficos das equações (2.8.1.9) e (2.8.1.10), partes real e imaginária da permeabilidade, podem ser vistos na figura 2.8.1.1.

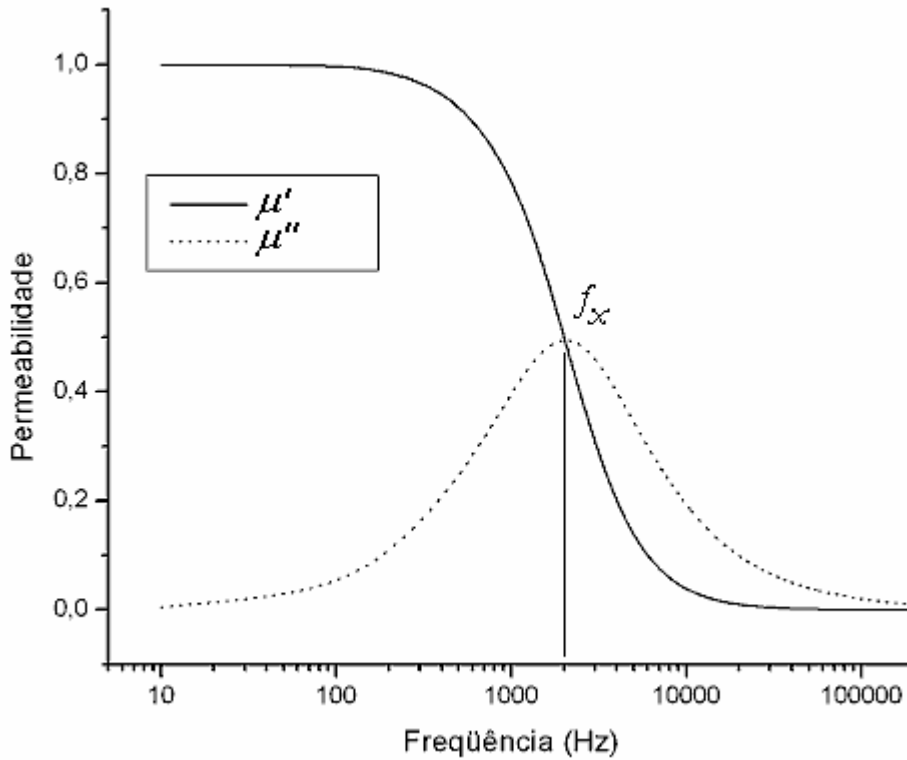


Figura 2.8.1.1 - Partes real e imaginária da permeabilidade no modelo equivalente mecânico com  $\mu_{DC}=1$  e frequência  $f_x=2\pi\omega_x=2\text{kHz}$ .

Uma maneira alternativa de graficar uma variável complexa é através do chamado diagrama de Argand, no qual o eixo das ordenadas representa a parte imaginária da quantidade a ser graficada e o eixo das abcissas representa sua parte real.

No presente caso, a transposição do gráfico da figura 2.8.1.1 para o diagrama de Argand é realizada na figura 2.8.1.2, onde é graficada a parte imaginária da permeabilidade contra a parte real, cada ponto sendo associado a uma determinada frequência.

É fácil mostrar a partir das equações (2.8.1.9) e (2.8.1.10) que  $\mu''^2 + \mu'^2 - 2\mu'r = 0$  onde  $r = \mu_{DC}/2$ . Assim sendo,

$$\mu''^2 + (\mu' - r)^2 = r^2, \quad (2.8.1.12)$$

descreve, no plano  $\mu'' \times \mu'$ , uma circunferência com centro no eixo das abcissas e tangente ao eixo das ordenadas.

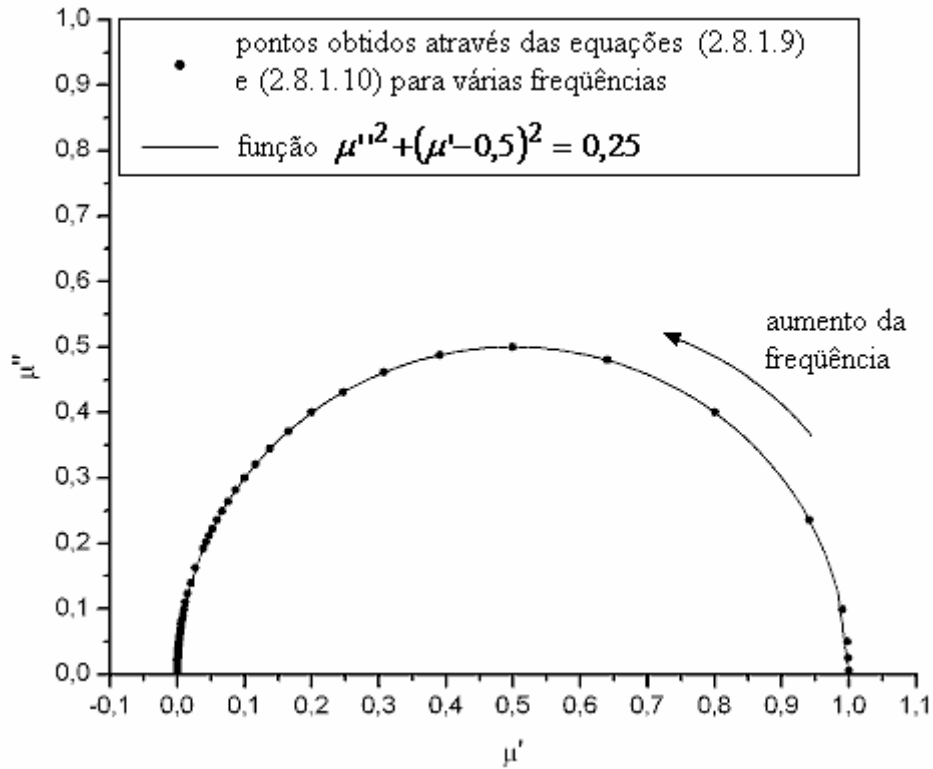


Figura 2.8.1.2 - Gráfico de  $\mu'' \times \mu'$  (conhecido como diagrama de Argand) utilizando-se pontos da figura 2.8.1.1 e a equação (2.8.1.12).

## 2.8.2. A Teoria de Debye

A forma das equações (2.8.1.9) e (2.8.1.10) é semelhante a das equações propostas por Debye para descrever as constantes dielétricas de materiais dielétricos<sup>1</sup>.

Em seus trabalhos sobre dielétricos, K. S. Cole e R. H. Cole<sup>[12]</sup>, utilizando a Teoria de Debye, perceberam que essa fitava bem alguns, mas não todos os resultados experimentais. Em gráficos como o da figura 2.8.1.1 os dados experimentais apresentavam uma maior dispersão em frequência, fazendo com que o pico se tornasse mais largo e menor, como esquematizado na figura 2.8.2.1.

$$e' - e_\infty = (e_0 - e_\infty) / [1 + (\omega\tau_0)^2]$$

$$e'' = (e_0 - e_\infty)\omega\tau_0 / [1 + (\omega\tau_0)^2]$$

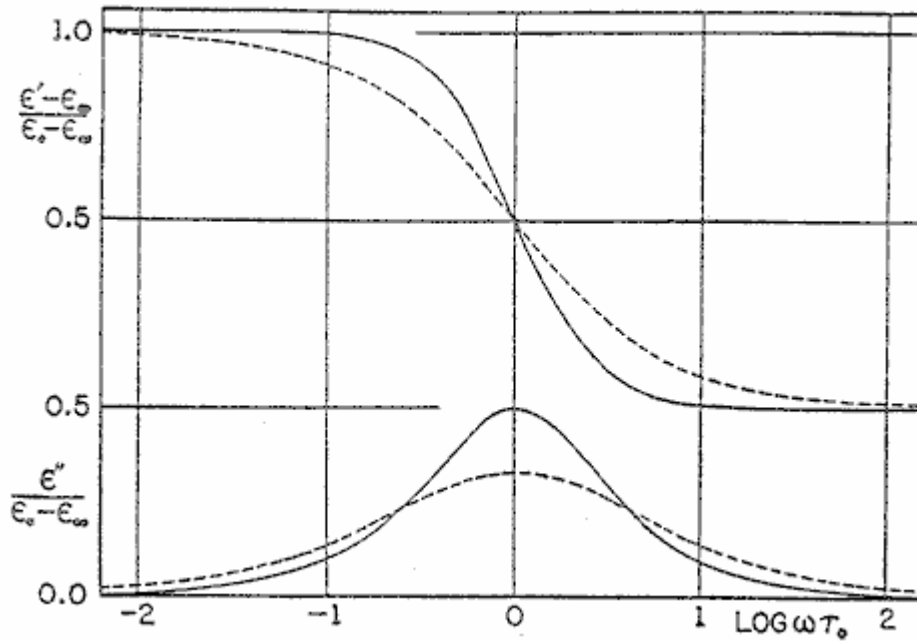


Figura 2.8.2.1 - Partes real e imaginária da constante dielétrica graficadas contra a frequência. As curvas sólidas são para as equações de Debye, as curvas tracejadas indicam o tipo de comportamento freqüentemente encontrado experimentalmente<sup>[12]</sup>.

Nesse caso, o diagrama de Argand não possuía a forma de um semicírculo com centro no eixo das abcissas, mas sim com o centro abaixo dele. Em medidas da constante dielétrica de muitos materiais, eles verificaram que os dados experimentais eram melhor descritos se a equação de Debye fosse modificada para a forma empírica

$$e = e_{\infty} + \frac{e_0 - e_{\infty}}{1 + (i\omega\bar{\tau})^{1-\alpha}}, \quad (2.8.2.1)$$

onde  $e_0$  é a constante dielétrica para frequências muito baixas (limite isotérmico) ou nula e  $e_{\infty}$  é a constante no limite  $\omega \rightarrow \infty$  (limite adiabático). Um valor não nulo para o parâmetro  $\alpha$  faz com haja não um, mas uma distribuição de tempos de relaxação em torno de um tempo médio  $\bar{\tau}$ .

O diagrama de Argand comparando a Teoria de Debye com a equação de Debye modificada pode ser visto na figura 2.8.2.2.

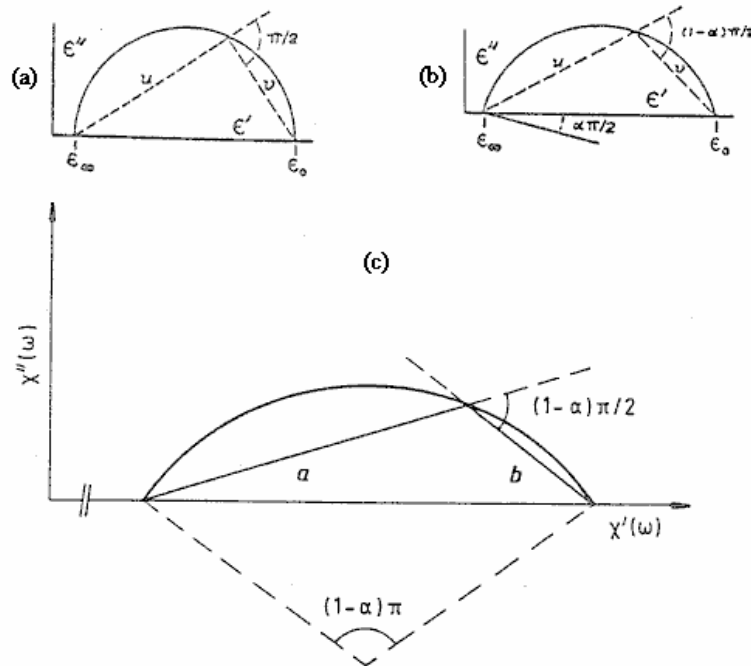


Figura 2.8.2.2 - Plano complexo teórico, segundo Cole, da constante dielétrica complexa mostrando (a) Teoria de Debye, (b) como requer a evidência experimental (equação de Debye modificada). (c) Plano complexo da susceptibilidade magnética mostrando um desenho esquemático do diagrama de Argand para um vidro de spin com uma distribuição de tempos de relaxação caracterizada pelo parâmetro  $\alpha$ , segundo Cole<sup>[12]</sup> e Hüser<sup>[13]</sup>.

Em trabalhos posteriores<sup>[13][14]</sup>, a equação de Debye modificada foi utilizada no ajuste da susceptibilidade magnética, pois em ambos os sistemas tem-se mecanismos de relaxação.

No capítulo 6 será utilizada a equação modificada<sup>[15]</sup>

$$\mu = \mu_S + \frac{\mu_T - \mu_S}{1 + (i\omega\bar{\tau})^{1-\alpha}}, \quad (2.8.2.2)$$

para descrever a permeabilidade magnética complexa das amostras estudadas.

Nesta equação o parâmetro  $\alpha$  ( $0 \leq \alpha < 1$ ) representa a presença de mais de um tempo característico de relaxação, ou seja, representa uma distribuição dos tempos de relaxação em torno de um tempo médio  $\bar{\tau} = 1/\omega_x$ .  $\mu_T$  é a permeabilidade isotérmica, isto é, no limite de baixas frequências ( $\omega\bar{\tau} \ll 1$ ) e  $\mu_S$  é a permeabilidade adiabática, isto é, no limite de altas frequências ( $\omega\bar{\tau} \gg 1$ ).

Se  $\alpha = 0$ , retorna-se ao caso de um único tempo de relaxação e a equação (2.8.2.2) fica<sup>[16][17]</sup>:



$$\mu = \mu_S + \frac{\mu_T - \mu_S}{1 + i\omega\bar{\tau}} = \mu_S + \frac{\mu_T - \mu_S}{1 + (\omega\bar{\tau})^2} - i \frac{(\mu_T - \mu_S)\omega\bar{\tau}}{1 + (\omega\bar{\tau})^2} \quad (2.8.2.3)$$

e retoma-se as equações (2.8.1.9) e (2.8.1.10).

De forma semelhante, pode-se provar que a equação (2.8.2.3) gera um gráfico de  $\mu'' \times \mu'$  com a forma de um semi-círculo com o centro no eixo das abcissas, deslocado horizontalmente de  $\mu_S + \frac{\mu_T + \mu_S}{2}$  e com raio  $\frac{\mu_T + \mu_S}{2}$ .

Para  $\alpha \neq 0$ , a relação entre as partes real e imaginária da permeabilidade pode ser escrita como<sup>[15]</sup>:

$$\mu'' = -\frac{\mu_T - \mu_S}{2 \tan\left((1-\alpha)\frac{\pi}{2}\right)} + \left[ (\mu_T - \mu')(\mu' - \mu_S) + \frac{(\mu_T - \mu_S)^2}{4 \tan^2\left((1-\alpha)\frac{\pi}{2}\right)} \right]^{1/2}. \quad (2.8.2.4)$$

A figura 2.8.2.3 mostra curvas de  $\mu'' \times \mu'$  obtidas através da equação (2.8.2.2) e os ajustes para as funções de círculos com os parâmetros apropriados. Nos três casos apresentados foram utilizados  $\mu_S = 4$ ,  $\mu_T = 6$ ,  $\bar{\tau} = 0,001$  mantendo-se constante o parâmetro  $\alpha$  em cada caso. Nota-se que as curvas interceptam o eixo das abcissas em  $\mu' = \mu_S$  e  $\mu' = \mu_T$ .

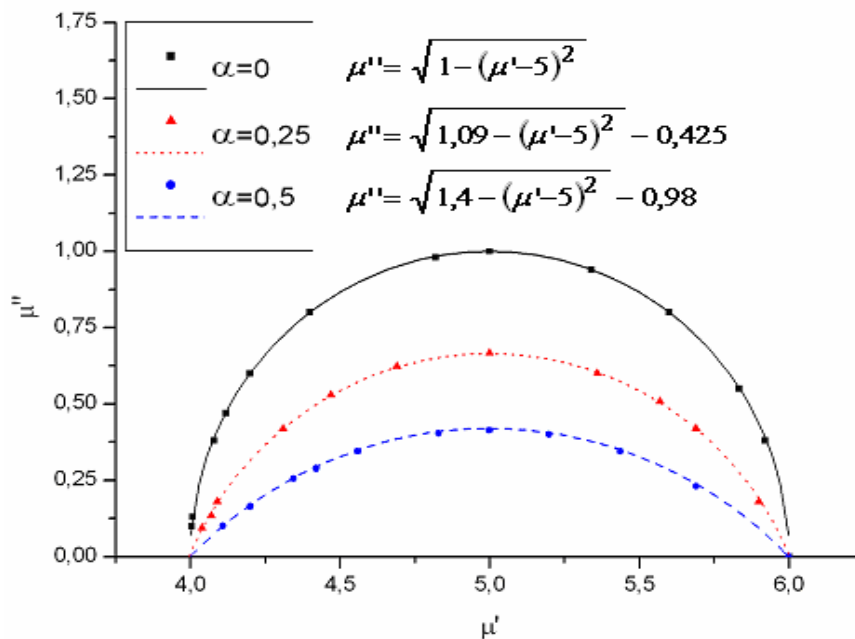


Figura 2.8.2.3 - Gráfico de  $\mu'' \times \mu'$ . Os pontos foram obtidos através do programa Maple, utilizando-se a equação (2.8.2.2). As linhas são as funções de círculos com os parâmetros apropriados.

## 2.9. Materiais magnéticos, permeabilidade e a magnetoimpedância

A permeabilidade magnética de materiais varia enormemente com sua composição e pode ser afetada por diversos fatores como tempo e temperatura de cozimento de amostras. De forma semelhante, a magnetoimpedância pode variar, assim como o valor de  $\frac{\Delta Z}{Z}$ , sendo mesmo chamada de magnetoimpedância gigante em alguns casos. Nesta seção mostram-se alguns exemplos de permeabilidades e outros parâmetros encontrados na literatura com o objetivo de colocar em perspectiva os dados obtidos nesse trabalho.

A permeabilidade magnética tem um amplo espectro de variação desde materiais paramagnéticos e diamagnéticos até materiais como o Metglass, uma liga de cobalto com permeabilidade maior que 1.000.000 de vezes a permeabilidade do vácuo.

Como mostrado na figura 2.9.1, dos materiais magneticamente macios, com permeabilidades a partir de algumas centenas de vezes a permeabilidade do vácuo, os que possuem as maiores permeabilidades são, em geral, compostos de níquel-ferro, com permeabilidades máximas entre 50.000 e 375.000. Um exemplo dessa família de compostos é o Carpenter HyMu80® (com ferro, molibdênio e 80% de níquel) que tem permeabilidade inicial máxima de 35.000, e permeabilidade chegando a 250.000<sup>[18]</sup>.

Em seguida, com permeabilidades um pouco menores que a dos compostos de níquel-ferro, está a família de compostos de silício-ferro com permeabilidades máximas da ordem de 5.000 vezes a permeabilidade do vácuo. Seguindo a mesma tendência, há os compostos quase exclusivamente ferrosos, como o Consumet® Electrical Iron que tem mais de 99,5% de ferro, com permeabilidades pouco maiores que a dos compostos de cobalto-ferro. Em último lugar vêm os aços sem estanho com permeabilidades de até cerca de 2.500 e os aços sem estanho com alto índice de cromo como o composto Chrome Core® 8, com até 8,5% de cromo e permeabilidade máxima de 3.100.

Na tabela 2.9.1 pode-se ver em ordem decrescente, a permeabilidade de alguns compostos, ilustrando valores típicos de cada família.

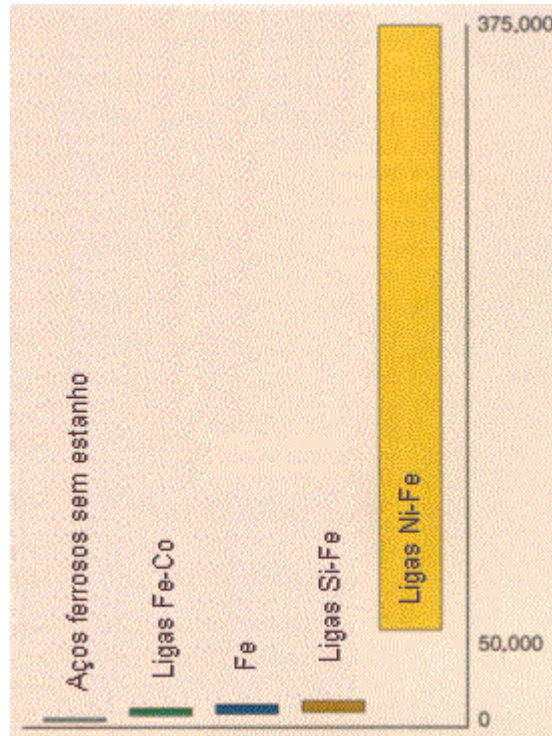


Figura 2.9.1 - Escala de permeabilidades magnéticas de cinco famílias de materiais magneticamente macios. A família Ni-Fe apresenta um valor máximo de permeabilidade de 375.000 vezes a do ar. Em comparação, aços ferrosos sem estanho têm uma permeabilidade máxima de 2.500. A figura apresenta famílias em ordem crescente de permeabilidade passando por ligas de Fe-Co, Fe e ligas de Si-Fe, com permeabilidades de 12.000 vezes a do ar.

Família	Composto	Permeabilidade máxima (permeabilidade inicial)
Ni-Fe	Carpenter HyMu80®	250.000 (35.000)
Ni-Fe	Kovar®	10.000
Si-Fe	Carpenter Silicon Core Iron "A"	4.500
Fe	Consumet® Electrical Iron	5.000 (200)
Co-Fe	Hiperco® 50A	4.500 (800)
Co-Fe	Hiperco® 27	2.800
aços sem estanho	Chrome Core® 12-FM	3.100
aços sem estanho	Chrome Core® 18-FM	1.500
aços sem estanho	Carpenter 13-8 Stainless	127

Tabela 2.9.1 - Exemplos de permeabilidades magnéticas de alguns integrantes de cinco famílias (Ni-Fe, Si-Fe, Fe, Co-Fe e aços) de materiais magneticamente macios<sup>[19]</sup>.

Outro parâmetro importante no estudo da magnetoimpedância é o valor de  $\Delta Z/Z$ , definido como:

$$\frac{\Delta Z}{Z}(\%) = 100\% \times \frac{Z(H_{ex} = 0) - Z(H_{ex} \text{ máx})}{Z(H_{ex} \text{ máx})}, \quad (2.9.1)$$

onde  $Z(H_{ex} = 0)$  e  $Z(H_{ex} \text{ máx})$  representam a impedância com campos magnéticos externos zero e máximo aplicados, respectivamente.

Esse valor também apresenta uma ampla variação conforme o composto, tratamento térmico e formato da amostra, atingindo valores tão altos quanto 450.000%<sup>[20]</sup>.

Na tabela 2.9.2 são expostos alguns valores de  $\Delta Z/Z$  encontrados na literatura.

$\Delta Z/Z$ máx	Composto	Frequência (MHz)	Característica	Ref.
20	CoFeSiB	5-10		[21]
56	Co <sub>68,15</sub> Fe <sub>4,35</sub> Si <sub>12,5</sub> B <sub>15</sub>	0,9	micro-fio amorfo	[22]
58	CoMnSiB	1,5		[21]
125	FINEMET	4	fio	[22]
150	HyMu80®			[23]
220	Co <sub>68,15</sub> Fe <sub>4,35</sub> Si <sub>12,5</sub> B <sub>15</sub>	0,09	fio amorfo	[22]
230	multicamada de CoP em fio de Cu	0,09		[22]
300	aço contendo silício	0,2		[24]
310	tira de Mumetal	0,6		[22]
400	Co <sub>68,25</sub> Fe <sub>4,5</sub> Si <sub>12,25</sub> B <sub>15</sub>	1	anel amorfo	[22]
530	Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> depositado em fio de BeCu	5		[22]
700	CoSiB/SiO <sub>2</sub> /Cu/SiO <sub>2</sub> /CoSiB	20	sanduíche	[22]

Tabela 2.9.2 - Valores de  $\Delta Z/Z$  de alguns compostos e suas respectivas referências.

Gráficos de  $\Delta Z/Z$  em função do campo magnético aplicado podem ser vistos nas figuras 2.9.2 e 2.9.3:

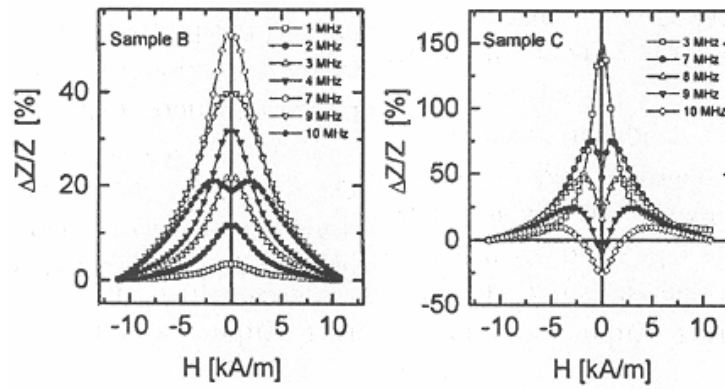


Figura 2.9.2 -  $\Delta Z/Z$  em função do campo aplicado em duas amostras de Carpenter HyMu80®, para diferentes frequências<sup>[23]</sup>.

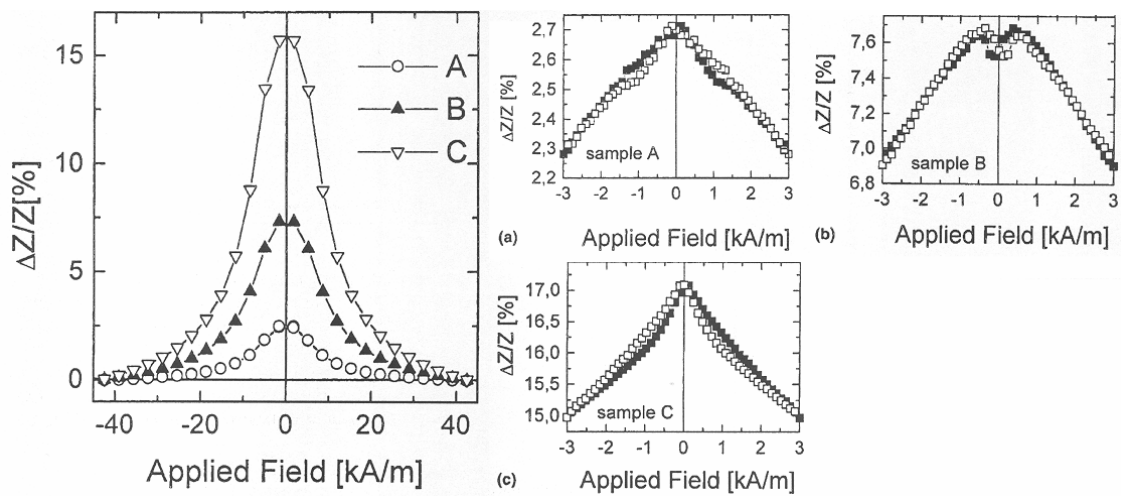


Figura 2.9.3 -  $\Delta Z/Z$  em função do campo aplicado em amostras em forma de fios de Cu recobertos com CoP<sup>[25]</sup>.

No capítulo seguinte será desenvolvida parte da teoria por trás da impedância do ponto de vista eletrodinâmico no limite quasi-estático, isto é, para baixas frequências da corrente de sonda.

### 3. A IMPEDÂNCIA E A PERMEABILIDADE MAGNÉTICA INICIAL NO LIMITE QUASI-ESTÁTICO

Para algumas geometrias de amostra, a relação entre a impedância  $Z = R + iX$  e a permeabilidade magnética inicial ( $\mu$ ), pode ser facilmente obtida resolvendo-se as equações de Maxwell para os campos magnético e elétrico. Isto será realizado neste capítulo para três simetrias: plano semi-infinito, lâmina e cilindro.

Os cálculos apresentados são válidos no chamado limite quasi-estático. Neste limite os comprimentos de onda dos campos são muito maiores que o livre caminho médio dos elétrons, e o tempo médio entre colisões é muito menor que o período de oscilação dos campos. Os cálculos descritos neste capítulo utilizam o Sistema Internacional de unidades (SI).

#### 3.1. Introdução

De forma geral, a impedância ( $Z$ ) de um material depende de sua permeabilidade magnética ( $\mu$ ), e esta por sua vez é função da temperatura do material, da frequência da corrente aplicada a ele e do campo magnético externo a que este está submetido ( $Z[\mu(T, f, H_{ex})]$ ).

Uma corrente AC percorrendo um material produz dois efeitos. Em baixas frequências, a variação da impedância com a frequência é devida principalmente à auto-indutância  $L$  do material. A corrente AC gera um campo magnético alternado dentro da amostra que, por sua vez, dá origem a um campo elétrico longitudinal fora de fase com a corrente, que produz uma reatância indutiva na amostra.

Com o aumento da frequência este efeito é sobrepujado pelo surgimento das chamadas correntes de Foucault. A corrente produz um campo magnético alternado circunferencial, perpendicular a ela como pode ser visto na figura 2.7.3. Por indução, estas linhas de campo magnético alternado produzem correntes induzidas (correntes de Foucault) as quais contribuem para que a corrente resultante no centro do condutor decresça com o aumento da frequência da corrente. Este fenômeno é chamado “efeito *skin*”, que consiste na expulsão da corrente elétrica do centro para as bordas do material.

A magnetoimpedância consiste na diminuição da impedância quando da aplicação de campo magnético externo DC em uma amostra sujeita a uma corrente AC.

Este efeito deve-se à dependência da permeabilidade magnética com o campo magnético externo aplicado.

### 3.2. Relação entre a corrente e a impedância

Para se compreender a magnetoimpedância é necessário, em um primeiro momento, entender os efeitos de um campo elétrico alternado sobre um condutor. O cálculo descrito nesta seção visa ser o mais geral possível. Particularizações para algumas geometrias favoráveis serão feitas nas seções 3.4, 3.5 e 3.6.

Por definição, o trabalho por unidade de tempo, realizado por uma corrente  $I(t)$  gerada por uma f.e.m.  $E(t)$ , sobre um circuito com cargas resistiva e indutiva discretas é  $EI$ . Parte desse trabalho é dissipado na forma de calor através do efeito Joule, primeiro termo da equação (3.2.1) e parte é usado na alteração da energia do campo magnético gerado pela corrente elétrica, segundo termo da equação (3.2.1)<sup>[26]</sup>. Logo:

$$EI = RI^2 + \frac{d}{dt} \left[ \frac{LI^2}{2} \right], \quad (3.2.1)$$

onde  $L$  é a indutância do circuito.

Assumindo  $E$  e  $I$  como sendo harmônicas monocromáticas ( $E = E_0 e^{-i\omega t}$  e  $I = I_0 e^{-i\omega t}$ ) e substituindo na equação (3.2.1) obtém-se a relação

$$E = (R - i\omega L)I, \quad (3.2.2)$$

onde é definida a impedância complexa como  $Z = R - i\omega L$ .

Isolando  $I$  na equação  $E = ZI$  tem-se

$$I = E/Z = E_0 \frac{e^{-i\omega t}}{R - i\omega L}. \quad (3.2.3)$$

A impedância  $Z$  pode ser escrita na forma trigonométrica no plano complexo como  $Z = |Z|e^{-i\varphi}$ , onde  $\varphi = \text{tg}^{-1}\left(\frac{\omega L}{R}\right)$  é o ângulo entre o fasor  $Z$  e o eixo real.

Rescrevendo a equação (3.2.3) e tomando a parte real tem-se:

$$\text{Re}(I) = E_0 \frac{\cos(\omega t - \varphi)}{|Z|} = E_0 \frac{\cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \quad (3.2.4)$$

No limite de um circuito puramente resistivo  $L \rightarrow 0$  e  $\varphi \rightarrow 0$ , a equação (3.2.4) retorna à conhecida lei de Ohm:  $\text{Re}(I) = E_0 \frac{\cos(\omega t)}{R}$ .

Outra forma de escrever a equação (3.2.1) é separando o trabalho por unidade de tempo ( $EI$ ) realizado pelo campo elétrico em duas partes. A primeira tem relação com o fluxo de energia através da superfície do material que é submetido à corrente. A segunda está relacionada à energia externa ao material.

$$EI = \vec{S} \cdot \vec{A} + \frac{d}{dt} \left[ \frac{L_e I^2}{2} \right]. \quad (3.2.5)$$

Sendo  $\vec{S} \equiv \vec{E} \times \vec{H}$  e  $\vec{A} = A \cdot d\vec{A}$ , onde  $\vec{S}$  é o vetor de Poynting,  $A$ , a área do material e  $L_e$ , a indutância externa.

A equação (3.2.5) é a expressão mais geral a que se consegue chegar sem particularizações sobre a forma do material.

É necessário que se obtenham as relações entre os campos elétrico e magnético a fim de se determinar o vetor de Poynting. Para isso a geometria do material deve ser levada em consideração. Nas seções posteriores são desenvolvidas estas relações para os campos.

### 3.3. Ondas eletromagnéticas em meios condutores

No Sistema Internacional de unidades (SI) as equações de Maxwell para os campos elétrico e magnético são:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (3.3.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.3.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (3.3.4)$$

Nessas equações  $\vec{B}$  é o campo de indução magnética;  $\vec{H}$ , o campo magnético;  $\vec{E}$ , o campo elétrico e  $\vec{D}$ , o deslocamento elétrico.



A permeabilidade magnética ( $\mu$ ), a permissividade elétrica ( $\varepsilon$ ) e a condutividade elétrica ( $\sigma$ ) serão consideradas quantidades escalares, condição válida para meios lineares e isotrópicos. Sendo assim:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad (3.3.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (3.3.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (3.3.7)$$

O último termo da equação (3.3.4) pode ser desprezado posto que as correntes de deslocamento são muito pequenas frente às de condução.

Presumindo que não haja cargas livres ( $\rho_f = 0$ ) no material e substituindo as equações (3.3.5), (3.3.6) e (3.3.7) em (3.3.1), (3.3.2), (3.3.3) e (3.3.4) obtém-se:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (3.3.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (3.3.9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (3.3.10)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E}. \quad (3.3.11)$$

Utilizando a identidade vetorial  $\nabla \times \nabla \times \vec{Q} = \nabla(\nabla \cdot \vec{Q}) - \nabla^2 \vec{Q}$ , sendo  $\vec{Q}$  uma função vetorial qualquer, e que  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$  e  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ , as equações se reduzem a

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.3.12)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (3.3.13)$$

Nas seções seguintes resolve-se as equações (3.3.12) e (3.3.13) para três geometrias distintas: condutor semi-infinito, lâmina condutora e condutor cilíndrico.

### 3.4. O condutor semi-infinito

O caso mais simples de se abordar é o de um condutor semi-infinito. Devido à liberdade de escolha, coloca-se o centro de referência na interface entre o condutor e o vácuo. O condutor é infinito nos eixos y e z e semi-infinito no eixo x, se estendendo de  $x = 0 \rightarrow x = \infty$ .

Devido à clara simetria entre as equações (3.3.12) e (3.3.13), o mesmo procedimento de cálculo utilizado para determinar o campo elétrico  $\vec{E}$  resultando a equação (3.4.3) pode ser utilizado para a determinação do campo magnético  $\vec{H}$ .

As equações (3.3.12) e (3.3.13) são bastante conhecidas, elas nada mais são do que a equação da difusão. Escrevendo sua solução temporal como um harmônico simples

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_s(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (3.4.1)$$

e a substituindo na equação (3.3.12), tem-se:

$$\nabla^2 \vec{E}_s + i\mu\sigma\omega \vec{E}_s = 0 \quad (3.4.2)$$

ou

$$\nabla^2 \vec{E}_s + k^2 \vec{E}_s = 0, \quad (3.4.3)$$

onde  $k^2 = i\mu\sigma\omega$ . (3.4.4)

$$\text{Logo, } k = \pm(1+i)\sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}. \quad (3.4.5)$$

Define-se o que se chama comprimento de penetração (*skin depth*) como sendo:

$$\delta \equiv \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}. \quad (3.4.6)$$

$$\text{Portanto, } k = \pm \frac{\sqrt{2i}}{\delta} = \pm \frac{1+i}{\delta}. \quad (3.4.7)$$

Considere um campo elétrico senoidal no tempo incidindo normal à interface e polarizado na direção z:

$$\vec{E} = E_o e^{i(kx - \omega t)} \hat{e}_z = \vec{E}_s e^{-i\omega t}. \quad (3.4.8)$$

Dessa forma a equação (3.4.3) para o campo elétrico se resume à:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_s}{\partial x^2} + k^2 \vec{E}_s = 0. \quad (3.4.9)$$

E a solução fica:

$$\vec{E}_s(x) = E_o e^{ikx} \hat{e}_z. \quad (3.4.10)$$

Aqui  $E_o$  é a amplitude do campo elétrico no vácuo ( $x < 0$ ) e na superfície do material através das relações de continuidade. O módulo do campo pode ser escrito como:

$$E_s(x) = E_o e^{ikx} = E_o e^{i\frac{(1+i)}{\delta}x} = E_o e^{\frac{(i-1)}{\delta}x}. \quad (3.4.11)$$

A razão entre o módulo do campo elétrico e seu valor na superfície é:

$$\left| \frac{E_s(x)}{E_o} \right| = \sqrt{\left( \frac{E_s(x)}{E_o} \right)^* \left( \frac{E_s(x)}{E_o} \right)} = e^{-\frac{x}{\delta}}. \quad (3.4.12)$$

Como a densidade de corrente elétrica  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ , tem-se que:

$$\left| \frac{J_s(x)}{J_o} \right| = e^{-\frac{x}{\delta}}. \quad (3.4.13)$$

Ou seja, há uma atenuação do campo elétrico e da densidade de corrente ao se penetrar no material e o fator  $\delta$  é a profundidade em que a intensidade destes se reduz à  $1/e$  do valor na superfície (*skin depth*).

### 3.5. Lâmina

Outra geometria para a qual existe uma solução analítica é o da lâmina condutora onde a largura da lâmina ( $w$ ) e seu comprimento ( $l$ ) são muito maiores que sua espessura ( $2b$ ). Dessa forma aproxima-se o fluxo de energia atravessando a superfície lateral do condutor à zero. Com isso o problema se reduz a dois campos magnéticos anti-paralelos<sup>[27][28][29]</sup>.

Contudo, antes que se parta para o cálculo da impedância nesta geometria deve-se definir um sistema de referência apropriado como mostrado na figura 3.5.1.

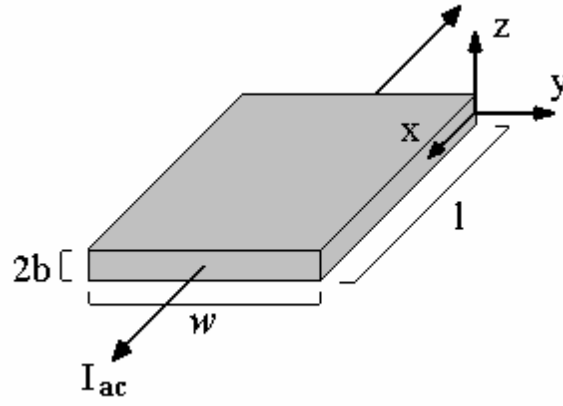


Figura 3.5.1 - Sistema de eixos para o cálculo da impedância em uma lâmina.

Partindo-se da equação (3.3.13) e tomando-se  $\vec{H} = \vec{H}_s e^{i\omega t}$  tem-se a seguinte equação regendo o comportamento do campo magnético:

$$\nabla^2 \vec{H}_s - i\mu\sigma\omega \vec{H}_s = 0. \quad (3.5.1)$$

Substituindo  $\vec{B} = \mu\vec{H}$  na equação (3.5.1):

$$\nabla^2 \vec{B}_s - k^2 \vec{B}_s = 0, \quad (3.5.2)$$

onde  $k^2 = i\mu\sigma\omega$ .

Nesta aproximação ( $b \ll w$  e  $b \ll l$ ), pode-se considerar que o campo magnético possui somente componente ao longo de y e dependência em z.

Logo  $\vec{B}_s = B_s(z) \hat{e}_y$ .

$$\frac{\partial^2 B_s(z)}{\partial z^2} - k^2 B_s(z) = 0, \quad (3.5.3)$$

onde:

$$\vec{B}_s(z) = (B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) \hat{e}_y. \quad (3.5.4)$$

Utilizando-se a condição de contorno dada pela simetria do problema  $B(z = -b) = -B(z = b) \equiv -B_o$ , tem-se que  $B_1 = -B_2$  e obtém-se:

$$\vec{B}_s(z) = B_o \frac{\sinh(kz)}{\sinh(kb)} \hat{e}_y. \quad (3.5.5)$$

Substituindo a equação (3.5.5) na equação (3.3.11) e considerando que  $B = \mu H$ :

$$\nabla \times \vec{B}_s = \frac{\partial B_s}{\partial z} \hat{e}_x = kB_o \frac{\cosh(kz)}{\sinh(kb)} \hat{e}_x = \mu\sigma \vec{E}_s, \quad (3.5.6)$$

tem-se:

$$E_s(b) = E_o = \frac{kB_o}{\mu\sigma} \frac{\cosh(kb)}{\sinh(kb)} = \frac{kB_o}{\mu\sigma} \coth(kb). \quad (3.5.7)$$

Já que  $b \ll w$  e, da Lei de Ampère  $I = 2wH_o$ , lembrando que  $\mathbb{E}I = \int \vec{S} \cdot \vec{A}$  e que  $A = 2wl$ , obtém-se:

$$\mathbb{E}I = 2wlE_oH_o. \quad (3.5.8)$$

Mas por definição  $\mathbb{E} = ZI$ ,

$$ZI^2 = 2wlE_oH_o \text{ ou } Z = \frac{2wlE_oH_o}{(2wH_o)^2}, \quad (3.5.9)$$

$$Z = \frac{l}{2w} \frac{E_o}{H_o} = \frac{l\mu}{2w} \frac{E_o}{B_o}. \quad (3.5.10)$$

Substituindo a equação (3.5.7), a equação (3.5.10) fica:

$$Z = \frac{l\mu}{2wB_o} \frac{kB_o}{\mu\sigma} \coth(kb) = \frac{l\tau}{2w\sigma} \coth(kb), \quad (3.5.11)$$

ou

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} kb \coth(kb), \quad (3.5.12)$$

$$\text{onde } R_{DC} = \frac{l}{wb\sigma}. \quad (3.5.13)$$

Cabe enfatizar que esta equação é válida na aproximação  $b \ll w$  e  $b \ll l$ .

Muitas vezes esta equação é utilizada para a determinação da permeabilidade magnética inicial de amostras na forma de paralelepípedo onde a aproximação descrita acima está longe de ser satisfeita. Com o objetivo de estimar o erro produzido neste procedimento, foram realizadas simulações numéricas do cálculo da impedância com o programa FEMM para amostras de diferentes dimensões. Detalhes sobre o programa estão no Apêndice A.

Na figura pode-se ver a comparação entre a equação (3.5.12) e as simulações.

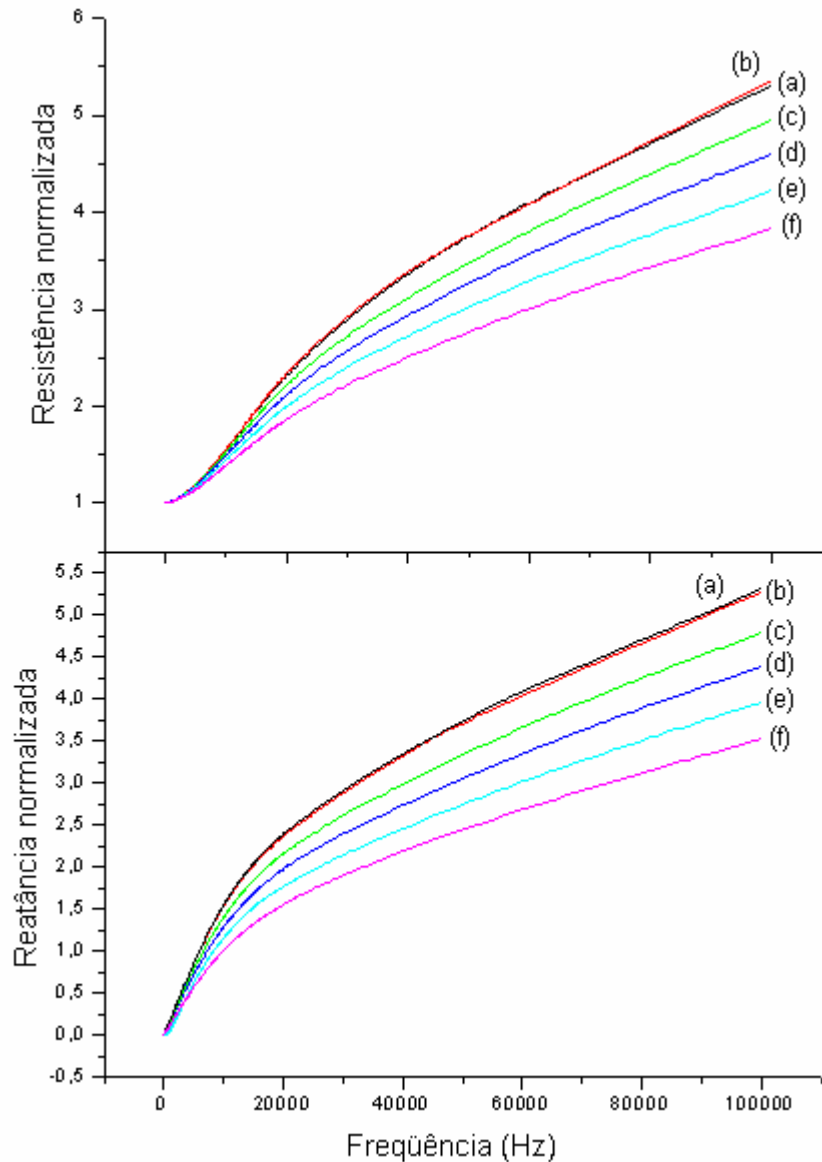


Figura 3.5.2 - (a) Dependência, com a frequência, das componentes real e imaginária da impedância calculada pela equação (3.5.12) (até  $\mu\sigma\omega \cong 9 \times 10^{16}$ ), e de simulações numéricas obtidas com o programa FEMM para amostras na forma de paralelepípedo com diferentes proporções  $2b/w$ : (b)  $1/100$ , (c)  $1/10$ , (d)  $1/5$ , (e)  $1/3$ , (f)  $1/2$ . Nos cálculos foram utilizados os seguintes parâmetros:  $2b = 0,0443\text{mm}$ ;  $\sigma = 1,818\text{E}6\Omega^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  e  $\mu = 80000\mu_0$ .

Na figura 3.5.3 são mostradas as distribuições de corrente em uma lâmina submetida a correntes com várias frequências e módulo constante.

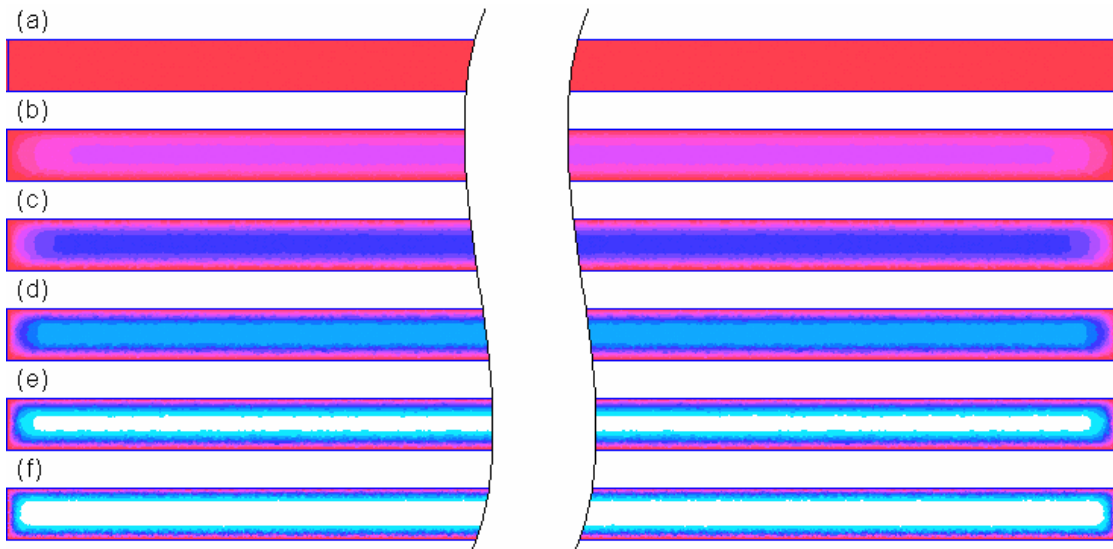


Figura 3.5.3 - Distribuição da densidade de corrente na “lâmina” com proporções 1/100 ( $4,43 \times 0,0443\text{mm}^2$ ) com diferentes frequências: (a) 100Hz, (b) 5kHz, (c) 10kHz, (d) 20kHz, (e) 50kHz e (f) 100kHz. Figuras extraídas de simulações com o programa FEMM com parâmetros  $\sigma = 1,818\text{E}6\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$  e  $\mu = 80000\mu_0$ .

Na tabela 3.5.1 pode-se ver as diferenças percentuais obtidas entre simulações feitas no programa FEMM e a função  $Z/R_{DC} = \frac{1}{2}kb \coth(kb)$  com várias proporções espessura/largura (1/2, 1/3, 1/5, 1/10 e 1/100). A diferença percentual foi calculada tomando-se como base os valores obtidos através da função analítica.

Frequência (Hz)		0,1	10	1.000	100.000
1/2	Re(Z)	0	0,0329529	33,582355	38,505633
	Diferença(%)	Im(Z)	45,82361176	45,76139368	51,57741466
1/3	Re(Z)	0	-0,0283777	16,681826	17,392663
	Diferença(%)	Im(Z)	21,10021526	21,13841884	25,8471002
1/5	Re(Z)	0	-0,0078478	8,1186319	9,9960796
	Diferença(%)	Im(Z)	12,7408908	12,75257237	17,52020112
1/10	Re(Z)	0	-0,028998	1,2116892	1,8612804
	Diferença(%)	Im(Z)	6,609808102	6,609808102	8,933064922
1/100	Re(Z)	0	0	-0,0096323	-1,0964288
	Diferença(%)	Im(Z)	0,889762144	0,889234406	0,899026277

Tabela 3.5.1 - Diferenças percentuais entre a equação (3.5.12) e as simulações feitas com o programa FEMM com diferentes proporções espessura/largura, mantendo-se sempre constante a área da seção reta em aproximadamente  $0,196249\text{mm}^2$ . Nas simulações foram utilizados os parâmetros  $\sigma = 1,818\text{E}6\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$  e  $\mu = 80000\mu_0$ .

O alto valor utilizado para a permeabilidade magnética ( $80000 \mu_o$ ) nas simulações que geraram as figuras 3.5.2, 3.5.3 e a tabela 3.5.1 faz com que sejam necessárias frequências da ordem de kHz para que o efeito *skin* seja apreciável. Frequências dessa ordem fazem com que a reatância externa  $X_e$ , que é somada aos resultados das simulações, seja uma contribuição pequena com relação aos mesmos, já que nessas simulações, não houve correção de  $X_e$ . A reatância externa será explicada em maiores detalhes na seção 6.2.

O efeito observado nas simulações só seria visível em frequências da ordem de MHz caso a permeabilidade utilizada fosse da ordem de centenas de  $\mu_o$ .

### 3.6. Geometria cilíndrica

Outra geometria com solução analítica encontrada na literatura é a cilíndrica. Considere um condutor de seção reta circular e comprimento infinito tendo seu eixo colocado na direção  $z$  e submetido a um campo elétrico nesta direção.

Por simetria, o campo elétrico possui somente componente  $z$  e a parte espacial somente dependência em  $r$ .

Escrevendo o Laplaciano em coordenadas cilíndricas, a equação (3.4.3) pode ser escrita como:

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) \bar{E}_s + k^2 \bar{E}_s = 0, \quad (3.6.1)$$

onde  $k$  é dado pela equação (3.4.3b).

Realizando a troca de variáveis  $u = r\tau$  a equação (3.6.1) torna-se:

$$u \frac{\partial E_s}{\partial u} + u^2 \frac{\partial^2 E_s}{\partial u^2} + u^2 E_s = 0. \quad (3.6.2)$$

Comparando-se (3.6.2) com a equação diferencial de Bessel

$$xy' + x^2 y'' + (x^2 - n^2)y = 0 \quad , n \geq 0, \quad (3.6.3)$$

vê-se que as soluções da equação são as funções de Bessel de primeira classe de ordem  $n$  (tradicionalmente designadas por  $J_n$ , entretanto, para que se evite problemas de notação com a densidade de corrente estas serão chamadas  $Y_n$ ).



Nota-se que a equação (3.6.2) é um caso particular da equação (3.6.3) quando  $n = 0$ , logo a solução da equação (3.6.2) é a função de Bessel de ordem zero ( $Y_0$ ). A parte espacial do campo elétrico fica:

$$E_s = AY_0(u), \quad (3.6.4)$$

onde  $A$  é uma constante arbitrária. A solução total para o campo é:

$$\vec{E} = AY_0(kr)e^{-i\omega t}\hat{e}_z. \quad (3.6.5)$$

A equação (3.3.10) neste caso fornece:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial E}{\partial r}\hat{e}_\theta = -\mu\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (3.6.6)$$

onde substituindo a equação (3.6.4) obtém-se

$$-A\hat{e}_\theta\frac{\partial Y_0(kr)}{\partial r} = -\mu(-i\omega\vec{H}_s), \quad (3.6.7)$$

ou

$$\vec{H}_s = -\frac{iA\tau}{\mu\omega}Y_1(kr)\hat{e}_\theta, \quad (3.6.8)$$

onde utilizou-se a fórmula de recorrência  $\frac{d}{dx}[x^{-n}Y_n(x)] = -x^{-n}Y_{n+1}(x)$  para  $n = 0$ .

Substituindo  $k$ ,

$$\vec{H}_s = -iA\sqrt{\frac{i\sigma}{\mu\omega}}Y_1(kr)\hat{e}_\theta. \quad (3.6.9)$$

Tem-se, então, as partes espaciais dos campos magnético e elétrico:

$$E_s = AY_0(kr), \quad (3.6.10)$$

$$H_s = -\frac{iA\tau}{\mu\omega}Y_1(kr). \quad (3.6.11)$$

Sendo o vetor de Poynting definido como  $\vec{S} \equiv \vec{E} \times \vec{H}$ , e visto que  $\vec{E} \perp \vec{H}$  tem-se  $S \equiv EH$ .

Partindo-se da equação (3.2.5) e fazendo  $r = a$  obtém-se  $EI = 2\pi al E_0 H_0$ , onde  $A = 2\pi al$  é a área lateral do fio, sendo  $a$  o seu raio e  $l$  seu comprimento,  $E_0$  e  $H_0$  são os campos elétrico e magnético na superfície do fio e  $I$  é a corrente total que percorre o condutor.

Da lei de Ampère  $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$  tem-se que  $I = 2\pi a H_0$  e  $E = E_0 l$ .

Mas por definição  $E = ZI$ , logo:

$$Z = \frac{E_0 l}{I} = \frac{l}{2\pi a} \frac{E_0}{H_0}. \quad (3.6.12)$$

Substituindo os resultados obtidos para os campos elétrico e magnético tem-se:

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{Y_0(ka)}{Y_1(ka)}, \quad (3.6.13)$$

onde  $R_{DC} = \frac{l}{a^2 \pi \sigma}$  é a resistência elétrica para frequência nula e  $k = \frac{1+i}{\delta}$ .

Esta é a expressão para a impedância de um fio retilíneo “infinito” ( $l \gg a$ ) deduzida pela primeira vez por Landau<sup>[26]</sup>. O gráfico de  $Z/R_{DC}$  em função de  $a/\delta$  (a chamada Curva Universal) é mostrado na figura 3.6.1.

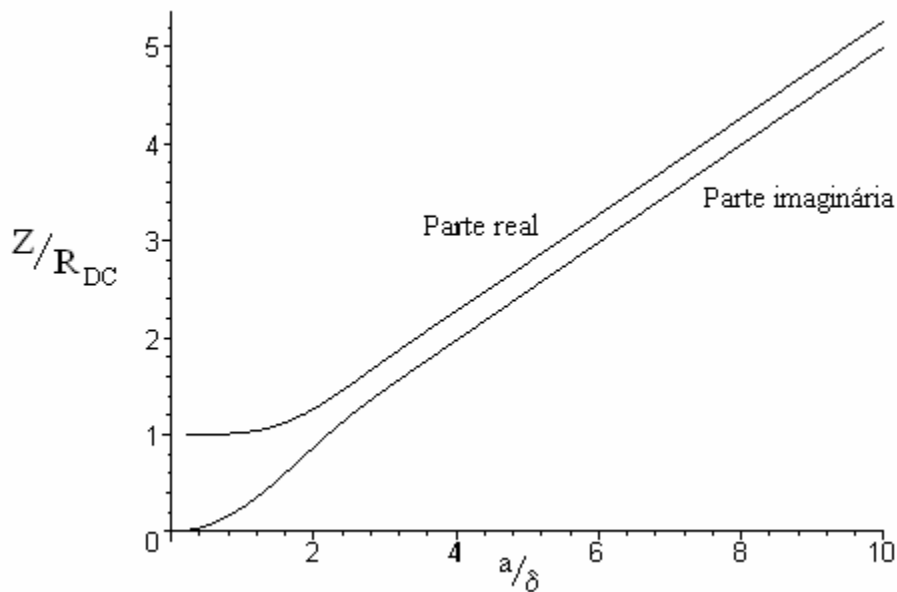


Figura 3.6.1 - Curva Universal ( $Z/R_{DC}$  em função de  $a/\delta$ ).

Nesta, pode-se ver que a parte real da impedância normalizada parte de um valor unitário, enquanto que a parte imaginária parte de zero. Ambas as partes real e imaginária da impedância normalizada têm um comportamento quase linear que aumenta com  $a/\delta$ .

Na figura 3.6.2 pode-se ver a dependência da impedância com a frequência, onde foi considerado  $a\sqrt{\pi\mu\sigma} = 1$ . O comportamento da parte imaginária da

impedância é linear e o da parte real é aproximadamente constante em baixas frequências.

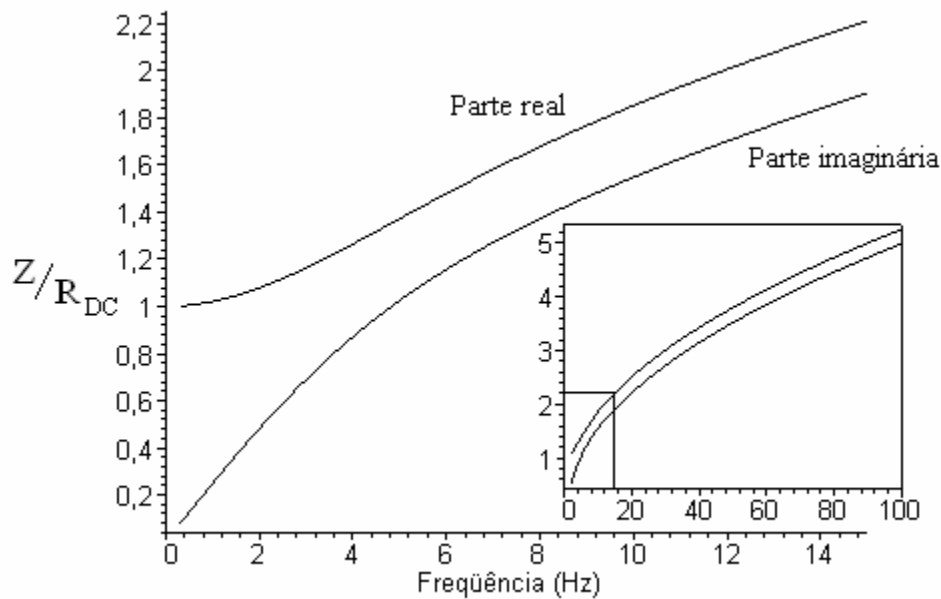


Figura 3.6.2 -  $Z/R_{DC} \times f$  com a constante  $a\sqrt{\pi\mu\sigma}=1$ .

Supondo válida a Lei de Ohm tem-se que a densidade de corrente, a partir da equação (3.6.4), fica  $J_s = A\sigma Y_o(kr)$ .

O efeito *skin* pode ser melhor visualizado nas figuras 3.6.3 e 3.6.4 produzidas através do programa de simulação FEMM (*Finite Element Method Magnetics*) comentado em maiores detalhes no Apêndice A.

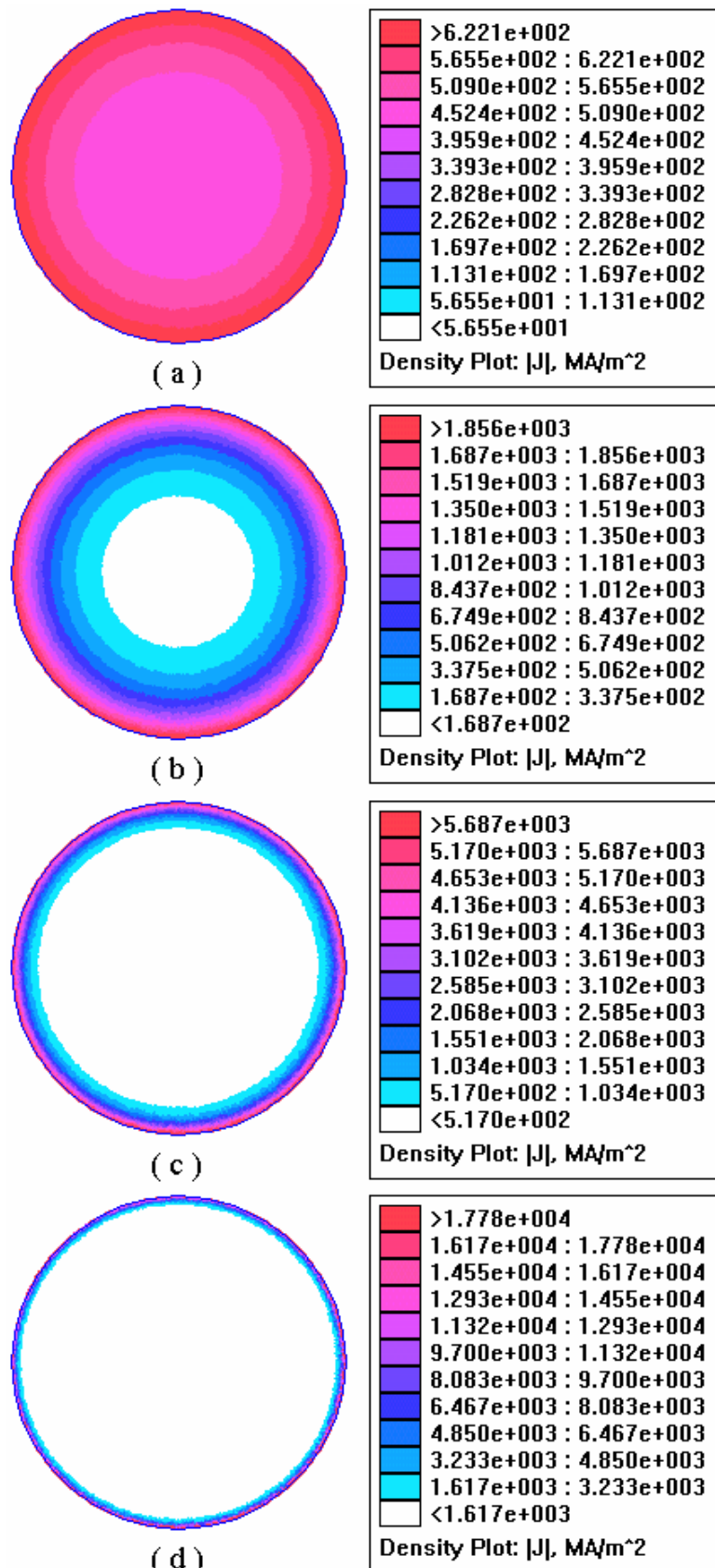


Figura 3.6.3 - Imagens obtidas com o auxílio do programa de computador FEMM da distribuição de corrente em um fio de 0,5mm de diâmetro com condutividade  $\sigma=6,98E6\Omega^{-1}.m^{-1}$ , permeabilidade  $\mu=370\mu_0$ , corrente de 1 Ampère e frequência de (a) 4,5kHz, (b) 45kHz, (c) 450kHz e (d) 4500kHz.

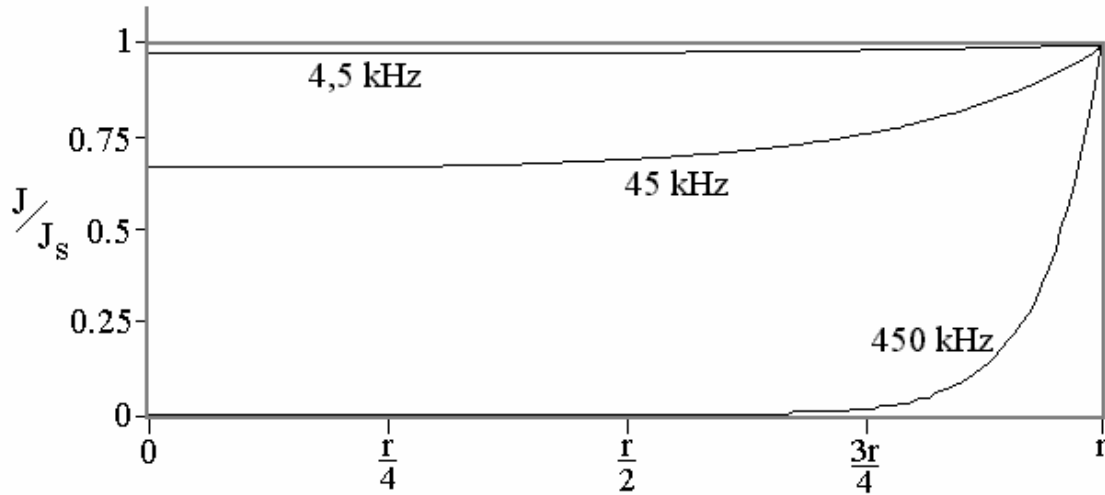


Figura 3.6.4 - Densidade de corrente normalizada à superfície do fio em função do raio do cilindro da figura 3.6.3 com frequências de 4,5kHz, 45kHz e 450kHz.

### 3.6.1. Expansão para baixas frequências

Para obtenção dos campos  $E$  e  $H$  no limite de baixas frequências, são expandidas as funções de Bessel  $Y_0$  e  $Y_1$  para  $a/\delta \rightarrow 0$  \*. Obtém-se, neste caso:

$$E = A \left[ 1 - \frac{1}{2} i \left( \frac{a}{\delta} \right)^2 - \frac{1}{16} \left( \frac{a}{\delta} \right)^4 + \frac{1}{288} i \left( \frac{a}{\delta} \right)^6 + \dots \right] e^{-i\omega t}, \quad (3.6.1.1)$$

$$H = 2A\pi\sigma a \left[ 1 - \frac{1}{4} i \left( \frac{a}{\delta} \right)^2 - \frac{1}{48} \left( \frac{a}{\delta} \right)^4 + \frac{1}{1152} i \left( \frac{a}{\delta} \right)^6 + \dots \right] e^{-i\omega t}. \quad (3.6.1.2)$$

Usando essas relações na equação (3.6.13) tem-se<sup>[30][31]</sup>:

$$R = R_{DC} \left[ 1 + \frac{1}{48} \left( \frac{a}{\delta} \right)^4 - \frac{1}{2880} \left( \frac{a}{\delta} \right)^8 + \dots \right] \quad (3.6.1.3)$$

\* As funções de Bessel  $Y_0(x)$  e  $Y_1(x)$  têm como expansão para  $x \rightarrow 0$ :

$$Y_0(x) = 1 - \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} - \frac{x^6}{2304} + \frac{x^8}{147456} + O(x^{10})$$

$$Y_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{x^3}{16} + \frac{x^5}{384} - \frac{x^7}{18432} + \frac{x^9}{1474560} + O(x^{10})$$

e

$$X_L = R_{DC} \left[ -\frac{1}{4} \left( \frac{a}{\delta} \right)^2 + \frac{1}{384} \left( \frac{a}{\delta} \right)^6 + \dots \right], \quad (3.6.1.4)$$

onde  $Z = R + iX_L$ .

Considerando-se somente o primeiro termo de cada equação tem-se:

$$R = R_{DC}, \quad (3.6.1.5)$$

$$X_L = -\left( \frac{a}{\delta} \right)^2 \frac{R_{DC}}{4}. \quad (3.6.1.6)$$

Substituindo-se  $\delta$  na equação (3.6.1.6) tem-se:

$$X_L = -\frac{a^2 \sigma \mu R_{DC}}{8} \omega. \quad (3.6.1.7)$$

Sendo  $L = \frac{\mu l}{8\pi}$  a indutância de um cilindro maciço, pode-se, nesse limite,

escrever a impedância como  $Z = R_{DC} - iL\omega$  [32], que é a impedância de um circuito elétrico possuindo um resistor  $R$  e um indutor  $L$  como elementos discretos.

### 3.6.2. Expansão para altas frequências

Para  $x \rightarrow \infty$  ( $a/\delta \gg 1$ ) a função de Bessel  $Y_0(x)$  tem como expansão:

$$Y_0(x\sqrt{2i}) = x^{-1/2} e^{(1-i)x}. \quad (3.6.2.1)$$

Da relação  $\frac{\partial Y_0(x)}{\partial x} = -Y_1(x)$  tem-se:

$$Y_1(\beta) = -\left[ \left( -\frac{1}{2} \right) \left( \frac{\beta}{\sqrt{2i}} \right)^{-3/2} \frac{e^{-i\beta}}{\sqrt{2i}} + \left( \frac{\beta}{\sqrt{2i}} \right)^{-1/2} (-i) e^{-i\beta} \right], \quad (3.6.2.2)$$

onde  $\beta = x\sqrt{2i}$ .

No limite  $x \rightarrow \infty$ , o primeiro termo entre colchetes pode ser desprezado, obtendo-se [33].

$$Y_1(x) = ix^{-1/2} e^{-ix\sqrt{2i}} = ix^{-1/2} e^{(1-i)x} = iY_0(x). \quad (3.6.2.3)$$

Logo a equação (3.6.13) fica:

$$Z = -\frac{i}{2} R_{DC} k a. \quad (3.6.2.4)$$

$$\text{Substituindo-se } k = (1+i)\sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}, \text{ obtém-se}^{[26]} Z = (1-i)\frac{1}{2} R_{DC} a \sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}$$

ou  $Z = R + iX_L$ , onde

$$R = \frac{1}{2} R_{DC} \frac{a}{\delta} = \frac{1}{2} R_{DC} a \sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}, \quad (3.6.2.5)$$

$$X_L = -\frac{1}{2} R_{DC} \frac{a}{\delta} = -\frac{1}{2} R_{DC} a \sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}. \quad (3.6.2.6)$$

Pode-se, a partir desses dois limites, distinguir dois regimes de funcionalidade da impedância.

Em frequências relativamente baixas,  $a/\delta$  até aproximadamente 1,5, a variação da impedância com relação à frequência é devida principalmente à auto-indutância  $L$  do material. A corrente alternada gera um campo magnético alternado dentro da amostra que, por sua vez, dá origem a um campo elétrico longitudinal fora de fase com a corrente que produz uma reatância indutiva na amostra:

$$R = R_{DC}, \quad (3.6.2.7)$$

$$X_L = -L\omega. \quad (3.6.2.8)$$

Quando se atinge frequências mais elevadas,  $a/\delta > 5,5$ , este efeito ainda ocorre, mas é muito menor que o efeito *skin*, o qual passa a ser responsável por grande parte da variação da impedância com a frequência. As correntes de Foucault compensam o campo elétrico no centro do condutor, o que faz com que a corrente elétrica seja expulsa para a superfície da amostra diminuindo sua área efetiva. Com o aumento da frequência e conseqüente diminuição do comprimento de penetração há um aumento na impedância da amostra.

$$R = a R_{DC} \sqrt{\frac{\mu\sigma}{8}} \sqrt{\omega}, \quad (3.6.2.9)$$

$$X_L = -a R_{DC} \sqrt{\frac{\mu\sigma}{8}} \sqrt{\omega}. \quad (3.6.2.10)$$

Na figura 3.6.2.1 são mostradas a função de Landau e suas expansões para baixas e altas frequências em escala logarítmica.

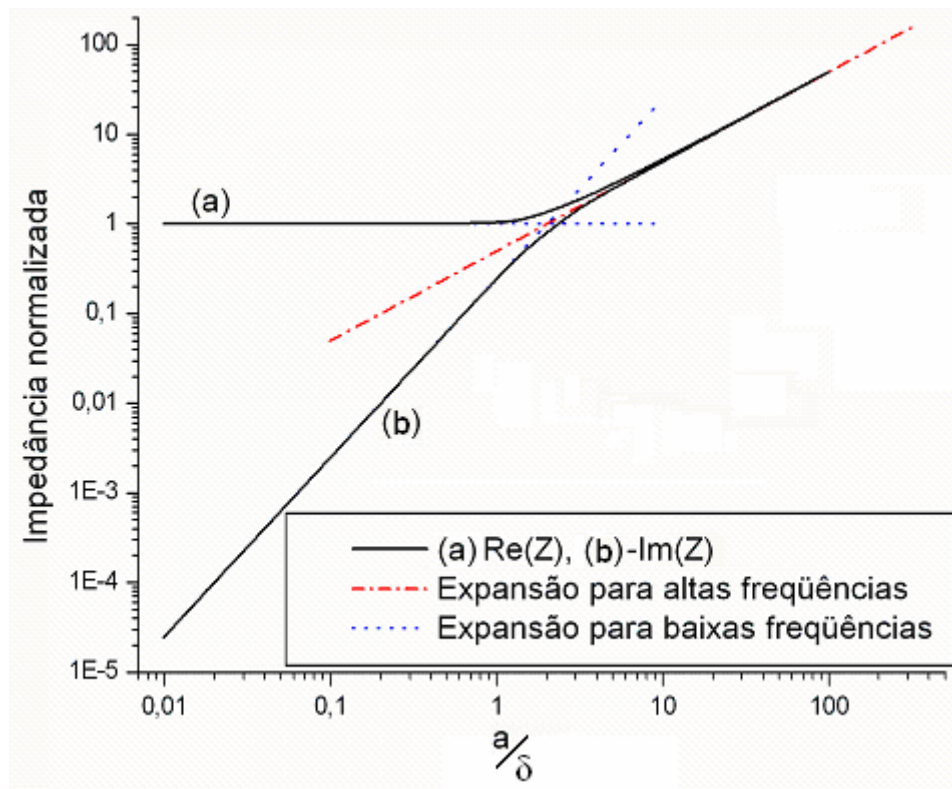


Figura 3.6.2.1 - Partes real e imaginária da função de Landau e suas expansões para baixas e altas frequências em função de  $a/\delta$ .

Neste capítulo foram deduzidas as equações que descrevem a impedância de sistemas com geometria favorável. No capítulo 6, será utilizada a equação de Landau (3.6.13) para obter a permeabilidade magnética inicial e circunferencial das amostras estudadas neste trabalho.



#### 4. OS COMPOSTOS HEUSLER

Ligas de Heusler é um nome genérico dado às famílias de compostos intermetálicos ordenados, cujas composições estequiométricas podem ser  $X_2YZ$  ou  $XYZ$ , as quais apresentam, em sua maioria, as estruturas cristalográficas  $L2_1$  e  $C1b$ , respectivamente. A combinação dos elementos químicos de acordo com a tabela 4.1 permite a obtenção de uma grande variedade de compostos e ligas.

É comum classificar os compostos Heusler de acordo com o elemento majoritário X, dessa forma tem-se as séries do Fe, Co, Ni entre outros.

	Sítio Y					Sítio X					Sítio Z			
	IIIB	IVB	VB	VIB	VIIIB	VIIIB			IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VIA
2											B	C	N	O
3											Al	Si	P	S
4	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se
5	U	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te
6	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po

Tabela 4.1 - Alguns dos elementos químicos que fazem parte de compostos de Heusler conhecidos.

O interesse pelo estudo de compostos e ligas ferromagnéticas iniciou-se em 1898, quando F. Heusler descobriu características ferromagnéticas em ligas contendo Mn e Sn (elementos não magnéticos).

Os primeiros compostos ferromagnéticos obtidos por Heusler em 1903<sup>[34]</sup> foram feitos com Cu, Mn e Al. Imediatamente estes compostos chamaram a atenção dos físicos do estado sólido, pois na forma  $Cu_2MnAl$ , por exemplo, se obtinha compostos ternários ferromagnéticos a partir de elementos não ferromagnéticos (Mn em temperatura ambiente é paramagnético).

No mesmo ano Starck e Haupt<sup>[35]</sup> mediram as intensidades da magnetização de vários compostos e ligas de Heusler contendo Al e Sn como  $Cu_2MnAl$  e  $Cu_6Mn_3Sn$ . Em 1910 o sistema Cu/Mn/Al foi novamente estudado por Ross e Gray<sup>[36]</sup> quando foi observado que as propriedades magnéticas desses compostos eram bastante afetadas por tratamento térmico.

Utilizando radiação de Cu, Leiv Harang (citado no artigo de A. J. Bradley, J. W. Rogers de 1934) em 1927 concluiu que o composto  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  cristalizava em um sistema cúbico que consistia em uma mistura de sistemas f.c.c. e b.c.c., a exemplo de Young<sup>[37]</sup>, que em 1923 obteve a mesma conclusão utilizando radiação de Mo.

Em 1928, Elis Persson<sup>[38]</sup> utilizando radiação de Cr mostrou que a estrutura do composto ferromagnético  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  era cúbica de corpo centrado, com os átomos de Al formando uma super-rede cúbica de face centrada.

Potter<sup>[39]</sup>, em 1929, estudando monocristais de  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  observou que os átomos de Al formavam uma estrutura cúbica de corpo centrado. Potter, embora não tenha conseguido determinar as posições dos átomos de Mn, acreditava que estes eram responsáveis pelas propriedades magnéticas e que ocupavam posições especiais, semelhantes à dos átomos de Al.

No mesmo ano Persson<sup>[40]</sup> chegou às mesmas conclusões variando as proporções de Cu e Mn em amostras e tratando-as termicamente de forma diferente. Observou que o caráter ferromagnético de amostras de Cu/Mn/Al aumentava conforme aumentava a proporção da fase cúbica de corpo centrado. Um máximo no ferromagnetismo das amostras correspondia a um aumento da fase  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  na mistura de fases. Destas evidências Persson concluiu que a propriedade ferromagnética é dependente da estrutura cristalina e da distribuição dos átomos de Mn.

Sem dúvida os trabalhos mais importantes para a determinação da estrutura Heusler foram os de Bradley e Rodgers em 1933 e 1934<sup>[41]</sup>. Neste trabalho, os autores mostraram que amostras submetidas a diferentes tratamentos térmicos apresentavam ou não características magnéticas. As que apresentavam forte ferromagnetismo, quando analisadas por raios-X, mostraram uma estrutura cúbica de corpo centrado com uma superestrutura cúbica de face centrada. Concluíram, portanto, que as propriedades magnéticas dependem da estrutura cristalina e que os dezesseis átomos que formam a célula unitária correspondem a quatro estruturas cúbicas de face centrada interpenetrantes. Além disso, sabe-se hoje que são os átomos de Mn que têm momento magnético localizado, com módulo de cerca de  $4 \mu_B$ .

Tendo em vista as investigações realizadas até aqui é possível estabelecer que em um composto de Heusler do tipo  $\text{X}_2\text{YZ}$  os átomos X ocupam uma rede cúbica simples, sendo que Y e Z alternadamente se colocam no corpo centrado dos cubos, formando uma superestrutura ordenada como se vê na figura 4.1.

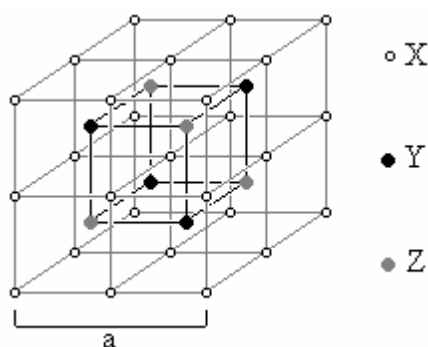


Figura 4.1 - Estrutura dos compostos Heusler X<sub>2</sub>YZ (L<sub>21</sub>).

Ao longo do tempo, o número de compostos e ligas de Heusler sintetizados em laboratório vem aumentando. Entre as mais recentes estão os contendo elementos terras-raras (TR) como: Au<sub>2</sub>TRIn, Ag<sub>2</sub>TRIn, Cu<sub>2</sub>TRIn e Pd<sub>2</sub>YSn.

Nosso estudo se detém nos compostos Pd<sub>2</sub>MnSn e Pd<sub>2</sub>MnSb que são ferromagnéticos. Um fato interessante sobre esses compostos é a passagem do estado ferromagnético para o antiferromagnético quando Sn ou Sb é substituído por In. Na verdade a liga Pd<sub>2</sub>MnIn<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub> apresenta-se antiferromagnética para valores de  $x < 0,5$ . Para  $0,5 < x < 0,9$  existe a presença simultânea das fases ferromagnética e antiferromagnética e quando  $x > 0,9$ , a liga se torna ferromagnética<sup>[42]</sup>.

É de conhecimento geral que as propriedades magnéticas do composto Pd<sub>2</sub>MnSn têm um comportamento anômalo sob trabalho a frio. A magnetização é drasticamente reduzida sem que haja uma mudança apreciável na temperatura de Curie quando as amostras desse composto são moídas em um almofariz de ágata. A magnetização pode ser parcialmente recuperada através de “annealing”. Tal comportamento é único, todas as outras ligas ferromagnéticas de Heusler, incluindo Pd<sub>2</sub>MnSb, não apresentam mudança apreciável em sua magnetização sob trabalho a frio.

A figura 4.2 apresenta medidas de magnetização e susceptibilidade de amostras de Pd<sub>2</sub>MnSn, Pd<sub>2</sub>MnSb e Pd<sub>2</sub>MnIn realizadas por Webster e Tebble<sup>[43]</sup>.

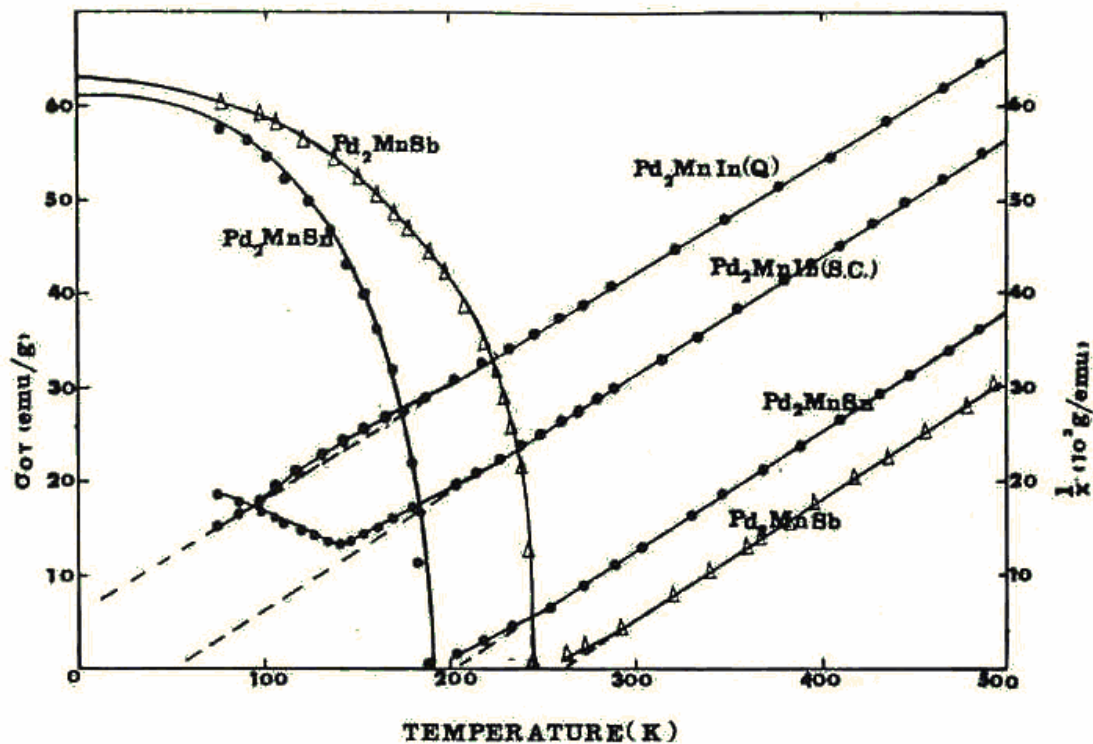


Figura 4.2 - Curvas de magnetização e susceptibilidade recíproca vs temperatura das ligas  $\text{Pd}_2\text{MnIn}$ ,  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ .

#### 4.1. As Amostras de $\text{Pd}_2\text{MnSn}$ e $\text{Pd}_2\text{MnSb}$

As amostras de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  utilizadas nesse trabalho foram produzidas por Wido<sup>[44]</sup> seguindo a receita de Webster e Tebble<sup>[45]</sup> para a obtenção da estrutura  $L2_1$ . Ambas as amostras possuem dimensões  $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$  e foram submetidas a tratamento térmico a  $750^\circ\text{C}$  durante três dias. Os compostos são ferromagnetos com momento magnético centrado no Mn, com temperaturas críticas de 189K para  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e 247K para  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ .

Alguns parâmetros importantes dos compostos utilizados nesse trabalho podem ser vistos na tabela 4.1.1 e na figura 4.1.1 onde é possível observar curvas de resistividade elétrica em função da temperatura de diversos compostos de Heusler, com destaque para os compostos de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , compostos estudados nesse trabalho. As curvas apresentam diversos limites superiores de temperatura e no caso das amostras mencionadas, o limite é a temperatura ambiente (300K).

Pode-se ver um aumento significativo na resistividade de todos os compostos com a temperatura, à exceção de  $\text{Cu}_2\text{NiSn}$ , fracamente dependente desta.

Liga	$a_0(\text{Å})$	$T_c(\text{K})$	$\rho_o(\mu\Omega.\text{cm})$ menor valor obtido	$\frac{\Delta\rho}{\Delta T}(\mu\Omega.\text{cm}/\text{K})$
$\text{Pd}_2\text{MnSn}$	6,383	189	3,018	$7,1 \times 10^{-2}$
$\text{Pd}_2\text{MnSb}$	6,424	247	6,65	$10,8 \times 10^{-2}$

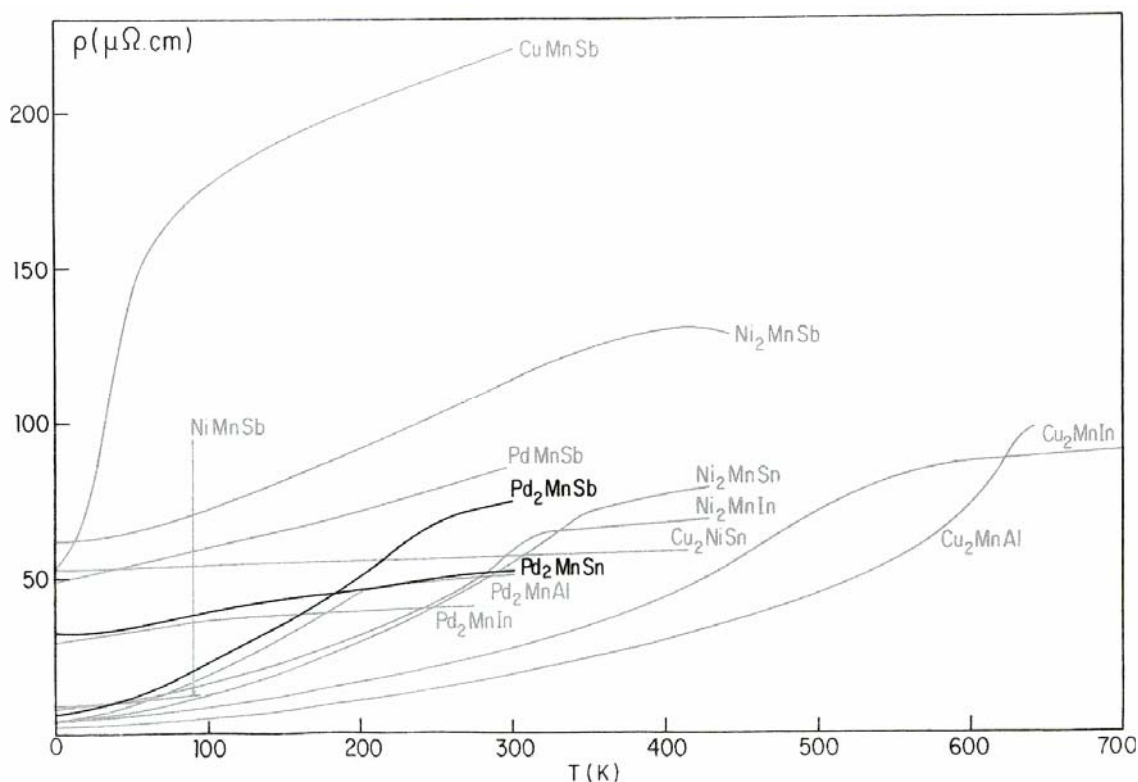
Tabela 4.1.1 - Parâmetros das ligas Heusler  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ .

Figura 4.1.1 - Resistividade elétrica em função da temperatura para alguns compostos Heusler.

#### 4.2. Anti-phase boundaries (APBs) nos compostos Heusler

As interações magnéticas entre os momentos localizados em um sistema metálico são de grande interesse para o entendimento de uma série de propriedades desses sistemas. Como exposto anteriormente, em sistemas do tipo  $\text{X}_2\text{MnY}$ , são os átomos de Mn que detêm os momentos magnéticos e se acoplam ferromagneticamente quando ocupando seus sítios na rede. Nenhum momento magnético foi observado nos outros componentes dos compostos, exceto para aqueles contendo Co como elemento X.

Contudo, deformações na rede, que podem ser causadas por estresse mecânico, e diversos outros fatores que causam deslocamentos, substituições e outras imperfeições na rede cristalina podem alterar as distâncias entre os átomos de Mn e o ambiente onde

esses átomos estão inseridos. Isso pode fazer com que o acoplamento entre eles, antes ferromagnético, se torne antiferromagnético. Planos de deslocamentos podem ser responsáveis pelas chamadas *anti-phase boundaries* (APB), onde o acoplamento entre átomos em lados opostos desses planos se torna antiferromagnético.

Dessa forma, essas APBs podem ser responsáveis por um aumento na densidade de domínios magnéticos no composto já que deslocamentos muitas vezes são responsáveis pela formação de paredes de domínio perpendiculares às APBs, pois, os átomos de Mn se acoplam antiferromagneticamente em lados opostos dos planos das deslocamentos. A figura 4.2.1 mostra um diagrama possível da formação de um domínio magnético devido ao acoplamento antiferromagnético dos átomos de Mn em lados opostos de uma APB.

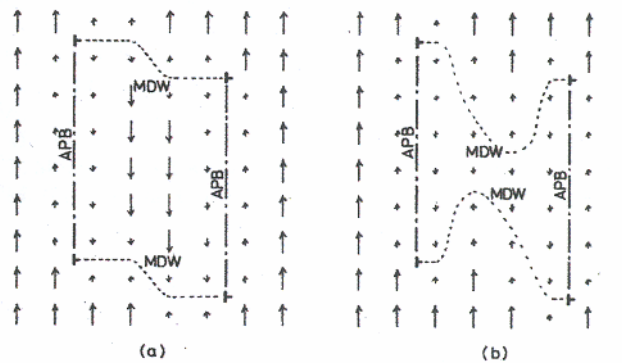


Figura 4.2.1 - Diagrama mostrando a formação de um domínio magnético devido a duas APBs. Os átomos de Mn, deslocados de seus sítios regulares, se acoplam antiferromagneticamente nas paredes de domínio (MDW) induzidas pelas APBs, enquanto que dentro do domínio, onde os átomos de Mn ocupam seus sítios regulares, eles se acoplam ferromagneticamente. (a) Sem campo magnético aplicado e (b) com campo magnético causando a diminuição do domínio<sup>[46]</sup>.

Essas APBs alteram a magnetização dos compostos na medida em que aumentam o número de domínios. É de se esperar que a magnetização em 0K diminua devido à formação de APBs. Quando da aplicação de campo magnético, é importante notar que as únicas paredes de domínio livres para se movimentar são as que não estão associadas às deslocamentos (marcadas como MDW na figura 4.2.1). As paredes que se formam nos planos de deslocamentos (APBs) são “fixas”, pois estão associadas a deformações na rede cristalina e necessitam de uma energia muito maior para se moverem. Dessa forma, a magnetização é fortemente reduzida por campo magnético, mas não é facilmente saturada devido justamente a esse aprisionamento da APB pelo plano de deslocamentos.

Por outro lado, a presença de APBs no material, aumenta o número de paredes de domínio que podem oscilar quando submetidas a um campo magnético alternado, as mesmas MDW mostradas na figura 4.2.1, o que pode ter um efeito significativo quando se leva em conta a formação de correntes de Foucault.

O processo de formação das APBs, contudo, tende a ser parcialmente reversível por tratamento térmico, onde essas deslocções e imperfeições tendem a desaparecer.

Em 1981, Shinohara e colaboradores<sup>[47]</sup> descobriram uma grande redução da magnetização de amostras de Pd<sub>2</sub>MnSn por deformação plástica e sua posterior recuperação mediante tratamento térmico (parcialmente à 573K e completamente à 1073K). Esse efeito foi posteriormente explicado como estando associado a interações antiferromagnéticas entre átomos de Mn. Porém, um exemplo de formação de APBs que não pode ser corrigida por tratamento térmico é o do excesso de Mn quando da confecção da amostra. Le Dang e colaboradores<sup>[48]</sup> descobriram que esses átomos de Mn em excesso muitas vezes substituem os átomos regulares nos sítios Y.

O composto Pd<sub>2</sub>MnSn parece ser muito suscetível à formação de APBs, ao contrário do composto Pd<sub>2</sub>MnSb.

## 5. PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão apresentados o equipamento de medida e os procedimentos experimentais utilizados na medida da impedância complexa das amostras estudadas neste trabalho. Embora o método empregado seja relativamente simples, cuidados especiais foram tomados para melhor separar as componentes real (resistência) e imaginária (reatância) da impedância. As medidas da impedância foram realizadas em duas amostras em forma de paralelepípedo, uma de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e outra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , ambas com dimensões  $1 \times 1 \times 10\text{mm}^3$ .

As medidas foram feitas através do método de 4 pontos, dois para corrente e dois para a d.d.p.. Os contatos na amostra foram feitos com solda ponto visando à diminuição da resistência elétrica destes. Depois de feitos os contatos, a amostra foi colada a uma superfície eletricamente isolante e fixada no porta-amostras de forma que ficasse isolada eletricamente. Uma camada de graxa de vácuo foi colocada entre esta superfície e o porta-amostras, garantindo, dessa maneira, um bom acoplamento térmico entre eles.

O equipamento elétrico consistiu de uma fonte de tensão alternada (gerador Hewlett Packard modelo 33120A) ligada a um amplificador diferencial com ganho 1:1, um multímetro que monitorava a corrente, um detector síncrono (*Lock-in*), um controlador de temperatura e uma fonte de corrente contínua, que alimentava uma bobina, todos ligados a um computador através de interfaces GPIB. Um diagrama de blocos do equipamento pode ser visto na figura 5.1.

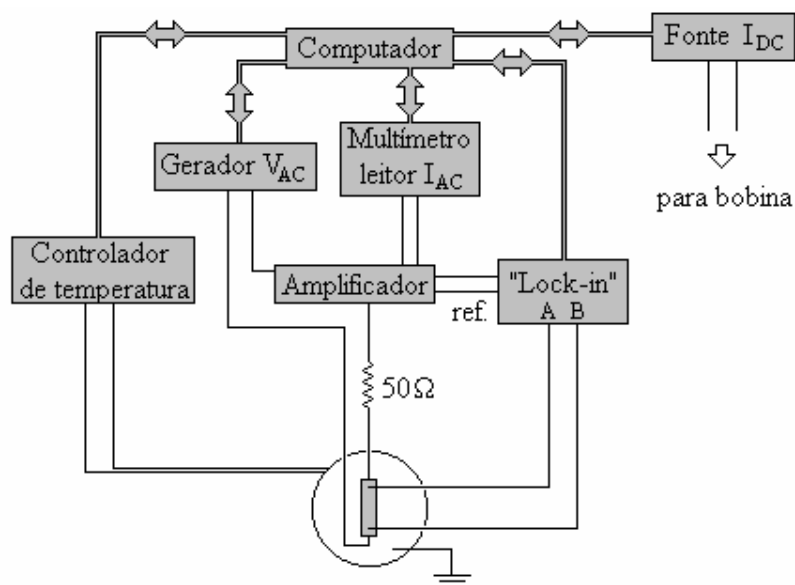


Figura 5.1 - Diagrama em blocos do equipamento elétrico.



Através do gerador foi aplicada uma corrente senoidal sobre a amostra e, com o detector síncrono (*Lock-in*), medida a diferença de potencial, entre suas extremidades, em fase com a corrente ( $V_R$ ) e com defasagem de  $90^\circ$  em relação a esta ( $V_{XL}$ ). Obteve-se dessa maneira a resistência elétrica e a reatância dividindo-se o sinal real (em fase) e o imaginário ( $90^\circ$ ) pela corrente elétrica, respectivamente.

As conexões externas ao criostato foram feitas utilizando-se cabos coaxiais com resistência de  $50\Omega$ . A impedância da amostra e suas variações foram muito menores que a resistência do circuito, de forma que a corrente aplicada na amostra permaneceu constante durante todo o experimento. Uma resistência de  $50\Omega$  foi colocada em série com a mostra para garantir um bom casamento de impedâncias com o circuito externo.

A medida da d.d.p. através da amostra foi feita com de um *Lock-in* (EG&G Princeton Applied Research modelo 5210) operando com frequência de até 120kHz. O amplificador diferencial forneceu o sinal de referência para o *Lock-in*.

A corrente na amostra foi monitorada medindo-se a d.d.p. sobre um resistor de resistência conhecida, para isso utilizou-se um multímetro Keithley modelo 196.

A determinação e controle da temperatura do porta-amostras foi obtido com o controlador de temperatura Oxford ITC 502 operando com um sensor CGR (Carbon Glass Resistor). A estabilidade da temperatura ficou melhor que  $0,01K$ . O aquecedor do porta-amostras consistiu em um bobinado de fio de manganina enrolado de forma a anular o auto-campo produzido.

O conjunto amostra/porta-amostras foi alojado no interior de uma câmara, fixada na extremidade de um criostato e conectada a uma bomba de vácuo. O criostato ficou imerso em nitrogênio líquido utilizando-se um vaso “Dewar”.

O campo magnético foi produzido por uma bobina desenvolvida no IF-UFRGS durante esse trabalho, na qual o criostato estava inserido. Essa foi conectada a uma fonte de corrente Keithley modelo 195A permitindo a produção de campos magnéticos de -500Oe até 500Oe. A curva de calibração  $I \times H$  foi obtida utilizando-se um sensor Hall comercial calibrado.

O diagrama do equipamento criogênico encontra-se esquematizado na figura 5.2.

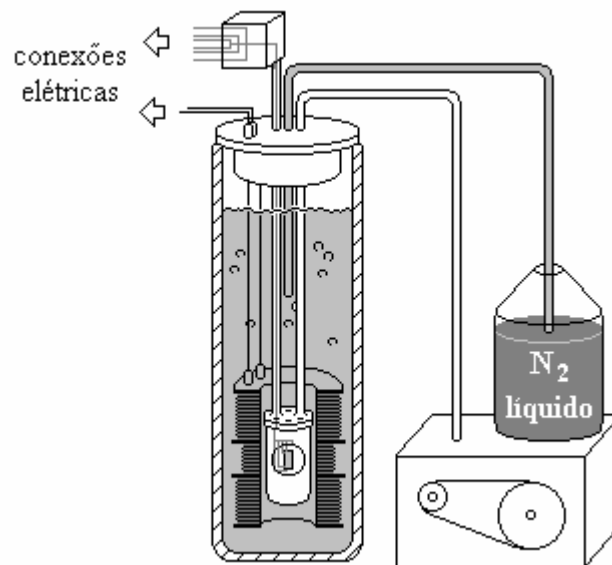


Figura 5.2 - Diagrama do equipamento criogênico.

Com o equipamento descrito, foram realizadas três tipos de medidas da impedância complexa:

- em função da frequência da corrente aplicada à amostra, com e sem campo magnético externo (até 100kHz);
- em função do campo magnético externo aplicado paralelamente à corrente (de -500Oe até 500Oe) para diferentes temperaturas;
- em função da temperatura, com e sem campo magnético externo (entre 78 e 300K).

Antes de cada série de medidas com campo magnético aplicado, as amostras foram aquecidas a 300K ( $T > T_c$ ) sem campo magnético aplicado e novamente resfriadas. Esse procedimento teve como objetivo eliminar eventuais efeitos de histerese.

A fim de minimizar efeitos de aquecimento da amostra a intensidade da corrente foi mantida em 10mA para todas as medidas realizadas.

Resultados típicos de medidas em função da frequência, da temperatura e da intensidade do campo magnético podem ser vistos nas figuras 5.3, 5.4 e 5.5.

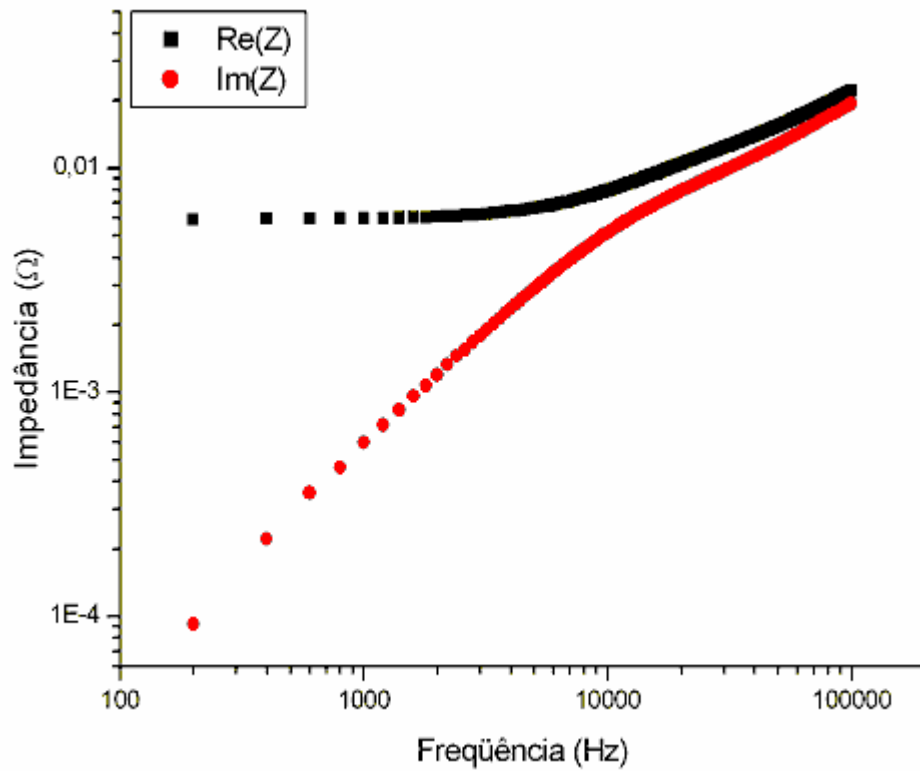


Figura 5.3 - Medida de  $R$ ,  $X_L$  em função da frequência da corrente aplicada na amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb sem campo externo aplicado e com temperatura constante de 235K.

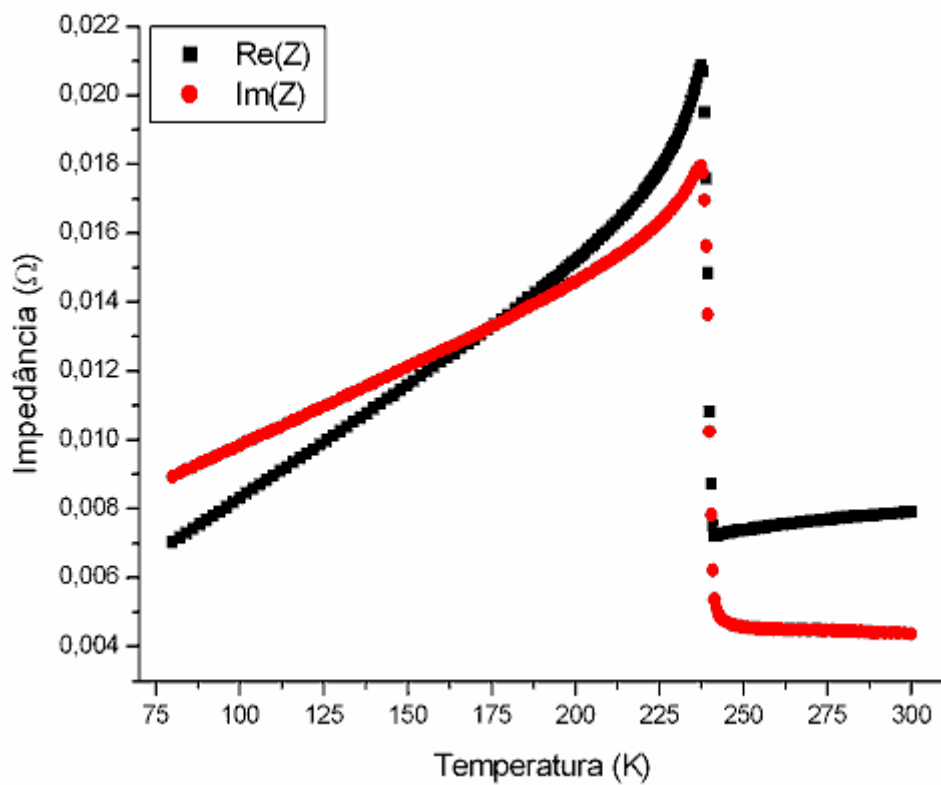


Figura 5.4 - Medida de  $R$ ,  $X_L$  em função da temperatura da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb sem campo externo aplicado e com frequência constante de 100kHz.

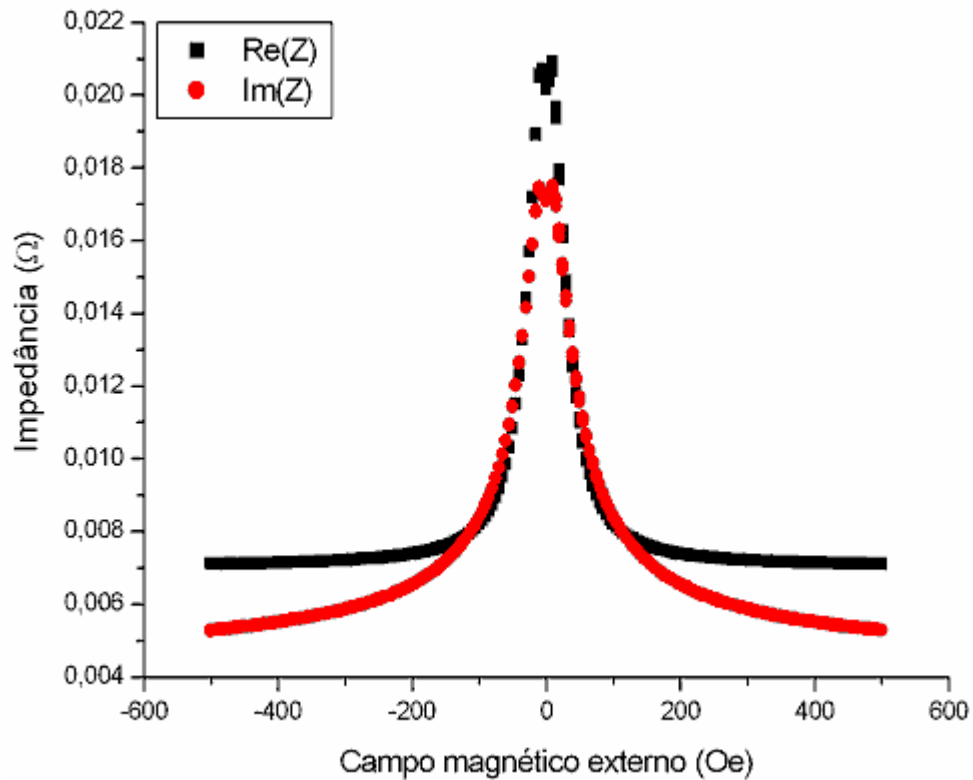


Figura 5.5 - Medida de  $R$ ,  $X_L$  em função do campo externo aplicado na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  com temperatura de 235K e frequência constante de 100kHz.

A experiência foi totalmente automatizada, onde todos os dispositivos foram controlados por um computador PC-100 através de interfaces GPIB utilizando o protocolo IEEE-488. Os resultados foram armazenados no disco rígido para posterior tratamento. No capítulo seguinte serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos.

## 6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS, ANÁLISE E DISCUSSÃO

Como exposto no capítulo anterior, neste trabalho foram medidas a impedância dos compostos  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  em função da temperatura, frequência da corrente de sonda e campo magnético externo, sendo que o campo magnético externo foi aplicado paralelamente à corrente de sonda. As medidas em função da temperatura foram realizadas para diferentes frequências e campos magnéticos externos. A impedância em função da frequência e do campo magnético foi obtida para diferentes isotermas próximas de  $T_c$ .

Este capítulo foi organizado da seguinte maneira.

Inicialmente são apresentados os resultados experimentais da medida da impedância em função da temperatura. Em seguida é feita uma descrição do procedimento utilizado para a obtenção da permeabilidade magnética inicial em função da temperatura. Nas seções seguintes são apresentadas as medidas da impedância em função da frequência e a permeabilidade magnética obtida. Nas últimas seções são apresentadas as medidas da impedância em função do campo magnético externo, a permeabilidade obtida e as medidas em função da temperatura e frequência com campo aplicado. Ao longo da apresentação dos resultados será feita a discussão dos mesmos.

### 6.1. Impedância em função da temperatura

As medidas de impedância em função da temperatura foram realizadas entre 80K e 300K para várias frequências de corrente de sonda.

Tanto a parte real como a parte imaginária da impedância complexa dos compostos apresentam curvas com comportamento qualitativamente similar em toda a faixa de temperatura medida. Ambas têm um comportamento ascendente entre 80K (temperatura mínima utilizada) e a temperatura crítica ( $T_c$ ) de cada amostra, 247K ( $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ ) e 189K ( $\text{Pd}_2\text{MnSn}$ ). Nestas faixas de temperaturas ambas as amostras estão na fase ferromagnética. Atingindo  $T_c$ , há a passagem das amostras para a fase paramagnética em que a impedância apresenta uma queda súbita e, com o aumento da temperatura, a impedância torna-se aproximadamente constante.

Os resultados experimentais obtidos são mostrados na figura 6.1.1.

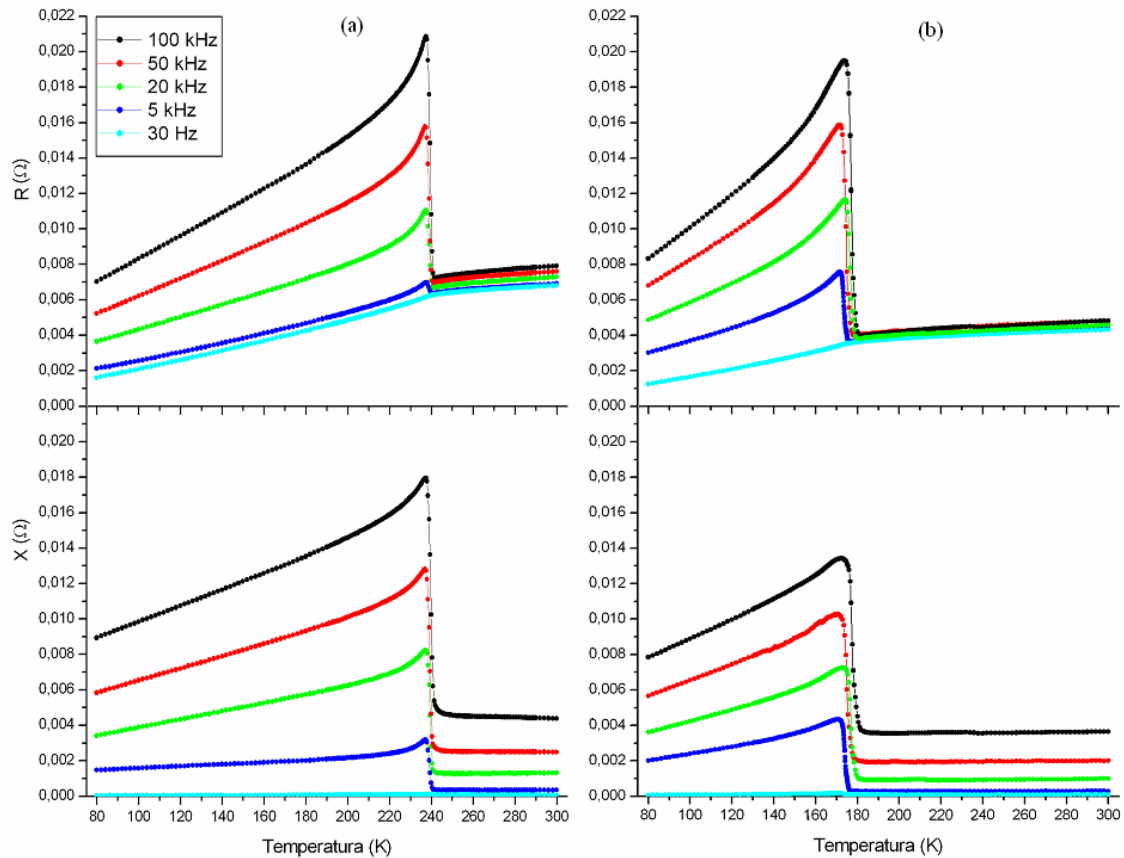


Figura 6.1.1 - Partes real e imaginária da impedância em função da temperatura das amostras de (a)  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  e (b)  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  com diversas frequências. A amplitude da corrente AC é de 10mA. As linhas sólidas são guias para os olhos.

Essa queda na impedância se dá devido à diminuição da permeabilidade magnética na temperatura de transição da fase ferromagnética para a paramagnética. A equação de Landau, vista no capítulo 3, descreve o aumento da impedância conforme o comprimento de penetração diminui, ou seja, conforme diminui a área efetiva da seção reta utilizada para o transporte eletrônico. Isso faz com que a corrente se concentre em uma faixa cada vez mais estreita na superfície do material.

Como visto no capítulo 3, de acordo com a equação de Landau (3.6.13), o comprimento de penetração  $\delta \equiv \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}$  depende da permeabilidade magnética, aumentando quando essa diminui. Dessa forma, a drástica diminuição na permeabilidade quando a amostra passa da fase ferromagnética para a fase paramagnética leva a um aumento no comprimento de penetração que faz com que a impedância diminua.

Uma análise mais cuidadosa dessas curvas mostra que à 100kHz, ambas as amostras apresentam valores aproximadamente de mesma magnitude para a razão da

componente resistiva  $\frac{\Delta R}{R_{DC}}$ , onde  $\Delta R = R - R_{DC}$ . Contudo, à 5kHz, essa razão é uma ordem de grandeza maior na amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn. Com o objetivo de entender esse pequeno efeito em frequência observado na amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn, a permeabilidade magnética inicial foi obtida de análises computacionais a partir dos dados experimentais.

Como visto no capítulo 3, a impedância depende da frequência da corrente de sonda e da permeabilidade magnética do material. O objetivo, agora, é obter dos resultados experimentais a permeabilidade magnética dos compostos.

Para determinar a permeabilidade inicial e sua dependência com a temperatura, é necessário que se tenha uma expressão analítica para a impedância. Na ausência dessa expressão para a geometria das amostras estudadas (seção reta quadrada), será utilizada a equação de Landau (seção reta circular) para determinar a permeabilidade magnética e sua dependência com a temperatura. O procedimento será descrito a seguir, assim como será estimado o erro produzido por tal procedimento.

## 6.2. Justificativa para a utilização da equação de Landau

Somente para as geometrias cilíndrica e laminar infinita existem expressões analíticas para a impedância. As amostras estudadas neste trabalho possuem seção reta quadrada, portanto, não se enquadram em nenhuma destas duas categorias.

As primeiras tentativas foram feitas comparando-se a curva de impedância calculada para uma amostra de seção reta circular (equação de Landau) com a de uma seção reta quadrada (geometria de nossas amostras) de mesma área. Contudo, posteriormente ficou claro que ao considerar a lateral da seção reta quadrada igual ao diâmetro da seção reta circular (equação de Landau), um resultado melhor era alcançado. Dessa forma foi possível utilizar a equação de Landau para a obtenção da permeabilidade magnética das amostras.

Nos gráficos (a) e (b) da figura 6.2.2 pode-se ver as partes real e imaginária da impedância calculada através da equação de Landau e as de duas simulações com seção reta quadrada. Em uma delas, a área da seção reta quadrada foi colocada como sendo igual à área da seção reta circular. Na outra, o lado da seção reta quadrada foi considerado igual ao diâmetro da seção reta circular.

As impedâncias das seções retas quadradas foram obtidas através de simulações com o programa de computador FEMM (*Finite Element Method*

*Magnetics*)<sup>[49]</sup>. O FEMM é um programa de simulação voltado para problemas de eletromagnetismo que utiliza o Método de Elementos Finitos sob uma interface gráfica. Com o objetivo de testar o programa, foram feitas, também, simulações com seção reta circular e comparadas com os resultados obtidos da equação de Landau.

Os resultados das diferenças percentuais da componente real,  $\Delta\text{Re}(Z)$ , e da componente imaginária,  $\Delta\text{Im}(Z)$ , entre a equação de Landau e as diversas geometrias simuladas com o FEMM podem ser vistos na tabela 6.2.1.

As diferenças são definidas como:

$$\Delta \text{Re}(Z) = 100 \times \frac{\text{Re}(Z)_{\text{Landau}} - \text{Re}(Z)_{\text{FEMM}}}{\text{Re}(Z)_{\text{Landau}}} \quad (6.2.1)$$

$$\Delta \text{Im}(Z) = 100 \times \frac{\text{Im}(Z)_{\text{Landau}} - \text{Im}(Z)_{\text{FEMM}}}{\text{Im}(Z)_{\text{Landau}}}$$

Frequência (Hz)	Diferença entre FEMM e equação de Landau (%)					
	Seção reta circular (diâmetro 1mm - área 0,785mm <sup>2</sup> )		Seção reta quadrada (lado 1mm - área 1mm <sup>2</sup> )		Seção reta quadrada (lado 0,886mm - área 0,785mm <sup>2</sup> )	
	$\Delta\text{Re}(Z)$	$\Delta\text{Im}(Z)$	$\Delta\text{Re}(Z)$	$\Delta\text{Im}(Z)$	$\Delta\text{Re}(Z)$	$\Delta\text{Im}(Z)$
1000	0,119	-2,079	-2,58	-10,287	2,718	9,202
50000	0,358	-12,066	-0,992	-14,996	9,893	-0,879
100000	0,39	-17,208	-0,605	-20,847	10,438	-5,725

Tabela 6.2.1 - Diferenças percentuais, calculadas através das equações 6.2.1, entre a função de Landau com diâmetro 1mm e simulações com as três geometrias obtidas através do FEMM. Foram utilizados os parâmetros:  $\sigma = 2,5\text{E}6\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$  e  $\mu = 250$ . Na primeira coluna tem-se a frequência. Nas posteriores tem-se, da esquerda para a direita, as diferenças entre as partes real e imaginária da impedância da simulação da seção reta circular de diâmetro 1mm (área da seção reta 0,785mm<sup>2</sup>) e a equação de Landau com a mesma geometria e dimensões; as diferenças entre as partes real e imaginária da impedância da simulação da seção reta quadrada de lado 1mm (lado igual ao diâmetro da seção reta circular na função de Landau) e a equação de Landau e as diferenças entre as partes real e imaginária da impedância da simulação da seção reta quadrada de lado 0,886mm (área 0,785mm<sup>2</sup>, igual à da seção reta circular na função de Landau) e a equação de Landau.

Nota-se uma grande diferença entre a parte imaginária da impedância calculada pela equação de Landau e a respectiva componente simulada pelo FEMM. Essa diferença é em grande parte explicada por uma reatância externa ao material que foi necessário considerar na simulação com o programa FEMM para o estabelecimento das condições de contorno. A equação de Landau calcula a impedância somente da amostra.



Observando-se os cálculos feitos na seção 3.6 pode-se ver que o segundo termo da equação (3.2.5)  $\left( \frac{d}{dt} \left[ \frac{L_e I^2}{2} \right] \right)$  foi desconsiderado por estar relacionado à energia externa à amostra. Contudo, assim como em uma situação real, o programa FEMM, considera em suas simulações a contribuição de uma indutância externa. Na simulação com esse programa, é necessário definir uma condição de contorno para o potencial vetor. Considera-se que o potencial vetor deva ser zero sobre um anel circular com centro sobre a amostra e com raio muito maior que suas dimensões. Com isso o programa calcula não só a impedância da amostra como também a parte externa à amostra (ver apêndice).

Sendo assim, à parte imaginária da impedância obtida em suas simulações tem-se somada a contribuição dessa reatância externa  $X_e$ :

$$Z_{FEMM} = Z_{amostra(Landau)} + Z_{externo} = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{Y_0(ka)}{Y_1(ka)} + iX_e(\omega) \quad (6.2.2)$$

Pode-se calcular  $X_e$  fazendo  $\mu$  da amostra puramente imaginário, situação em que a impedância associada à amostra terá somente componente real e, logo:

$$\text{Im} \left( \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{Y_0(ka)}{Y_1(ka)} \right)_{\mu \text{ imaginário}} \equiv 0 \quad (6.3.3)$$

Logo, a parte imaginária da impedância obtida através das simulações, quando a permeabilidade é imaginária, se resume à componente externa da reatância.

A figura 6.2.1 mostra, à esquerda, um gráfico, em função da frequência, das partes real e imaginária da impedância obtidas em simulações com o programa FEMM, com seção reta circular, e comparadas às previstas pela equação de Landau, ambas tendo como parâmetro uma permeabilidade imaginária. Com a permeabilidade sendo imaginária, a componente imaginária da impedância na equação de Landau se torna nula. Na figura 6.2.1 pode-se ver que  $\text{Im}(Z)$  obtida nas simulações é diferente de zero. Essa parte não nula é devida à reatância externa que o programa FEMM leva em conta em seus cálculos. À direita da figura 6.2.1 vê-se ampliada essa contribuição externa ( $X_e$ ), que é linear com a frequência.

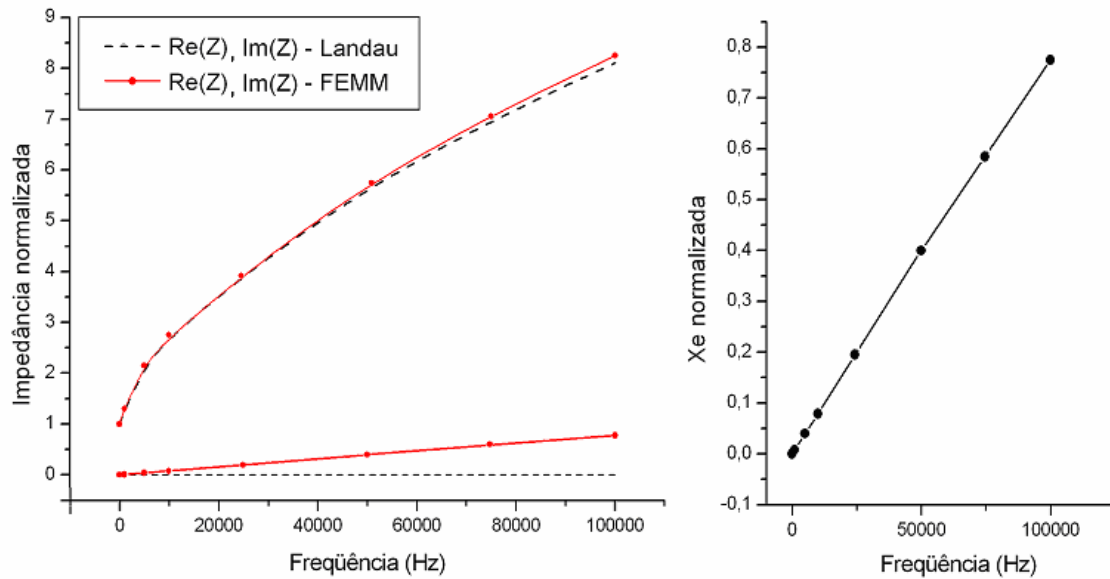


Figura 6.2.1 - À esquerda: partes real e imaginária da impedância calculada utilizando-se a equação de Landau e obtidas através de simulação realizada com o programa FEMM com geometria de seção reta circular e os parâmetros da amostra:  $\mu=500i$ ,  $\sigma=2,5E6$  e diâmetro da seção reta = 1mm. A curva (em função da frequência) onde a parte imaginária da impedância deveria ser zero é a reatância indutiva externa ( $X_e$ ) à amostra. À direita: uma ampliação dessa reatância indutiva externa, onde se pode ver que esta tem a forma aproximada de uma reta. As linhas sólidas são guias para os olhos.

Subtraindo a contribuição externa para a reatância, obtida pela simulação com o FEMM, da reatância total, obtém-se valores simulados para a impedância da amostra que melhor reproduz aqueles calculados pela equação de Landau.

Na tabela 6.2.2 são apresentadas as diferenças percentuais da impedância complexa entre simulações corrigidas e a equação de Landau. Essa tabela se organiza da mesma forma que a tabela 6.2.2, porém, feitas as correções para a parte externa da reatância.

Frequência (Hz)	Diferença entre FEMM e equação de Landau com correção para $X_e$ (%)					
	Seção reta circular (diâmetro 1mm - área $0,785\text{mm}^2$ )		Seção reta quadrada (lado 1mm - área $1\text{mm}^2$ )		Seção reta quadrada (lado 0,886mm - área $0,785\text{mm}^2$ )	
	Re(Z)	Im(Z)	Re(Z)	Im(Z)	Re(Z)	Im(Z)
1000	0,119	0,46	-2,58	-7,178	2,718	11,757
50000	0,358	0,746	-0,992	0,672	9,893	12,013
100000	0,39	0,887	-0,605	1,282	10,438	12,482

Tabela 6.2.2 - Diferença, calculada através da equação 6.2.1, entre a função de Landau e as simulações com as três geometrias obtidas através do FEMM, com a correção da reatância externa.

Nota-se que após a correção da contribuição externa os valores se aproximaram daqueles calculados pela equação de Landau. O melhor resultado é obtido utilizando-se

a seção reta quadrada com lado de 1mm, igual ao diâmetro utilizado na equação de Landau.

Na figura 6.2.2 são mostradas curvas da função de Landau e de simulações das três geometrias descritas anteriormente mostrando a impedância em função da frequência. É possível ver que a seção reta quadrada possui uma concordância muito boa com a função analítica se seu lado for igualado ao diâmetro na equação de Landau. Pode-se observar que a parte imaginária dos gráficos das simulações da seção reta quadrada com raio de 1mm e da seção reta circular com raio 0,5mm são praticamente indistinguíveis, quando corrigida a reatância externa.

Dessa forma pôde-se corrigir a reatância indutiva externa nas simulações com o programa FEMM.

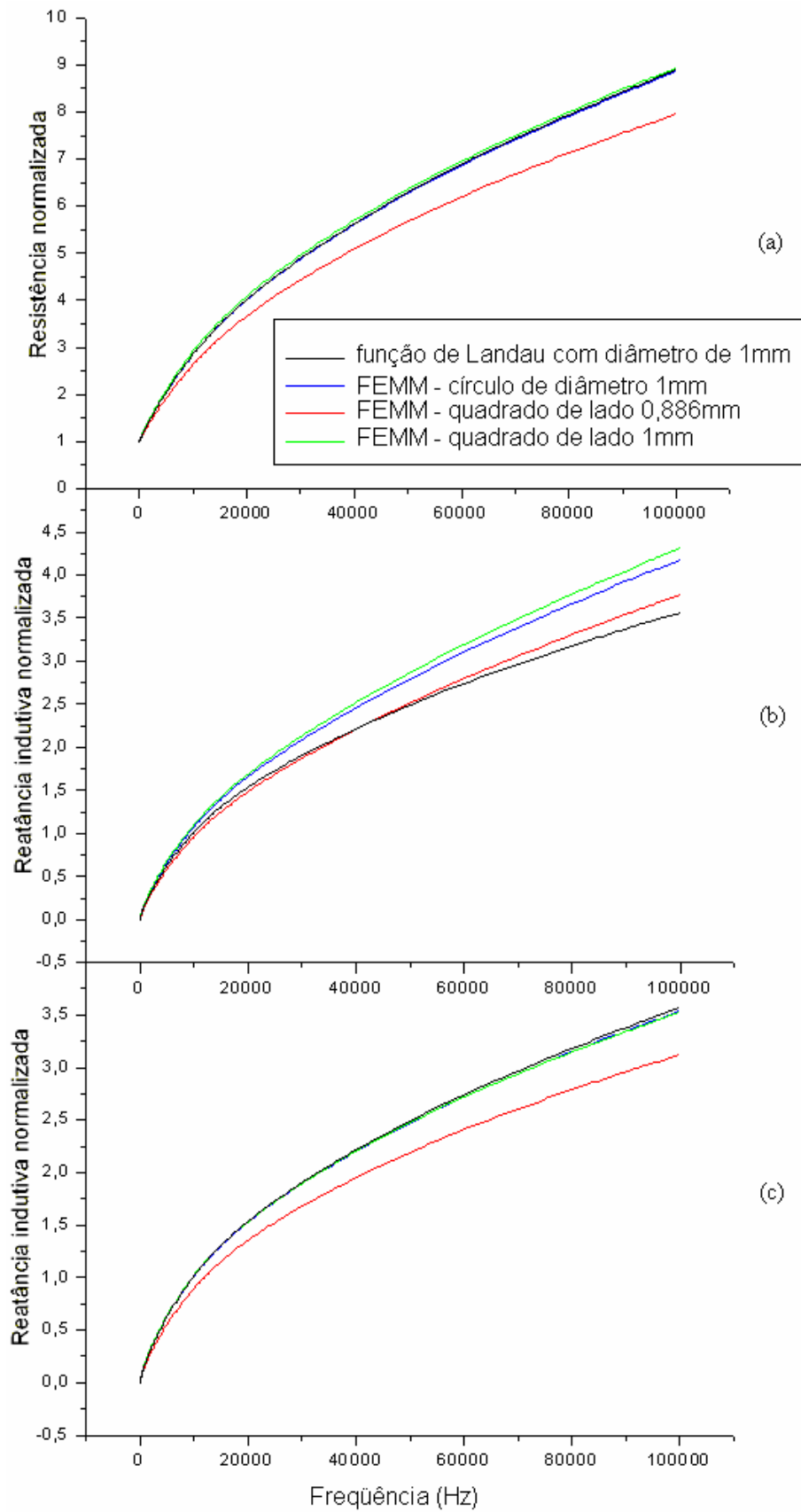


Figura 6.2.2 - Função de Landau calculada através do programa Maple e simulações obtidas através do programa FEMM com os parâmetros  $\mu=500+500i$  e  $\sigma=2,5E6$  e diferentes geometrias. (a) parte real da impedância, (b) parte imaginária sem correção e (c) parte imaginária com correção.

Viu-se que nas simulações foi importante considerar a contribuição externa para a impedância simulada. Da mesma forma, quando se mede a impedância complexa de uma amostra, se está medindo também uma contribuição externa para a impedância, que aparece na forma de uma reatância.

Para determinar corretamente a permeabilidade magnética das amostras, deve-se estimar esta parte externa e subtraí-la da componente imaginária da impedância medida.

Com o intuito de avaliar a contribuição externa para a impedância das amostras, seguiu-se o seguinte procedimento:

a) Fez-se a simulação com o programa FEMM da impedância, em função da frequência, de uma amostra com as mesmas dimensões das amostras estudadas, onde considerou-se  $\mu = 1$  (fase paramagnética). Também aqui foi seguido um procedimento para corrigir a parte externa da impedância produzida pela simulação (ver seção 6.2).

b) Supondo-se que para  $T \gg T_c$  a permeabilidade da amostra seja  $\mu = 1$ , subtraiu-se da parte imaginária da impedância medida, a parte imaginária da impedância simulada corrigida. Isto foi feito para a impedância medida à temperatura ambiente, portanto, bem acima de  $T_c$  para ambos os compostos. Essa diferença é associada à contribuição externa.

c) Por último, se subtrai essa contribuição externa da parte imaginária da impedância medida para toda a faixa de temperatura estudada. Obtivemos, assim, a impedância da amostra livre da contribuição externa. Neste procedimento supõe-se que a contribuição externa não depende da temperatura.

A contribuição externa, estimada desta maneira, pode chegar a  $3,5\text{m}\Omega$  para frequências da ordem de  $100\text{kHz}$ , valor este nada desprezível frente aos valores medidos.

### **6.3. Obtenção da permeabilidade magnética inicial da medida de impedância**

A permeabilidade magnética carrega importantes informações sobre as propriedades magnéticas do material. Nosso objetivo, agora, é a obtenção da permeabilidade magnética complexa a partir dos dados experimentais; partes real e imaginária da impedância em função da temperatura. Conforme exposto na seção 6.2, um bom ajuste entre a equação de Landau e simulações com seção reta quadrada é obtido fazendo-se o diâmetro da seção reta circular igual ao lado do quadrado.

Utilizando-se essa condição, pode-se obter a permeabilidade magnética complexa, a partir dos dados experimentais. Para isso, deve-se separar as partes real e imaginária da equação de Landau:

$$\frac{R}{R_{DC}} = \text{Re} \left[ \frac{1}{2} (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \frac{Y_o \left( (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \right)}{Y_1 \left( (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \right)} \right] \quad (6.3.1)$$

$$\frac{X}{R_{DC}} = \text{Im} \left[ \frac{1}{2} (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \frac{Y_o \left( (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \right)}{Y_1 \left( (1+i) a \sqrt{\mu \sigma \pi f} \right)} \right]$$

Nessas equações,  $R$  e  $X$  são os valores das partes real e imaginária da impedância e foram substituídos pelos dados obtidos experimentalmente e  $f$  é a frequência da corrente aplicada durante a medida. O raio da seção reta circular,  $a$ , foi, como dito anteriormente, colocado como sendo igual à metade do lado da seção reta das amostras.  $R_{DC}$  é a parte real da impedância da amostra medida à 30Hz, utilizada na normalização dos dados e através da qual calcula-se  $\sigma$  (a condutividade elétrica da amostra) sabendo-se suas dimensões.

Dessa forma, as equações (6.3.1) se transformam em um sistema de duas equações com duas variáveis, as partes real e imaginária da permeabilidade magnética, respectivamente  $\mu'$  e  $\mu''$ . Entretanto, esse sistema não pode ser resolvido analiticamente, devido às equações que o compõe serem transcendentais. Logo, é necessário um método numérico para sua solução. Com o objetivo de obter a permeabilidade magnética das amostras estudadas, após serem substituídos nesse sistema os dados experimentais e os parâmetros utilizados em cada medida, foram feitas iterações numéricas com o auxílio do programa de computador Maple.

Após a substituição dos dados relativos ao primeiro ponto de medida, informa-se ao programa valores iniciais de  $\mu'$  e  $\mu''$ , que servem como uma solução tentativa inicial. O programa, então, resolve o sistema de equações de forma que os valores de  $\mu'$  e  $\mu''$  satisfazem tanto a parte real como a parte imaginária dos dados experimentais e passava para o próximo ponto medido utilizando como solução tentativa inicial os valores encontrados na iteração anterior.

#### 6.4. Permeabilidade magnética em função da temperatura

Os resultados obtidos para a permeabilidade podem ser vistos na figura 6.4.1 em que são mostrados gráficos de  $\mu \times T$ , para frequências de 5kHz e 100kHz.

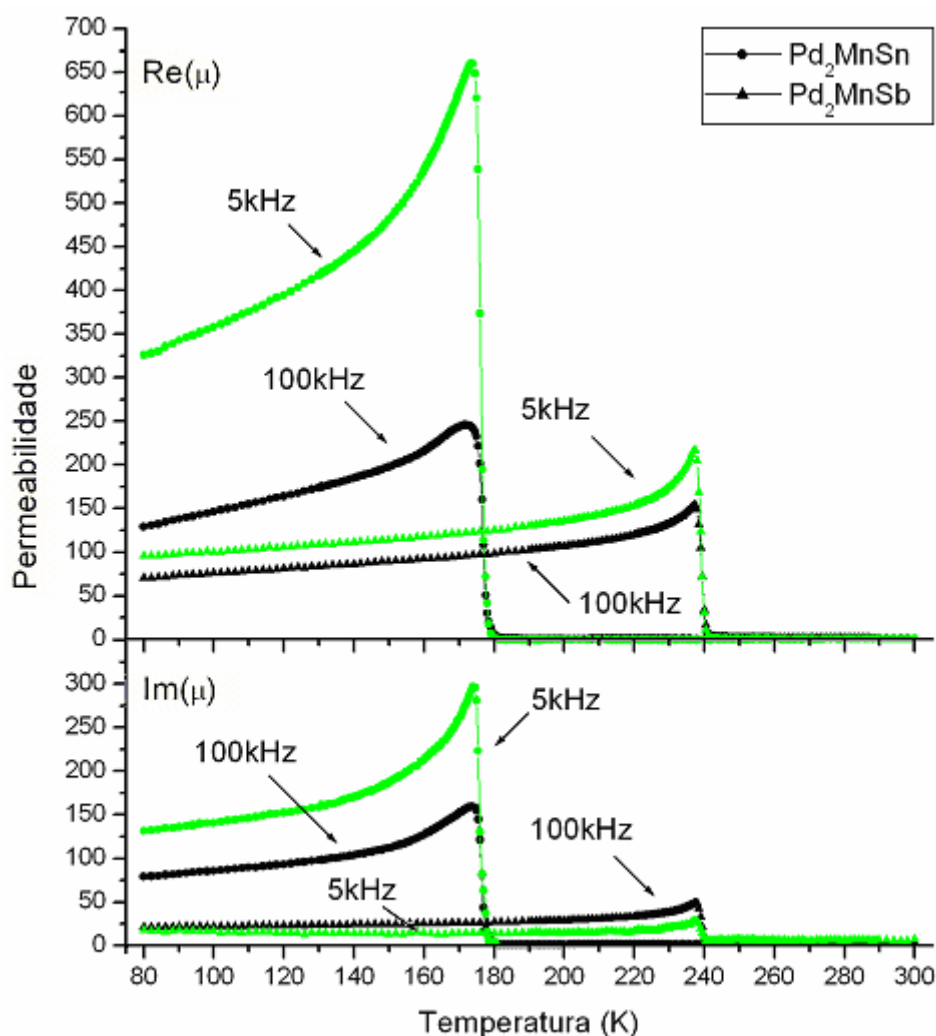


Figura 6.4.1 - Partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função da temperatura das amostras de Pd<sub>2</sub>MnSb e Pd<sub>2</sub>MnSn para frequências de 5kHz e 100kHz. As linhas sólidas são guias para os olhos.

Assim como nas curvas de impedância em função da temperatura, as curvas de permeabilidade em função da temperatura apresentam de forma bem marcada as temperaturas de transição magnética nos dois compostos. Como era de se esperar, a permeabilidade das amostras diminui consideravelmente nas suas fases paramagnéticas ( $T > T_c$ ).

Na figura 6.4.1, nota-se uma ampla diferença entre as permeabilidades magnéticas da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn à 5kHz e à 100kHz. Pode-se ver que à 5kHz ambas as partes real e imaginária da permeabilidade da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn são maiores que à 100kHz, ao contrário da impedância, mostrada na figura 6.1.1.

Podemos, agora, entender melhor a abrupta variação da impedância na temperatura crítica,  $T_c$ . Uma diminuição na permeabilidade leva a um aumento do comprimento de penetração, o que, por sua vez, leva a uma diminuição da impedância.

Para uma condutividade elétrica de  $2,5E6\Omega^{-1}.m^{-1}$  (típica das amostras estudadas), frequência de 100kHz e permeabilidade de 250, a equação (3.4.6) dá um comprimento de penetração  $\delta = 0,06mm$ . Já com uma permeabilidade igual a 1 (fase paramagnética), o comprimento de penetração é da ordem de  $\delta = 1mm$ . Nota-se, portanto, que na fase paramagnética, o comprimento de penetração é da ordem da espessura da amostra e a corrente é quase uniformemente distribuída em seu interior. Ao passo que com permeabilidade da ordem de 250, a corrente está concentrada em uma fina camada próxima à superfície do condutor, diminuindo a área efetiva de sua seção reta e, portanto, aumentando sua impedância.

Também, sendo a impedância dependente do comprimento de penetração e este dependente do produto da permeabilidade pela frequência  $\left( \delta \equiv \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \right)$ , pode-se ver que a impedância à 100kHz é maior que à 5kHz unicamente devido ao aumento da frequência de sonda, pois a permeabilidade diminui com a frequência para uma dada temperatura.

Essa diferença é bem menos acentuada na amostra de  $Pd_2MnSb$ . Nessa amostra, a parte real da permeabilidade também é maior à 5kHz do que à 100kHz, porém a diferença entre as curvas é consideravelmente menor quando comparada com a amostra de  $Pd_2MnSn$ .

Na figura 6.4.2 tem-se o conjunto completo das permeabilidades em função da temperatura das amostras estudadas.



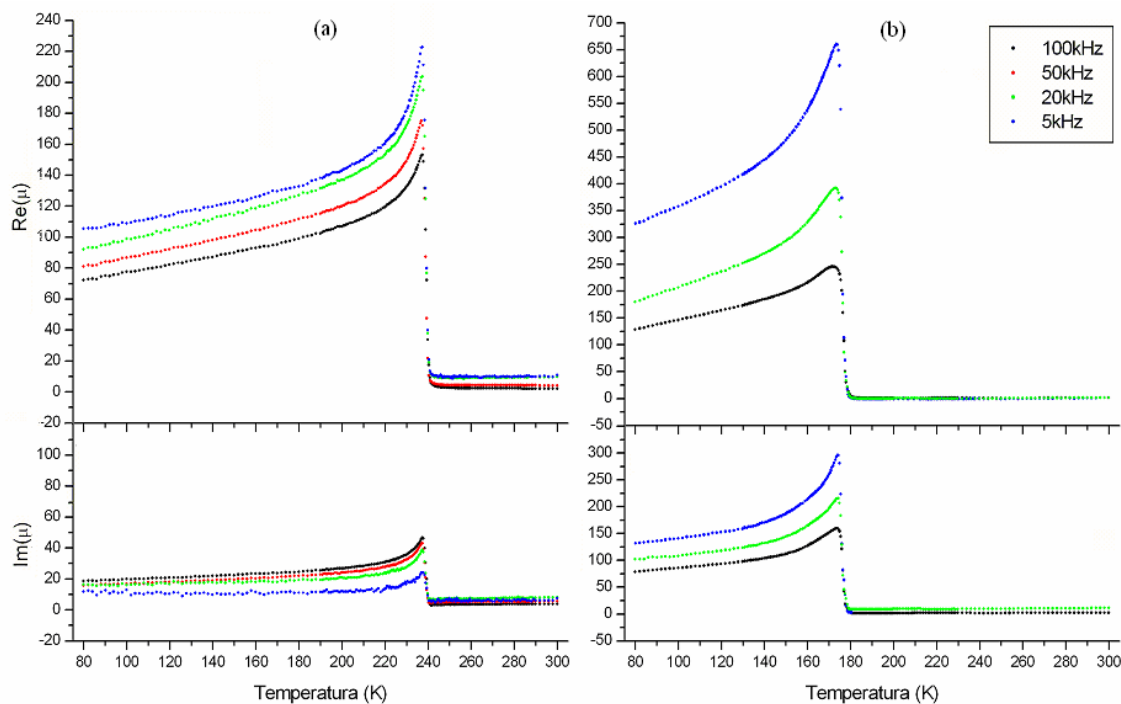


Figura 6.4.2 - Partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função da temperatura das amostras de (a)  $Pd_2MnSb$  e (b)  $Pd_2MnSn$  com diferentes frequências.

### 6.5. Impedância e permeabilidade em função da frequência

Com o objetivo de melhor estudar a dependência da permeabilidade magnética destes compostos em função da frequência para temperaturas próximas a  $T_c$ , foram feitas medidas da impedância em função da frequência.

Como mostra a figura 6.5.1, em temperaturas abaixo de  $T_c$ , as partes imaginárias das impedâncias obtidas experimentalmente tendem a um comportamento aproximadamente linear com a frequência, em faixas de frequência relativamente baixas, fazendo com que essas tendam à zero em um regime DC. Em frequências mais altas, porém, as declividades dessas partes imaginárias diminuem com a frequência.

Em baixas frequências, a parte real da impedância tem um comportamento quase constante, sendo iguais à  $R_{DC}$  de cada amostra. Em frequências mais altas, ela aumenta com a frequência, tendo segunda derivada positiva até atingir um ponto de inflexão, onde passam a ter um comportamento semelhante ao da parte imaginária.

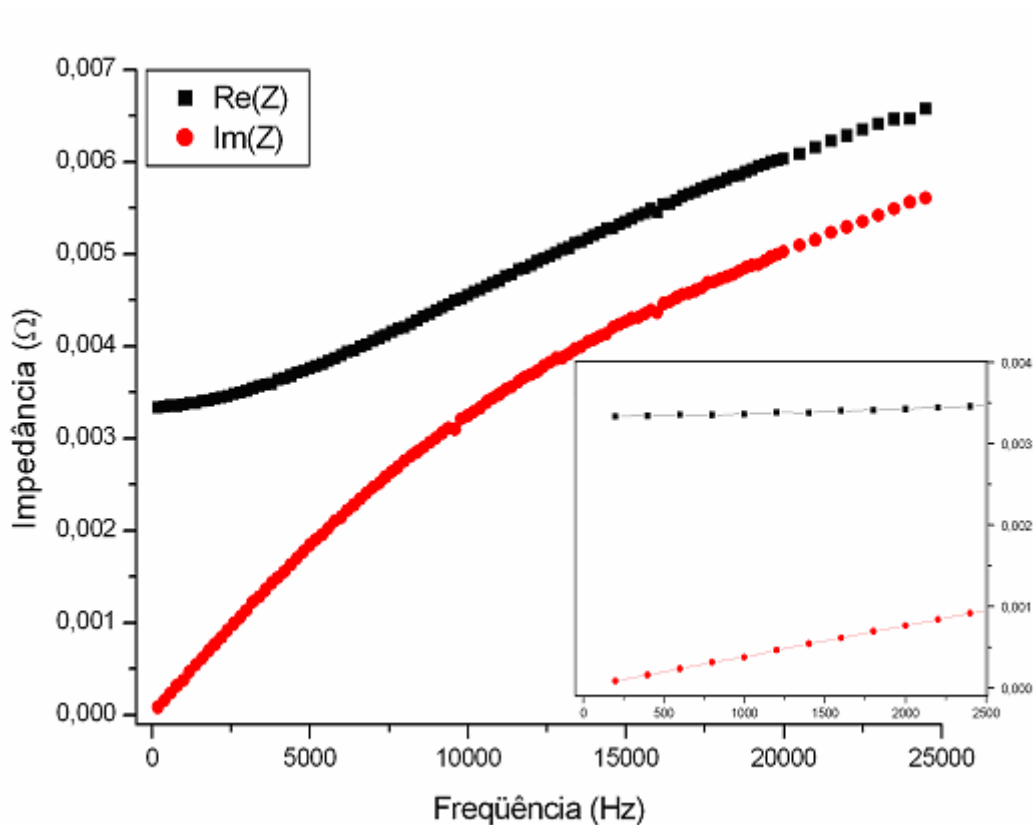


Figura 6.5.1 - Partes real e imaginária da impedância da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  com temperatura de 150K. O quadro maior mostra os dados experimentais até a frequência de 25kHz. Nessa faixa de frequência pode-se ver o comportamento aproximadamente linear da parte imaginária da impedância em baixas frequências e, em frequências mais altas, a diminuição de sua declividade com o aumento da frequência. Na parte real da impedância é mostrado um comportamento quase constante em baixas frequências, seguido por um aumento da declividade da curva e, posteriormente, sua diminuição com o aumento da frequência, passando por um ponto de inflexão. O quadro menor mostra um detalhe dos dados dessa amostra até uma frequência de 2500Hz. As linhas sólidas são guias para os olhos.

A figura 6.5.2 mostra em um gráfico log-log, similar ao mostrado na figura 3.6.2.1, os mesmos dados experimentais vistos na figura 6.5.1, em toda sua faixa de medida (até 100kHz).

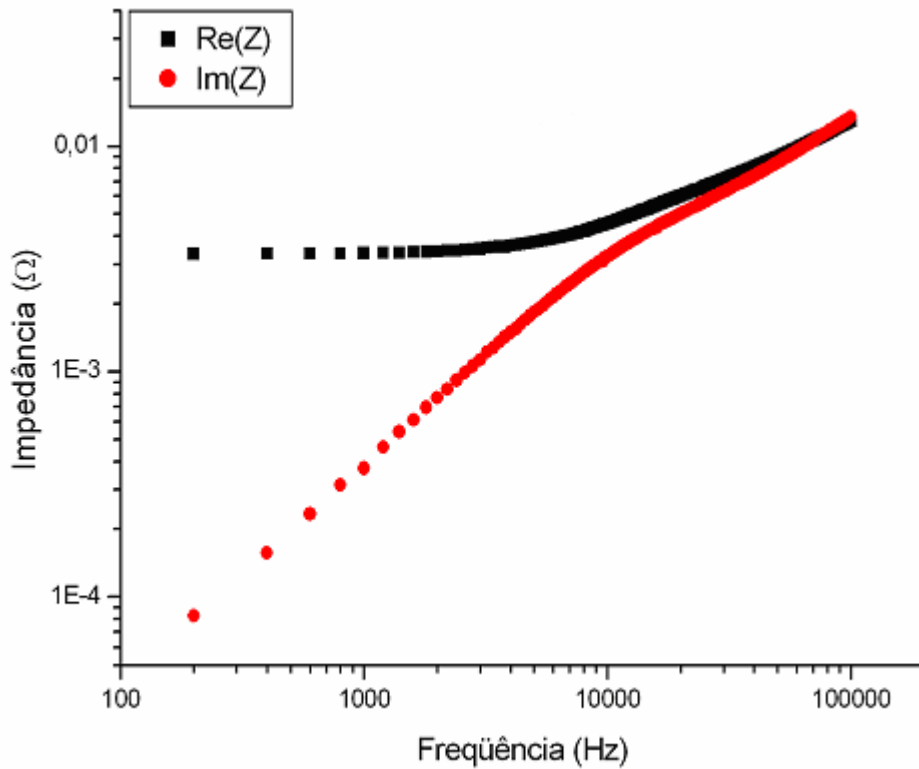


Figura 6.5.2 - Impedância em função da frequência da corrente aplicada na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  com temperaturas de 150K.

Em temperaturas acima de  $T_c$ , ambas as partes real e imaginária da impedância têm comportamento aproximadamente constante como mostra a figura 6.5.3.

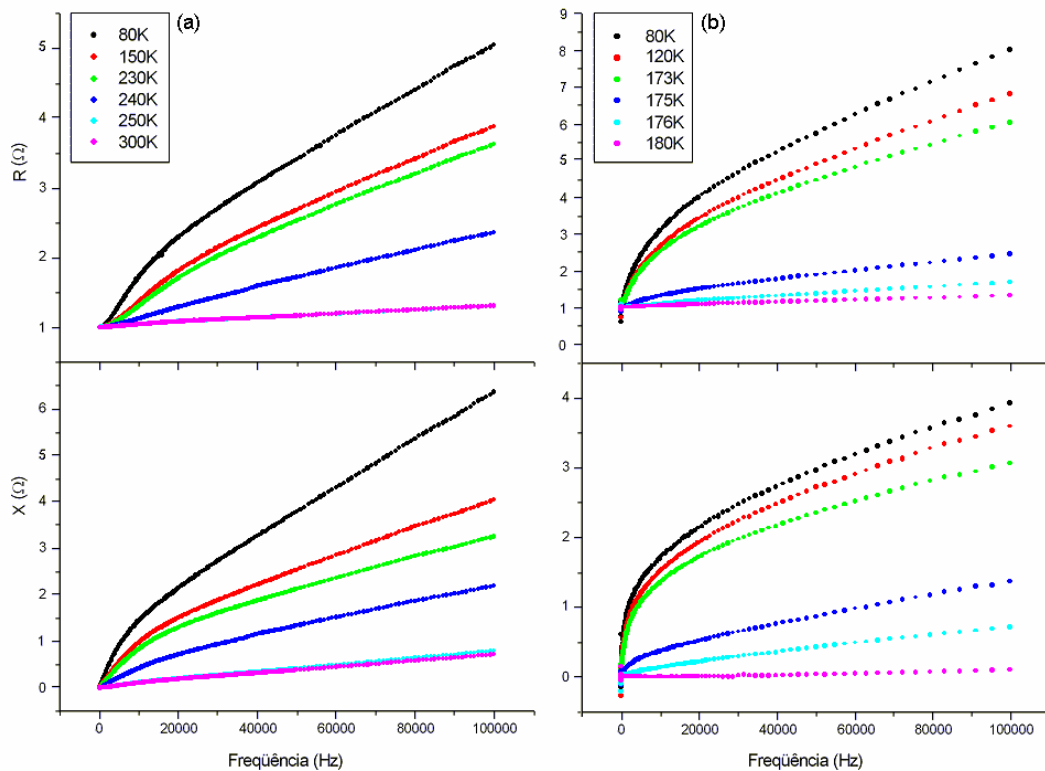


Figura 6.5.3 - Impedância, normalizada, em função da frequência da corrente aplicada nas amostras de (a)  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  e (b)  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  para diversas temperaturas.

A figura 6.5.4 é uma compilação em três dimensões da resistência experimental das amostras em função da temperatura e da frequência, vistas nas figuras 6.1.1 e 6.5.3 , respectivamente.

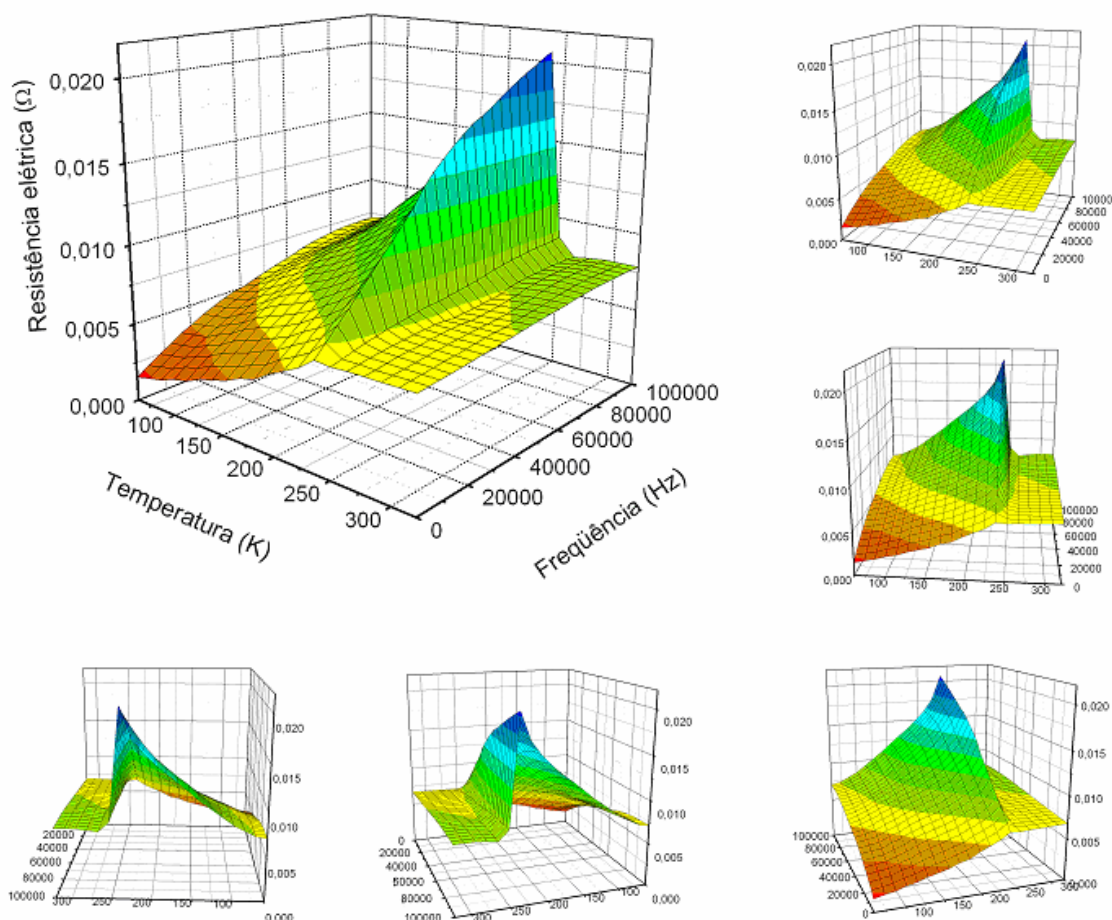


Figura 6.5.4 - Gráfico em três dimensões da parte real dos resultados obtidos para a amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb. O eixo vertical é a resistência da amostra e os eixos horizontais são a frequência e a temperatura.

Tendo sido feita a correção da reatância externa das amostras como posto na seção 6.2, pôde-se aplicar novamente a equação (6.3.1) na análise dos dados experimentais como exposto na seção 6.4. Para cada ponto de frequência foi corrigida a reatância externa das amostras que é dependente da frequência.

Foi observado que não é possível ajustar a função de Landau supondo a permeabilidade magnética constante, ou seja, independente da frequência. Para tanto, foi necessário novamente realizar a iteração descrita na seção 6.4, utilizando o programa Maple, contudo, dessa vez, em função da frequência da corrente de sonda.

Nas figuras 6.5.5 e 6.5.6 são mostradas as partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função da frequência, respectivamente  $\mu'$  e  $\mu''$ , obtidas através da referida iteração.

Pode-se ver que ambas as partes real e imaginária da permeabilidade da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  são muito maiores que as da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  em baixas frequências.

Nota-se uma diminuição da parte real da permeabilidade da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  com o aumento da frequência enquanto que a parte real da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  mostra-se fracamente dependente da frequência.

Quanto à parte imaginária da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$ , nota-se um máximo em aproximadamente 5kHz e, a partir daí, uma diminuição de seu valor até 100kHz.

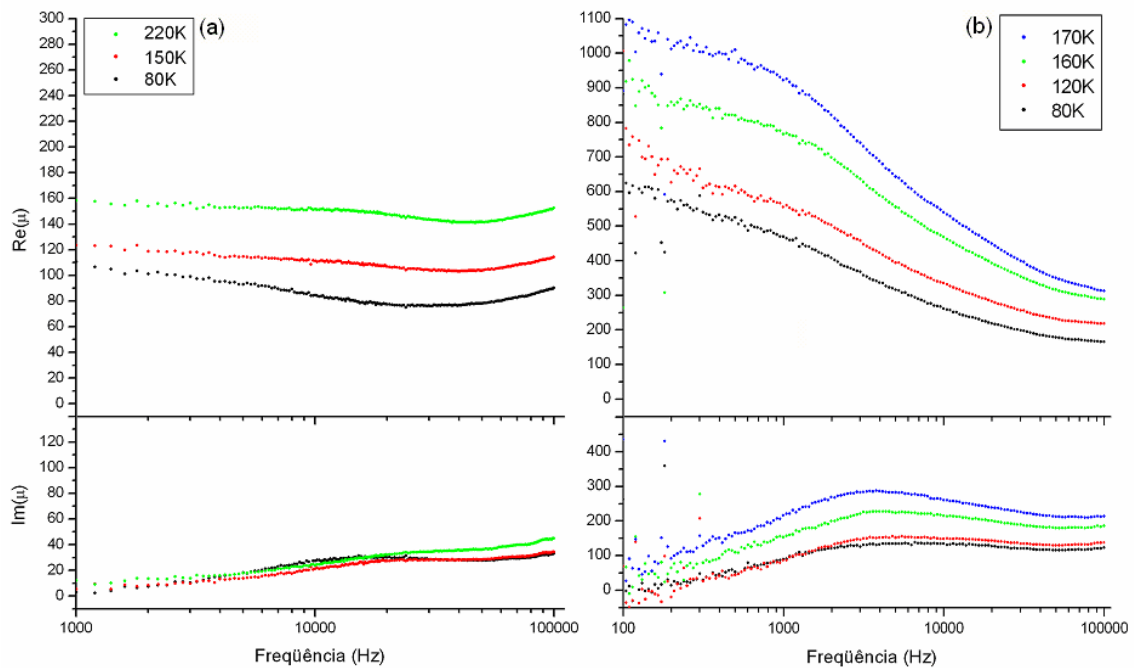


Figura 6.5.5 - Partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função da frequência da corrente aplicada nas amostras de (a)  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  e (b)  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$ , com temperaturas abaixo de  $T_c$ .

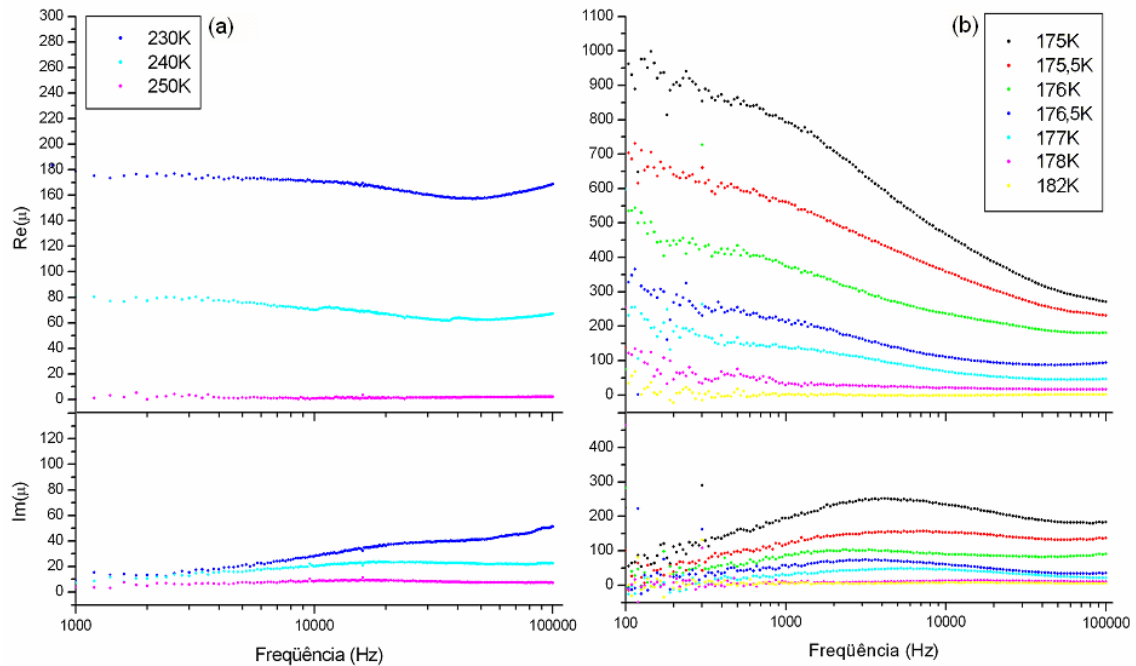


Figura 6.5.6 - Partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função da frequência da corrente aplicada nas amostras de (a)  $Pd_2MnSb$  e (b)  $Pd_2MnSn$ , para temperaturas abaixo e próximas a  $T_c$ .

Os altos valores da parte real da permeabilidade para a amostra de  $Pd_2MnSn$  a baixas frequências podem estar relacionados à formação de *anti-phase boundaries* (APBs) durante a preparação da amostra e não completamente eliminadas pelo tratamento térmico. Estresse mecânico, assim como contrações térmicas durante a solidificação da amostra, pode produzir deslocamentos. Nessas interfaces, pares de íons Mn como segundos vizinhos mais próximos, acoplam seus spins antiparalelamente em lados opostos do plano de deslocamento, enquanto spins de todos os átomos de Mn dentro do domínio se acoplam ferromagneticamente. Essas deslocamentos com acoplamento antiferromagnético são chamadas *anti-phase boundaries*. As paredes de domínio conectando as fronteiras das APBs se movem com o campo magnético da corrente AC e a magnetização é fortemente induzida. Dessa forma, as APBs podem aumentar o número de paredes de domínio e conseqüentemente a permeabilidade magnética a baixas frequências. Isso pode explicar a alta permeabilidade obtida a baixas frequências nesse composto. Esse efeito foi discutido mais profundamente na seção 4.2.

Na figura 6.5.7 pode-se ver o diagrama de Argand da amostra de  $Pd_2MnSn$  para algumas temperaturas próximas de  $T_c$  e seu ajuste segundo a Teoria de Debye modificada.

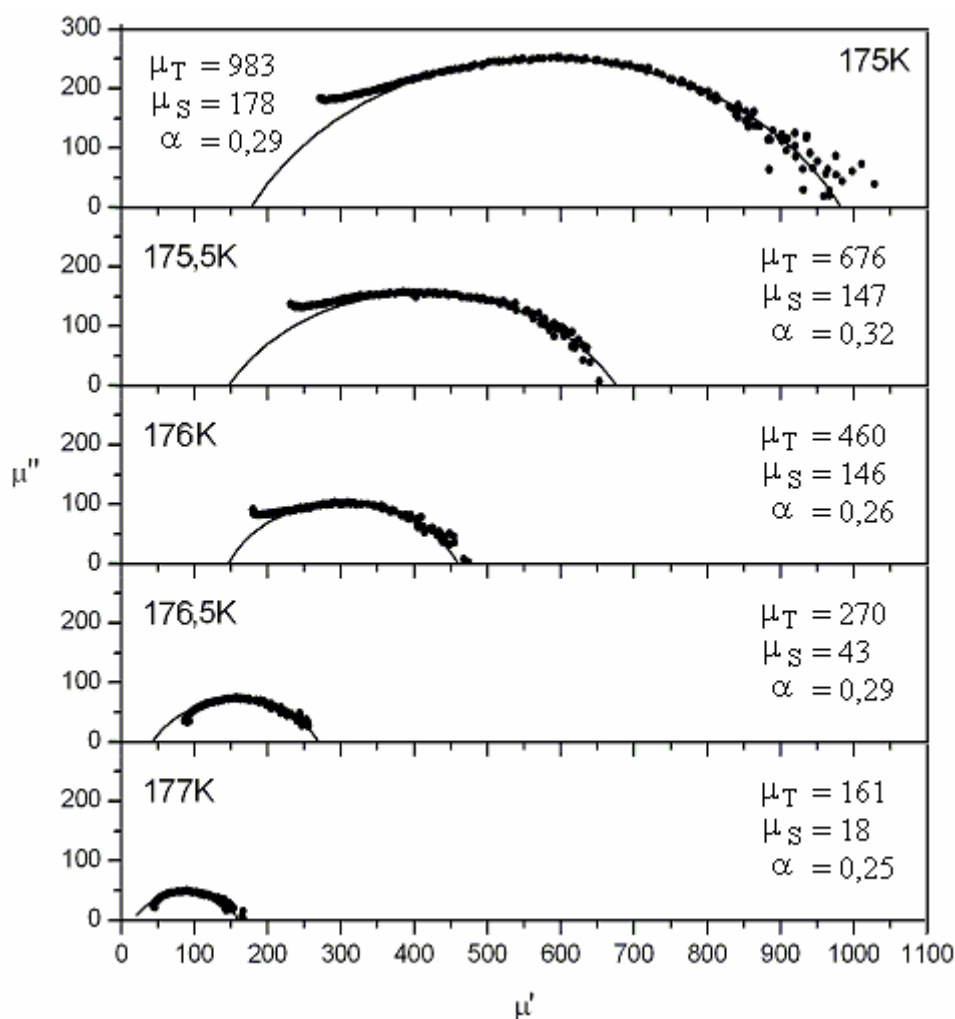


Figura 6.5.7 - Diagrama de Argand da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  para diversas temperaturas próximas a  $T_c$ . Os pontos são as permeabilidades mostradas na figura 6.5.6 (parte imaginária da permeabilidade no eixo das ordenadas e parte real no das abcissas) e a linha sólida é o ajuste da Teoria de Debye modificada, equação 2.8.2.4, com os respectivos parâmetros.

Como foi visto no capítulo 2, a formulação da Teoria de Debye para dielétricos prevê a dependência da constante dielétrica complexa de um material em função da frequência e de um tempo de relaxação característico do material. O modelo do equivalente mecânico mostra uma dependência entre a permeabilidade magnética e a frequência, semelhante à do modelo de Debye para dielétricos. Em ambos os casos, nas funções das respectivas grandezas complexas (constante dielétrica e permeabilidade magnética) surge uma frequência com expoente igual a 1 (equação 2.8.1.11).

Contudo, dados experimentais mostram que muitas vezes um ajuste mais preciso é alcançado quando esse expoente 1 é substituído por  $1-\alpha$ , sendo  $\alpha$  um parâmetro que pode ter valores entre 0 e 1. Essa modificação representa a presença de mais de um tempo característico de relaxação, uma distribuição de tempos de relaxação em torno de um tempo médio.

Essa substituição (quando  $\alpha \neq 0$ ) faz com que o diagrama de Argand, antes um semi-círculo com centro sobre o eixo das abcissas, tenha agora centro abaixo desse eixo.

Para  $\alpha = 0$  retorna-se ao modelo do equivalente mecânico e o diagrama de Argand volta a ter centro sobre o eixo das abcissas.

A figura 6.5.8 mostra um gráfico com as partes real e imaginária da permeabilidade magnética da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn com temperatura de 173K e dois ajustes, o do equivalente mecânico e o da Teoria de Debye modificada, ambos com frequência média ( $\bar{f}$ ) de 3750Hz, associada a um tempo de relaxação médio<sup>[50]</sup>.

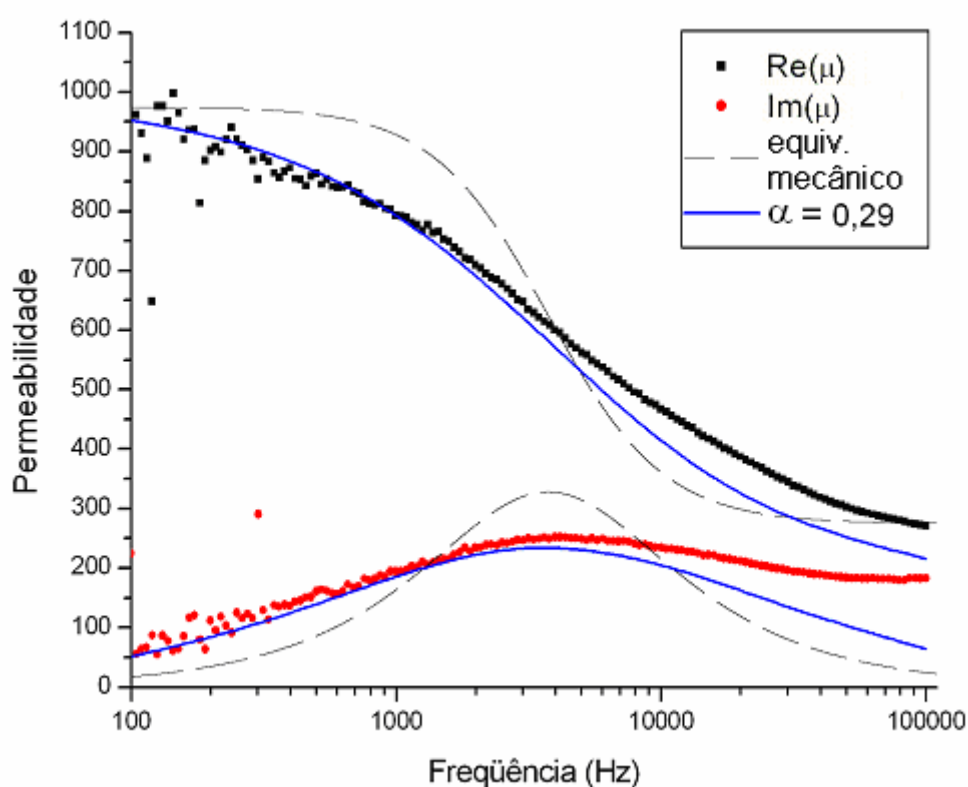


Figura 6.5.8 - Pontos: partes real e imaginária da permeabilidade magnética da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn em função da frequência com temperatura de 173K obtidos experimentalmente. Linha tracejada: ajuste utilizando a função do equivalente mecânico com parâmetros  $\mu_T = 700$  e  $\mu_S = 275$ . Linha sólida: ajuste da função modificada de Debye utilizando os parâmetros do gráfico de Argand, figura 6.5.7,  $\mu_T = 983$ ,  $\mu_S = 178$  e  $\alpha = 0,29$ . Em ambos os ajustes foi utilizado  $\bar{f} = 1/\bar{\tau} = 3750\text{Hz}$ .

O parâmetro  $\alpha$  atinge 0,32 e não varia significativamente quando a temperatura se aproxima de  $T_c$ . Este valor indica uma distribuição de tempos de relaxação associada a diferentes tamanhos de domínios magnéticos. A pouca variação de  $\alpha$  indica que a estrutura de domínios quase não varia quando a temperatura se



aproxima de  $T_c$ , apesar da grande dependência da permeabilidade isotérmica ( $f \rightarrow 0$ ) quando a temperatura se aproxima de  $T_c$ .

### 6.6. Impedância e permeabilidade magnética em função do campo magnético externo aplicado (magnetoimpedância)

A figura 6.6.1 mostra os resultados da medida da impedância (parte real e imaginária) das amostras de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  e  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  em função do campo magnético externo aplicado para diferentes temperaturas. Antes de iniciar cada isoterma, a amostra foi aquecida acima da temperatura de Curie e resfriada até a temperatura desejada na ausência de campo magnético e só então se iniciou a medida a partir de campo nulo. O campo foi então aumentado gradativamente até +500Oe, reduzido até -500Oe e aumentado novamente até +500Oe, completando um ciclo de histerese.

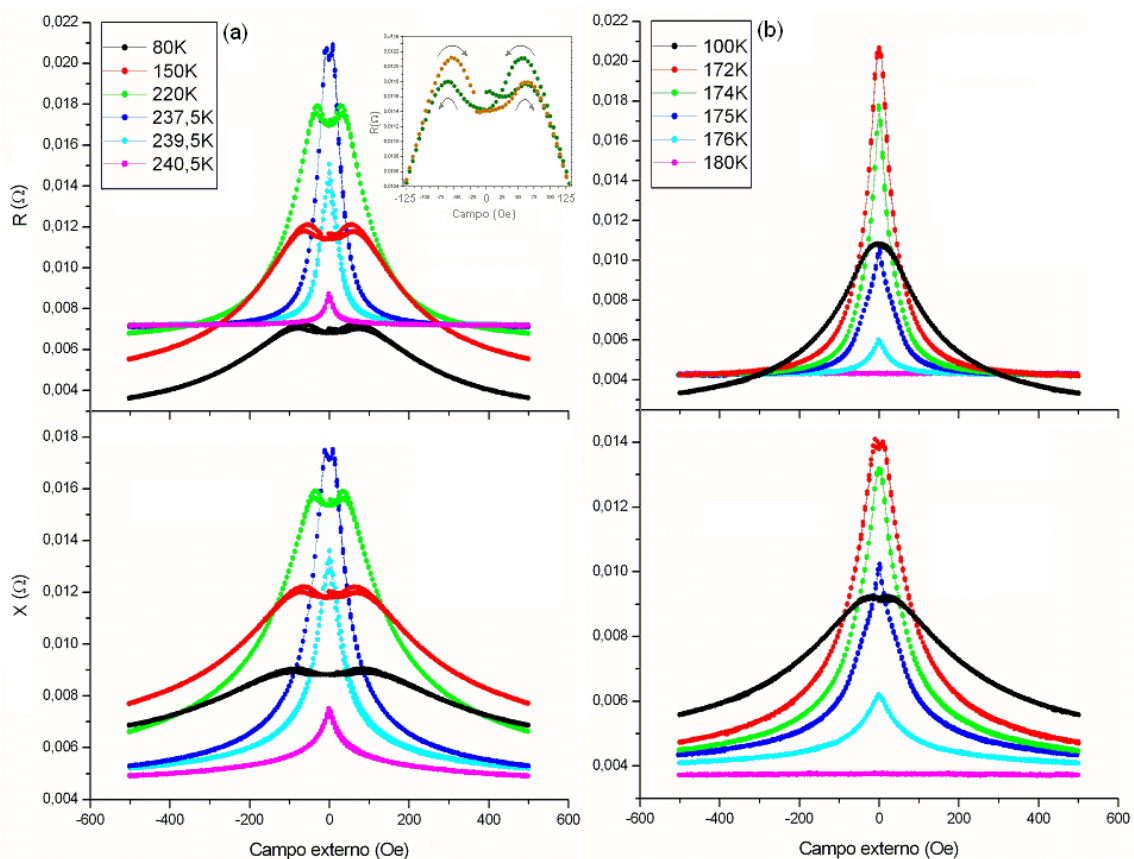


Figura 6.6.1 - Impedância em função do campo externo aplicado nas amostras de (a)  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  e (b)  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$ , com frequência de 100kHz e diversas temperaturas. A caixa na porção superior da figura é uma ampliação dos dados da parte real da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , entre -125Oe e 125Oe, que mostra em detalhe o efeito de histerese nessa amostra, à 150K. Pode-se ver um pico duplo à direita outro à esquerda do campo nulo, ambos em campos de cerca de 55Oe em módulo. Os dados em verde mostram a primeira subida de campo (a partir de campo nulo) e a primeira descida. Os dados em laranja mostram a segunda subida de campo (de -500Oe até 500Oe). Nota-se que, no máximo à direita, os dados referentes à primeira e à segunda subida coincidem e que, na subida de campo, a trajetória da curva de impedância é por cima em campos negativos e por baixo em campos positivos. Na descida a situação se inverte.

Como mostrado nas figuras 6.6.1 e 6.6.2, há uma diminuição das partes real e imaginária da impedância com o aumento do módulo do campo magnético aplicado nas amostras. Em campo nulo, vê-se um aumento da impedância com a temperatura até a temperatura crítica, quando há uma queda súbita compatível com os gráficos em função da temperatura, figura 6.1.1. Pode-se ver na figura 6.6.1 um estreitamento do máximo que ocorre à 0Oe, com temperaturas próximas a  $T_c$  de ambas amostras. Um forte efeito de histerese foi observado na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , mostrado no detalhe da figura 6.6.1 para a temperatura de 150K, que é reduzido à medida que a temperatura se aproxima de  $T_c$ .

Essas medidas foram realizadas com campo aplicado ao longo do comprimento da amostra e paralelo à corrente de sonda.

A figura 6.6.2 mostra uma compilação em três dimensões da resistência experimental das amostras em função da temperatura e do campo magnético externo aplicado.

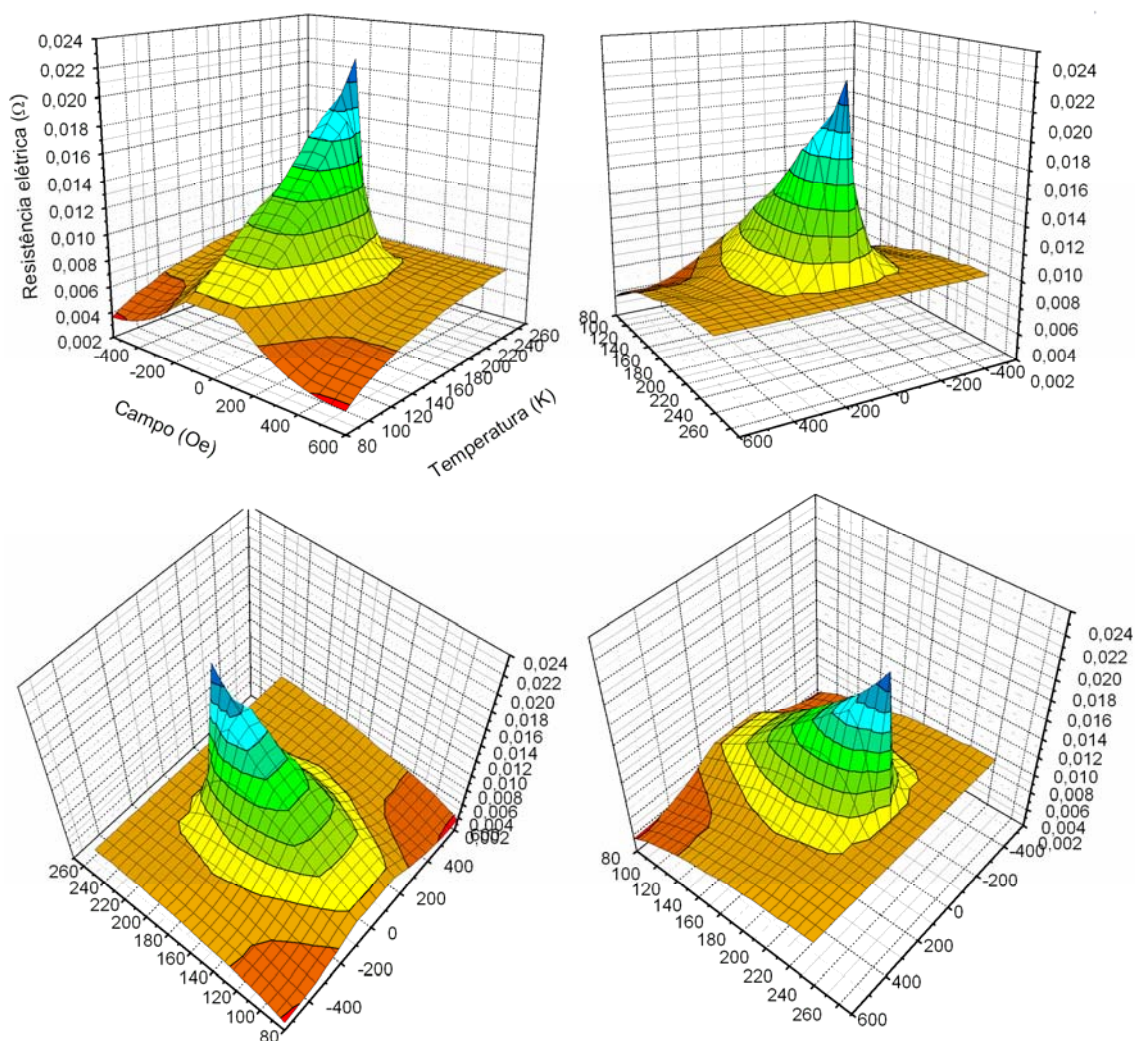


Figura 6.6.2 - Gráfico em três dimensões da parte real dos dados não normalizados da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  a 100kHz. O eixo vertical é a resistência da amostra e os eixos horizontais são o campo magnético externo e a temperatura.

A figura 6.6.3 mostra a impedância da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$  em função do campo magnético externo para três frequências. Pode-se ver um aumento da impedância com a frequência de sonda, bem como um forte efeito de histerese semelhante ao visto na figura 6.6.1.

Na figura 6.6.4, vê-se em maior detalhe a impedância da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  com temperaturas de 100K e 172K e frequências de 100kHz e 1kHz. Assim como na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , há um aumento das partes real e imaginária da impedância com a frequência. Nota-se também, nas figuras 6.6.1, 6.6.3 e 6.6.4, um estreitamento do máximo localizado em campo nulo conforme a temperatura se aproxima da temperatura crítica, o que indica uma maior sensibilidade das amostras ao campo magnético quando esta se aproxima de  $T_c$ .

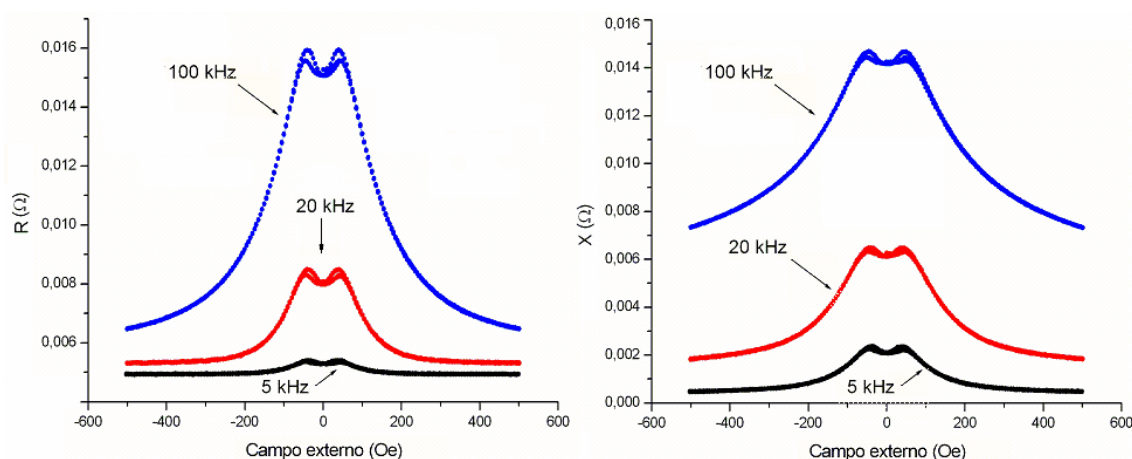


Figura 6.6.3 - Impedância em função do campo externo aplicado na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , com temperatura de 200K, para três frequências diferentes: 5, 20 e 100kHz.

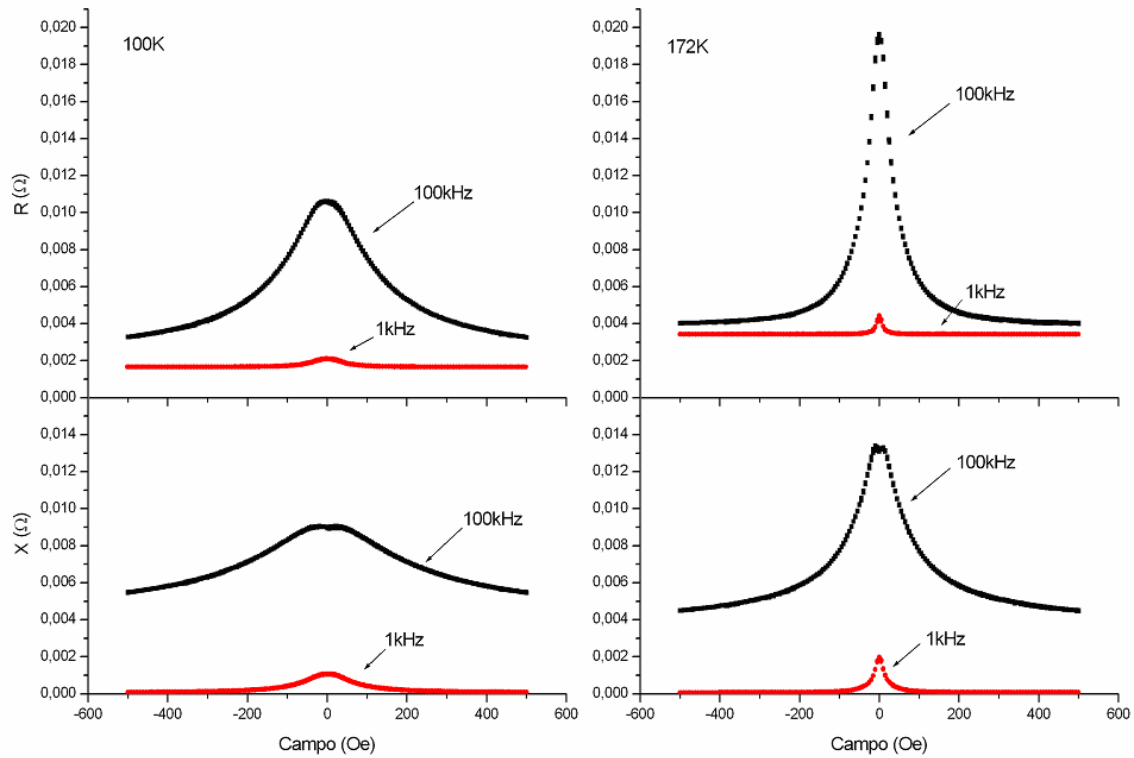


Figura 6.6.4 - Partes real e imaginária da impedância em função do campo externo aplicado na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSn}$  com temperaturas de 100K (esquerda) e 172K (direita) e freqüências de 100kHz e 1kHz.

Aplicando-se o mesmo procedimento de análise utilizado nos dados anteriores, obtêm-se as curvas de permeabilidade mostradas na figura 6.6.5.

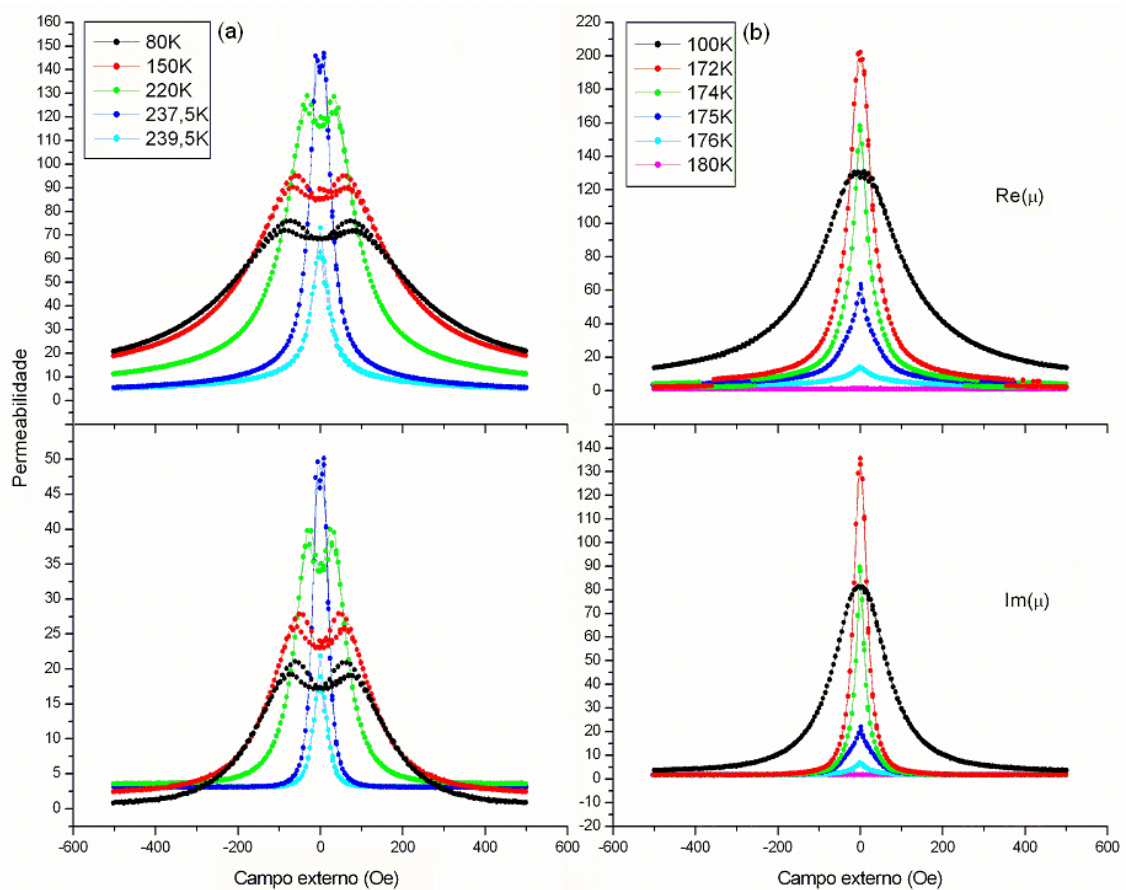


Figura 6.6.5 - Partes real e imaginária da permeabilidade magnética em função do campo externo aplicado nas amostras de (a) Pd<sub>2</sub>MnSb e (b) Pd<sub>2</sub>MnSn, com diferentes temperaturas e frequência de 100kHz.

A grosso modo, a forma das curvas de permeabilidade magnética não difere muito daquelas observadas para a impedância em função do campo magnético externo aplicado. Isso mostra que a diminuição da impedância com o campo magnético deve-se à dependência da permeabilidade com o campo, que diminui.

Um fator importante para a caracterização do efeito de magnetoimpedância e em qualquer aplicação tecnológica desse efeito é a sensibilidade dos compostos em relação ao campo magnético externo aplicado.

Definindo-se  $\frac{\Delta Z}{Z}$  como sendo essa sensibilidade, pode-se calculá-la através da equação (6.6.1)<sup>[51][52][53][54]</sup>.

$$\frac{\Delta Z}{Z}(\%) = 100\% \times \frac{Z(H_{ex} = 0) - Z(H_{ex} \text{ max})}{Z(H_{ex} \text{ max})}, \quad (6.6.1)$$

onde  $H_{ex} \text{ max}$  é o campo máximo utilizado nas medidas. Nesse trabalho  $H_{ex} \text{ max} = 5000\text{Oe}$ .

Nas tabelas 6.6.1 e 6.6.2 podem ser vistos os valores obtidos com ambas as amostras em função da temperatura, com frequência de 100kHz. Esses valores estão plotados nas figuras 6.6.6 e 6.6.7.

Temperatura (K)	Re( $\frac{\Delta Z}{Z}$ )%	Im( $\frac{\Delta Z}{Z}$ )%
80	93	30
150	110	56
220	153	135
237,5	181	225
239,5	96	148
241	1	13
250	0	0

Tabela 6.6.1 -  $\frac{\Delta Z}{Z}$  da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb com frequência de 100kHz e várias temperaturas.

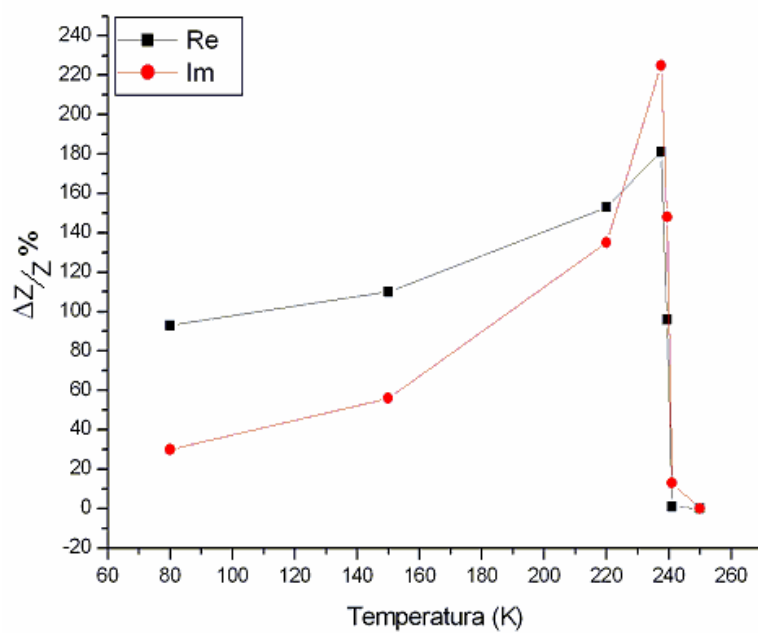


Figura 6.6.6 -  $\Delta Z/Z$  da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb com frequência de 100kHz e várias temperaturas. As linhas são guias para os olhos.

Temperatura (K)	Re( $\Delta Z/Z$ )%	Im( $\Delta Z/Z$ )%
100	223	63
172	392	186
175	149	135
177	8	21
180	0	1

Tabela 6.6.2 -  $\Delta Z/Z$  da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn com frequência de 100kHz e várias temperaturas.

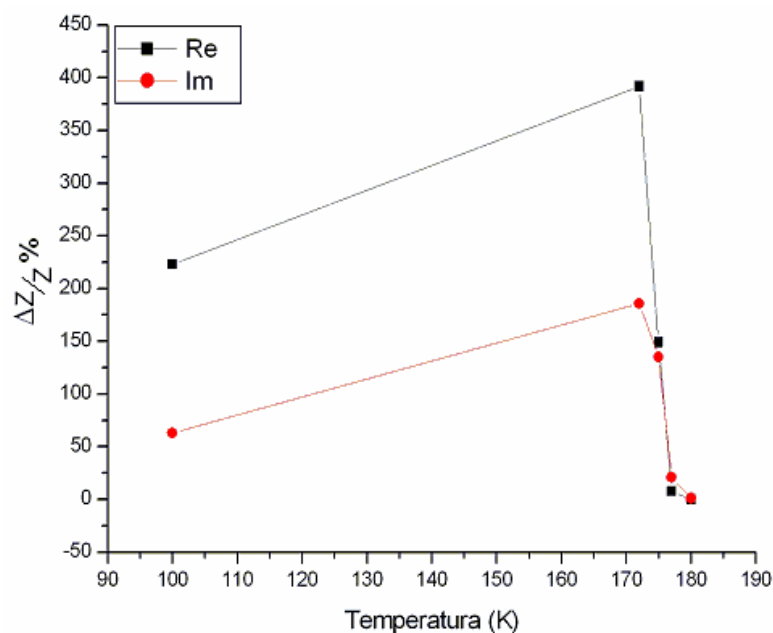


Figura 6.6.7 -  $\Delta Z/Z$  da amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn com frequência de 100kHz e várias temperaturas. As linhas são guias para os olhos.

Nota-se, a partir dos gráficos, que a forma das curvas de  $\Delta Z/Z \times T$  em ambas as amostras tende a ser semelhante à da impedância e permeabilidade magnética em função da temperatura. Os valores de ambas as partes real e imaginária de  $\Delta Z/Z$  aumentam a partir da temperatura mínima até alcançar um máximo próximo a  $T_c$ . Acima de  $T_c$  há uma diminuição súbita de seu valor.

### 6.7. Impedância em função da temperatura com campo externo aplicado

Na figura 6.11.1 pode-se ver as medidas realizadas em função da temperatura com campo magnético externo aplicado. Nela estão representadas as curvas das componentes real e imaginária da impedância com campo magnético externo de até 500Oe aplicado paralelamente à corrente AC. Todas as medidas foram obtidas com corrente de sonda de frequência igual a 100kHz.

Nota-se, nessas curvas, uma suavização do máximo à esquerda da temperatura crítica e uma queda mais gradativa da impedância conforme o campo magnético aumenta.

Como visto na seção 6.6, a permeabilidade magnética é dependente do campo magnético externo aplicado. Conforme se vê na figura 6.6.5, há uma diminuição na permeabilidade com o aumento do campo na faixa de temperatura abaixo de  $T_c$ . Em temperaturas menores as amostras são menos sensíveis ao campo magnético, o que faz

com que os máximos mostrados na figura 6.6.5 sejam mais largos em temperaturas baixas. Como consequência disso, com o aumento do campo o máximo na permeabilidade magnética acontece em temperaturas cada vez mais baixas. Esse efeito é observado na figura 6.7.1.

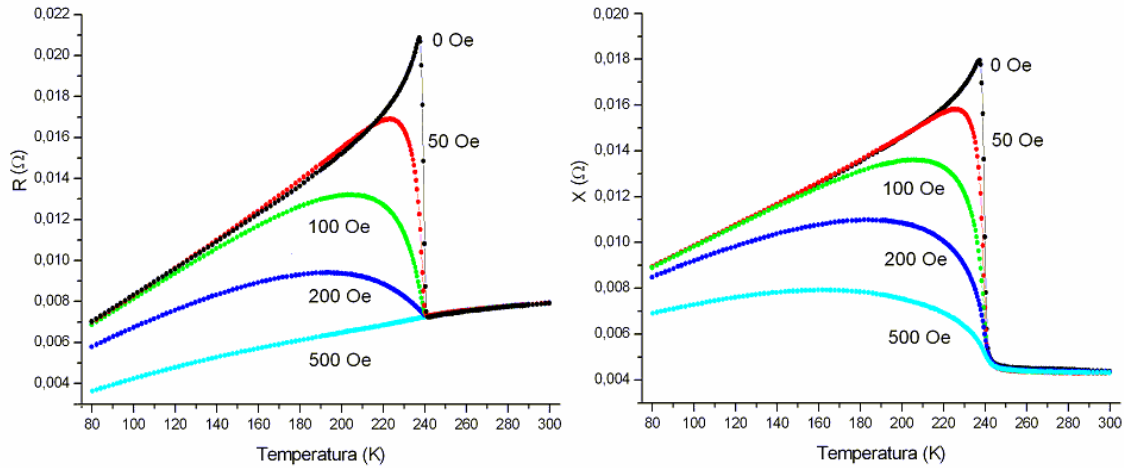


Figura 6.7.1 - Impedância em função da temperatura da amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , com frequência de 100kHz e diversos campos externos aplicados.

### 6.8. Impedância em função da frequência com campo externo aplicado

Foram feitas algumas medidas da impedância em função da frequência com campos magnéticos externos aplicados para algumas temperaturas. Algumas das curvas que resultaram dessas medidas são mostradas na figura 6.8.1, onde se pode ver, na fase ferromagnética, uma diminuição das partes real e imaginária da impedância com o aumento do campo. Na fase paramagnética as curvas quase não sofrem alteração, sendo mesmo difícil distingui-las.

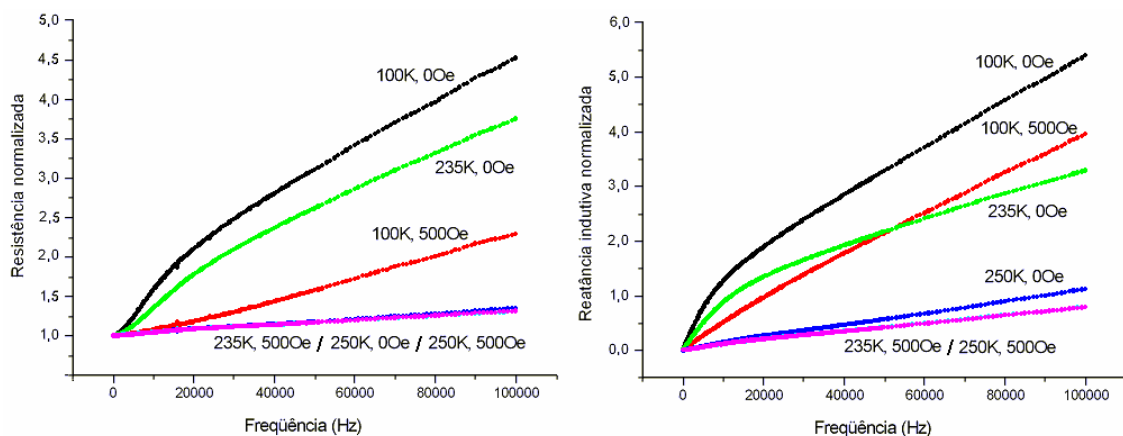


Figura 6.8.1 - Impedância, normalizada, em função da frequência da corrente aplicada na amostra de  $\text{Pd}_2\text{MnSb}$ , com diversos campos externos aplicados e temperaturas. Nota: as curvas de 250K com e sem campo se sobrepõe.



## 7. CONCLUSÕES

Nesse trabalho foram feitas medidas da impedância complexa dos compostos Pd<sub>2</sub>MnSn e Pd<sub>2</sub>MnSb em função da temperatura, da frequência da corrente de sonda e do campo magnético externo aplicado. Através de análise numérica dos resultados experimentais foi possível obter a permeabilidade magnética inicial complexa destes compostos.

As curvas de permeabilidade magnética em função da temperatura para diferentes frequências apresentam um máximo bastante pronunciado logo abaixo de  $T_c$ . Este efeito, conhecido como efeito Hopkinson, deve-se neste caso a dinâmica envolvendo o movimento das paredes dos domínios magnéticos. Observou-se que em baixas frequências este efeito é mais pronunciado no composto Pd<sub>2</sub>MnSn. Estudos por microscopia eletrônica de transição observaram a formação de “fronteiras de anti-fase” (*anti-phase boundaries*, APB's) neste composto. Como a presença das APB's favorece a formação de paredes de domínios magnéticos, é provável que estes dois efeitos estejam relacionados.

Os dados tanto da impedância quanto da permeabilidade em função do campo magnético externo aplicado mostram um pico em campo nulo, com diminuição gradual dessas grandezas com o aumento do módulo do campo. A largura desse pico diminui e sua amplitude aumenta com o aumento da temperatura até  $T_c$ . Próximo a campo nulo, pode-se ver a existência de um efeito de histerese. As partes real e imaginária da grandeza  $\Delta Z/Z$  calculada atingiram, respectivamente, valores de 181% e 225% para a amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb e 392% e 186% na de Pd<sub>2</sub>MnSn.

A partir das curvas de impedância em função da temperatura com campo magnético aplicado, nota-se um arredondamento do máximo, que aumenta com o aumento do campo.

Das medidas da impedância em função da frequência de corrente de sonda foi possível obter a dependência da permeabilidade magnética com a frequência, sendo que uma maior variação foi obtida para o composto Pd<sub>2</sub>MnSn. Neste caso, a permeabilidade magnética apresentou um comportamento relaxacional. Na fase ferromagnética, próximo de  $T_c$ , os gráficos Cole-Cole, ou diagramas de Argand, puderam ser descritos pela fórmula empírica de Debye modificada com  $\alpha \sim 0,3$ . Este valor de  $\alpha$  sugere uma larga

distribuição de tempos de relaxação associada ao movimento das paredes de domínios. Esta distribuição quase não varia com a temperatura quando a temperatura se aproxima de  $T_c$ , embora a permeabilidade magnética varie de forma significativa.

Este trabalho mostrou que a medida da impedância próxima de  $T_c$  pode ser uma técnica experimental muito útil no estudo de transições de fase envolvendo compostos ferromagnéticos.

# **APÊNDICES**

## A. O PROGRAMA DE COMPUTADOR FEMM

Esse apêndice tem como objetivo introduzir algumas considerações sobre o Método de Elementos Finitos (FEM) utilizado pelo programa *Finite Element Method Magnetics* (FEMM) e sua utilização em simulações envolvendo problemas voltados para o eletromagnetismo. Não se deve pensar que as noções expostas aqui, nem de longe, esgotam o assunto.

É muito difícil definir a data em que determinado avanço do conhecimento foi produzido. No caso particular do FEM, é referido por vários autores que a publicação mais antiga em que é utilizada a designação “elemento finito” data de 1960<sup>[55]</sup>. Anteriormente eram já conhecidas algumas técnicas que vieram a ser incorporadas no FEM, sem este aparecer ainda com as principais características que hoje em dia possui. Os grandes passos do desenvolvimento do FEM, que o conduziram ao formato que atualmente apresenta maior aceitação, foram dados na década de 60 e início da de 70.

Ao contrário de outros métodos que eram utilizados no passado, o FEM só tem utilidade prática se aplicado em conjunto com um computador. Este requisito é devido à grande quantidade de cálculos que é necessário realizar quando da resolução dos grandes sistemas de equações lineares gerados pelo método. Assim se compreende que o rápido desenvolvimento do FEM tenha praticamente coincidido com a generalização da utilização de computadores nos centros de pesquisa.

A base da aplicação do FEM consiste na divisão do espaço físico onde ocorre a simulação em espaços menores, chamados elementos. Esses elementos podem ter a forma de triângulos, tetraedros, ou mesmo a de quadriláteros ou hexaedros. O que define espacialmente esses elementos são os nodos, pontos que posicionam os vértices de cada elemento. Há um nodo em cada vértice e um adicional em cada aresta dos elementos. O conjunto de nodos e elementos é chamado de *mesh*. O *mesh* tem que ser contínuo, ou seja, o mesmo nodo deve definir um vértice ou uma aresta dos elementos que ele forma, nunca ambos. Isso é essencial para garantir que a aproximação do FEM seja contínua. Outra propriedade desejável para os nodos que compõe as arestas é que eles não se afastem muito do centro da aresta. Essa distância, em geral, deve ser menor do que 15% do comprimento da aresta. Outra condição que deve ser evitada é o achatamento do elemento finito. Definindo-se  $R$  como sendo o raio de um círculo circunscrito ao elemento e  $r$  o raio de um círculo inscrito ao elemento, a distorção

$D = R/r$  deve ser menor do que 5, mas valores da ordem de 10 são aceitáveis. Valores entre 10 e 15 não são seguros e maiores que 15 não são adequados para simulações confiáveis. A figura A.1 exemplifica essas situações onde em um *mesh*, um mesmo nodo localiza um vértice e uma aresta de elementos distintos, um nodo localiza-se muito distante do centro da aresta e um elemento encontra-se excessivamente distorcido.

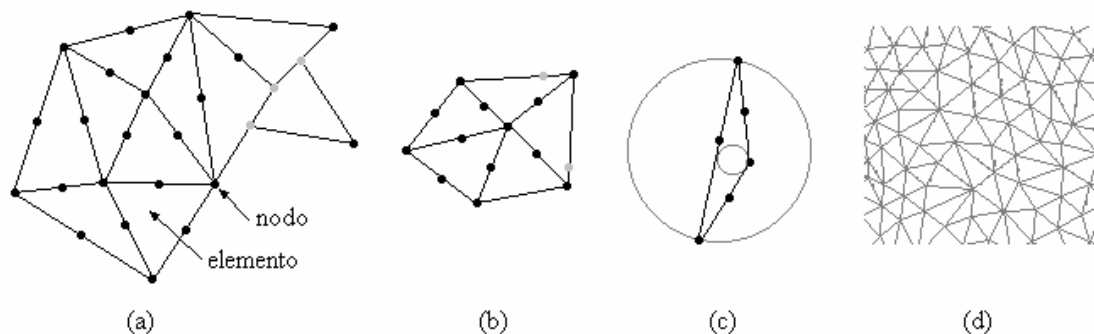


Figura A.1 - (a) *mesh* com elementos descontínuos. (b) *mesh* com nodos longe do centro da aresta. Em ambos os casos os nodos mal localizados são marcados em cinza. (c) elemento altamente distorcido e (d) segmento de *mesh* extraído de simulação com o FEMM.

A vantagem dessa divisão do problema em pequenos elementos é que o problema é transformado de um problema pequeno, mas de difícil solução, em um problema grande, mas relativamente fácil de se resolver. Um problema que talvez tenha uma geometria complexa é transformado em vários problemas com um geometria simples, triângulos no caso do FEMM. A divisão em elementos transforma o problema em um sistema de equações de NE variáveis e NE equações, onde NE representa o número de elementos no *mesh*, com possivelmente milhares de incógnitas, mas facilmente resolvível através de um computador. Quanto maior o número de elementos, maior será a precisão atingida.

O programa FEMM calcula as posições de seus próprios nodos, formando elementos triangulares. O que o operador do programa faz é inserir um parâmetro que dimensiona os elementos, que podem variar em tamanho nas diferentes regiões da simulação. A resolução da simulação parte das equações de Maxwell para o potencial vetor (A). A solução em cada elemento é aproximada por um polinômio de segunda ordem. Essa aproximação é calculada nos nodos do elemento. Em cada elemento, a solução é dada por uma interpolação linear dos valores obtidos nos três vértices do triângulo.

Para montar-se a simulação na interface gráfica do FEMM, começa-se esquematizando os elementos físicos da simulação. A figura A.2 mostra a interface

gráfica do programa com a esquematização das amostras estudadas nesse trabalho. O quadrado no centro da figura representa a seção reta da amostra em análise, com 1mm de lado. Em torno da amostra foi colocada uma camada de ar, um círculo com 7mm de raio. Através dos quadrados pequenos dentro de cada região, amostra e ar, determina-se o material que compõe essa região, respectivamente os parâmetros da amostra e do ar, esse último pré-definido no programa. Os círculos juntos a esses quadrados dão uma idéia da dimensão do parâmetro que determina o tamanho do *mesh* naquela região, informado pelo operador. Na região da amostra não se pode ver esse círculo devido ao seu reduzido tamanho. Foi sistemática nesse trabalho utilizar entre vinte mil e quarenta mil nodos na região da amostra e cerca de cinco mil na região ocupada pela camada de ar. A introdução dessa camada foi necessária para que se definisse uma condição de contorno para o potencial vetor. Ele foi definido como zero nesse círculo que cerca a camada de ar. Ela foi introduzida porque o programa não aceita regiões sem definição de material. Essa camada é responsável pela introdução de uma reatância externa à amostra simulada cuja correção foi descrita no capítulo 6.

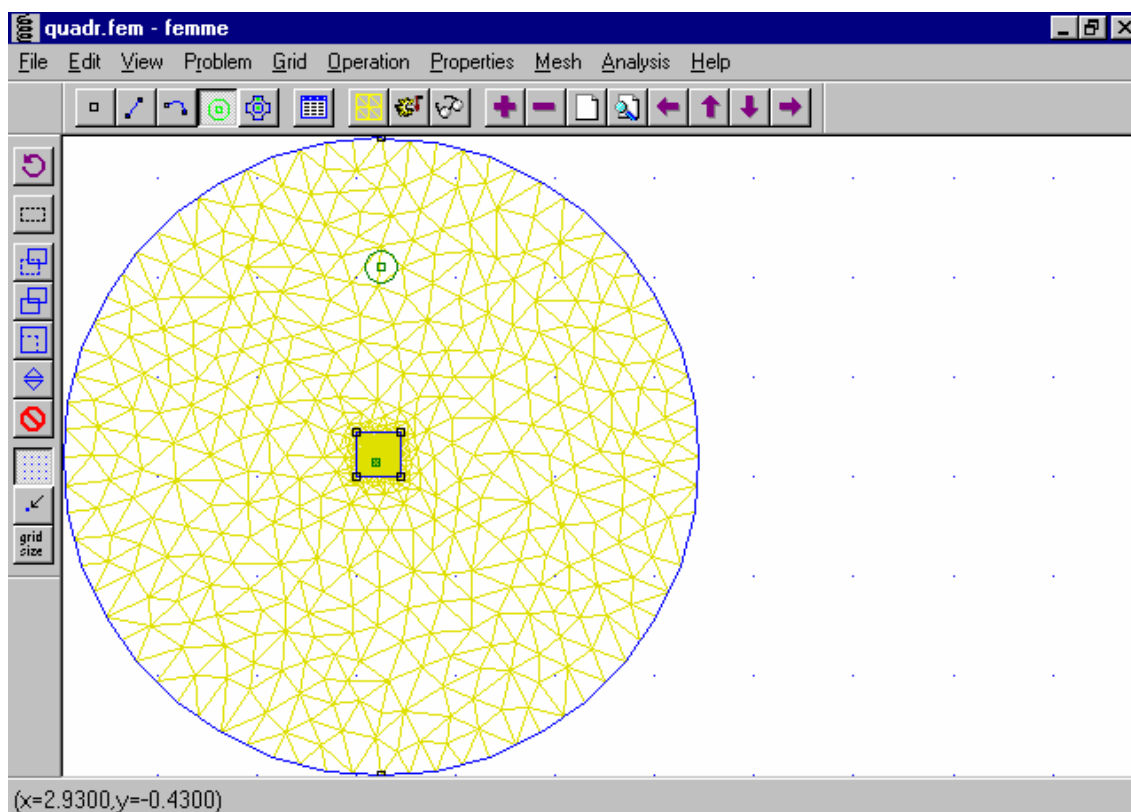


Figura A.2 - Simulação utilizada nesse trabalho no programa FEMM. O quadrado central representa a seção reta das amostras. O círculo externo delimita a camada de ar em torno da amostra e serve como condição de contorno  $A = 0$ .

Tendo definido os tamanhos de *mesh* de cada região e os parâmetros dos materiais em cada região, tais como permeabilidade, inclusive complexa, e

condutividade elétrica, dentre outros, passava-se para a definição do problema a ser resolvido. Informa-se ao programa as intensidades das correntes elétricas em cada região e suas frequências.

O FEMM dá como resultado diversas grandezas associadas ao sistema, como a densidade de corrente, linhas equipotenciais do potencial vetor, partes real e imaginária da impedância e intensidades de campos magnéticos envolvidos. Muitos desses resultados podem ser vistos no corpo dessa dissertação, mais especificamente no capítulo 3, figuras 3.5.2, 3.5.3, 3.6.3, 3.6.4 e tabela 3.5.1. Uma situação interessante, mas até então não abordada desse trabalho, é a da formação de “ilhas” equipotenciais do potencial vetor em simulações com amostras de seções retas quadrada e retangular. Esse efeito é mostrado nas figuras A.3 e A.4 e ilustra a grande variedade de recursos fornecidos pelo programa.

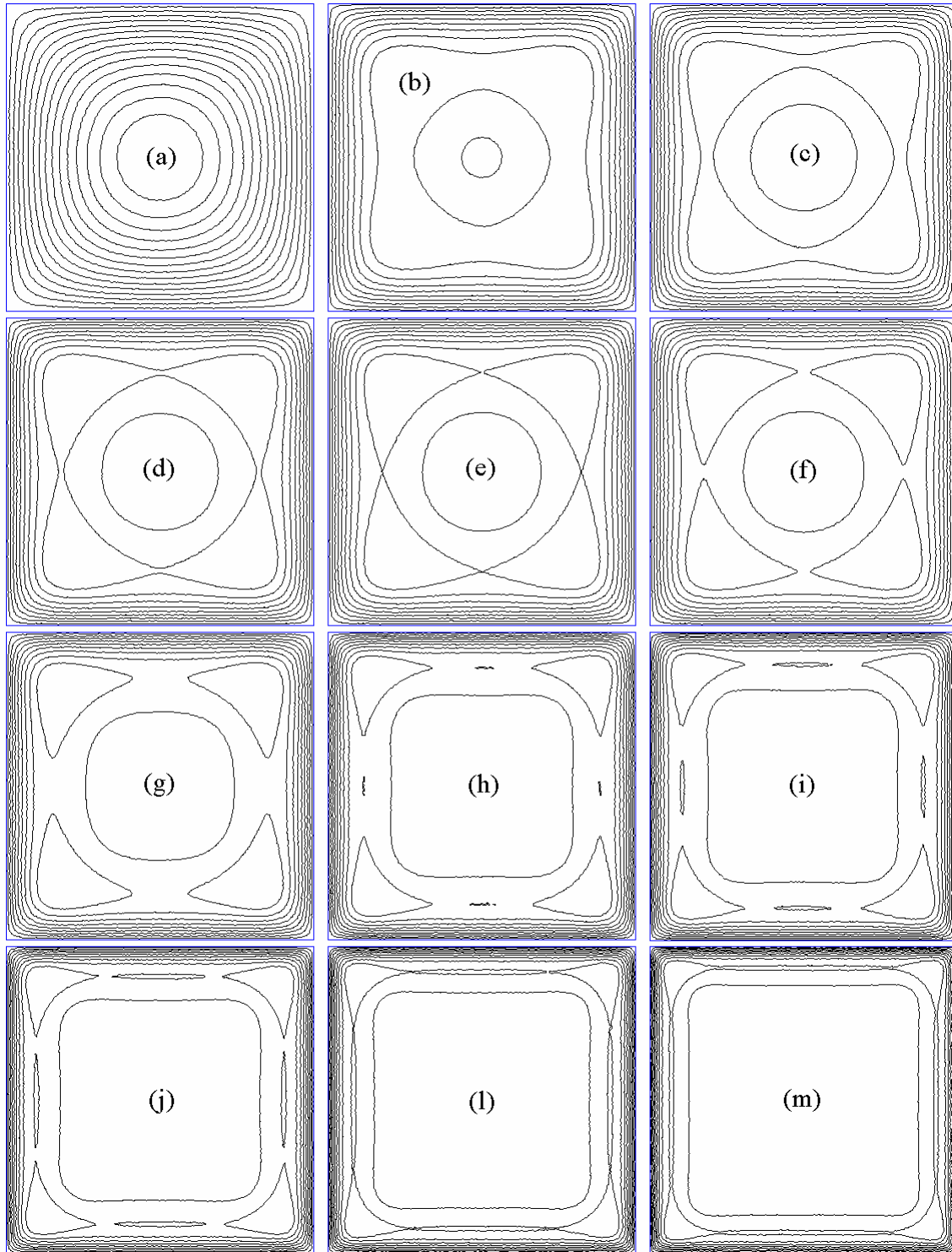


Figura A.3 - Formação de “ilhas” equipotenciais do potencial vetor em amostra de geometria quadrada segundo FEMM para diferentes frequências. (a) 1kHz, (b) 10kHz, (c) 13kHz, (d) 14kHz, (e) 14,25kHz, (f) 14,5kHz, (g) 20kHz, (h) 35kHz, (i) 42kHz, (j) 50kHz, (l) 70kHz e (m) 100kHz. Nessas simulações os parâmetros utilizados foram  $\mu = 500\mu_0$ ,  $\sigma = 2,5E6\Omega^{-1}.m^{-1}$  e lado 1mm.



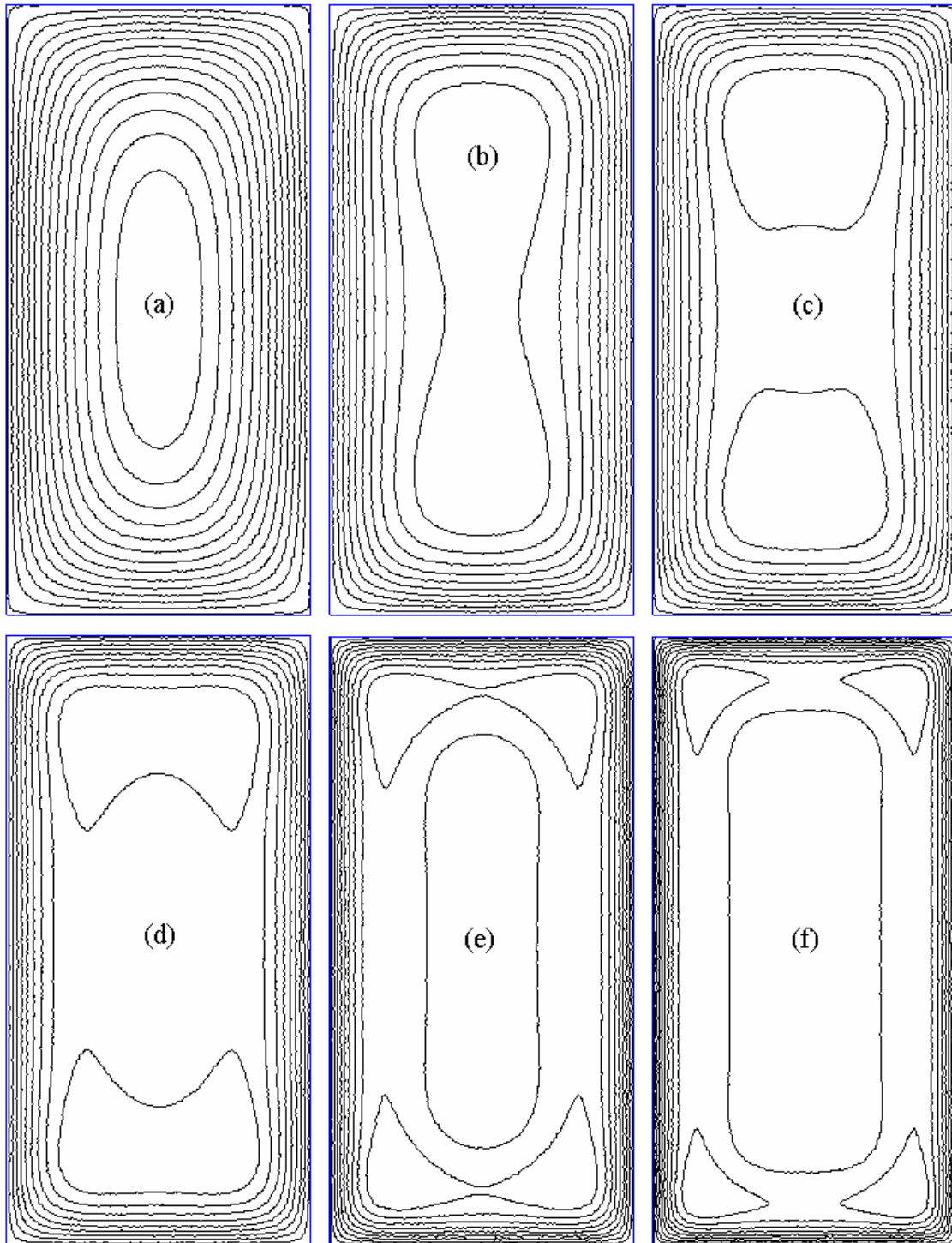


Figura A.4 - Formação de “ilhas” equipotenciais do potencial vetor em amostras de geometria retangular com proporção de 1:2 ( $0,0443 \times 0,0886 \text{mm}^2$ ) segundo FEMM para diferentes frequências. (a) 5kHz, (b) 15kHz, (c) 20kHz, (d) 30kHz, (e) 60kHz e (f) 100kHz. Nessas simulações os parâmetros utilizados foram  $\mu = 80.000\mu_0$ ,  $\sigma = 1,818\text{E}6\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$ .

Em [56] encontra-se uma descrição detalhada da evolução do método dos elementos finitos ao longo do tempo. Em [57] é efetuado o seu enquadramento com outros métodos da mesma família. Um manual do FEMM, assim como o próprio programa, pode ser encontrado na internet, no endereço <http://femm.foster-miller.net>.

## B. ESTIMATIVA DE ERRO

Neste trabalho obteve-se a permeabilidade magnética inicial através da medida da impedância complexa. Na ausência de uma expressão analítica para a impedância de amostras com seção reta quadrada (geometria das amostras estudadas), foi utilizada a fórmula deduzida por Landau para a geometria cilíndrica. É importante, portanto, conhecer o erro produzido na permeabilidade devido a tal procedimento. Neste apêndice será discutido o procedimento utilizado para se estimar este “erro teórico”, bem como serão apresentadas estimativas deste erro para diferentes frequências de corrente de sonda.

Uma estimativa desse erro foi feita da seguinte forma. Substituindo-se as partes real e imaginária da impedância na equação de Landau, obteve-se a permeabilidade complexa das amostras na análise dos dados como exposto no capítulo 6. Então:

a) com a permeabilidade obtida dessa forma e com os mesmos parâmetros utilizados na equação de Landau, tais como resistividade elétrica (dependente da temperatura), frequência da corrente de sonda e dimensão das amostras, foram feitas simulações com o programa FEMM de onde se obtém novas impedâncias que são corrigidas com relação à reatância externa;

b) calcula-se a diferença percentual entre essa nova impedância obtida pelo FEMM e os dados experimentais;

c) soma-se e subtrai-se essa diferença dos dados experimentais;

d) faz-se nova iteração no Maple com esses valores de impedância para obter as novas permeabilidades;

e) calcula-se a diferença percentual entre as novas permeabilidades e as obtidas originalmente.

As estimativas de erro utilizando-se esse procedimento podem ser vistas nas tabelas B.1 e B.2.

		Erro em $\mu$ (%)
100kHz	100K +	<b>4,4 % + i 12,8 %</b>
	100K -	<b>3,5 % + i 8,6 %</b>
	200K +	<b>4,8 % + i 4,7 %</b>
	200K -	<b>2,7 % + i 5,6 %</b>
5kHz	100K +	<b>3,8 % + i 6 %</b>
	100K -	<b>4,7 % + i 6,9 %</b>
	200K +	<b>1,2 % + i 3,4 %</b>
	200K -	<b>2,4 % + i 0,74 %</b>

Tabela B.1 - Estimativa de erro na amostra de Pd<sub>2</sub>MnSb. Os erros são dados em módulo. Os sinais de + e - denotam quando a impedância foi somada ou subtraída no passo (c) acima.

		Erro em $\mu$ (%)
100kHz	100K +	<b>0,18 % + i 9,6 %</b>
	100K -	<b>5 % + i 8 %</b>
	200K +	<b>4,3 % + i 8,5 %</b>
	200K -	<b>2,1 % + i 9 %</b>
5kHz	100K +	<b>3 % + i 4,7 %</b>
	100K -	<b>1,1 % + i 13 %</b>
	200K +	<b>4,4 % + i 1,4 %</b>
	200K -	<b>3,9 % + i 13,8 %</b>

Tabela B.2- Estimativa de erro na amostra de Pd<sub>2</sub>MnSn Os erros são dados em módulo. Os sinais de + e - denotam quando a impedância foi somada ou subtraída no passo (c) acima.

Como pode-se ver, os erros percentuais ficaram em menos de 5% na parte real e de 14% na imaginária.

## REFERÊNCIAS

- [1] G.L.F. Fraga, P. Pureur e D.E. Brandão, *Spontaneous magnetoimpedance in the Heusler compounds Pd<sub>2</sub>MnSn and Pd<sub>2</sub>MnSb near the Curie temperature*, Solid State Communications, 124 (2002) 7-10.
- [2] V.V. Khovailo, T. Abe e T. Takagi, *Detection of weak-order phase transitions in ferromagnets by ac resistometry*, J. Appl. Phys., (94), 2491 (2003).
- [3] F.L.A. Machado, C.S. Martins e S.M. Rezende, *Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloy Co<sub>75-x</sub>Fe<sub>x</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>10</sub>*, Physical Review B, vol. 51, número 6, pg. 3926.
- [4] J. Marcos, L. Mañosa, A. Planes, F. Casanova e X. Batlle e A. Labarta, *Multiscale origin of the magnetocaloric effect in Ni-Mn-Ga shape-memory alloys*, Phys. Rev. B (**68**), 094401 (2003).
- [5] T. Krenke, E. Duman, M. Acet, E. F. Wassermann, X. Moya, L. Mañosa e A. Planes, *Inverse magnetocaloric effect in ferromagnetic Ni-Mn-Sn alloys*, Nature Materials, (4), 450 (2005).
- [6] B.D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials* (Addilson-Wesley Publishing Company, 1972).
- [7] H. Barkhausen, Phys. Zeits., **20**, 401 (1919).
- [8] Derek Craik, *Magnetism: Principles and Applications*, Chichester, Nova York, 1995.
- [9] K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshida e L.V. Panina, Magnetoinductive effect (MI effect) in amorphous wires, Transactions on Magnetism, vol. 28, número 5 (1992).
- [10] K.M. Polianov, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **16**, 446 (1952).
- [11] D.-X. Chen, J.L. Muñoz, A. Hernando e M. Vázquez, *Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires*, Physical Review B, vol. 57, número 17, pg. 10699.
- [12] Kenneth S. Cole e Robert H. Cole, *Dispersion and absorption in dielectrics*, Journal of Chemical Physics, vol. 9, pg. 341, abril de 1941.
- [13] D. Hüser, L.E. Wenger, A.J. van Duynveldt, G.J. Nieuwenhuys e J.A. Mydosh, *Phenomenological model for the frequency dependence of the susceptibility of spin glasses and related compounds*, J. Phys C: Solid State Phys, **19** (1986) 3697-3717.
- [14] M. Grahl e J. Kötzler, *Domain-wall relaxation near the Curie temperature of iniaxial GdCl<sub>3</sub>*, Journal de Physique, Colloque C8, Supplément au n° 12, Tome 49, pg. 915, dezembro 1988.

- [15] Masayuki Hagiwara, *Cole-Cole plot analysis of the spin-glass system  $NiC_2O_4 \cdot 2(2Mz)_{0.49}(H_2O)_{0.51}$* , Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 177-181 (1998) 89-90.
- [16] R.S. Beach e A.E. Berkowitz, *Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon (invited)*, J. Appl. Phys. **76** (10), 1994.
- [17] D. Hüser, L.E. Wenger, A.J. van Duynveldt e J.A. Mydosh, *Dynamical behavior of the susceptibility around the freezing temperature in (Eu,Sr)S*, Physical Review B, vol. 27, número 5, pg 3100.
- [18] G.A. Ediss e K. Crady, *Mesurements of Materials for SIS Mixer Magnetic Circuits*, National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, VA 2903, 01/11/2002.
- [19] <http://www.carttech.com>
- [20] Yong-Seok Kim, Seong-Cho Yu, Heebok Lee, Anh Tuan, Chong-Oh Kim e Jang-Roh Rhee, *Temperature dependence of high-frequency giant magnetoimpedance in glass-coated  $Co_{67}Fe_{3,8}Ni_{1,4}B_{11,5}Si_{14,6}Mo_{1,7}$  microwires*, Phys. Stat. Sol. (a) **201**, No. 8, 1827 –1829 (2004).
- [21] L. Kraus, M. Knobel, S.N. Kane e H. Chiriac, *Influence of Joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in a glass covered CoFeSiB microwire*, Journal of Applied Physics, vol 85, número 8, 1999.
- [22] *Giant magnetoimpedance sensors*, IEEE Instrumentation and Measurement Magazine, junho de 2001.
- [23] M. Vázquez, J.M. García-Beneytez, J.P. Sinnecker e Lin Li, *Magneto-impedance effect in high permeability NiFeMo permalloy wires*, Journal of Applied Physics, vol. 83, número 11, 1998.
- [24] P. Jantaratana, C. Sirisathitkul, *Giant magnetoimpedance in silicon steels*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **281** (2004) 399-404.
- [25] J.P. Sinnecker, J.M. García, A. Asenjo, M. Vázquez e A. García-Arribas, *Giant magnetoimpedance in CoP electrodeposited microtubes*, J. Mater. Res., vol. 15, número 3, 2000.
- [26] L.D. Landau e E.M. Lifschitz, *Eletrodynamics of Continuous Media*, (Pergamon Press, Oxford, 1960).
- [27] M.A., Carara, *Dinâmica de paderes de domínios magnéticos: um estudo através da impedanciometria*, tese IF-UFRGS, 2001.
- [28] C. Kittel, *Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Materials at Microwave Frequencies*, Phys. Review, vol. 70, pg. 281-290 (1946).

- [29] D.-X. Chen e J.L. Muñoz, *Theoretical eddy-current permeability spectra of slabs with bar domains*, *transactions on magnetics*, vol. 33, número 3, maio de 1997.
- [30] L.V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda e K. Bushida, *Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films*, *Transactions on Magnetism*, vol. 31, número 2, pg. 1249, março de 1995.
- [31] G.L.F. Fraga, P. Pureur e D.E. Brandão, *Spontaneous magnetoimpedance in the Heusler compounds Pd<sub>2</sub>MnSn and Pd<sub>2</sub>MnSb near the Curie temperature*, *Solid State Communications*, 124 (2002) 7-10.
- [32] M. Knobel, K.R. Pirota, *Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245 (2002) 33-40.
- [33] M.R. Britel, D. Menard, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi, E.W. Cochrane, C. Akyel e J. Gauthier, *Analysis of the complex permeability of a ferromagnetic wire*, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, número 8, pg. 5456.
- [34] F. Heusler, W. Starck e E. Haupt, *Verhandel. Phys. Ges.* **5** (1903) 220.
- [35] F. Heusler, W. Starck e E. Haupt, *Verh. der Deut. Phys. Gesell.*, **5**, pg. 219, 1903
- [36] A.D. Ross e R.C. Gray, *On the magnetism of the copper-manganese-tin alloys under varying thermal treatment*, *Royal Society of Edinburgh. Proceedings* **31** (1910), 85-99.
- [37] J. Young, *Phil. Mag.* **46**, 291 (1923).
- [38] E. Persson, *Naturwiss.* **16**, 613 (1928).
- [39] H.H. Potter, *Proc. Phys. Soc.*, **41**, 135 (1929).
- [40] E. Persson, *Z. Physik*, **57**, 15 (1929).
- [41] A. J. Bradley, J. W. Rogers, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, The crystal structure of the Heusler Alloys*, vol 144, número 852 (1934) , pp. 340-359
- [42] J. Schaf, *Estudo experimental de campos hiperfinos magnéticos em ligas Heusler*, tese IF-UFRGS, 1979.
- [43] P.J. Webster e R.S. Tebble, *Magnetic and chemical order in Pd<sub>2</sub>MnAl in relation to order in the Heusler Alloy Pd<sub>2</sub>MnIn, Pd<sub>2</sub>MnSn and Pd<sub>2</sub>MnSb*, *Journal of Applied Physics*, vol. 39, número 2, pg. 471 (1968).
- [44] W.H. Schreiner, *Sistemáticas na resistividade elétrica de ligas de Heusler*, tese IF-UFRGS, 1982.
- [45] P.J Webster, R.S. Tebble, *The magnetic and chemical ordering of the Heusler Alloy Pd<sub>2</sub>MnIn, Pd<sub>2</sub>MnSn and Pd<sub>2</sub>MnSb*, *Philos. Mag.*, 16, 347 (1967).

- [46] Kôki Ikeda e Seiki Takahashi, *Cold-working effect on magnetic properties in the Heusler alloys*, Physical Review B, vol. 30, número 7, pg. 3808.
- [47] Takeshi Shinohara, Katuji Sasaki, Hiroshi Yamagushi, Hiroshi Watanabe, Hisashi Sekizawa e Takuya Okada, *On the reduction in magnetization by cold working on the ferromagnetic Heusler Alloy Pd<sub>2</sub>MnSn*, Journal of the Physical Society of Japan, vol. 50, número 9, setembro, 1981, pg 2904-2908.
- [48] K. Le Dang, P. Veillt e I.A. Campbell, J. Phys. F: Metal Phys. **8**, 1181 (1978).
- [49] D. Meeker, *Finite Elements Method Magnetics, Version 3.1* (2001), <http://femm.foster-miller.net>.
- [50] W.D. Doyle, X. He, P. Tang, T. Jagielinski e N. Smith, *Frequency dependence of the transverse biased permeability in thin permalloy films*, J. Appl. Phys., 73 (10), pg. 5995.
- [51] M.Knobel, H.Chiriac, J.P.Sinnecker, S. Marinescu, T.A. Óvári and A. Inoue, *Comparative Study of the Giant Magneto-Impedance Effect in fe-based Nanocrystalline Ribbons*, Sensors and Actuators A, 59, (1997), 256.
- [52] P. Aranoneses, A.P. Zhukov, J. Gonzalez, J.M. Blanco e L. Dominguez, *Effect of AC current on magneto-impedance effect*, Sensors and Actuators A, 81 (2000) 86-90.
- [53] Manuel Vázquez, *Giant magneto-impedance in soft magnetic "Wires"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 226-230 (2001) 693-699.
- [54] Md. Kamruzzaman, I.Z. Rahman e M.A. Rahman, *A review on magneto-impedance effect in amorphous magnetic materials*, Journal of Materials Processing Technology, 119 (2001) 312-317.
- [55] Clough, R. W. - The Finite Element in Plane Stress Analysis, Proc. 2nd ASCE Conf. on Electronic Computation, Pittsburgh, Pa., September 1960.
- [56] Cook, R. D.; Malkus, D. S.; Plesha, M. E.; Witt, R. J. - Concepts and Applications of Finite Element Analysis, Fourth Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [57] Zienkiewicz, O. C.; Taylor, R. L. - The Finite Element Method, Fourth Edition, McGraw-Hill, 1988.