UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

ESTUDO DAS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE ELÉTRICO NO SISTEMA Fe-Cr

por

Solange Maria Fossa

Rio Grande (RS), maio de 2023

SOLANGE MARIA FOSSA

ESTUDO DAS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE ELÉTRICO NO SISTEMA Fe-Cr

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Física.
Orientador: Prof. Dr. Jorge Luiz Pimentel Junior

Rio Grande (RS), maio de 2023

Ficha Catalográfica

F751e Fossa, Solange Maria.
Estudo das propriedades de transporte elétrico no sistema Fe-Cr / Solange Maria Fossa. – 2023.
97 f.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande – FURG, Programa de Pós-Graduação em Física, Rio Grande/RS, 2023.
Orientador: Dr. Jorge Luiz Pimentel Junior.

1. Fase sigma 2. Fe-Cr 3. Transporte elétrico I. Pimentel Junior, Jorge Luiz II. Título.

CDU 53

Catalogação na Fonte: Bibliotecário José Paulo dos Santos CRB 10/2344

ESTUDO DAS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE ELÉTRICO NO SISTEMA Fe-Cr

Solange Maria Fossa

Orientador:

Prof. Dr. Jorge Luiz Pimentel Júnior

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física no Curso de Mestrado em Física, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada por:

gov.br Documento assinado digitalmente
JORGE LUIZ PIMENTEL JUNIOR
Data: 28/06/2023 14:15:35-0300
Verifique em https://validar.iti.gov.br

Prof. Dr. Jorge Luiz Pimentel Júnior

DINALVA AIRES DE SALES:31681519801

Assinado de forma digital por DINALVA AIRES DE SALES:31681519801
Dados: 2023.06.28 14:18:32 -03'00'

Profª. Drª. Dinalva Aires de Sales

gov.br Documento assinado digitalmente
ALINE GUERRA DYTZ
Data: 28/06/2023 19:05:49-0300
Verifique em https://validar.iti.gov.br

Profª. Drª. Aline Guerra Dytz

gov.br Documento assinado digitalmente
VIRGINIA MELLO ALVES
Data: 28/06/2023 20:26:43-0300
Verifique em https://validar.iti.gov.br

Profª. Drª. Virgínia Mello Alves

Rio Grande
Junho de 2023

Dedico esse trabalho à Marciano, meu amor
e à minha mãe (in memoriam),
que não pôde estudar.

Agradecimentos

- Ao Prof. Dr. Jorge Luiz Pimentel Junior, pela amizade, paciência, empenho na orientação deste trabalho de mestrado;

- Ao Prof. Dr. Fabiano Mesquita da Rosa, pela amizade, dedicação e disponibilização de dados experimentais e auxílio de um modo geral;

- Ao Prof. Dr. Stanislaw M. Dubiel pela preparação e disponibilização da amostra;

- Aos colegas Saiane, Rosiane e Vagner pela amizade e companheirismo;

- Aos professores e técnicos do IFRS e da FURG que de alguma forma auxiliaram nesta jornada;

- Ao CNPq e a Capes pelo financiamento desta pesquisa;

- Ao Marciano pelo apoio, compreensão, incentivo, companheirismo e amor.

- Mãe (*in memoriam*), pela vida, exemplo de força.

RESUMO

A liga binária de Fe-Cr em sua fase sigma apresenta estrutura cristalina complexa que pertencente ao grupo espacial $\boldsymbol{D_{4h}^{14}- P4_2/mnm}$ e de simetria Tetragonal de Corpo Centrado (TCC), constituindo-se de 30 átomos por célula unitária, distribuídos em 5 subgrupos com posições e quantidades de átomos de cada um dos elementos aleatória. Por se tratar de uma fase complexa, esta serve como um referencial na investigação de propriedades físicas presentes em sólidos amorfos, vidros de spin e estudos que envolvem sistemas complexos de um modo geral. Este trabalho consiste em um estudo experimental de propriedades de transporte elétrico numa amostra $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$.

Os experimentos de resistividade elétrica da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ resultaram na resistividade da amostra foi $4{,}49.10^{-6}\ \Omega.m$ na temperatura de $300K$ e coeficiente de resistividade da temperatura de $\alpha = 2{,}97.10^{-4}K^{-1}$ para a temperatura de $292{,}93K$. Nas medidas para esta liga, foi observada a formação de um mínimo local inesperado para esta liga, não aparentando estar relacionado com o campo magnético visto que não ocorre nenhum comportamento semelhante para os resultados de magnetotransporte.

Também foram realizadas medidas de magnetorresistência ordinária, resultando em contribuição positiva em baixas temperaturas e comportamento aproximadamente linear com a aplicação do campo magnético. Esse efeito que aumenta sutilmente à medida que a temperatura diminui.

Palavras-chaves: Fase sigma, Fe-Cr, Transporte elétrico.

ABSTRACT

The binary alloy of Fe-Cr in its sigma phase presents complex crystal structure that belongs to the space group $\boldsymbol{D_{4h}^{14}}$– $\boldsymbol{P4_2/mnm}$ and Body Centered Tetragonal symmetry (TCC), consisting of 30 atoms per unit cell, distributed in 5 subgroups with positions and quantities of atoms of each of the random elements. Because it is a complex phase, it serves as a reference in the investigation of physical properties present in amorphous solids, spin glasses and studies involving complex systems in general. This work consists of an experimental study of electric transport properties in a sample $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$.

The electrical resistivity experiments of the $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ sample rresulted in the resistivity of the sample was at $4{,}49.10^{-6}\,\Omega.m$ to the temperature of $300K$ and a temperature resistivity coefficient of $\alpha = 2{,}97.10^{-4}K^{-1}$ for the temperature of $292{,}93K$. In the measurements for this alloy, the formation of an unexpected minimum site for this alloy was observed, not appearing to be related to the magnetic field since no similar behavior occurs for the magneto transport results.

Measurements of ordinary magnetoresistance were also performed, resulting in a positive contribution at low temperatures and approximately linear behavior with the application of the magnetic field. This effect increases subtly as the temperature decreases.

Keywords: Sigma phase, Fe-Cr, Electric transport.

Índice

Introdução.....9
1 Propriedades de Transporte Elétrico em Metais.....10
1.1 A lei de Lei de Ohm.....12
1.1.1 Resistividade em Metais.....14
1.1.1.1 Regra de Matthiessen.....15
1.2 Magneto Transporte em Metais 20
1.2.1 Efeito Hall em Metais Magnéticos 24
1.2.2 Magnetorresistência em Metais Magnéticos 26
1.2.3 Outros Efeitos Magnetoresistivos.....31
1.3 Outras Características dos Sistemas Metálicos Magnéticos.....36
1.4 Vidros de spin 37
1.4.1 Fenomenologia dos vidros de spin.....39
2 O Sistema Fe-Cr.....46
2.1 Características Estruturais.....46
2.1.1 Diagrama de Fases do Fe-Cr 48
2.1.1.1 Fase Gama.....50
2.1.1.2 Fase Alfa 51
2.1.1.3 Fase Sigma.....52
2.2 Propriedades de Transporte Elétrico 55
2.2.1 Resistividade do Fe-Cr 58
2.2.2 Magnetorresistência do Fe-Cr.....61
2.2.3 Efeito Hall no Fe-Cr 63
2.3 Propriedades de Transporte Magnético 67
2.4 Resultados Recentes em Sistemas Complexos 72
3 Procedimentos Experimentais 73
3.1 A Amostra de Fe0.54Cr0.46 73
3.2 Equipamentos e Métodos para Medidas de Transporte Elétrico.....75
4 Resultados e Discussão 80
4.1 Resistividade Elétrica.....80
4.2 Magnetorresistividade.....83
5 Considerações Finais 85
6 Referências.....86

Introdução

A liga binaria de Fe-Cr amplamente aplicada na indústria, vem sendo amplamente estudada desde a década de 1970. Sua fase sigma, descoberta em 1907 vem chamando atenção da comunidade científica desde então devido a sua estrutura cristalina e comportamentos complexos. Podendo apresentar comportamento reentrante, ordenamento tipo vidro de spin e outros oriundos de sua estrutura e comportamento complexo. Suas propriedades elétricas e magnéticas encontram-se ainda pouco exploradas e definidas.

O presente trabalho tem como objetivo geral analisar a fase sigma de uma de liga do sistema Fe-Cr. Como objetivos específicos temos: A realização de um estudo sobre utilização de ligas de Fe-Cr, impactos e aplicações tecnológicas. Assim como o estudo experimental das propriedades de transporte elétrico de una amostra Fe-Cr, analisando a resistividade elétrica e a magnetorresistência ordinária da amostra. Onde os resultados serão comparados com dados teóricos presentes em referências onde foram tratados destas propriedades em amostras similares e distintas.

No Capítulo 1 são apresentados os conceitos teóricos necessários para a posterior descrição dos resultados experimentais desse trabalho. São descritas de um modo geral as propriedades de transporte elétrico e magnético de metais. Também são tratados alguns conceitos relacionados a transições de fase, mais especificamente para o estado vidro de spin.

No Capítulo 2 é feita uma breve revisão bibliográfica sobre a liga de Fe-Cr, conceituando suas propriedades de um modo geral e, posteriormente, de forma mais específica sobre a fase sigma onde a liga $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ se encontra, focando nos resultados de transporte elétrico e magnético.

O Capítulo 3 aborda os procedimentos experimentais aplicados neste estudo, método, preparação e caracterização da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$. Descreve-se os equipamentos e técnicas utilizadas na obtenção das medidas experimentais.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados, e as medidas de resistividade elétrica, magnetorresistência são analisadas.

No término da dissertação são apresentadas as conclusões, considerações finais e perspectivas futuras.

Capítulo 1- Propriedades de Transporte Elétrico em Metais

A Lei de Ohm[1] constitui-se em uma lei empírica, ou seja, baseada na observação experimental. Segundo a Lei de Ohm, em uma temperatura constante obtém-se a relação entre a densidade de corrente elétrica ($\vec{J}$) e o campo elétrico ($\vec{E}$) gerando uma constante[2]. Considerando-se um meio isotrópico, podemos descrever a Lei de Ohm de forma simplificada, conforme representado na Equação (1.1),

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \rightleftharpoons \vec{E} = \rho\vec{J} \tag{1.1}$$

onde $\vec{J}$ e $\vec{E}$ são quantidades vetoriais. A relação entre estes campos é determinada pelas quantidades escalares condutividade elétrica (σ) ou resistividade elétrica (ρ). Quando o meio for anisotrópico, tal relação não pode ser generalizada, visto que, neste caso, existe ao menos uma direção preferencial no espaço, desencadeada pelo agente da anisotropia do meio, e o material apresenta diferentes propriedades em diferentes direções. Uma verificação empírica pode distinguir a alteração de $\vec{J}$ caso $\vec{E}$ seja orientado pela anisotropia ou contido no plano perpendicular na direção preferencial. Assim, para que possamos corrigir a expressão para o *i*-ésimo componente do vetor $\vec{J}$, utilizamos a Equação (1.2) para o caso da resistividade:

$$\vec{E_j} = \sum_{j=1}^{3} \rho_{ij}\vec{J_\iota}, \qquad (i = 1,2,3) \tag{1.2}$$

Conhecida como notação simplificada de Einstein[3], a expressão (1.2) pode ser apresentada na forma matricial, aplicando a resistividade através de um conjunto de nove valores $\{\rho_{11}, \rho_{12}, \ldots, \rho_{32}, \rho_{33}\}$, aplicado juntamente ao restante da lei de Ohm, também expressa como uma multiplicação matricial

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_1 \\ \vec{E}_2 \\ \vec{E}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{J}_1 \\ \vec{J}_2 \\ \vec{J}_3 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

Essa notação que permite correlacionar os nove elementos da resistividade por meio de seu significado físico, visto que os valores de resistividade dos meios estão em função da orientação relativa entre os campos $\vec{J}$ e $\vec{E}$, além de estarem relacionados matematicamente, por seguirem as regras de álgebra matricial.

Do ponto de vista matemático, podemos verificar que elementos pertencentes a matriz $\{\rho_{ij}\}$ obedecem às regras mais amplas da álgebra matricial, assim como ocorre quando temos a alteração de quantidades físicas em mudanças de referência de um laboratório ou em um sistema de coordenadas. Do mesmo modo, os elementos deste conjunto devem mudar para a forma de um tensor. Assim, a forma mais correta para se descrever a lei de Ohm em um meio anisotrópico se faz através do tensor resistividade, que pode ser expresso na forma matricial. A utilização de tal recurso no estudo de propriedades microscópicas ou de simetria viabiliza a demonstração dos distintos integrantes do tensor resistividade inter-relacionados. Utilizando este mesmo recurso, podemos também representar a condutividade[4]. Em ambos os casos a equação resultante para cada componente do campo elétrico apresenta a forma:

$$\begin{aligned} \vec{E}_x &= \rho_{xx}\vec{J}_x + \rho_{xy}\vec{J}_y + \rho_{xz}\vec{J}_z \\ \vec{E}_y &= \rho_{yx}\vec{J}_x + \rho_{yy}\vec{J}_y + \rho_{yz}\vec{J}_z \\ \vec{E}_z &= \rho_{zx}\vec{J}_x + \rho_{zy}\vec{J}_y + \rho_{zz}\vec{J}_z \end{aligned} \tag{1.4}$$

Podemos usualmente simplificar a expressão utilizando o eixo x paralelo à direção atual de modo que $\vec{J}_y = \vec{J}_z = 0$, visto que a escolha de coordenada é livre, resultando em:

$$\rho_{xx} = \frac{\vec{E}_x}{\vec{J}_x}, \rho_{yx} = \frac{\vec{E}_y}{\vec{J}_x}, e\ \rho_{zx} = \frac{\vec{E}_Z}{\vec{J}_x} \tag{1.5}$$

Se fizermos o mesmo procedimento para a condutividade, obtemos que as expressões resultantes dão a impressão de serem matrizes inversas entre si, porém, generalizando os elementos individuais destas matrizes, isto nem sempre ocorre.

Podemos ter uma noção observando que σ_{xz} pode não ser igual a $1/\rho_{xx}$, fato que pode ser notado no estudo do Efeito Hall, onde $\rho_{yx} \neq 0$. Como para o efeito Hall, a invariância rotacional em torno do eixo z é proporcional à $\rho_{yy} = \rho_{xx}$ e $\rho_{yx} = -\rho_{xy}$, então a relação entre σ e ρ fica, de forma simplificada:

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2+\rho_{xy}^2}, \ \sigma_{xy} = \frac{-\rho_{xy}}{\rho_{xx}^2+\rho_{xy}^2} \tag{1.6}$$

Se o campo elétrico for paralelo à corrente aplicada, ρ_{xy} e ρ_{xz} são zero. Assim, apenas um número ρ_{xx}, consegue descrever a resistividade elétrica. Deste modo podemos simplesmente utilizar a forma mais simples da expressão, ou seja, apenas ρ [4].

1.1 A lei de Ohm

Aplicando-se a forma simplificada da Lei de Ohm para descrever um condutor de área de seção transversal uniforme (A) e comprimento (l), onde uma tensão (V) entre as suas extremidades gera uma corrente elétrica (I), temos a relação [2].

p

$$\vec{E} = \frac{V}{l} \tag{1.7}$$

e

$$\vec{J} = \frac{I}{A} \tag{1.8}$$

Ao substituirmos (1.7), (1.8) em (1.1), obtemos (1.9)

$$\frac{V}{I} = \frac{\rho l}{A} \tag{1.9}$$

Assim como a relação $R = \frac{\rho l}{A}$, representa a resistência de um condutor, podemos representar a Lei de Ohm de forma alternativa pela Relação (1.10)

$$V = IR \tag{1.10}$$

sendo a tensão medida em volts (V), a corrente em ampère (A), a resistência em Ohms (Ω), a área de seção transversal em metros quadrados (m^2) e o comprimento em metros (m). Isolando ρ na Equação (1.9), temos $\rho = \frac{RA}{l}$, sendo sua unidade ohm-metros ($\Omega.m$) [2].

A diferença entre a resistência e a resistividade é basicamente o fato de a resistividade apresentar um valor específico para cada elemento ou material, ou seja, leva conta além do comportamento de uma função que relaciona a variação da resistividade eléctrica em função da variação de temperatura, os defeitos da estrutura cristalina, impurezas e a forma da amostra ou material. Tal variação pode ser crescente ou decrescente dependendo do material, parâmetros de mobilidade elétrica e número de elétrons livres.

Materiais condutores tendem a ter um aumento da resistividade elétrica à medida que a temperatura aumenta, gerada pela diminuição na mobilidade dos elétrons e pouco aumento no número de elétrons livres, resultando em um coeficiente de temperatura positivo. Em isolantes ou semicondutores, a resistividade diminui com o aumento da temperatura, gerado principalmente pelo aumento do número de elétrons livres quando ocorre a redução da mobilidade, resultado em um coeficiente de temperatura negativo. A Tabela (1.1) apresenta os valores de coeficiente de resistividade da temperatura para alguns elementos e materiais [5,6,7].

MATERIAL	COEFICIENTE TEMPERATURA (α_{20})
prata	$3.8*10^{-3}$
cobre	$3.93*10^{-3}$
ouro	$3.4*10^{-3}$
alumínio	$3.91*10^{-3}$
tungsténio	$5*10^{-3}$
níquel	$6*10^{-3}$
ferro	$5.5*10^{-3}$
nicrómio	$4.4*10^{-4}$
constantan	$8*10^{-6}$

Tabela (1.1): Coeficiente de temperatura da resistividade de alguns materiais a 20°C [7].

O Coeficiente de Temperatura da Resistividade (α_0), que indica o quanto a resistividade variou em função da temperatura em uma dada temperatura de referência pode ser descrito pela Equação (1.11)

$$\alpha_0 = \frac{1}{\rho_0}\left[\frac{d\rho}{dT}\right]_{T=T_0} \quad (1.11)$$

Onde ρ_0 é a resistividade na temperatura de referência T_0. Sendo que se ρ for uma função linear da temperatura, ou seja, $\rho = aT + b$, onde a e b são constantes, α_0 dependerá apenas na temperatura de referência T_0 e a variação da resistividade elétrica com a temperatura pode ser descrita pela Equação (1.12):

$$\rho = \rho_0[1 + \alpha_0(T - T_0)] \quad (1.12)$$

Quanto maior for o valor do coeficiente de temperatura, maior será a sensibilidade da resistividade com relação as mudanças de temperatura. A unidade de medida do coeficiente de temperatura igual a K^{-1} [5,6,7].

1.1.1 Resistividade em Metais

Com a descoberta do elétron no final do século XIX, surgiu a necessidade de se levar em conta tal partícula nos modelos preexistentes, ou seja, um modelo microscópico. Em 1900[8] Paul Drude propôs um modelo microscópico para descrever a condutividade elétrica em metais, ficando conhecida como Modelo de Drude.

Diferentemente do que ocorre em materiais isolantes, onde cada elétron está ligado a um átomo, os condutores metálicos, quando não estão em equilíbrio eletrostático, possuem um ou mais elétrons quase livres por átomo movimentando-se ao longo de sua estrutura[9]. Estes elétrons são chamados de quase-livre pois estão fracamente ligados ao núcleo, mesmo quando em equilíbrio, por se encontrarem na região mais externa do átomo. Quando sob ação de energia térmica, movem-se aleatoriamente ao longo do condutor e recebem o nome de elétrons de condução.

Se submetermos os elétrons livres à força gerada por um campo elétrico, acabamos com o equilíbrio eletrostático e geramos, além do movimento aleatório, um movimento ordenado na direção do campo. Tais movimentos desencadeiam colisões entre elétrons e contra os átomos ou defeitos da rede cristalina, dificultando seu deslocamento. Chamamos essa ação de processo de espalhamento, onde a resistividade elétrica pode ser associada à sessão de choque. A Equação (1.13) define a resistividade elétrica, ρ, em metais a partir do Modelo de Drude

$$\rho = \frac{m}{e^2 n \tau_{el}} \quad (1.13)$$

onde n é o número de portadores de carga por unidade de volume (densidade), m e e são constantes que representam a massa e a carga do elétron, respectivamente $e \approx 1{,}60.10^{-19}\ C$. Por fim, $\tau_{el} = \frac{\tau_{lmed}}{V_{med}}$ representa o tempo característico entre duas colisões sucessivas no processo de espalhamento eletrônico através de um livre caminho médio (τ_{lmed}) em uma velocidade média (V_{med})[1,2,8,10]. Tais colisões podem ocorrer com fônons ou impurezas, assim desdobramos τ_{el} na forma abaixo:

$$\frac{1}{\tau_{el}} = \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_i} \tag{1.14}$$

sendo τ_f o tempo médio para colisões com fônons e τ_i o tempo médio para colisões com impurezas. Quanto maior for a temperatura, maior será a agitação dos centros espalhadores, de modo que a probabilidade de espalhamento também aumenta. Com isso, τ_{el} diminui, o que explica o aumento da resistividade elétrica dos metais em altas temperaturas, via interação elétron-fônon.

1.1.1.1 Regra de Matthiessen

A concentração das imperfeições em um metal depende da temperatura, composição e graus de trabalho a frio de uma amostra. A resistividade total de um metal nada mais é do que a soma das contribuições de vibrações térmicas, impurezas e deformação plástica presentes na rede cristalina, sendo descrito pela regra de Matthiessen [11]

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_i T \tag{1.15}$$

onde ρ_0 corresponde à resistividade residual, sendo independente da temperatura e gerada pelos defeitos da rede. Já o termo $\rho_i T$ origina-se da agitação térmica da rede. Assim temos a soma dos dois mecanismos de espalhamento, elétron-fônon e elétron-defeito estático.

Apesar de as medidas de resistividade serem de um modo geral obtidas em função da temperatura, ρ_T, quando chegamos próximo ao zero absoluto, ocorre a estabilização do valor de ρ, conhecido como resistividade residual ρ_0. Atribui-se tal contribuição resistiva à presença de impurezas e imperfeições estáticas na rede cristalina. Podemos observar na Figura (1.1) a diferença de caminho percorrido por um elétron-livre na rede cristalina de um cristal perfeito, de um cristal com defeitos e em um cristal submetido à altas temperaturas.

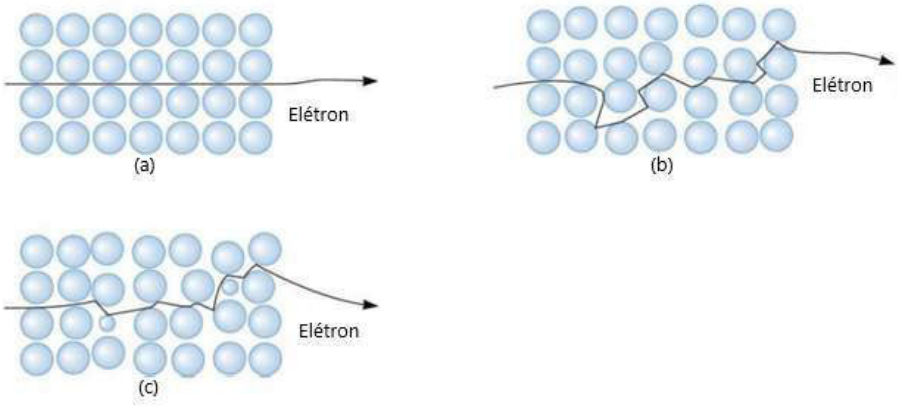


Figura (1.1): Movimento de um elétron através de (a) um cristal perfeito, (b) um cristal aquecido a uma temperatura elevada, e (c) um cristal contendo defeitos de nível[12].

Em (a) temos um cristal perfeito, com baixa probabilidade de colisões . Em (b) este mesmo cristal foi submetido a altas temperaturas, resultando na agitação dos centros espalhadores e consequentemente, muitos desvios no caminho dos elétrons. Portanto uma maior probabilidade de colisões e aumento da resistividade. Por fim, em (c), o comportamento assemelha-se ao de (b), porém os desvios no deslocamento dos elétrons são gerados por defeito da rede cristalina, fato que ocorre mesmo em baixas temperaturas, dando origem à resistividade residual.

Se removermos da Equação (1.15) o valor obtido para a constante ρ_0, da resistividade medida experimentalmente, obteremos o valor de resistividade para uma amostra perfeitamente pura e livre de deformação. Sendo impossível a fabricação de uma amostra perfeita, sempre iremos ter a presença da resistência residual[13].

Para metais não-magnéticos, a resistividade dependente da temperatura de acordo com $\rho_i T$, causada pela interação entre os elétrons de condução e a vibração dos íons da rede [2,11]. Em sistemas compostos por metais ferromagnéticos ou antiferromagnéticos, acima de suas temperaturas de transição, a Regra de Matthiessen sofre a adição de um termo, que leva em conta o ordenamento magnético, assumindo a forma da Equação (1.16):

$$\rho = \rho_0 + \rho_i T + \rho_m T \tag{1.16}$$

onde o termo $\rho_m T$ representa a desordem magnética, dependente de temperaturas abaixo da transição magnética [2]. Na Figura (1.2) temos um exemplo de resultado experimental da diferença de comportamento resistivo entre metais puros e metais com diferentes proporções de impurezas.

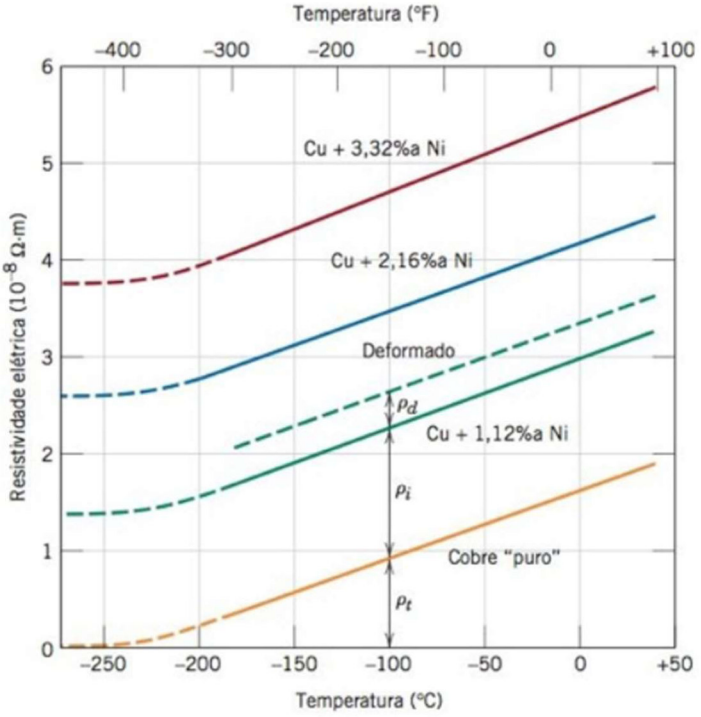


Figura (1.2): Comportamento resistivo do cobre puro e em ligas de Cu-Ni em diferentes proporções e para o caso de uma amostra que sofreu deformação [14].

A Figura (1.2) mostra que o comportamento característico da curva de resistividade em função da temperatura não foi alterado pela inserção de impurezas, gerando apenas um deslocamento da curva . Isso indica um aumento da resistividade à medida que aumentamos o percentual de Níquel ao Cobre. As setas a $100°C$ representam a contribuição resistiva individual de acordo com a Equação (1.14), que resulta no valor total da resistividade. É possível concluir que as contribuições por aumento de temperatura e impureza são muito maiores do que as geradas pela deformação [13,14].

De um modo geral, a resistividade ideal específica em metais em temperatura ambiente, varia entre $1{,}5\,.\,10^{-8}\,\Omega.m$ e $150\,.\,10^{-8}\,\Omega.m$, variando de forma proporcional à medida que a temperatura aumenta, formando uma curva linear em ampla faixa de temperatura[2].

Metais de transição apresentam comportamento elétrico que está relacionado com suas propriedades magnéticas. A curva de dependência da resistividade com a temperatura $(d\rho/dT)$ possui muita diferença com relação aos metais ordinários. Na Figura (1.3), temos um exemplo da comparação entre as curvas $d\rho/dT$ do Paládio (Pd), metal não-ferromagnético e do Níquel (Ni), metal ferromagnético [2,15,16,17].

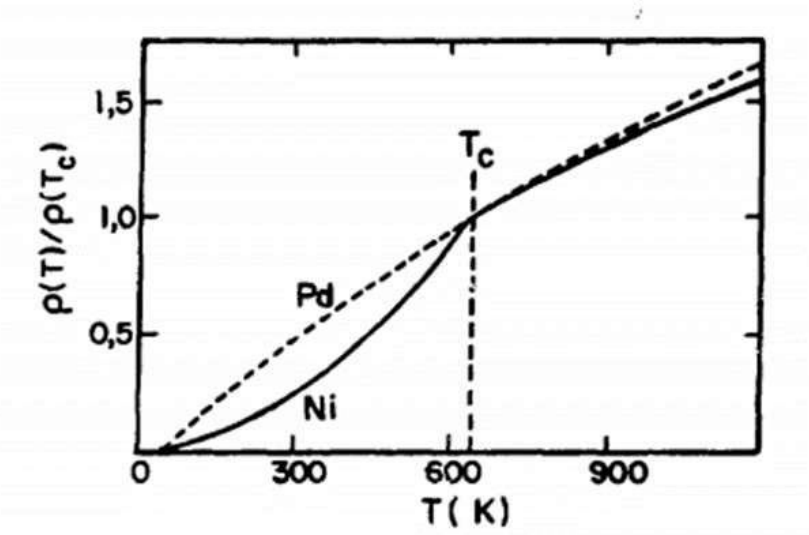


Figura (1.3): Curvas de $d\rho/dT$ do Ni (ferromagnético) e do Pd (paramagnético),ambos normalizados para a unidade para a temperatura de Curie do Ni, $T = 631\ K$ [18].

Na curva do Níquel, a resistividade cresce rapidamente abaixo da Temperatura de Curie (Tc). Bem abaixo de Tc, a dependência da resistividade é quase constante, porém a extrapolação da linha reta para $T = 0\ K$ não corta a ordenada em $\rho = 0$, fato que ocorre em metais convencionais. Em metais de transição não-ferromagnéticos, tal descontinuidade acentuada, presente em metais de transição ferromagnéticos, não existe[2,15,16,17]. Isso indica que o acréscimo de resistividade pode estar ligado ao decréscimo da magnetização espontânea, que ocorre quando a temperatura se aproxima do Ponto de Curie.

Existem dois principais modelos utilizados para descrever o comportamento de metais magnéticos: o modelo de bandas de Mott e o modelo de desordem de spin. O modelo de Mott considera que o comportamento está associado ao aumento de estados-d eletrônicos presentes no aumento da magnetização espontânea. No modelo de desordem de spin, os momentos magnéticos comportam-se como centros espalhadores extras para os elétrons de condução e $d\rho/dT$ resulta do grau de ordenamento magnético [15].

Em 1976, Campbell e Fert realizaram a correção do modelo de Mott, adicionando um termo que relaciona os processos de mistura de spin, pois Mott não levava em conta as interações com inversão de spin (spin-flip) [19], que podem ocorrer em meio a processos de espalhamento ocasionados por interações elétron-magnon, ou spin-órbita. Em processos de mistura de spin, existe a probabilidade de ocorrer combinação entre correntes dependentes de spin, modificando a associação em paralelo para a resistividade elétrica, presente no modelo de Mott. A partir da correção, o modelo passa a considerar os processos de espalhamento que misturam as correntes dependentes de spin na resistividade elétrica total (ρ), sendo reescrita na forma (1.17):

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}+\rho_{\uparrow\downarrow}\,(\rho_{\uparrow}+\rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow}+\rho_{\downarrow}\rho_{\uparrow}+4\rho_{\uparrow\downarrow}} \tag{1.17}$$

onde $\rho_{\uparrow\downarrow}$ é a resistividade elétrica devido aos processos de espalhamentos que promovem a interação entre as correntes dependentes de spin. Esquematicamente pode-se representar tais processos como está ilustrado na Figura (1.4)

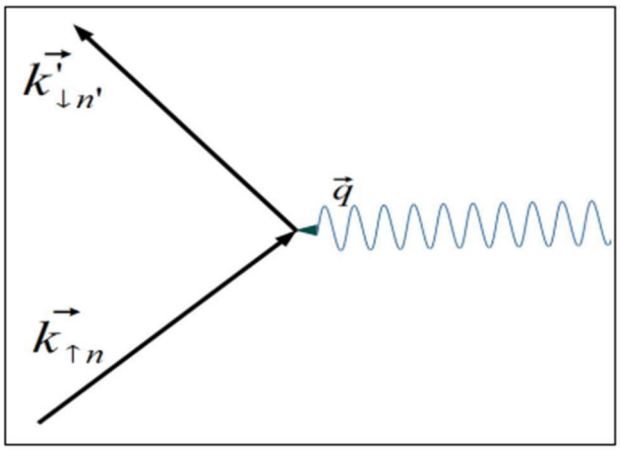


Figura (1.4): Representação simplificada do processo de interação spin magnon que ocasiona um espalhamento de spin [20].

Na Figura (1.4), um elétron com spin ↑ da sub-banda n sofre espalhamento por parte de um spin ↓ de uma sub-banda $n`$, sendo que para metais de transição $n$ e $n`$ relacionam-se as sub-bandas s e d respectivamente[20].

A resistência anormalmente alta dos metais de transição pode ser explicada pela dispersão que ocorre nas transições $s \rightarrow d$. A curva do paládio em relação ao eixo de temperatura tem uma forma concava devido a isso. Acima da Temperatura de Curie o níquel comporta-se de forma semelhante ao Paládio. Porém abaixo da temperatura de Curie, metais de transição ferromagnético como o níquel, têm os spins positivos dos buracos alinhados, devido ao princípio de exclusão de Pauli, onde somente elétrons do spin ↑ possam passar pela transição $s \rightarrow d$. Deste modo, metade dos elétrons de condução (elétrons na banda s) tem um caminho livre médio cerca de quatro ou cinco vezes maior que a outra parte. Isso faz com que o alinhamento dos spins dos buracos positivos fique mais imperfeito, possibilitando o espalhamento de elétrons de ambos os spins na banda d, com o aumento da temperatura. Como resultado, a resistência aumenta à medida que a magnetização espontânea diminui devido à essa dispersão adicional [16].

1.2 Magneto Transporte em Metais

Além das contribuições à resistividade já apresentadas, quando expomos um condutor a um campo magnético ($\vec{H}$), temos o surgimento de novas contribuições geradas pelos fenômenos conhecidos como magneto transporte, Magnetorresistência (MR) e ao Efeito Hall (EH) .

Em condutores normais, tais fenômenos são resultado da ação da força de Lorentz sobre os portadores de carga, alterando seu comportamento. Isso ocorre tanto em metais não-magnéticos, magnéticos, ou em metais com presença de impurezas magnéticas. Em muitos casos, geram apenas algumas violações da regra de Matthiessen[21], conforme descrito na equação (1.15). Existem basicamente três grandezas físicas envolvidas no estudo das propriedades magnética da matéria. Elas são representadas vetorialmente por $\vec{B}$ (indução magnética), $\vec{H}$ (campo magnético) e $\vec{M}$ (magnetização), relacionadas através da Equação (1.18).

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \tag{1.18}$$

onde $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}\, T.m/A$, representa a constante de permeabilidade magnética no vácuo. Para o caso de metais não-magnéticos podemos resumir a equação para $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$, uma vez que estes metais não sofrem magnetização. Suas unidades estão descritas e podem ser relacionadas através da Tabela (1.2).

Grandezas	Símbolo	Unidade SI	Unidade CGS	Conversão
Campo Magnético	$\vec{H}$	$\frac{A}{m}$	O_e	$1\frac{A}{m} = 4\pi \times 10^{-3} Oe$
Indução Magnética	$\vec{B}$	T	G	$1T = 10^4 G$
Momento Magnético	μ	Am^2	emu	$1Am^2 = 10^3 emu$
Magnetização	$\vec{M}$	$\frac{A}{m}$	$\frac{emu}{cm^3}$	$1\frac{A}{m} = 10^{-3}\frac{emu}{cm^3}$

Tabela (1.2):grandezas magnéticas, suas unidades e conversões do sistema SI para o CGS [22].

Podemos expressar a Força de Lorentz através da Equação (1.19)

$$\vec{F} = e\,(\vec{E} + \mu_0\vec{v} \times \vec{H}) \tag{1.19}$$

Conforme já vimos $\vec{v}$ representa a velocidade dos portadores de carga e para condutores representa a velocidade de deriva[20].

O campo magnético em uma amostra pode ser aplicado relativamente à densidade de corrente de uma amostra de forma perpendicular ou paralela, conforme pode ser observado na Figura (1.5).

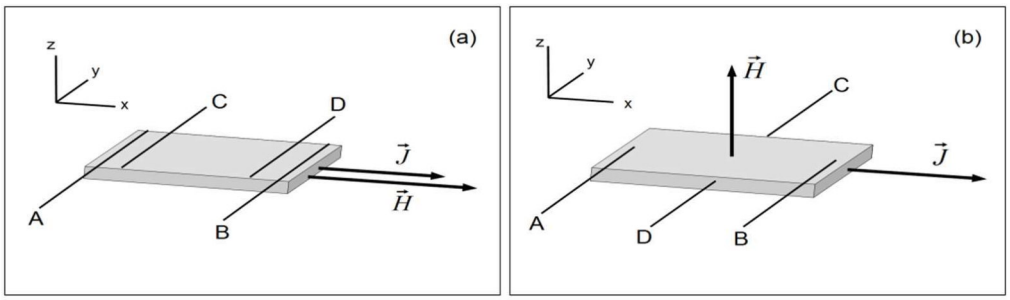


Figura (1.5): Possibilidades de aplicação de campo magnético em uma amostra em relação a densidade de corrente. Na figura (a) temos a aplicação paralela em geometria longitudinal ($\vec{H} \parallel \vec{J}$) e em (b) perpendicular em uma geometria transversal ($\vec{H} \perp \vec{J}$). A corrente é aplicada através dos pontos A e B, já os pontos C e D são utilizados para as medidas d e tensão longitudinal para o caso da figura (a) e transversal para o caso da figura (b) [20].

Convenientemente é comum que se escolha sistemas onde, como no caso da Figura (1.5), apenas a componente x do vetor $\vec{j}$ não tenha valor nulo ($\vec{J}_x \neq 0$). Quando temos uma geometria transversal, o fenômeno do Efeito Hall surge em função do surgimento do campo elétrico na direção y, onde temos uma diferença de potencial elétrico entre os pontos C e D. Sendo perpendicular ao campo elétrico, o Efeito Hall, também conhecido como Campo de Hall, pode ser expresso pela Equação (1.20)

$$E_{Hall} = R_0 J_x \mu_0 H \tag{1.20}$$

sendo $R_0 = \frac{1}{nq}$, o Coeficiente de Hall, onde n é a densidade de portadores e $q = \pm e$, a carga dos portadores. A partir de experimentos encontramos o Coeficiente de Hall, que fornece o valor de n e o sinal dos portadores de carga. Ou seja, se $R_0 < 0$, são elétrons e, se $R_0 > 0$, lacunas. R_0 também possibilita a obtenção da Resistividade Hall, definida pela Equação (1.21)

$$\rho_{Hall} = R_0 \mu_0 H \tag{1.21}$$

sendo uma função ímpar do $\vec{H}$ aplicado, também conhecida como Resistividade Não-diagonal (ρ_{xy})[20].

Para o caso da magnetorresistência, que se caracteriza pela variação da resistividade elétrica em um condutor gerada pela aplicação de um campo magnético em uma temperatura fixa, também devemos levar em conta o sentido da aplicação de $\vec{H}$ em relação à amostra e à $\vec{j}$. Assim, a magnetorresistência é definida pela Equação (1.22)

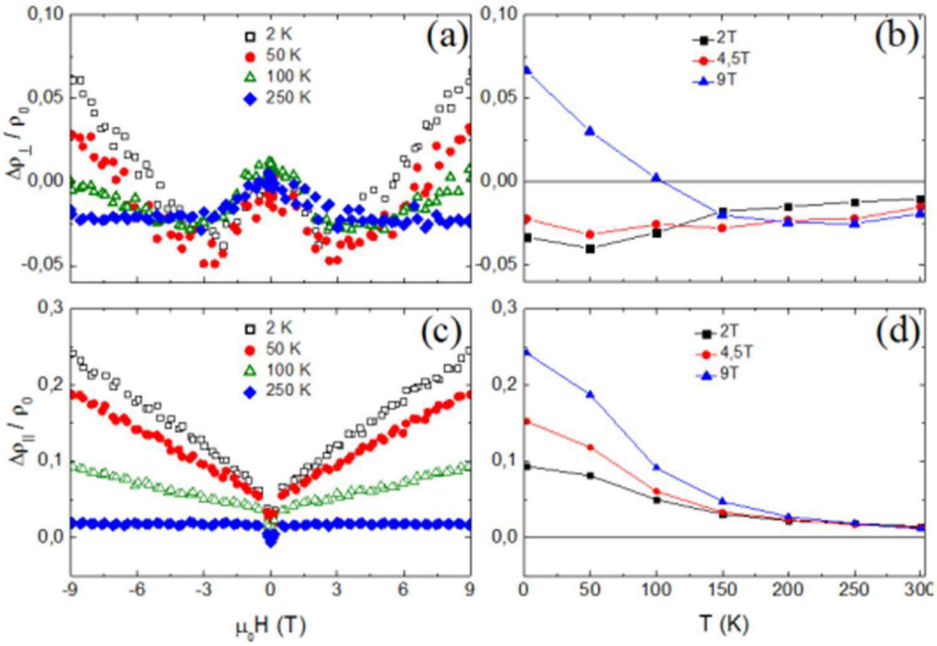
$$\frac{\Delta_\rho(\vec{H},T)}{\rho(\vec{H}_0,T)} = \frac{\rho(\vec{H},T)-\rho(\vec{H}_0,T)}{\rho(\vec{H}_0,T)} \tag{1.22}$$

sendo $\rho(\vec{H},T)$ a resistividade em função da aplicação de campo magnético em uma temperatura fixa e $\rho(\vec{H},T)$ a resistividade quando temos campo nulo na mesma temperatura de quando tínhamos $\vec{H}$ aplicado.

De forma análoga ao que ocorre no Efeito Hall, $\frac{\Delta\rho_\perp}{\rho(0)}$ é a Magnetorresistência Transversal, ocorrendo quando $\vec{H}$ é aplicado perpendicularmente ao plano da amostra e à $\vec{j}$. Já $\frac{\Delta\rho_\parallel}{\rho(0)}$ representa a Magnetorresistência Longitudinal, ocorrendo quando $\vec{H}$ é aplicado paralelamente ao plano da amostra e à $\vec{j}$. Existe a exceção para o caso de filmes finos, onde a espessura da amostra é muito pequena, quando comparada a uma amostra convencional. Nesse caso, considera-se Magnetorresistência Transversal aquela em que $\vec{H}$ é aplicado paralelamente ao plano da amostra e perpendicularmente à $\vec{j}$ [20].

A magnetorresistência pode ser positiva ou negativa, sendo positiva quando a resistividade cresce e negativa quando decresce na presença do $\vec{H}$. Em materiais não magnéticos tal efeito apresenta um valor muito pequeno (cerca de $< 1\%$ para campos de aproximadamente $1\,T$), porém gera uma magnetorresistência positiva, resultante do encurvamento das trajetórias eletrônicas provocadas pelas Forças de Lorentz. Este encurvamento tende a gerar a localização dos portadores em trajetórias expirais, diminuindo o livre caminho médio, além de diminuir a efetividade de seu deslocamento em direção paralela ao $\vec{E}$, sem que isso modifique a forma com que ocorre o espalhamento eletrônico, mas aumentando a resistência.

A Magnetorresistência Negativa ocorre quando ao aplicarmos um campo magnético temos como resultado o aumento do ordenamento dos spins e a diminuição da resistência. Esta magnetorresistência apresenta comportamento isotrópico, sendo dependente da relativação da posição de aplicação corrente elétrica em relação direção da magnetização, do campo externo ou orientações de eixos cristalinos.[19,23]. Na Figura (1.6) temos o exemplo de uma amostra de Co-Fe $x = 6\%$, onde $\frac{\Delta\rho_\perp}{\rho(0)}$ em regimes de baixo campo, gera contribuições negativas [20].



Figura(1.6): Em (a) temos a medidas de $\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho(0)}$ e em (c) $\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho(0)}$ em função do $\mu_0 H$. Em (b) temos as curvas das medidas de $\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho(0)}$ e (d) $\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho(0)}$ para 2T, 4,5T e 9T, sendo que temos neste caso a variação das temperaturas entre 0K e 300K [20].

Em condutores magnéticos, devemos levar em conta os efeitos de polarização do spin dos elétrons, visto que a magnetorresistência aumenta por efeitos relacionados a polarização de spin, mas raramente ultrapassa resistividade em campo nulo, mesmo quando a intensidade do campo magnético aplicado é grande[23]. Na Figura (1.7) temos a representação da mudança da densidade de estado de spins acima e abaixo de T_C.

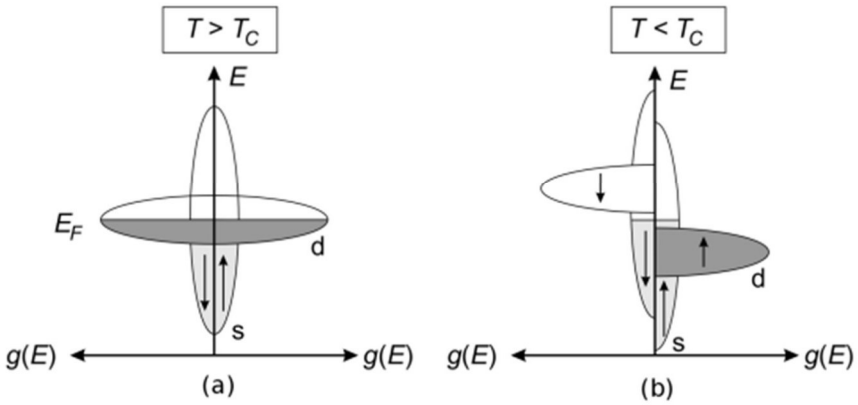


Figura (1.7): Densidade de estado de spin ↑ e ↓. Em (a) temos a representação para metais ferromagnéticos ou não ferromagnéticos acima de T_C, já em (b) temos o comportamento quando temos um metal ferromagnético abaixo de T_C [19].

Os fenômenos descritos acima, recebem o nome de Magnetorresistência de Lorentz, também conhecida como magnetorresistência ordinária (MRO) ou ainda, magnetorresistência normal, sendo proporcional a $\vec{H}^2$. Ocorre apenas em metais não magnéticos em regime de baixos $\vec{H}$ aplicados, de forma proporcionalmente inversa à resistividade elétrica longitudinal. Apresentando significância apenas em temperaturas baixas, diminuindo à medida que a temperatura aumenta, sem do pouco expressiva em altas temperaturas. A Força de Lorentz não gera contribuições diretas na magnetorresistência longitudinal.

Assim como ocorre para a magnetorresistência, as contribuições de Lorentz, conhecidas como contribuições ordinárias, também dão origem ao Efeito Hall Ordinário (EHO)[20,24].

1.2.1-Efeito Hall em Metais Magnéticos

Em 1879 [25], Edwin Hebert Hall descobriu que materiais magnéticos exibem um comportamento diferente do encontrado em metais comuns, conhecido como Efeito Hall Ordinário. Apresentando um rápido crescimento da resistividade com $\vec{B}$, em campos baixos. Para campos maiores, a taxa de aumento da resistividade de Hall diminui, tornando-se aproximadamente linear com a indução magnética. Conforme podemos observar na figura (1.8).

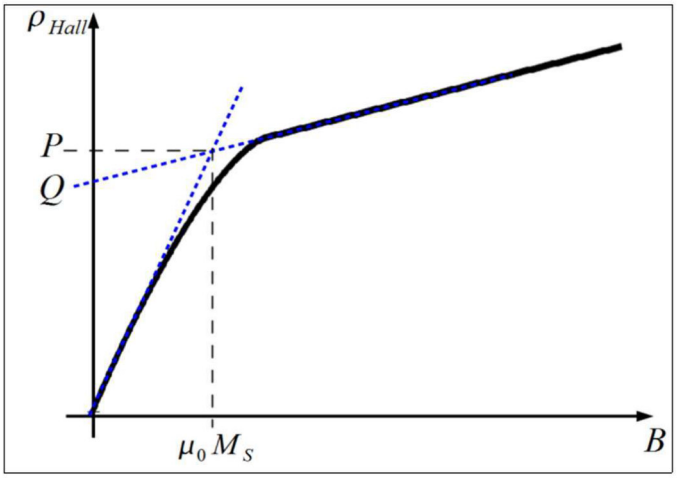


Figura (1.8): Resistividade de Hall X $\vec{H}$ em um metal ferromagnético (linha contínua). A linha pontilhada representa a extrapolação, usada para encontrar o valor coeficiente extraordinário de Hall. Em Q, o valor da resistividade de Hall é proporcional à $\mu_0 R_s M_s$. Temos também uma intersecção entre as extrapolações que ocorrem baixo e de alto $\vec{B}$ aplicado, ocorrendo quando o sistema chega na magnetização de saturação. P representa o ponto encontro para o valor da resistividade Hall. Sendo proporcional à $\mu_0(R_0 + R_s)M_s$ [20].

Em metais magnéticos, ocorre a contribuição da Força de Lorentz desencadeando o Efeito Hall extraordinário (ERE), também conhecido como Efeito Hall Anômalo (EHA). Descrita pela Equação (1.23)

$$\rho_{Hall} = R_0\mu_0\vec{H} + R_s\mu_0\vec{M} \tag{1.23}$$

Onde a (ρ_{Hall}) resistividade Hall é igual ao efeito Hall ordinário ($R_0\mu_0\vec{H}$), sendo R_0 é a constante de Hall ordinário gerada pelo campo magnético aplicado, somado ao efeito Hall extraordinário ($R_s\mu_0\vec{M}$), sendo R_s a contate de Hall anômala gerada pela magnetização das impurezas magnéticas[20,24].

Existem três principais mecanismos que podem ser os responsáveis pela contribuição extraordinária do efeito Hall, a deflexão intrínseca, o side jump e o skew scattering.

A deflexão intrínseca, praticamente depende apenas da estrutura eletrônica da banda de condução e da topologia da superfície de Fermi, relacionadas com as propriedades topológicas dos estados de Bloch. Este modelo foi proposto por Karphus e Luttinger[26], mas interpretada de forma atualizada como um efeito da fase de Beny, presentes nas funções de onda eletrônicas sob a ação do espalhamento spin-orbita[20,24].

O mecanismo side jump[27], vem como efeito de um pacote de ondas de elétrons em presença de impurezas magnéticas por meio de uma interação spin-orbita. Seu mecanismo gera espalhamento lateralmente em direção ao centro de massa do pacote de ondas de elétrons. Da mesma forma que ocorre no mecanismo anterior, são proporcionais ao quadrado da resistividade.

Por fim, a skew scattering[26] origina-se da direta interação do spin do elétron de condução com o momento angular orbital do centro espalhador, sendo proporcional à resistividade longitudinal. Assim a Equação (1.24) descreve a resistividade elétrica transversal oriunda do ao Efeito Hall Extraordinário

$$\rho_{AHE} \equiv \lambda M(a\rho + b\rho^2) \tag{1.24}$$

Senso λ, a constante de acoplamento spin-orbita, a e b constantes e M o módulo da magnetização. O termo linear com a resistividade está relacionado ao "skew scattering", já o termo quadrático representa a adição das contribuições intrínseca e "side-jump"[20]. A Figura (1.9) ilustra fenômenos presentes na origem do Efeito Hall

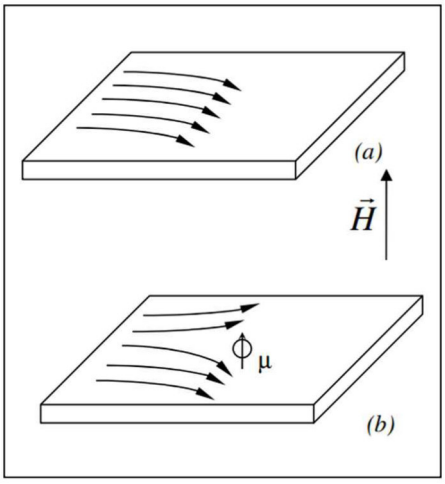


Figura (1.9): Em (a) ocorre a deflexão da corrente dos portadores de carga, gerada por $\vec{H}$. Resultando no acúmulo de cargas de sinal igual em um lado, ocorrendo o mesmo do lado oposto com as cargas de sinal oposto. Já em (b) temos a presença de átomos de impurezas magnéticas, gerando um espalhamento sem simetria entre os portadores de carga [24].

Considerando que temos a diluição de impurezas magnéticas, ou seja, átomos que possuem momentos magnéticos (μ) não nulos[28], em metais não-magnéticos, a magnetização gerada pelas impurezas apresentará alinhamento perpendicular à superfície de uma amostra do tipo placa, quando submetida ao experimento proposto por Hall. Neste experimento, uma corrente elétrica será aplicada paralelamente à superfície da amostra e o momento magnético gerado pelas impurezas, fará com que os portadores de carga sejam espalhados assimetricamente, conforme podemos observar na parte (b) da Figura (1.9). Tal assimetria resulta em um campo elétrico que é perpendicular com relação à corrente e a magnetização, efeito conhecido como Efeito Hall Extraordinário [20,24,29,30].

1.2.2- Magnetorresistência em Metais Magnéticos

Em metais magnéticos a MRO vem acompanhada de outra contribuição conhecida como Magnetorresistência Anisotrópica (MRA)[31]. A MRA ocorre apenas em metais magnéticos e algumas ligas. Tanto a Magnetoresistividade Longitudinal, quanto a Transversal de ferromagnetos são positivas, exceto no caso de alguns metais, ligas ferromagnéticas e no caso fenômeno conhecido como resistência mínima [2]. Na MRO a dependência da resistência está relacionada ao ângulo formado entre a magnetização e a corrente elétrica, originada da interação entre o momento orbital do átomo, presente na matriz, e o spin do elétron. Assim, a aplicação de $\vec{H}$, altera tal ângulo, fazendo com que que a resistividade varie de 4% a 6 % em temperatura ambiente, em regimes de baixo campo[23]. Tal variação dependerá do ângulo formado entre a corrente elétrica $I(\theta_I)$ e da magnetização $\vec{M}(\theta_M)$ relacionado à direção referencial da amostra ferromagnética. Sendo o ângulo θ_M, de um modo geral,

proporcional ao ângulo do campo magnético aplicado θ_H, podendo sofrer influência por fatores como, estado magnético da amostra, anisotropias magnetocristalina, em amostra cristalinas, e formato, para o caso de filmes finos.

Considerando-se que suas estruturas sejam isotrópicas, a resistividade elétrica será uma função que com orientação relacionada aos vetores densidade de corrente elétrica ($\vec{J}$) e indução magnética, ($\vec{B}$) [19]. Assim, para um metal que apresenta estrutura cristalina cúbica, a resistividade será a mesma, independente de se tratar de um monocristal ou um policristal, exceto no caso nos contornos de grão do policristal, que podem apresentar contribuições extras. Em monocristais não cúbicos, a resistividade possui muito mais anisotropia, sofrendo variações oriundas da direção que fluxo de corrente é aplicado em relação à amostra. Do mesmo modo, policristais tratados com o propósito gerar uma orientação preferencial apresentarão propriedades resistivas que dependerão da direção escolhida [2]. A equação que descreve a relação entre os ângulo entre $\vec{J}$ e $\vec{B}$ e a MRA, desconsiderando o termo de acoplamento spin órbita, pode ser descrita de forma simplificada pela Equação (1.25),

$$\rho(T,\vec{B},\theta) = \rho_0 + \rho_F(T) + \rho_m(T,\vec{B}) + \delta\rho(\vec{B},\theta) \tag{1.25}$$

Onde θ, é o ângulo entre $\vec{J}$ e $\vec{B}$, já $\delta\rho(\vec{B},\theta)$, representa o efeito da anisotropia. A Magnetorresistência Anisotrópica (MRA) pode ser definida, para o caso específico em que $\theta = 0^{\circ}$ ($\rho_{\parallel}$) c $\theta = 90°$ ($\rho_{\perp}$), como

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho_{\perp}(\vec{H}) - \rho_{\parallel}(\vec{H})}{\rho(\vec{H}=0)} \tag{1.26}$$

Já o termo $\rho_m(T,B)$ está ligado à desordem de spin, podendo ser descrito por

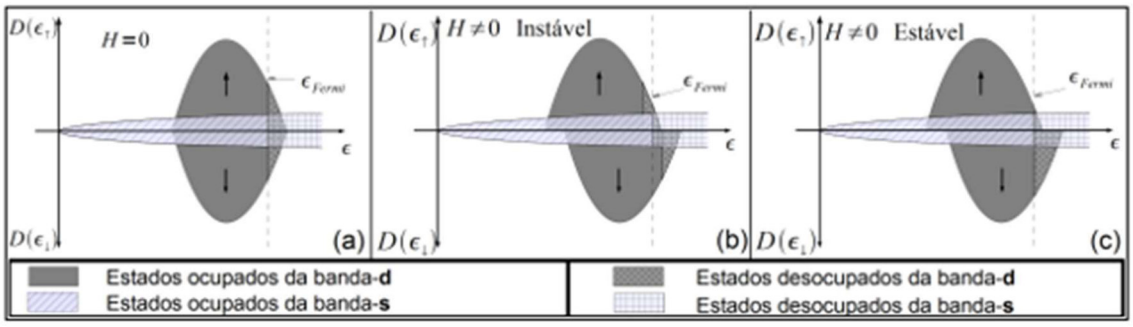
$$\rho_m(T,\vec{B}) = A\left[1 - \frac{\langle S\rangle^2}{S(S+1)}\right] \tag{1.27}$$

Sendo A uma constante e $\langle S\rangle^2$ a média termodinâmica do operador spin do sítio espalhador. O termo resistivo resulta na formação da magnetorresistência negativa, variando de forma aproximadamente proporcional à M^2, devido a remoção da desordem de spin induzida pelo $\vec{B}$ aplicado.

Assim como ocorre em metais não ferromagnéticos, os metais ferromagnéticos sofrem a influência da Força de Lorentz e do mecanismo de condução por duas correntes, que geram contribuições extras à magnetorresistência. Sabemos que a presença da Força de Lorentz tem como efeito a magnetorresistência positiva, do

mesmo modo que ocorre em fase ordenada sob a ação da condução por duas correntes dependentes de spin.

O modelo de Onose e col.[32], apresentado em 2005, propõe que a origem da magnetorresistência positiva observada em seu trabalho, poderia ser gerada pela diminuição da densidade eletrônica da sub-banda de spin minoritário entre os níveis de Fermi. Sendo o Deslocamento Zeeman[33] produzido pelo campo aplicado (Figura 1.10), o responsável pela indução de tal diminuição, ocasionando interferências na magnetização e condutividade dos ferromagnetos [20].



Figura(1.10): Em metais de transição na fase paramagnética a densidade de estados pode variar ($T > Tc$).Em (a) temos bandas não polarizadas na ausência de $\vec{H}$ aplicado, temos o mesmo percentual de spins up (↑) e down (↓). Em (b), foi $\vec{H}$ aplicado, desencadeando o deslocando de energia da banda-d, tornando o sistema instável. Por fim em (c), ocorre o equilíbrio do por potencial químico, resultando na estabilização do sistema, ou seja, temos uma maior quantidade de elétrons do tipo up em relação ao percentual de elétrons do tipo down [20].

Utilizando- se da teoria de Boltzmann para a condutividade [34], este modelo propõe uma expressão capaz de relacionar a variação da condutividade elétrica sob a ação de um campo magnético, com a ampliação da magnetização induzida por elétrons da sub-banda de spin minoritária que sofreram transferência para a sub-banda majoritária. Podemos escrever esta expressão conforme (1.28) [20,32].

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(\vec{H}=0)} = \rho(\vec{H})\delta\vec{M}(A+B) \tag{1.28}$$

sendo $\rho(\vec{H})$, a resistividade elétrica longitudinal em presença de $\vec{H}$ e $\delta\vec{M} = \vec{M}(\vec{H}) - \vec{M}(0)$, a variação da magnetização induzida por $\vec{H}$, A e B são descritos pelas expressões abaixo

$$A = \frac{e}{3\mu_0}(\mu_\downarrow - \mu_\uparrow) \tag{1.29}$$

e

$$B = \frac{ev_F^2}{3\mu_0}\left\{\mu_\downarrow m_\downarrow^* \frac{\partial}{\partial \epsilon_F}\left(\ln\left(D_\downarrow(\epsilon_F)\right)\right) - \mu_\uparrow m_\uparrow^* \frac{\partial}{\partial \epsilon_F}\left(\ln\left(D_\uparrow(\epsilon_F)\right)\right)\right\} \quad (1.30)$$

Nas expressões (1.29) e (1.30) μ_σ representa a movimentação dos elétrons na sub-banda de spin σ, V_F, a velocidade de Fermi, m_σ^*, a massa efetiva dos elétrons da sub-banda de spin, σ, e, a carga dos elétrons, μ_0, a permeabilidade magnética no vácuo e por fim, $D_\sigma(\epsilon_F)$, a densidade de estados por direção de spin no nível de Fermi (ϵ_F) para a sub-banda σ. O sinal da magnetorresistência, em primeira aproximação, é definido pela diferença entre as mobilidades das duas sub-bandas de spin. Porém, se ocorrer de a densidade de estados variar intensamente com a energia na posição do nível de Fermi, o termo B, descrito na equação (1.30), poderá se tornar o responsável pelo sinal da magnetorresistência [20,32].

Na Figura (1.11), temos o exemplo de uma mostra de Pd_2MnSn onde foram realizadas medidas de Magnetorresistência Longitudinal (MRL) e Magnetorresistência Transversal (MRT) em diferentes temperaturas[20].

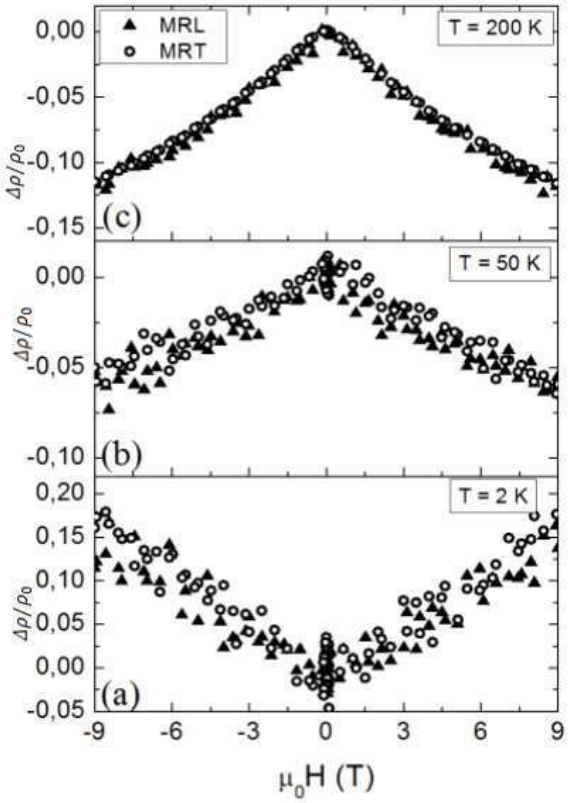


Figura (1.11): Representação gráfica do percentual da magnetorresistência variando em função do campo magnético em uma mostra de Pd_2MnSn [20].

Entre as diferentes medições de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ em função de $\mu_0 H(T)$, podemos observar o comportamento que caracteriza a idealização de um material ferromagnético isotópico, com anisotropia insignificante, visto que não são observadas diferenças relevantes, entre as diferentes medidas de Magnetorresistência Longitudinal e Transversal nas temperaturas $2K$ (a), $50K$ (b) e $200K$ (c). Também podemos observar que temos magnetorresistência positiva ocorrendo em baixa temperatura (a) e Magnetorresistência Negativa em temperatura maiores (b) e (c) [20].

Já na Figura (1.12) observamos um caso em que temos presença de anisotropia na MRT e MRL, função de campo magnético aplicado neste caso em amostras de Co-Fe em 4 %.

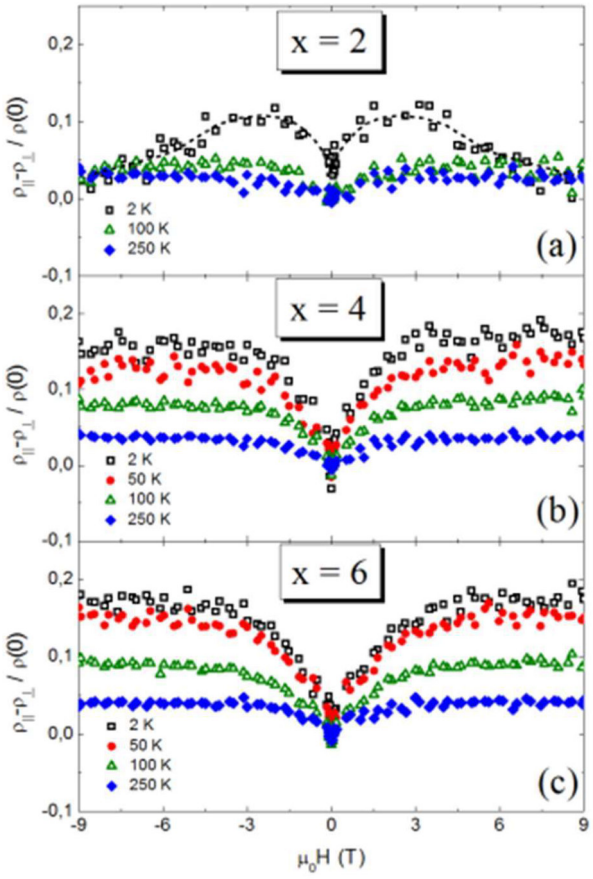


Figura (1.12): Magnetorresistência Anisotrópica (MRA) X $\mu_0 H(T)$ em ligas de Co-Fe a 4 % em diferentes temperaturas fixas, sendo que a linhas tracejada em (a) serve apenas como um guia para os olhos [20].

As medidas formam realizadas em regime de campos magnéticos variáveis e temperaturas fixas. Os gráfico das curvas forma gerados para cada temperatura e unificados em uma única figura, para melhor comparação. A determinação das

anisotropias ocorreu relacionando-se a diferença observada entre as curvas das MRT e MRL.

Dois comportamentos distintos podem ser observados na Figura (1.12), em $x = 2$ uma anisotropia fraca, oriunda da disputa entre Magnetorresistência Positiva e Negativa. Em $x = 4$ e $x = 6$, apenas anisotropia positiva, apresentando uma tendência a saturar quando em regime de altos $\vec{H}$, além de praticamente não ser dependente de contribuição oriundas de impurezas. Tais discrepâncias qualitativas podem ter relação como o fato de existir uma maior quantidade de fases Hexagonais Compactas (HCP) em $x = 2$ e Cúbicas de Faces Centradas (CFC) em $x = 4$ e $x = 6$ [2,20].

1.2.3 Outros Comportamentos Magnetorresistivos

Além da Magnetorresistência Ordinária (MRO) e da Magnetorresistência Anisotrópica (MRA), existem outros tipos de Magnetorresistência originadas distintamente. Sendo elas: Magnetorresistência Gigante (MRG), Magnetorresistência Balística (MRB), Magnetorresistência Túnel (MRT), Magnetorresistência Colossal (MRC), e Magnetorresistência Extraordinária (MRE) [35].

O efeito magnetoresistivo espetacular, também conhecida como Magnetorresistência Gigante (MRG), foi observado pela primeira vez em 1988 [14]. A heteroestruturas da amostra na forma de filme fino de multicamadas que intercalavam entre materiais magnéticos como o Ferro (Fe) e materiais não magnéticos como o Cromo (Cr), no caso do primeiro estudo realizado como sistema Fe-Cr, representado na Figura (1.13).

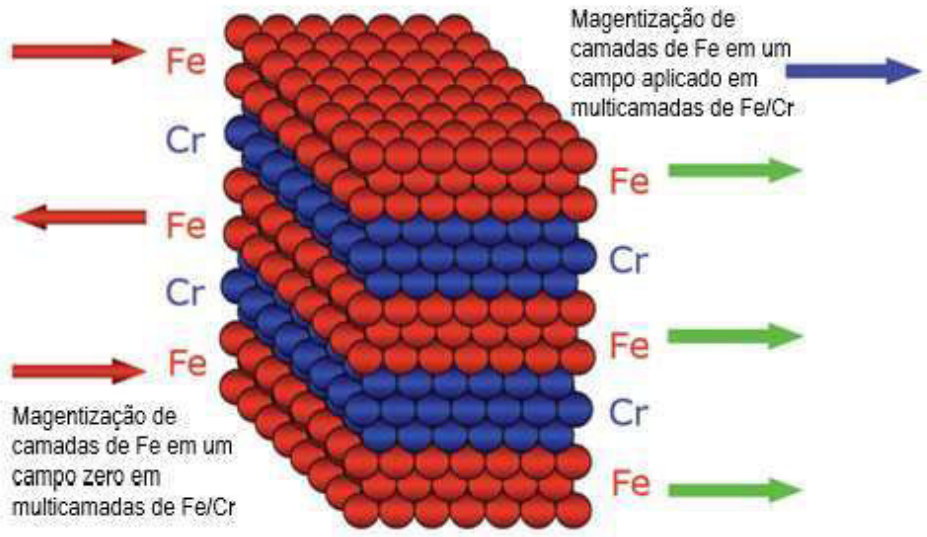


Figura (1.13) : Filme fino multicamadas, formado por uma sucessão de deposições de material magnético separadas por camadas não magnéticas [14].

O cromo funciona cromo um espaçador entre as nano camadas de ferro, gerando um acoplamento entre as camadas de Fe que oscila entre acoplamentos antiparalelos e paralelos em função da espessura do espaçador. Na Figura (1.14) está ilustrada esquematicamente esta oscilação de sinais à medida que a espessura do espaçador aumenta [35].

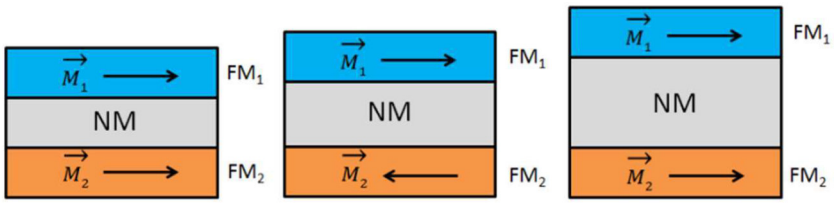


Figura (1.14): Variação do acoplamento em função do aumento da espessura do espaçador (NM)[35].

No seu modelo original [14], a variação percentual de resistências elétricas de diversas multicamadas de Fe/Cr em função do campo magnético na temperatura de $T = 4{,}2\ K$. Tais multicamadas foram cuidadosamente crescidas pelo Método Molecular Beam Epitaxy (MMBE), na busca de que a espessura dos filmes vizinhos de Fe e Cr fossem definidas com a precisão de uma camada atômica, ou seja, em escala nanométrica. A espessura das camadas de Cr foi determinada a fim de que houvesse o acoplamento espontâneo antiferromagnético entre camadas de Fe adjacentes. A Figura (1.15) apresenta a Magnetorresistência Gigante produzida por uma amostra em multicamadas da liga de Fe-Cr em diferentes proporções de Cromo [14,36].

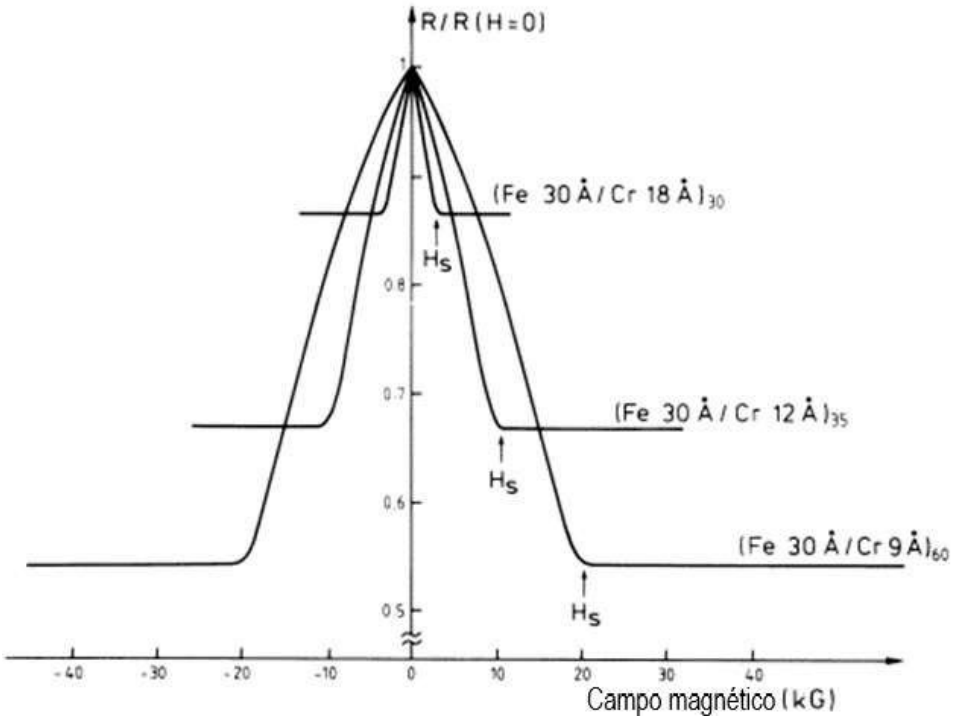


Figura (1.15): Magnetorresistência gigante em multicamadas de Ferro-Cromo e diferentes estequiometrias sujeitas à temperatura de $4{,}2K$ [36].

Podemos observar na Figura (1.15) que quando a intensidade do campo magnético externo força um alinhamento paralelo das camadas de Fe, conforme indicado pelas setas, para diferentes espessuras de camada de Cr, a resistência elétrica do sistema cai com grande intensidade. O efeito da Magnetorresistência Gigante pode ser entendido qualitativamente com base no modelo de condução por duas correntes. Onde a resistividade total de um material magnético deve ser expressa numa associação em paralelo entre canais resistivos dependentes da polarização de spin dos elétrons de condução [37].

O estudo da magnetorresistência gigante culminou na obtenção do Prêmio Nobel para Albert Fert e Peter Grünberg[38]. Sendo uma descoberta muito importante não só para o avanço científico, mas também tecnológico, devido ao desenvolvimento de novos dispositivos eletrônicos, como discos rígidos, armazenamento de informações com maior capacidade e segurança, como no caso das memórias Solid State Drive (SSD) [39].

A Magnetorresistência Túnel (MRT), origina-se da diferença entre a propriedade de tunelamento de elétrons spin (↑) e spin (↓), por meio de uma barreira túnel [35]. De forma semelhante à estrutura de multicamadas presente na Magnetorresistência Gigante, a MRT, também necessita que sejam intercaladas camadas de materiais ferromagnéticas ou antiferromagnéticas intercaladas por um por um filme fino metálico e não-magnético.

O efeito da MRT é desencadeado por meio de uma mudança abrupta de corrente elétrica em filmes finos ferromagnéticos intercalado por um separador isolante, quando

as magnetizações relativas das camadas finas ferromagnéticas alteram seu alinhamento. No momento em que temos uma polarização paralela dos elétrons ferromagnéticos, a corrente de tunelamento aumenta, diminuindo a resistência. Quando a polarização for antiparalela, a corrente de tunelamento diminuirá, gerando o aumento da resistência.

A MRT pode ser mais bem compreendida pelo modelo de Julliere[40], o qual baseia-se em duas hipóteses: A primeira afirma que, é que no processo de tunelamento a orientação do spin é conservada, ou seja, estados vazios de uma segunda camada ferromagnética recebem elétrons oriundos de um estado de spin da primeira camada ferromagnética de mesma orientação, conforme pode ser observado na Figura (1.15)

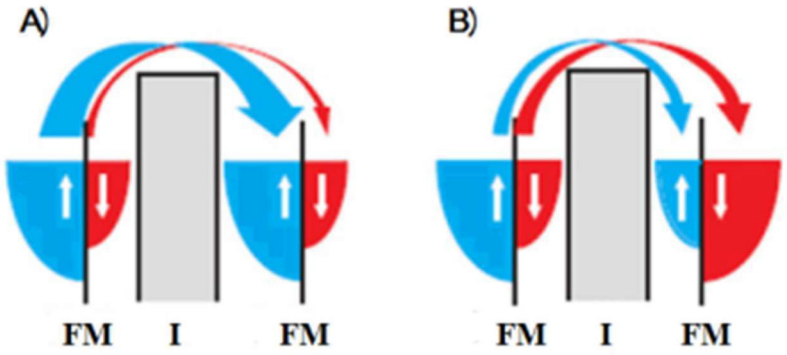


Figura (1.15): Tunelamento dos elétrons entre camadas [41].

Em (A) a migração de elétrons ocorre quando temos magnetizações paralela, onde os elétrons dos estados de menor energia migram para estados de menor energia e os de maior energia também migram para estados de maior energia. Em (B) a migração ocorre onde temos magnetizações antiparalela e os spins dos elétrons migram de forma invertida, ou seja, de estados minoritários para majoritários e de majoritários para minoritários.

A segunda hipótese sugere que a condutância individual da orientação de um spin deve corresponder ao efeito da eficaz densidade de estados provinda das finas camadas compostas por ferromagnetos [41].

A Magnetorresistência Colossal (MRC), tem sua origem relacionada ao momento em que temos uma transição condutor-isolante ao sofrer indução de $\vec{H}$ [35]. Na Figura (1.16) temos a representação de tal contribuição

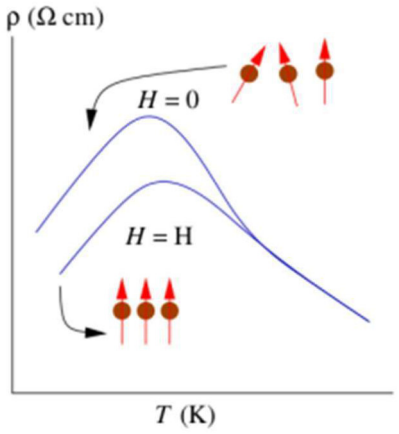


Figura (1.16): Mudança da magnetorresistência próximo de transições ferromagnéticas sob a ação de $\vec{H}$ [41].

Tal efeito ocorre pois muitos ferromagnetos possuem de forma intrínseca propriedades de magnetorresistência negativa, quando estão na vizinhança de transições ferromagnéticas, onde existe a dispersão no movimento dos portadores de carga devido as flutuações magnéticas, responsáveis por gerar descontinuidades eletrônicas, que resultam em resistividade e polarização de spin. Quando um campo magnético é aplicado, tais flutuações sofrem restrições, gerando a diminuição da dispersão e da resistividade elétrica[41].

A Magnetorresistência Anisotrópica Balística (MRAB), ocorre em um regime de transporte balístico, diferente do transporte convencional, visto que, na condução elétrica presente em nano contatos ferromagnéticos, não ocorrem colisões entre elétrons e íons da rede. Com resultado não temos contribuições geradas e a conservação spins no processo de condução. Diferentemente do que ocorre na (MRA), gerada pelo espalhamento de elétrons. Sob a ação do campo magnético a resistência a MRAB pode chegar à uma taxa muito maior que 100%.

O efeito anisotrópico ocorre pois o momento orbital encontra-se acoplado ao spin, desencadeando uma projeção que varia relativamente com direção da magnetização. Variação que possibilita a alteração do número de bandas que atravessam a energia de Fermi, afetando a condutância balística. A condutância balística é dada por $G = Ne^2/h$, sendo N o número de canais condutores abertos, quantidade que varia sob a influência da interação spin-órbita, sendo mais intensa em geometrias abertas e restritas, como fios, do que em amostras tipo bulk.

A MRAB foi detectada através de cálculos realizados em amostras de Ni e Fe, onde foram detectadas alterações significantes na condutância balística quando a magnetização mudou de paralela para perpendicular ao fio. A MRAB também pode ser positiva ou negativa e apresentar dependência angular muito distinta da presente na MRA [31,35,42].

Por fim, a Magnetorresistências Extraordinária (MRE), descoberta em 2000 por Solin e Co[43], pode elevar a resistência elétrica em até 1.000.0000%, quando em temperatura ambiente. Ocorrendo em sistemas híbridos que combinam semicondutores e condutores, submetidos a altos campos magnéticos transversais. Na Figura (1.17) temos a representação da micrografia óptica de um sistema de um dispositivo MRE aprimorado Hall que apresenta 3 contatos [43,44].

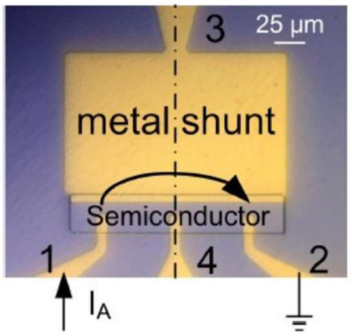


Figura (1.17) : Micrografia óptica de um dispositivo MRE [44].

Onde a corrente elétrica passa pelos eletrodos 1 e 2, sendo que a seta indica o sentido do fluxo de corrente. O sinal aprimorado de Hall de saída é medido pelos eletrodos 3 e 2, 4 e 2 medem o sinal da MRE assimétrica, 3 e 4 medem o sinal de Hall e 2 e 1 medem o sinal da MRE [44].

Este sistema apresenta baixa resistência quando não está submetido ao $\vec{H}$, pois a maior parte do fluxo de corrente elétrica orienta-se na direção da região condutora. Quando se aplica uma grande intensidade de campo magnético ocorre um grande aumento na resistência, devido a formação de um ângulo de Hall de 90°, que reduz abruptamente a $\vec{j}$ presente na região condutora [43].

O efeito da MRE influencia-se pela geométrica do sistema, podendo ser aprimorada em até quatro ordens de grandeza, quando realizadas alterações na região metálica, dispondo o material condutor em forma de gotículas e ramificações com tamanhos e posições distribuídas aleatoriamente como o propósito de imitar a microestrutura de calcogenetos de prata [45]. Por ocorre em temperatura ambiente, a MRE possibilita a produção de discos rígidos e dispositivos para detecção de campos magnéticos [46].

1.3 - Outras Características dos Sistemas Metálicos Magnéticos

Sistemas metálicos magnéticos podem ser: ordenados ou desordenados, não-interagentes ou interagentes, simples ou complexos. Dizemos que um material ou sistema apresenta desordem quando este não apresenta uma ordem. Para o caso dos materiais magnéticos, falamos de ordenamento magnético. Assim teremos ordenamento

nestes quando existir a invariância translacional nos vetores dos spins, presentes nas sub-redes destes materiais. Podemos ter desordem por ocupação aleatória dos sítios ou por interações de troca[47].

Não existindo um consenso científico sobre uma definição de complexidade, em 1947, Warren Weaver[48] foi considerado o primeiro a apresentar um modelo relevante sobre o assunto. Propondo que para considerarmos um sistema complexo, necessita-se apenas da presença de alto grau de aleatoriedade, onde métodos estatísticos precisam ser utilizados no entendimento das propriedades médias do sistema. Tonando previsível o comportamento coletivo do sistema previsível e por vezes ordenado, por meio da grande quantidade de variáveis aleatórias. Diferentemente do que ocorre em sistemas simples, que obedecem e podem ser descritos por modelos clássicos, sejam estes sistemas físicos ou não [49].

Sistemas sólidos interagentes são aqueles que podem apresentar interação entre os momentos magnéticos, podendo estabelecer propriedades magnéticas cooperativas ou não, alterando suas propriedades físicas. Ocorrendo em sistemas ferromagnéticos, antiferromagnetismo, vidros de spin, dentre outros. De forma distinta, os sistemas não interagentes, tendem a excluir um campo magnético neles aplicado através dos elétrons com momento magnético angular orbital que sempre responderão tal estímulo de forma oposta. Sendo exemplos de sistemas não interagentes os diamagnetos, paramagnetos e supercondutores [10].

1.4 - Vidros de Spin

A denominação Vidros de Spin (VS) surgiu na década de 70, com o estudo dos sistemas constituídas ligas binárias contendo impurezas magnéticas (metais de transição 3D), como Fe, Mn e Cr, diluídas em metais nobres, como Au, Ag e Cu [50, 51]. O primeiro estudo que observou tal comportamento foi apresentado por Cannella e Mydosh em 1972 [52], com uma amostra de Au-Fe, sendo até hoje a liga mais estuda quando se trata de vidros de spin. Os autores observaram um comportamento termodinâmico, desequilíbrios dinâmicos peculiares e características de um sistema magnético desordenado, indicativo para a presença de uma transição de fase, que não poderia ser explicado pelo modelo ferromagnéticos.

Após diversos experimentos observaram que abaixo de uma temperatura crítica, o sistema passava para um estado onde cada átomo magnético se encontra alinhado de forma estável, fenômeno conhecido como congelamento, condição essencial para que a direção do alinhamento de momentos magnéticos atômicos varie aleatoriamente entre átomos.

O primeiro modelo utilizado para tentar explicar o comportamento dos vidros de spin ficou conhecido como, o Modelo de Anderson (MA), proposto por Edward e

Anderson em 1975 [53], tendo como base o modelo de Ising para interações aleatórias. Em sua forma básica para descrever comportamento magnético dos Vidros de Spin, está representado pelo Hamiltoniano (1.31).

$$H = -\sum_i \sum_{j(\neq i)} J_{ij} \vec{S}_i . \vec{S}_j \tag{1.31}$$

Onde considera-se os coeficientes $\vec{J}_{ij}$, como variáveis independentes e aleatórias, que seguem uma distribuição que depende da distância relativa entre os momentos magnéticos interagentes.

Existe uma grande dificuldade para se tratar deste hamiltoniano para o caso de momentos interagentes em posições aleatórias. Assim, para que seja possível tal tratamento aplica-se tal modelo a uma descrição equivalente, onde os spins são postos em sítios de uma rede invariante transaccionalmente, onde os coeficientes $\vec{J}_{ij}$ variam aleatoriamente, em função da distância entre os sítios de rede, $\vec{l_\iota}$ e $\vec{l_j}$.

Se $\vec{J}_{ij} = +1$, temos uma tendencia de alinhamento dos spins, ou seja, um modelo ferromagnético, se $\vec{J}_{ij} = -1$, uma tendencia para alterar os spins e o modelo passa a ser antiferromagnético. Mas para $\vec{J}_{ij} = \pm 1$ temos um modelo para um íman desordenado [37].

Ainda em 1975, Fisher[54], propôs um tratamento quântico para o modelo de Anderson, baseado numa abordagem do campo médio simples. Neste mesmo ano buscando encontrar um modelo solucionável e simplificar o modelo de Anderson, Sherrington e kirkpatrick[55], propuseram uma nova versão para o modelo de campo médio, conhecida como teoria SK. Descrevendo os vidros de spin como uma interação de longo alcance contendo uma variância proporcional à $\langle \vec{J}_{ij}^2 \rangle = \frac{\check{J}^2}{N}$, independente de i e j. O modelo SK baseava-se no modelo de Ising de spins clássicos, buscando calcular a energia livre e outros parâmetros termodinâmicos através de recursos réplicas e teoria de simetria de réplicas. Seus resultados teóricos que condiziam com dados experimentais, porém falhavam quando a temperatura era $0K$, resultando em valores de entropia negativos, por exemplo.

Apesar de não ser um modelo que solucionava por completo, este ainda foi muito utilizado para o estudo de sistemas complexos, como no caso de redes neurais.[56]. Em 1978, ALMEIDA e THOULESS, conseguiram comprovar que a simetria de réplicas era estável abaixo de uma temperatura crítica. Nesta mesma época muitos modelos foram propostos a fim de corrigir a teoria de simetria de réplicas, como os propostos por BLANDIN em 1978, BLANDIN, GABAY e GAREL, DOMINICIS e GAREL em 1979, MOORE e BRAY em 1980 [57,58,59,60,61,62]. Em uma série de estudos publicados entre 1979 e 1980, Giorgio Parisi, concluiu o desenvolvimento do modelo de campo

médio resolvendo com exatidão o problema da teoria de spin de campo médio ou teoria de quebra de simetria de réplica. Resultando no desenvolvimento de diversos outros estudos, seus e de outros autores, das mais diversas áreas [50,63,64,65,66,67,68,69].

A ampla utilização do modelo de campo médio se deve a capacidade deste ser aplicado para modelar o comportamento complexo de outros sistemas, possibilitando a compreensão de problemas presentes nas mais diversas áreas como, a física teórica e experimental, estatística, ciência da computação, biologia, economia, meteorologia e até mesmo sociologia [50]. Como resultado de tantos estudos ligas ao modelo de quebra de simetria de réplicas, em 1977, Anderson, Mott e Vleck, recebem o Prêmio Nobel de Física, por seus estudos teóricos fundamentais sobre estruturas eletrônicas magnéticas e sistemas desordenados. Em 2021, Giorgio Parisi juntamente com Syukuro Manabe [70,71] e Klaus Hasselmann [72,73], também receberam o prêmio Nobel por estudos ligados à sistemas complexos. Onde a primeira parte do prêmio, foi destinada à Syukuro Manabe e Klaus Hasselmann, por suas contribuições inovadoras ligadas melhorias na compreensão de sistemas físicos complexos, na modelagem física do clima da Terra, quantificando a variabilidade e prevendo com segurança o aquecimento global, já a segunda metade do prêmio foi destinada à Giorgio Parisi, pela descoberta da interação de desordem e flutuações em sistemas físicos em escalas atômicas a planetárias[74,75,76].

1.4.1 Fenomenologia dos Vidros de Spin

Vidros de Spin são sistemas magnéticos complexos e amorfos, ou seja, sólidos sem regularidade cristalina e química, que presentam simultaneamente, desordem e frustração. A desordem surge dos momentos magnéticos atômicos randomicamente distribuídos ao longo de sua estrutura. Além de apresentar Temperatura de Curie bem definida, abaixo de uma dada temperatura (T_g), temos a transição para o estado VS, onde ocorre o congelamento aleatório dos momentos magnéticos [63]. Conforme a representação da Figura (1.18)

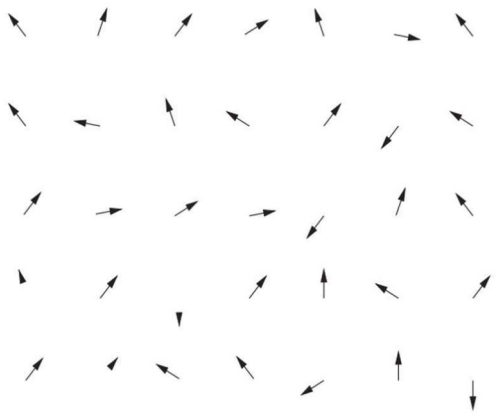


Figura (1.18): Representação do congelamento aleatórios dos momentos magnéticos de um sistema Vidro de Spin [49].

A desordem topológica dos VS altera as configurações dos estados magnéticos cooperativos, característica incomum entre sistemas magnéticos amorfos. Apesar da falta de regularidade posicional, os átomos destes apresentam ordenamento ferromagnético colinear. Possibilitando classificá-los em três grupos principais, com base na sua composição. O primeiro grupo compõe-se por ligas de metais e metaloides, o segundo por metais magnéticos $3d$ e um elemento do início da série e de transição e o terceiro, por metais $3d$ magnéticos e terras raras colineares.

Devido a inexistência de ordem posicional de longo alcance, espera-se que as propriedades magnéticas dos materiais amorfos sejam isotrópicas. Porém muitas vezes estes, também podem apresentar anisotropia magnética, possivelmente originada em resposta aos métodos de produção ou pela ordem atômica de curto alcance. A possibilidade de obtenção de campos coercivos muito pequenos e altas permeabilidades magnéticas, torna-os amorfos ferromagnéticos macios e assim interessantes para aplicações tecnológicas[10].

Com relação à frustração, para uma melhor representação do conceito, imaginemos um sistema triangular ideal, contendo ímãs em seus três ângulos. Sabemos que imãs podem ter seus polos norte para cima ou para baixo. Se colocarmos este triângulo sob a ação e um campo magnético externo apontando para cima ou para baixo perpendicular ao seu plano, pode-se imaginar os três polos norte para cima ou para baixo. Porém, se impomos nova uma restrição, agora antiferromagnética, onde o par adjacente deve ter a orientação oposta, vemos surgir um fenômeno nomeado de frustração. Ou seja, quando dois ímãs satisfazem a restrição, outros dois não, e nenhuma quantidade de orientações de inversão satisfará a restrição [37,76,77]. Conforme representado pela Figura (1.19):

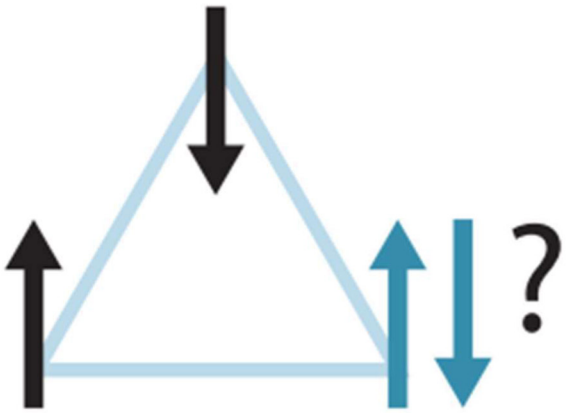


Figura (1.19): Esquema representando uma frustração presente em sistemas Vidro de Spin [75].

A competição gerada durante as interações ferromagnéticas e antiferromagnética um sistema VS acaba impedindo a minimização simultânea das energias de todos os pares de spin do sistema, ou seja, um maior estado fundamental de energia. Resultando em uma grande quantidade de configurações quase degeneradas.

Se excitarmos um vidro de spin, podemos ter como efeito a mudança na configuração de spins de um modo geral, ao invés da evolução reversível em volta dum mínimo absoluto em sua Energia Livre de Gibbs Global. Com isso, deixamos de ter saltos entre configurações e em seu lugar, metaestabilidade e irreversibilidade [63].

Estudos de irreversibilidades magnéticas em sistemas granulares, realizados a partir de medidas de magnetorresistência ou magnetização com uso de procedimentos ZFC e FC, revelaram uma fenomenologia intensamente dependente da desordem e frustração. Questões que não foram consideradas pelo modelo de Anderson, posteriormente complementado por Almeida-Thouless para descrever um sistema Vidro de Spin [37,61,62,77,78].

Os VS também são exemplos de sistema que pode apresentar comportamento reentrante. Um sistema desordenado reentrante apresenta duas transições de fase, como por exemplo, um sistema no estado desordenado paramagnético de altas temperatura, passa para um estado fundamental vidro de spin, após ser intermediado por um estado ordenado ferro ou antiferromagnético [2,22,79]. Abaixo da sua temperatura de transição para o estado VS (T_g), os momentos microscópicos do sistema encontram-se congelados de forma aleatória e a medida da sucessibilidade DC no intervalo $T < T_g$, obtida a partir dos protocolos Zero Field Cooling (ZFC) e Field Cooling (FC), apresenta irreversibilidade.

O protocolo ZFC consiste em resfriar o sistema a uma temperatura abaixo de T_g, sem aplicação de campo magnético. Posteriormente, são realizadas medidas de magnetização em função da temperatura, enquanto a amostra é aquecida. Já o protocolo FC, inicia seu processo em uma temperatura acima da temperatura crítica, sendo resfriado sob a ação de um campo magnético enquanto são realizadas as medidas de magnetização. Na Figura (1.20), temos a representação da irreversibilidade ZFC-FC na susceptibilidade magnética DC de um Vidro de Spin[14].

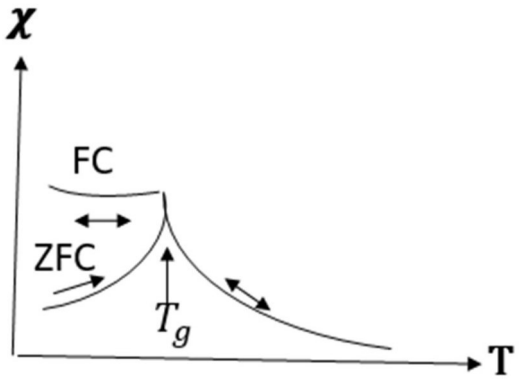


Figura (1.20): Desenvolvimento de uma magnetização permanente, sendo a curva ZFC irreversível e a curva FC praticamente reversível, no estado mais próximo do equilíbrio. As duas curvas de magnetização se encontram no ponto central, dependente do campo magnético aplicado, representando a temperatura de congelamento (T_g) [14].

Em baixos campos magnéticos aplicados ocorre o comportamento do tipo Almeida-Thouless (AT). Podemos descrever a curva conhecida como linha de AT através da instabilidade em baixas temperaturas na fase ferromagnética [59,61,79,80], onde o campo magnético varia na forma da lei de potência representada em pela Equação (1.32) e representada na Figura (1.20).

$$\vec{H} = a\left(1 - \frac{T_g(\vec{H})}{T_g(0)}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.32}$$

onde a é uma constante que depende do material.

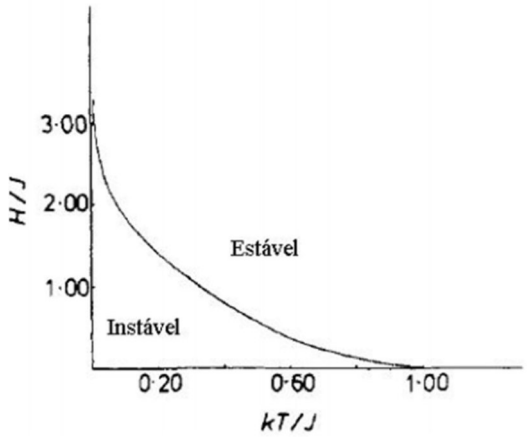


Figura (1.20): Linha de Almeida- Thouless [56,81].

Quando altos campos são aplicados, surge o comportamento do tipo Toulouse. Proposto em 1977 por Toulouse [37,82], o modelo matemático adicionou ao MA, uma função capaz de medir o efeito da frustração em um sistema deste tipo. Descrito pela Equação (1.33) [37,77,83].

$$\Phi = \prod_{(c)} \vec{J}_{ij} \tag{1.33}$$

Se $\Phi = +1$ não temos frustração, já se $\Phi = -1$, uma rede (c) apresenta frustração. Ou seja, as interações entre pares de momentos magnéticos atômicos conflitantes, que geram desordem estática e frustração simultaneamente, podem levar ao surgimento da fase vidro de spin [56,84]. Tais conflitos gerados pela presença de desordem em sistemas de vidro spin são oriundos de uma competição entre distintas interações dos momentos magnéticos. Fazendo com que não exista o favorecimento de uma configuração de spins perante as demais.

Dentre os diversos modelos propostos para explicar as diversas interações que podem ocorrem entre átomos magnéticos, destacamos duas presentes em sistemas

metálicos e que em dadas circunstâncias podem competir. A interação RKKY, que ocorre quando os momentos magnéticos interagem entre si e o Efeito Kondo, quando os átomos magnéticos se reprimem [10,47,63,77].

O modelo proposto e nomeado com a as iniciais de seus idealizadores Ruderman-Kittel[85], Kasuya[86], Yosida[87], conhecido interação RKKY, assemelha-se a com a interação entre elétrons de condução e momentos localizados, porém resulta em esferas concêntricas e centralizadas nos momentos magnéticos de spins de condução polarizados paralela e antiparalelamente com relação ao momento localizado, ao invés de bandas claras e escuras. A formação destas bandas de condução alternadas na oscilação está representada na Figura (1.21) [49,88].

Figura (1.21): Alteração da polarização magnética de spins condutores gerada pela interação RKKY [49].

No esboço representado na Figura (1.21), ocorre a alteração da polarização magnética dos spins dos elétrons condutores gerada pelas oscilações RKKY. As setas nos centros das esferas ilustram os spins localizados de impurezas em VS. As circunferências escuras representam os locais onde elétrons de condução com polarização de spin paralela à polarização do spin da impureza, já nas partes mais claras representam os locais onde ocorre a polarização antiparalela. Na Figura (1.22) podemos observar uma representação da interação entre os dois estados.

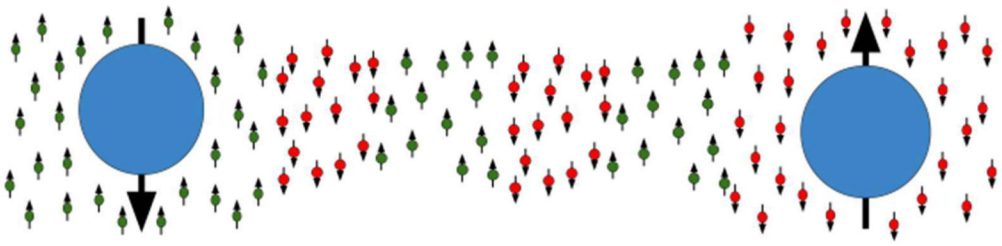


Figura (1.22): Interação de troca entre dois estados localizados vizinhos, gerada pela oscilação RKKY [88].

A ação da oscilação RKKY gera o acoplamento entre elétrons de condução antiferromagnético e um estado localizado, gerando uma polarização de elétrons em sua volta, resultando na efetivação do acoplamento entre os estados localizados[88]. Ou seja, o modelo RKKY propõe que uma interação entre um íon magnético de spin ($\vec{S}_i$), em uma dada posição $\vec{R}_i$, com os spins condutores dos elétrons ($\vec{\sigma}_n$) pode ser descrita pela expressão fenomenológica para uma interação de contato (1.32)

$$-\vec{J}\sum_n \vec{S}_i \,.\, \vec{\sigma}_n \delta\left(\vec{r}_n - \vec{R}_n\right) \tag{1.34}$$

Se o coeficiente de troca for positivo, o alinhamento paralelo entre os spins é favorecido. Em sistemas isotrópicos ou em grandes afastamentos, este coeficiente é oscilante, variando seu comportamento em função da distância $J(r)$ que separa os spins localizados. A Figura (1.23) representa tal comportamento [49].

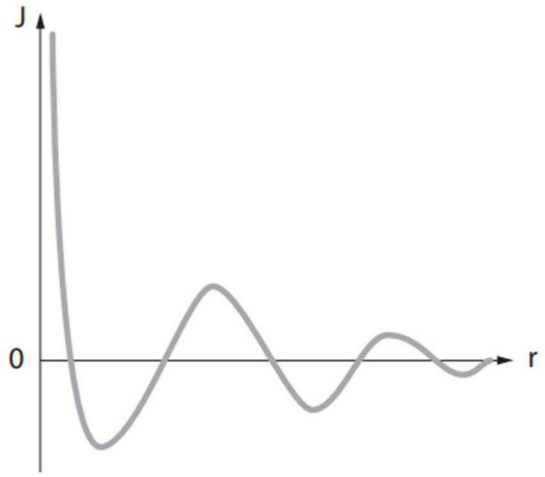


Figura (1.23): Função $\vec{J}(r)$ de acoplamento efetivo de um momento magnético interagindo com outros momentos localizados através da interação RKKY [49].

No acoplamento efetivo representado na Figura (1.23), ocorre uma oscilação com distância radial r do spin da impureza localizada, descrita pela Equação (1.35):

$$\vec{J}(\boldsymbol{r}) = \vec{J}_0 \frac{\cos\left(2K_F r + \emptyset_0\right)}{(K_F r)^3} \tag{1.35}$$

onde $\emptyset_0$, é uma fase constante que depende do metal e K_F, o vetor de Onda de Fermi, responsável por descrever o movimento ondulatório de um elétron. Se observarmos o comportamento da curva na Figura (1.23), notamos que à medida que r muda, o acoplamento efetivo ao momento localizado oscila entre ferromagnético ($\vec{J}(\boldsymbol{r}) > 0$) e

antiferromagnético $(\vec{J}(\boldsymbol{r}) < 0)$, assim como ocorre a redução lenta da força de interação $\vec{J}$ à medida que r aumenta [10,49].

Quando o Coeficiente de Troca (1.35), apresentar resultado negativo, temos como resultado o Efeito Kondo [89]. Ou seja, os spins dos elétrons de condução apresentação favorecimento para um alinhamento antiparalelo com relação ao spin localizado. Devido ao efeito cooperativo, os spins ($\vec{\sigma}_n$) tendem por formar uma espécie de blindagem entorno dos spins ($\vec{S}_i$), em baixas temperatura, impedindo que o momento magnético da impureza responda à estímulos gerados por campos magnéticos externos. Porém o comportamento mais característico gerado pelo Efeito Kondo é a formação de um mínimo local na curva de resistividade elétrica em função da variação de temperatura. Tal comportamento é previsto pela Equação (1.36).

$$\rho(T) = \rho_0 + aT^5 - b\ln\left(\frac{T}{T_K}\right) \tag{1.36}$$

Com base na Regra de Matthiessen, a Equação (1.34) apresenta o acréscimo dos termos: $J^3\ln(T/T_K)$ do sistema, onde $\vec{J}$ é negativo e cresce à medida que a temperatura diminui em $T < T_K$ e do termo T^5, que resulta da contribuição resultante do espalhamento elétron-fônon em baixas temperaturas, T_K representa a temperatura de Kondo, ou seja, a temperatura a partir da qual tal comportamento passa a se manifestas, sendo prevista através da Equação (1.37).

$$T_K = cE_F exp[-1/N(E_F)|J|] \tag{1.37}$$

onde c é uma constante e $N(E_F)$ a densidade de estados dos elétrons presentes no nível de Fermi. Sendo que o valor varia conforme o material estudado, sendo que o modelo que descreve o efeito Kondo foi proposto primeiramente por Jun Kondo em 1964 onde ligas binárias de Au-Fe foram analisadas [10,89,90,91].

Sistemas Vidro de Spin podem então ser classificados como magneticamente desordenados, frustrados, interagentes e reentrantes, com base nos modelos estudados [2,22,78]. Além dos sistemas tradicionalmente estudados, outros sistemas como as ligas de σ-Fe-Cr e de σ-Fe-V podem apresentar comportamento semelhante, como foi apresentado no estudo de Barco[81], apresentando um alto potencial para demais estudos científico, visto que muitas propriedades não foram testadas[2,74,77,79]. No presente trabalho buscaremos aprofundas o estudo de algumas propriedades elétricas da liga σ-Fe-Cr.

Capítulo 2 – O Sistema Ferro-Cromo

Diversos estudos baseados na liga de Ferro-Cromo surgiram na década de 70, principalmente onde estes elementos se encontravam na forma de filmes finos ou multicamadas, culminando na descoberta da magnetorresistência gigante[36]. Tal descoberta revolucionou mundo científico e o mercado tecnológico, possibilitando a expansão da segurança e capacidade de memórias de computadores e outros dispositivos eletrônicos, gratificando Albert Fert e Peter Grünberg com o Prêmio Nobel em 2007 [38] e despertando ainda mais o interesse pelo estudo desta liga.

Muitas das propriedades que o Ferro e o Cromo costumam apresentar individualmente mudam quando formam uma liga de Fe-Cr. Neste capítulo, trataremos sobre estas variações em algumas das fases deste sistema, além de expor algumas propriedades de sistemas baseados no Ferro (Fe) e Cromo (Cr), bem como nos seus componentes separadamente.

2.1- Características Estruturais

O Cromo (Cr), que apresenta estrutura cristalina Cúbica de Corpo Centrado (CCC) e algumas transições sutis para as fases Tetragonal e Ortorrômbica. Estes e outros detalhes podem ser observados na Figura (2.1) [92,93].

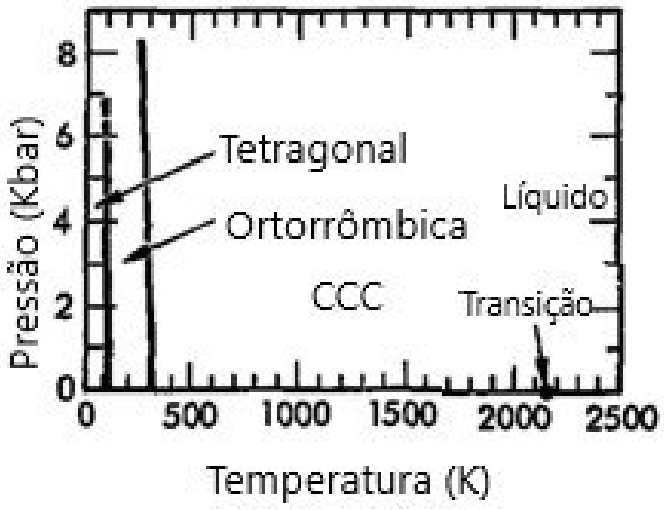


Figura (2.1):Diagrama de fases do cromo puro, onde as fases são definidas em termos da pressão (Kbar) x temperatura (K) [92].

O Cromo possui propriedades magnéticas singulares, sendo o único sólido elementar a ter ordenamento antiferromagnético em temperatura ambiente, passando para o estado paramagnético acima de $38K$ e para a fase líquida em 2148K, conforme apontado pela seta na Figura (2.1).

O Ferro por sua vez, apresenta diferentes estruturas cristalinas e por consequência, diferentes comportamentos magnéticos. As quatro fases possíveis para o ferro são, α , γ , δ e ε, apresentadas no diagrama da Figura (2.2)[92,93].

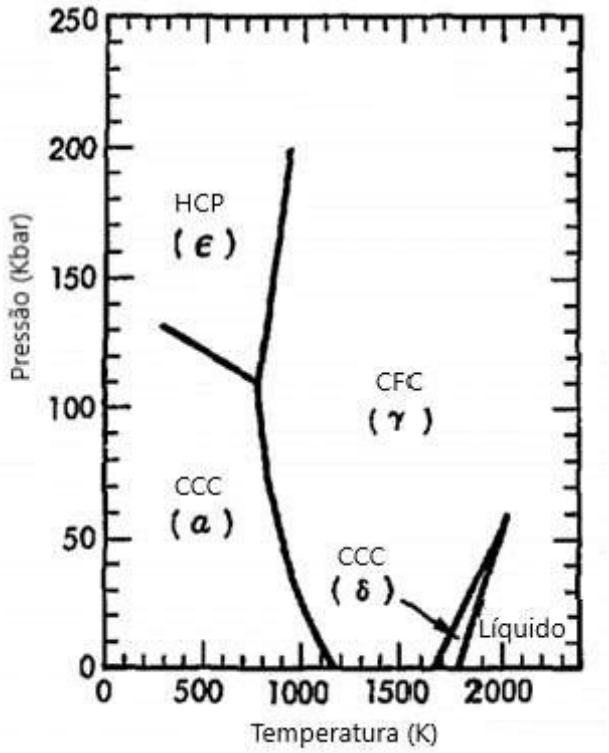


Figura (2.2): Diagrama de fases do ferro puro expresso em termos de pressão ($Kbar$) x temperatura (K) [92].

Na Figura (2.2) estão representadas todas as fases do ferro, sendo que três destas ocorrem em pressão atmosférica. No intervalo de temperatura que varia entre a temperatura ambiente e $1190K$ ocorre a fase α, que apresenta estrutura cristalina CCC e comportamento ferromagnético. O ponto de Curie ocorre em $1043K$, onde o ferro sofre transição magnética, passando a apresentar acima desta, alinhamento paramagnético. O ferro γ, que possui estrutura cristalina Cúbica de Face Centrada (CFC), existe no intervalo de $1190K$ a $1673K$. A fase δ, apresentando a mesma estrutura cristalina da fase α e está presente no intervalo de temperatura entre $1673K$ e $1812K$, acima desta temperatura o ferro está na forma líquida. Em pressões superiores que a ambiente, a estrutura cristalina torna-se Hexagonal Compacta (HCP), apresentando alinhamento antiferromagnética e designada pela letra grega épsilon (ε) [92,93].

2.1.1 – Diagrama de Fases do Fe-Cr

As ligas binárias de Fe-Cr podem ser preparadas em diferentes proporções estequiométricas e receber distintos tratamentos térmicos que resultam em variações em suas propriedades [94], por tratar-se de um sistema muito mais complexos em relação ao Fe puro em termos de possíveis tipos de defeitos e interações energéticas com os solutos de Cr [95]. A Figura (2.3) apresenta o diagrama de fases da liga de Fe-Cr, no intervalo de temperatura de $400°C$ a $2000\ °C$ em função das concentrações de cromo.

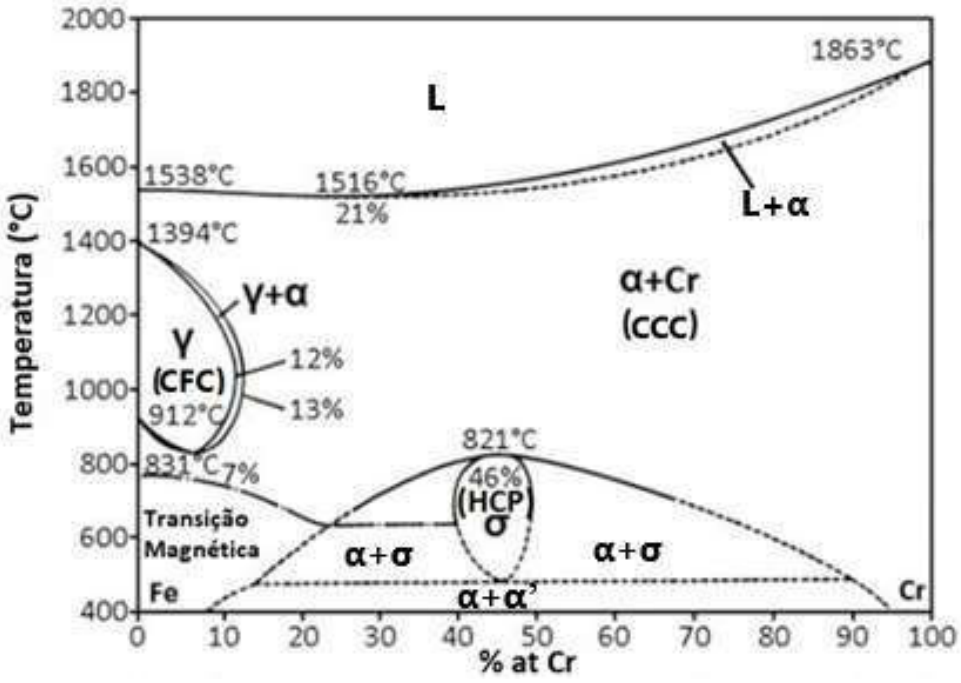


Figura (2.3): Adaptação do diagrama de fases do sistema Fe-Cr[96].

Na Figuras (2.3) são apresentadas todas as fases da liga de Fe-Cr, delimitadadas por linhas contínuas, sendo as linhas pontilhadas intervalos onde existem misturas de fase. Além de regiões no estado sólido, existe também está retratada a regiões onde a liga se encontra no estado líquido, em temperaturas acima de $1538°C$, representada pala letra L.

No intervalo de temperaturas entre $1516°C$ e $1863°C$ e concentrações acima de 21% de cromo, ocorre a transição entre o estado líquido e o estado sólido, fazendo fronteira com a fase gama, α, ver Figura (2.4).

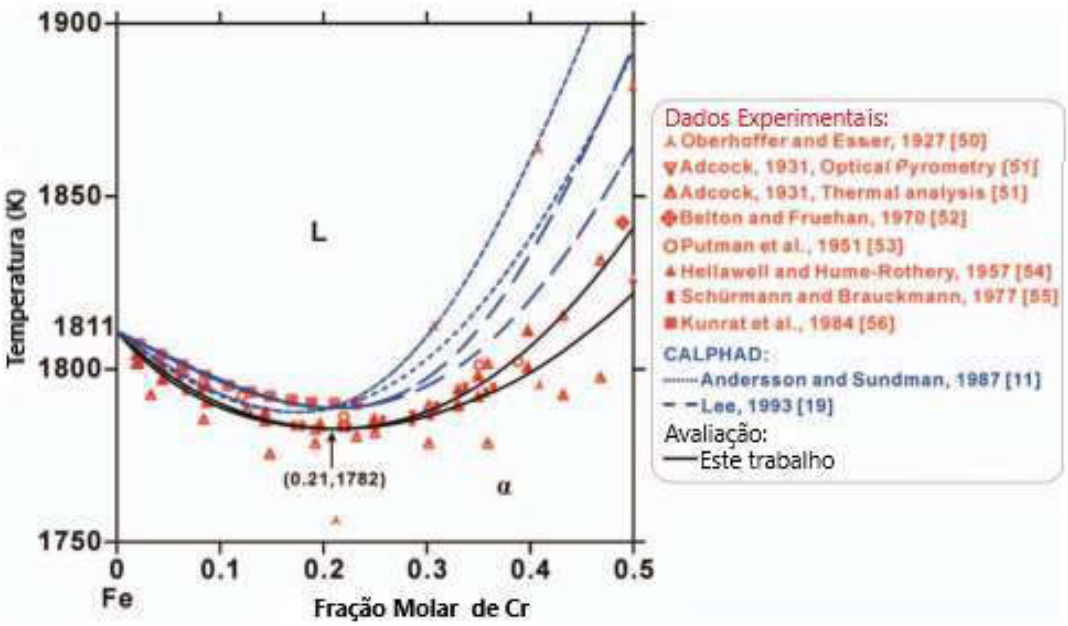


Figura (2.4): Ampliação do intervalo de baixa concentração de Cr e o equilíbrio de fase na faixa de alta temperatura do sistema Fe-Cr [97].

Em concentrações de cromo entre 12% e 13% e temperatura entre $831°C$ e $1324°C$ ocorre a transição entre as fases γ e α. Existindo ainda regiões mistas como a que ocorre entre alfa e alfa prime ($\alpha + \alpha'$) [98], em temperaturas abaixo da de formação da fase sigma e em concentrações entre a 9% e 95%. Além da combinação e transição entre as fases sigma e alfa [99], σ + α, que ocorre dentro do intervalo de concentração de cromo da fase $\alpha + \alpha'$, excluindo o intervalo em que temos a fase sigma e temperatura que ficam no intervalo de formação e decomposição da fase σ (entre $475°C$ e $821°C$) [25]. Além de todas estas temos também as fases puras, γ, α e σ, que serão estudadas nas seções seguintes.

Existem discordâncias entre os valores deste diagrama, visto que existem mais de vinte diferentes modelos de digramas de fase propostos por autores diferentes. Sendo o modelo de Anderson[100] o mais aceito. A Figura (2.5) apresenta uma nova versão que relaciona também diversos outros modelos reconhecidos[101].

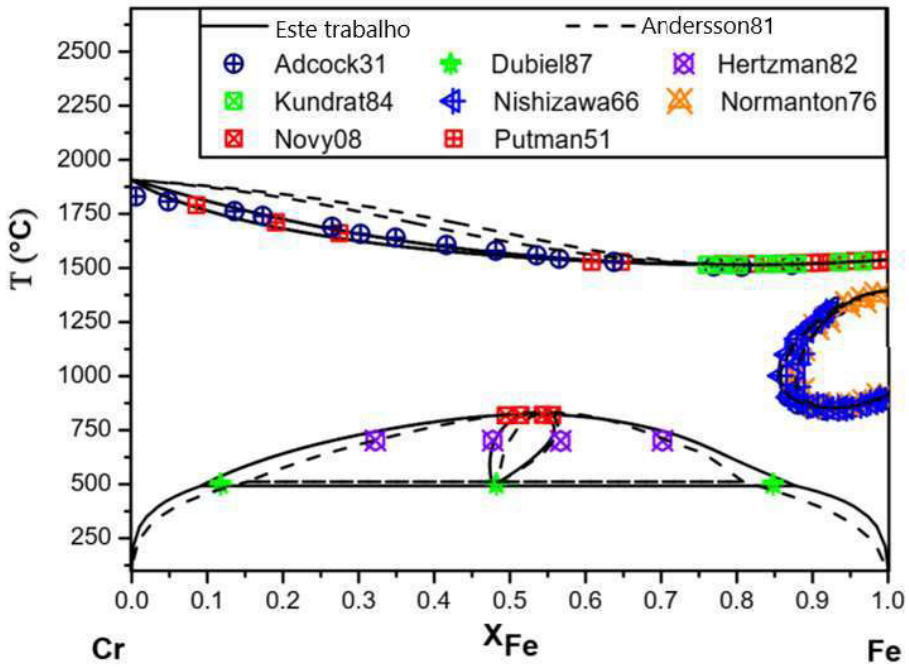


Figura (2.5): Diagrama de fases da fase sigma do Fe-Cr e seus autores [97,100,101,102,103,104,105,106,107,108,109].

No diagrama de fases representado pela Figura (2.5) o autor optou por relacionar a proporção de Ferro em relação a temperatura ao invés do Cromo, resultando no diagrama invertido, sem geral prejuízo ao resultado obtido. As divergências de valores podem ser atribuídas as diferentes metodologias e quantidade de parâmetros adotados para obtenção dos diagrama, sendo que o autor deste modelo utilizou mais critérios que Anderson e menos critérios que Xiong [97].

2.1.1.1 Fase Gama

Em baixas concentrações de Cromo de até 12%, e intervalo de temperatura entre 912°C a $1394°C$ podemos observar a formação de uma fase conhecida como gama, γ, que apresenta estrutura cristalina CFC. Sendo que estes valores são muito difíceis de serem determinado e podem variar [97,101]. Conforme pode ser observado na aproximação da Figura (2.6).

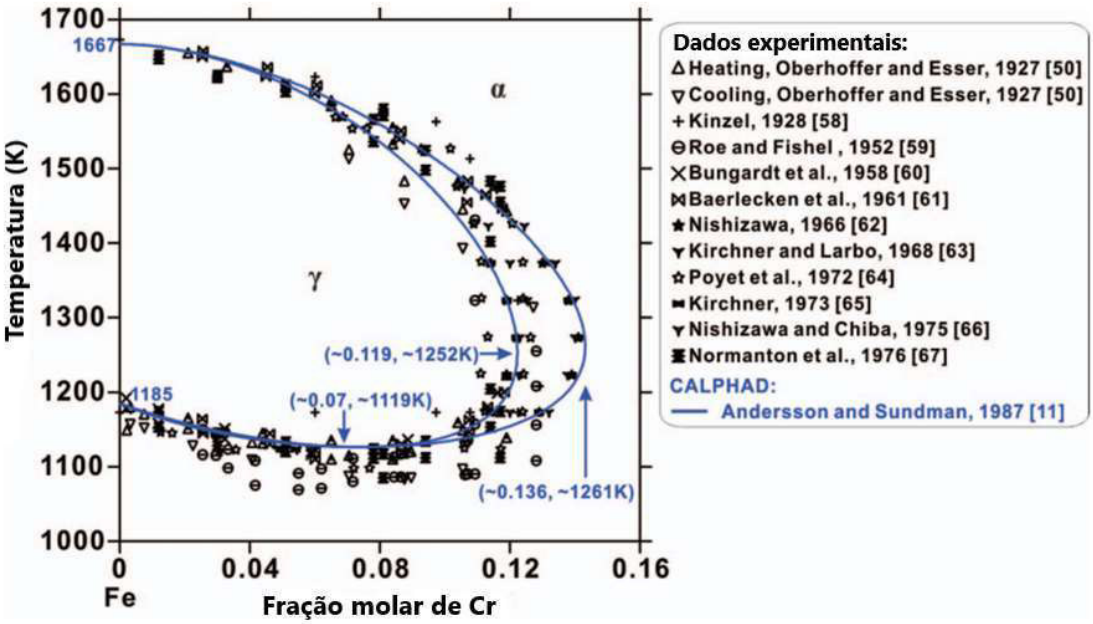


Figura (2.6): Intervalos de temperatura e concentração de cromo reportadas por diferentes autores [97].

Não foram encontrados trabalhos tratando das propriedades, MEV e DRX desta fase da liga de Fe-Cr.

2.1.1.2 Fase Alfa

A fase alfa apresenta instabilidades relacionadas a temperatura, decompondo-se muitas vezes em outras fases, como as ricas em Fe (α) e ricas em Cr (α'), resultando na conhecida "fragilização de $475°C$", ou ainda se transformando em fases mistas, quando temos parcialmente a fase σ [94]. Além de ocorrer na faixa de $1516°C$ e concentrações acima de 21% de Cr, uma fase mista entre a fase α e o Fe-Cr no estado líquido.

Como pode ser observado na Figura (2.2.1), a fase alfa abrange a maior parte do diagrama, sendo também aquela com maior aplicação comercial, devido as suas propriedades comuns e amplamente aplicadas, por ser a base para a produção de aços inoxidáveis, na indústria de tanques e equipamentos. Sendo uma fase caracterizada pela alta resistência ao calor, corozão e tensão [97]. Sendo este um dos motivos que despertam grande interesse em estudos desta fase [110]. Na Figura (2.7) estão representadas a Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) e o Difratograma de Raios-X (DRX) desta fase.

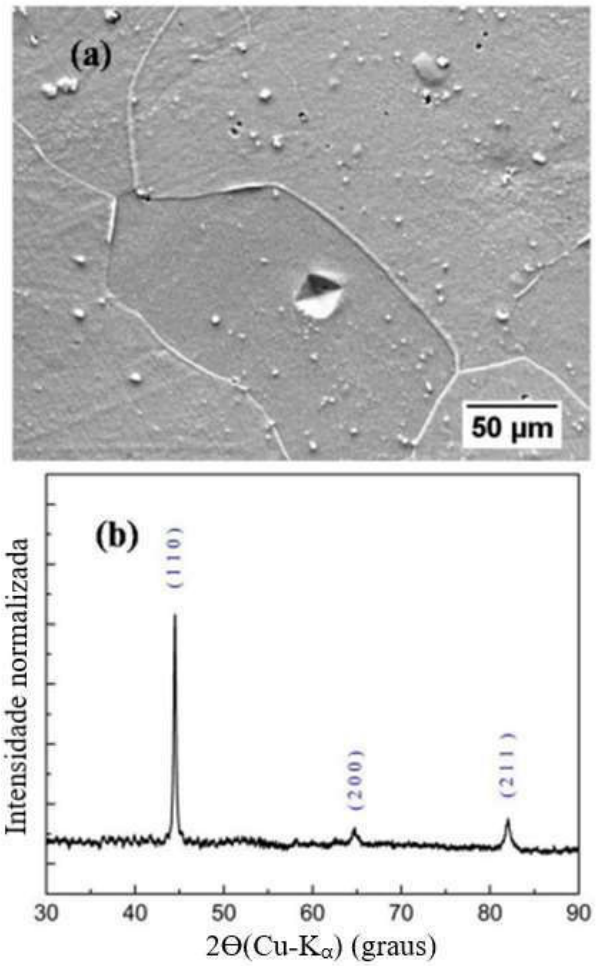


Figura (2.7): Em (a) temos a MEV e em (b) a DRX de amostra na fase alfa [111].

Aa Figuras (2.7) (a) e (b) são respectivamente, as imagens do MEV através dos Elétrons Secundários (SE) e XRD da liga $Fe_{0.55}Cr_{0.45}$ respectivamente. Esta amostra foi homogeneizada a partir de um tratamento térmico que durou $2h$ na temperatura de $1373\,K$ por $2\,h$. A Figura (2.7a) apresenta a estrutura após o tratamento térmico aplicado, onde sua estrutura de grãos tornou-se equiaxial e com tamanho médio por grão de $50\mu m \pm 5\mu m$ e dureza de $325\,HV0{,}1$. Considerando-se os parâmetros teóricos, $(250HV0{,}1-300\,HV0{,}1)$[94], o valor encontrado foi um pouco maior do que o esperado para uma amostra na fase alfa. Com relação a Figura (2.7b), o difratograma de raio X apresentou picos que correspondem a apenas reflexões $(110)\alpha$, $(200)\alpha$ e $(211)\alpha$ da fase CCC. Apresentando um parâmetro de rede calculado de $0{,}287nm \pm 0{,}01nm$ [111].

2.1.1.3 Fase Sigma

Existem cerca de 50 ligas binárias catalogadas até então, que apresentam a fase sigma, ocorrendo quase exclusivamente em ligas compostas por metais de transição.

Sua estrutura cristalina complexa e de simetria Tetragonal de Corpo Centrado (TCC) constitui- se de 30 átomos por célula unitária, sendo pertencente ao grupo espacial $D_{4h}^{14}- P4_2/mnm$, dividido em 5 subgrupos que apresentam aleatoriedade nas posições e quantidades de átomos de cada um dos elementos, conforme podemos observar na Figura (2.8) [94,112].

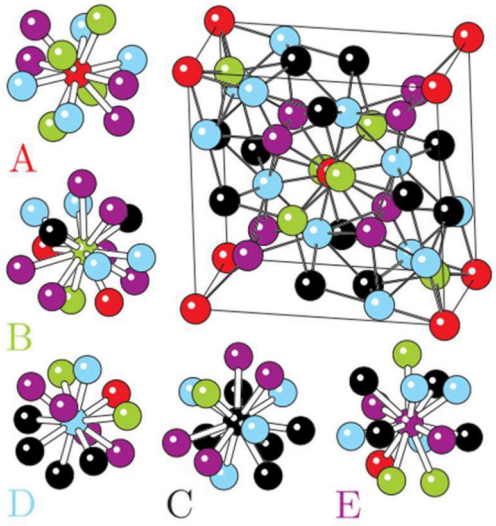


Figura (2.8): A célula unitária da fase sigma de Fe-Cr e suas cinco sub redes A, B, C, D e E, com seus átomos vizinhos mais próximos [112].

Onde, cada cor representa respectivamente um sítio, descritos detalhadamente na Tabela (2.1).

		NN					
Sítio	Posições cristalográficas	A	B	C	D	E	Total
A	2*i* (0, 0, 0)		4		4	4	12
B	4*f* (0.4, 0.4, 0)	2	1	2	4	6	15
C	8*i* (0.464, 0.131, 0)		1	5	4	4	14
D	8*i* (0.74, 0.066, 0)	1	2	4	1	4	12
E	8*j* (0.183, 0.183, 0.252)	1	3	4	4	2	14

Tabela (2.1): Posições cristalográficas atômicas e números de átomos vizinhos mais próximos, NN, para os cinco locais da rede da fase [112].

Além das posições cristalográficas e números de sítios, através da associação dos métodos, KKR (Korringa-Kohn-Rostoker) e Aproximação de Potencial Coerente (CPA) os efeitos de desordem química na estrutura eletrônica podem ser determinados,

obtendo a seguinte aproximação com relação a distribuição de cada um dos elementos: A (sítio $2i$: 100% Fe), B (sítio $4f$: 25% Fe e 75% Cr), C (local $8i$: 25% Fe e 75% Cr), D (local $8i$: 100% Fe) e E (local $8j$: 37,5% Fe e 62,5% Cr) [112].

Cronologicamente o estudo da fase sigma da liga de Fe-Cr apresentou os primeiros resultados em 1907, com a investigação de Treischke e Tamman [113]. Porém somente em 1927, dois grupos de estudo, o de Bain e Griffits [114] e o de Chevenard [115], identificaram pela primeira vez uma fase dura, frágil e não magnética, nomeando-a como componente B, presente numa liga de Fe-Cr-Ni. Nomeada como sigma em 1936 por Jette e Foote [116]. Somente em 1954, Bergman e Shoemaker [117] identificaram e determinaram de forma definitiva a estrutura cristalina tetragonal compacta, contendo 30 átomos por célula unitária, conforme descrito na seção anterior. Provado através de outros diversos estudos com base em microscopia Mössbauer [118,119,120,121], resultado no estudo de Yakel[8], que em 1983 determinou todos os cinco locais mistos [94]. Dentre estas ligas, apenas a de Fe-V e Fe-Cr apresentam propriedades magnéticas bem evidenciadas e mesmo assim fracas.

Conforme pode ser observado na Figura (2.21), a fase sigma do Fe-Cr estabiliza-se em concentrações que variam entre 44% e 50% de Cr e no intervalo de temperatura entre $475°C$ e $821°C$ [122]. Sua formação se dá através da reação congruente da fase $\alpha \leftrightarrow \sigma$ em um intervalo de temperaturas entre $819{,}85°C$ e $824{,}85°C$ [19,20,32,35]. Já sua decomposição ocorre por meio de uma reação eutetóide em $T = 499{,}95°C$ onde forma-se um composto das fases $\alpha + \alpha'$ [94,102,123]. Na Figura (2.9) temos a MEV e DRX desta fase.

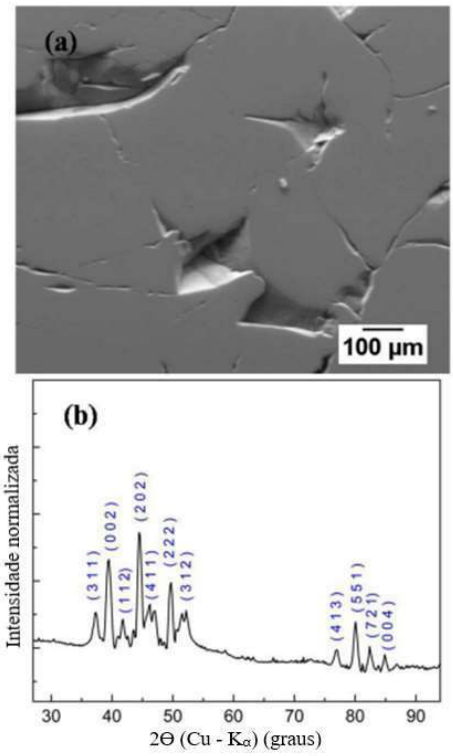


Figura (2.9): Em (a) MEV e em (b) a DRX da fase sigma do Fe-Cr[111].

Várias microfissuras estão presentes na MEV, Figura (2.9a), característica que indica o caráter quebradiço da liga após o tratamento térmico aplicado para obtenção da fase sigma. Devido a este caráter, o manuseio na amostra precisa ser realizado com muito cuidado, pois mesmo com pequenos impactos podem gerar esfarelamentos, sendo sua micro dureza aproximadamente de $1100\ HV0{,}1$.

Quanto a análise do XRD padrão, Figura (2.9b), confirmou as características de uma estrutura tetragonal, apresentando os seguintes parâmetros de rede: $a = 0{,}882nm \pm 0{,}01\ nm$ e $c = 0{,}455nm \pm 0{,}01\ nm$, em concordância com outros modelos [94]. Também verifica- se através desta análise a não existência de misturas com a fase α-ferrita, indicando que o recozimento da amostra converteu totalmente a fase alfa em fase sigma (σ).

Tendo surgido a cerca de cem anos (final do século XIX), a liga de Fe-Cr representa grande importância para os mais variados fins industriais e científicos. A sua ampla utilização se deve a excepcional resistência a tensão, corrosão e temperatura. Sendo a base para a produção do aço inoxidável [110].

A presença da fase sigma, mesmo que em pequenas proporções em uma liga de Fe-Cr, desencadeia grande perda das propriedades comercialmente úteis [94,110], assim, considerando-se o quesito aplicação, a formação da fase sigma é indesejada, porém do ponto de vista científico, temos o oposto. Por se tratar de uma fase bastante complexa, desafiadora, esta serve como um referencial amplo para investigação de propriedades físicas presentes em sólidos amorfos, vidros de spin e estudos que envolvem sistemas complexos de um modo geral [94,124]. Devido a sua relevância e compatibilidade com as proporções estequiométricas da liga do presente estudo, serão aprofundadas as propriedades físicas do Fe-Cr na fase sigma.

2.2 – Propriedades de Transporte Elétrico

O valor médio reportado da resistividade do Cromo puro à $300K$ é de $12{,}7.10^{-8}\ \Omega.m$ [126]. O comportamento resistivo de uma amostra monocristalina de Cr no intervalo de temperatura de $4{,}2K$ e $319K$, em campo magnético nulo, está representado na Figura (2.10).

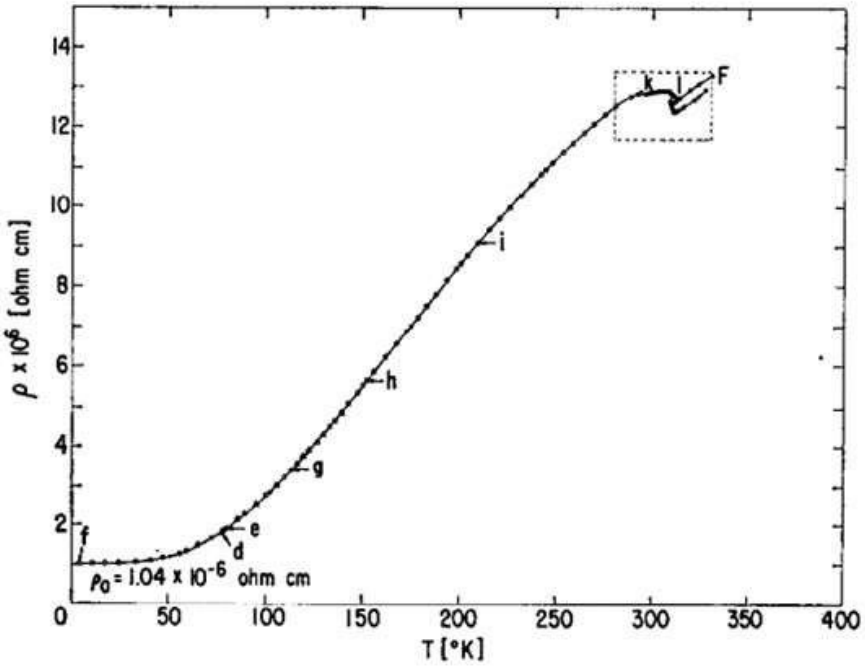


Figura (2.10): Resistividade do cromo em função da variação da temperatura.[126].

Os valores obtidos nesta figura encontram- se proporcionais ao valor reportado anteriormente [125], sendo a resistividade aproximadamente $12{,}8 \cdot 10^{-6}\,\Omega \cdot \mathrm{cm} = 10^{-8}\,\Omega \cdot \mathrm{m}$ para $300K$ e a resistividade residual medida em $4{,}2K$, $1{,}04 \cdot 10^{-6}\,\Omega \cdot \mathrm{cm}$. No intervalo entre $300K$ e $319K$, contido na região retangular destacada na Figura (2.10), ocorre a formação de uma anomalia no comportamento da curva, na vizinhança da transição antiferromagnético-paramagnética, na Temperatura de Néel ($TN = 311K$) [126].

Por sua vez o Ferro puro possui um valor médio reportado de resistividade $\rho(300K) = 9{,}98.10^{-8}\,\Omega.m$ [125] e $\rho_0 = 0{,}04\,\mu\Omega.cm$ de resistividade residual [2]. Nas Figuras (2.11) e (2.12) estão representadas as curvas da resistividade do Ferro em intervalos de altas e baixas temperaturas respectivamente.

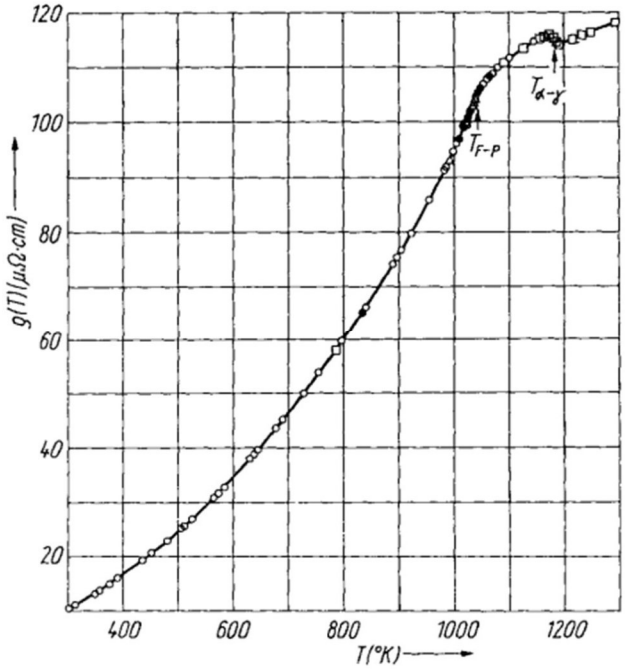


Figura (2.11): A dependência da resistividade do ferro em função da variação de temperaturas entre $300K$ e $1300K$ [127].

De forma análoga à Figura (2.10), em altas temperaturas surge um comportamento anômalo na curva. Dois apontamentos importantes são indicados neste intervalo, o primeiro ocorre na Temperatura de Curie $T_{F-P} \approx 1044K \pm 2K$, onde ocorre a transição magnética, o segundo indica a transição entre as fases $\alpha - \gamma$ do ferro [127]. O valor obtido para a resistividade em $300K$ foi de $10\ \mu\Omega \cdot \text{cm} = 10^{-8}\ \Omega \cdot \text{m}$, ou seja, proporcional ao valor teórico [125]. O comportamento em baixas temperatura pode ser visto na Figura (2.12).

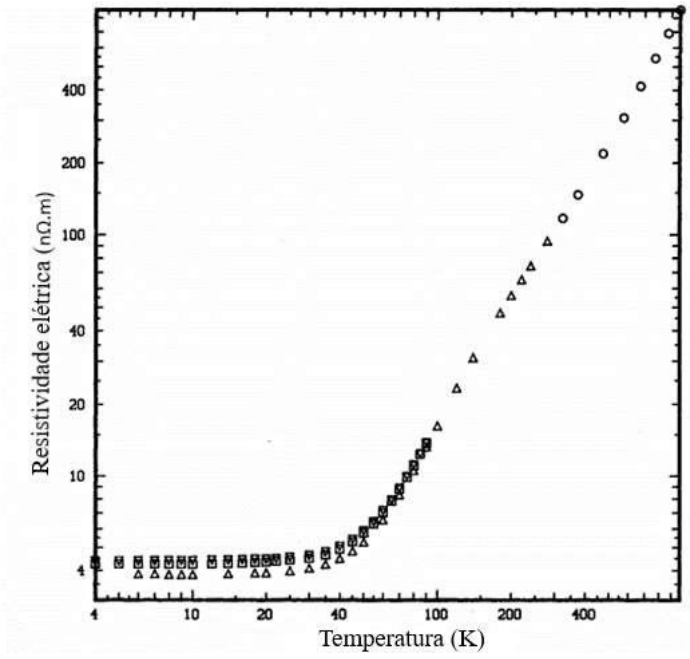


Figura (2.12): A dependência da resistividade do ferro em função da variação de temperaturas entre $4{,}2K$ e $600K$ [128].

Assim como ocorre no cromo, em baixas temperaturas vemos a formação da resistividade residual, neste caso no valor de aproximadamente $4\ n\Omega.m$.

2.2.1 Resistividade do Fe-Cr

A combinação dos elementos Ferro e Cromo na liga de Fe-Cr pode se dar em diferentes proporções estequiométricas, preparações e tratamentos. Conforme descrito nos tópicos anteriores os metais em geral apresentam resistividade na ordem de grandeza de $10^{-8}\,\Omega \cdot \mathrm{m}$, sendo que o ferro apresenta menor resistividade do que o cromo. Na Figura (2.13) está representada comparação entre o comportamento resistivo de uma amostra de Cr puro e uma série de amostras do sistema Fe-Cr com baixa concentração de Fe, em um regime de baixas temperaturas, no intervalo de $\approx 4{,}2K\ e\ 400\ K$.

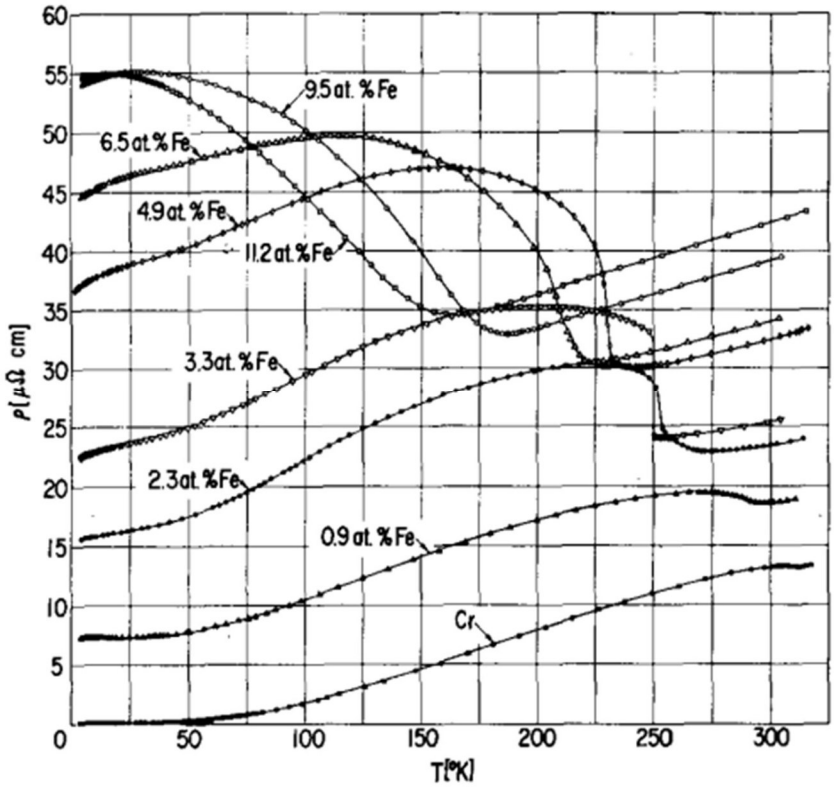


Figura (2.13): Dependência da resistividade em função da temperatura para o Fe-Cr e diferentes estequiometrias de baixa concentração de Fe [129].

Em comparação ao cromo puro, por menor que seja o percentual de Ferro adicionado, a resistividade aumenta de forma significativa, sendo a resistividade do Cr puro $12{,}8\ \mu\Omega \cdot \mathrm{cm}$ em $300K$, passando para $19\ \mu\Omega \cdot \mathrm{cm}$, com a adição de apenas 0,9% de ferro e $42{,}5\ \mu\Omega \cdot \mathrm{cm}$ para 3,3%. Além disso, de um modo geral o comportamento

das curvas da Resistividade Elétrica sofrem muitas mudanças com pequenas variações de percentual de Ferro, sendo que apena a amostra contendo 9,5% Fe recebeu tratamento diferente. Também podemos observar que o comportamento do gráfico de um modo geral, não indica que o aumento no percentual de Ferro não necessariamente resulta nos aumentos da resistividade, mas em contrapartida contribui para o aumento do comportamento anômalo da Resistividade Elétrica vindo das propriedades do cromo e associada à transição antiferromagnético-paramagnética que ocorre na Temperatura de Néel. Na Figura (2.14) proposta pelo mesmo autor, no mesmo intervalo de temperatura, porém em concentrações maiores de Fe, o comportamento assemelha-se ao de um metal ordinário.

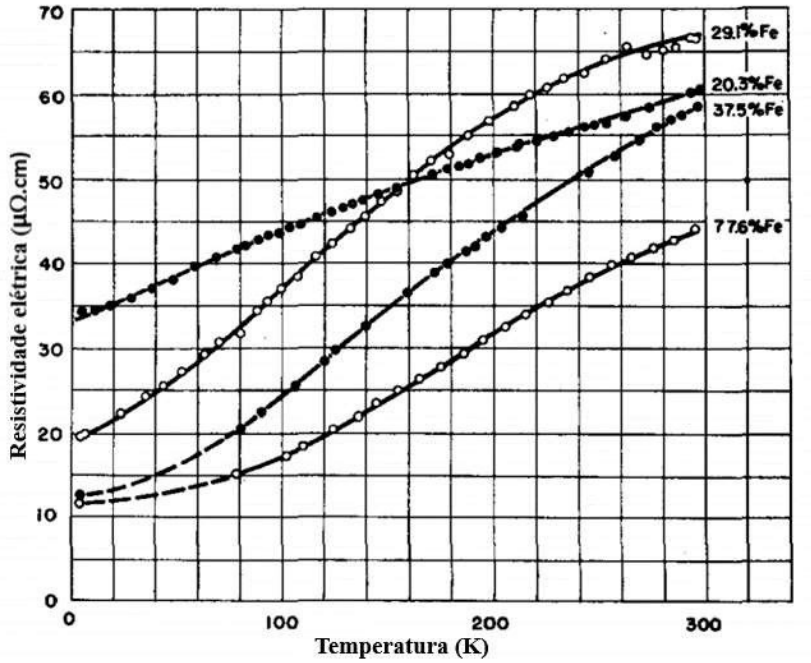


Figura (2.14): Dependência da resistividade em função da temperatura para o Fe-Cr em diferentes estequiometrias de alta concentração de Fe [129].

Analisando a estequiometria e intervalo de temperatura e compararmos com o diagrama de fases do Fe-Cr (ver Figura 2.3) constatamos que todas as amostras se encontram na fase alfa [129]. Mais uma vez ocorre o aumento da resistividade com a formação da liga em relação aos metais puros. Para a liga com concentração de 77,6% de ferro a resistividade obtida foi de $\approx 45\mu\Omega \cdot \text{cm}$, e $67\mu\Omega \cdot \text{cm}$ para 29,1% de ferro, ambas em $300K$, ou seja, valores bem acima dos presentes no Ferro e Cromo puros.

Em sua fase sigma a liga de Fe-Cr apresenta alta resistividade elétrica e coeficiente de temperatura negativo. Na Figura (2.15) apresenta a dependência térmica da resistividade elétrica da liga na concentração $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ [130].

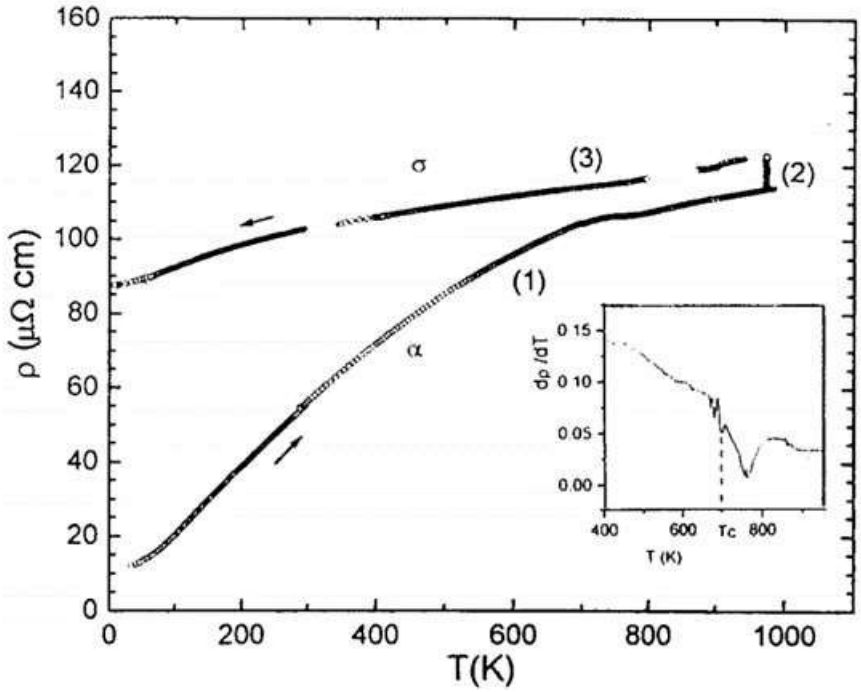


Figura (2.15): Dependência da resistividade em função da temperatura do $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$. Em (1) ocorre o aquecimento, em (2) o recozimento isotérmico e em (3) o resfriamento. No inserto consta a representação gráfica da derivada térmica do reaquecimento [130].

As medidas da resistividade elétrica foram obtidas durante o tratamentos térmicos utilizados na obtenção da fase sigma, através do método dos quatro pontos, convencionalmente utilizado para evitar os efeitos de tensões parasitas termoelétricas.

Assim, as medidas de resistividade elétrica de $10K$ e $300\,K$ forma feitas em refrigerador de ciclo fechado. Já as medidas que partiram da temperatura ambiente, ou seja, de $300K$ até $973K$, foram realizadas utilizando uma estufa sob fluxo de argônio. Tal faixa de temperatura foi escolhida por abranger as temperaturas em que a liga de Fe-Cr apresenta a transição entre as fases alfa e sigma ($\alpha - \sigma$). A taxa de aquecimento foi de $1K/min$ no primeiro ciclo e $10K/min$ no segundo siclo, em (1). Na sequência a amostra foi mantida por dois dias em temperatura fixa de $973K$ por dois dias (2). A terceira etapa (3) ocorreu em duas partes, resfriando até $300K$ em uma taxa de $10K/min$ e posteriormente, da temperatura ambiente até $10K$ na taxa de $1\,K/min$.

Um rápido aumento inicial na variação da resistividade ocorre no processo de aquecimento ($10K$ a $700\,K$), originado principalmente pelo espalhamento de elétrons magnéticos na fase alfa. Logo acima de $700\,K$, no Ponto de Curie da fase α, (ver incerto) ocorre a saturação da contribuição magnética e por consequência a dependência da temperatura da fase sigma pode ser atribuída ao espalhamento elétron-fônon.

Na sequência 2, ocorre o tratamento térmico em temperatura constante de $973\,K$, que resulta no aumento da ρ relacionado à formação de quantidades crescentes de fase σ. As amostras são resfriadas após a conclusão da transformação ($\alpha - \sigma$).

Na sequência 3 a resistividade diminui proporcionalmente com a diminuição da temperatura. Representando a dependência térmica da resistividade elétrica na fase α, gerada pela contribuição do fônon, visto que esta fase é virtualmente não magnética.

A derivada térmica de ρ é sempre positiva, chegando a zero durante e voltando a aumentar durante o processo de aquecimento, por volta de $800\,K$. Comportamento anômalo que pode estar associado à formação de fase ordenada resultante de uma transição ordem-desordem ou ao efeito acoplado de flutuações magnéticas e o início da formação da fase σ, de acordo com o diagrama de fases do Fe-Cr (ver Figura 2.3) [130]. A tabela (2.2) apresenta alguns dos valores de Resistividade Elétrica em função da variação de temperatura presentes nas duas fases da Figura (2.15):

		Temperatura (K)				
Fase		25	50	100	200	300
α	Resistividade ($10^{-7}\ \Omega.m$)	1,2	1,7	2	3,6	5,5
σ	Resistividade ($10^{-7}\ \Omega.m$)	8,5	8,7	9	9,5	10

Tabela (2.2): Valores de resistividade resultantes da variação da temperatura de uma amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ durante o tratamento térmico para transição da fase alfa para sigma.

Os valores aproximados da resistividade residual encontram-se em aproximadamente $25K$. O comportamento da curva de resistividade das duas fases concorda com o de um metal ordinário e sendo que na fase alfa em geral as curvas assemelham-se bastante as presentes na Figura (2.14).

2.2.2 – Magnetorresistência do Fe-Cr

Como visto anteriormente muitos estudos foram desenvolvidos na década de 70 relacionado a produção de amostras em multicamadas de Ferro-Cromo com o propósito de estudar a Magnetorresistência, resultando no desenvolvimento e descoberta da Magnetorresistência Gigante.

Diferentemente dos que ocorre para amostras em multicamadas, para amostras de Fe-Cr em forma de bulk, a dependência entre a magnetorresistência e a temperatura pode ser afetada por fatores como a concentração dos elementos presentes na amostra e direção em que o campo magnético é aplicado. Na Figura (2.16) apresenta o comportamento magnetoresisitivo de uma amostra com concentração de $0{,}15\%$ de Fe.

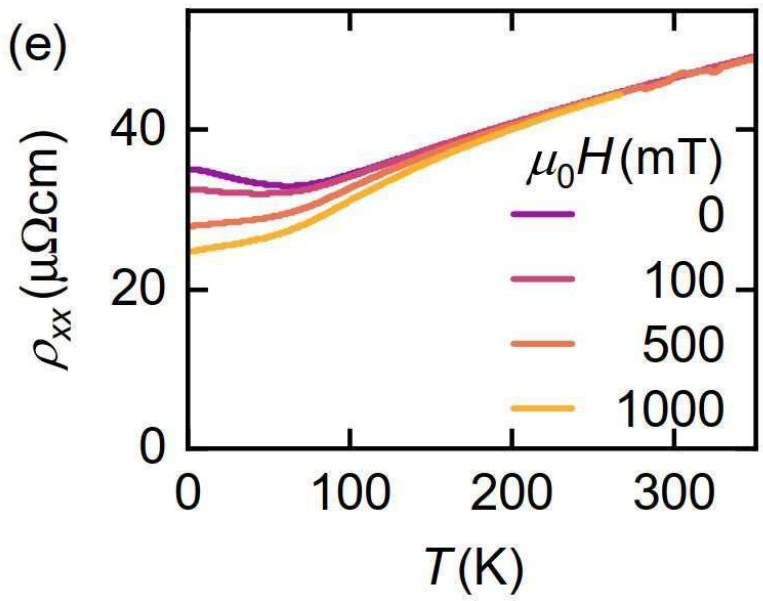


Figura (2.16): Comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura sob a ação diferentes campos magnéticos[131].

Sob a ação de campos magnéticos externos de $0\mu_0 H(mT)$, $100\mu_0 H(mT)$, $500\mu_0 H(mT)$ e $1000\mu_0 H(mT)$ e intervalo de temperatura de $4{,}2K$ a $300K$, a resistividade elétrica apresentou valores contidos no intervalo médio entre $25\ \mu\Omega cm$ e $50\ \mu\Omega cm$. Em campo nulo a resistividade residual foi de $\approx 35\mu\Omega cm$ e a resistividade em $300K$, $\approx 50\mu\Omega cm$. Próximo de $60\ K$, ou seja, bem acima do início da ordem magnética, forma-se um mínimo local, fato que também ocorre para amostra submetida ao campo magnético de $100\mu_0 H(mT)$, divergência incipiente da resistividade com a diminuição da temperatura em geral é atribuído as impurezas magnéticas, comportamento que se assemelha ao de sistemas Kondo de íon único [89,90,132]. Quando o campo magnético é aplicado perpendicularmente à direção da corrente, esse aumento resistividade em baixa temperatura é suprimido e um ponto de inflexão aparece próximo da temperatura de $100\ K$. Tal sensibilidade em relação aos campos magnéticos indica o surgimento de um espalhamento adicional de origem magnética em baixas temperaturas [131].

A Figura (2.17) apresenta o comportamento da Magnetorresistência Ordinária Transversal em amostras de Fe-Cr em diferentes estequiometrias com baixas concentrações de Fe, na temperatura e campo magnético fixos de respectivamente, $T = 4{,}2K$ e $H_0 = 12\ kOe$.

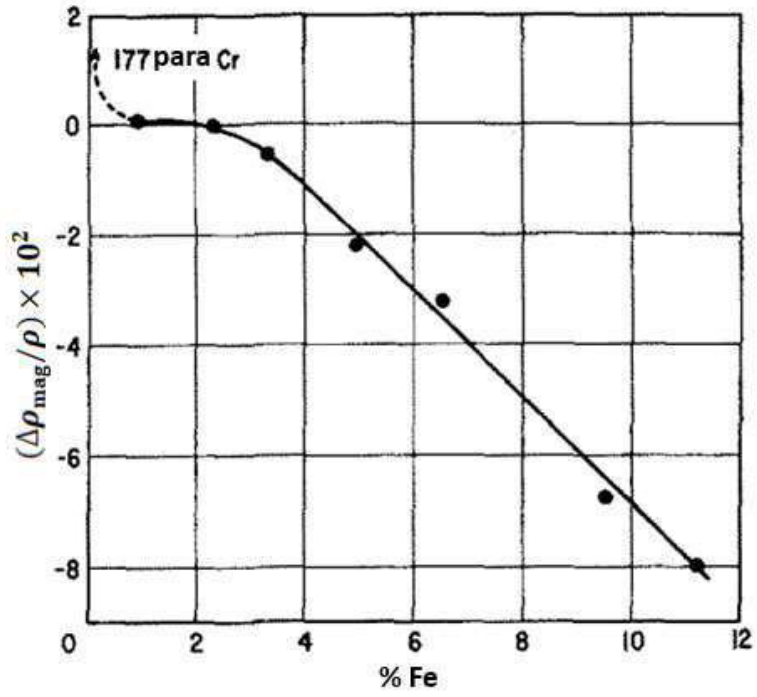


Figura (2.17): Comportamento da magnetorresistência elétrica transversal de ligas de Fe-Cr [133].

A Magnetoresistividade Elétrica Transversal é positiva em qualquer temperatura e definida como $\Delta\rho_{\mathrm{mag}}/\rho$, onde $\Delta\rho_{\mathrm{mag}}$ é a mudança na resistividade elétrica devido à presença de um campo magnético transversal aplicado $\vec{H}_0$. A quantidade $\frac{\Delta\rho_{\mathrm{mag}}}{\rho} = 177 \times 10^{-2}$ apresenta o resultado para uma amostra de cromo policristalino. Concentrações crescentes de ferro diminuem rapidamente a magnetorresistência, conforme pode ser observado pela inclinação da curva, sendo que em concentrações acima de 2% de ferro ocorre uma inversão de tendência, tornando a magnetorresistência negativa de forma quase linear [133].

2.2.3 - Efeito Hall do Fe-Cr

Medidas de Efeito Hall da liga de Fe-Cr no intervalo de temperatura de $4{,}2K$ a $300K$ foram obtidos por Carter e Pugh [134] em amostras policristalinas contendo concentrações de cromo de respectivamente 0,25%, 2,3%, 5,1%, 12,7% e 25,1%, resultando em valores positivos em todas as composições e temperaturas. Onde R_O, representa o Coeficiente de Hall Ordinário e R_S, Coeficiente de Hall Anômalo ou Extraordinário. Ocorrendo apenas um aumento suave do R_O à medida que a concentração de elétrons presentes no ferro puro à medida que as concentrações de ferro diminuem, até atingir seu ponto de máximo próximo a concentração de 12,7% Cr, ou seja, 25,7 elétrons/átomos (e/a). Em R_S não houve nenhum ponto de máximo. Resultados bastante condizentes para o caso de bandas simples, sendo necessário um

estudo mais detalhado para o caso de sistemas complexos de compostos por multibandas na região do ferro puro. Os valores de R_O obtidos pelo autor em 4,2 K para as ligas acima, foram de respectivamente, $1{,}71.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$, $1{,}75.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$, $2{,}23.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$, $4{,}08.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$ e $2{,}53.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$.

Já no estudo de Andres Sanz [63], os valores de R_O e R_S formam obtidos em temperatura ambiente, em concentrações de Fe de 0,45%, 1,87% e 5,98 % que resultaram variações monotônicas nos valores dos coeficientes R_O e R_S no respectivos valores: $1{,}76.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$ e $8{,}39.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$; $3{,}1.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$ e $17{,}4.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$; e $4{,}54.10^{-10}\ m^3/A\cdot seg$ e $46{,}3.10^{-1}\ \ m^3/A\cdot seg$.

Carter e Pugh também apresentaram em seu estudos uma pesquisam mais completa de resultados anteriores para algumas ligas de baixo teor de Cr, que podem ser obtidos a partir do estudo da literatura presente em seu trabalho [135]. Na Figura (2.18) apresenta o resultados do trabalho de Carter e Pugh para o coeficiente de Hall ordinário, onde a dependência de R_O está em função da composição das ligas e em diferentes temperaturas fixas.

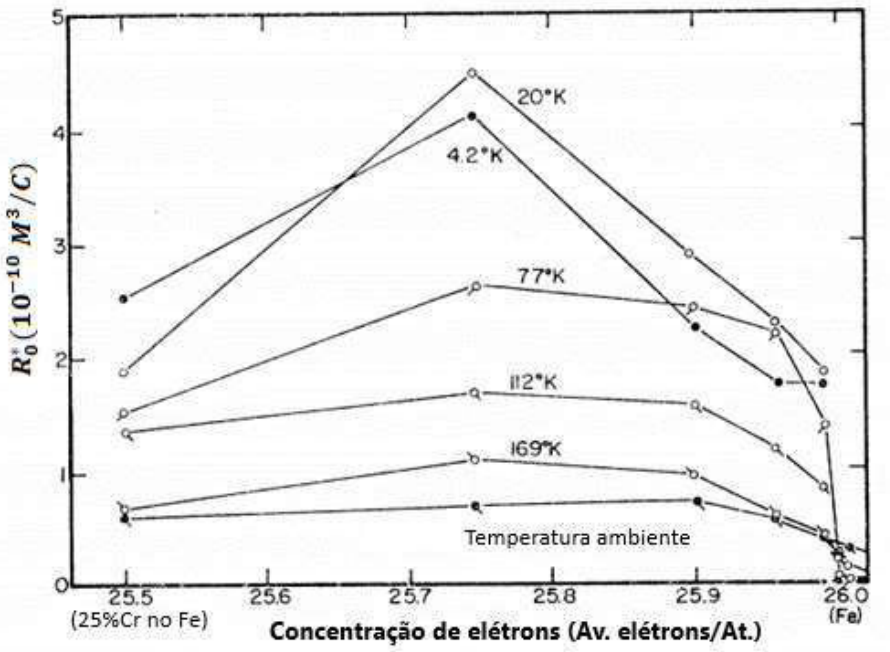


Figura (2.18): Coeficientes ordinários de Hall (R_O) em diferentes temperaturas para ligas de Fe-Cr com diferentes concentrações de Cr em Fe [134].

A Figura (2.18) reporta o importante resultado de Carter e Pugh, semelhante ao que foi encontrado para o Ni e Co puros por outros autores. Não ocorrendo a formação de picos em R_O, havendo apenas um aumento suave de R_O, quando as concentrações de elétrons diminuíram na direção de concentrações de Ferro puro. Sendo que todas as medições do Coeficiente de Hall ordinários em ferro puro mostraram um pequeno efeito positivo. A interpretação deste resultado, baseado nos dos dados de Hall, resulta na conclusão de que tal comportamentos se deve principalmente ao fato de existir uma

única banda, mais da metade preenchida ou a duas bandas, uma quase cheias e o outra quase vazia, que anulam o Efeito Hall Ordinário. Os autores também analisaram o Coeficiente de Hall Extraordinário, (ver Figura 2.19), onde R_S está em função da resistividade para algumas amostras de Fe-Cr na escala log-log [134].

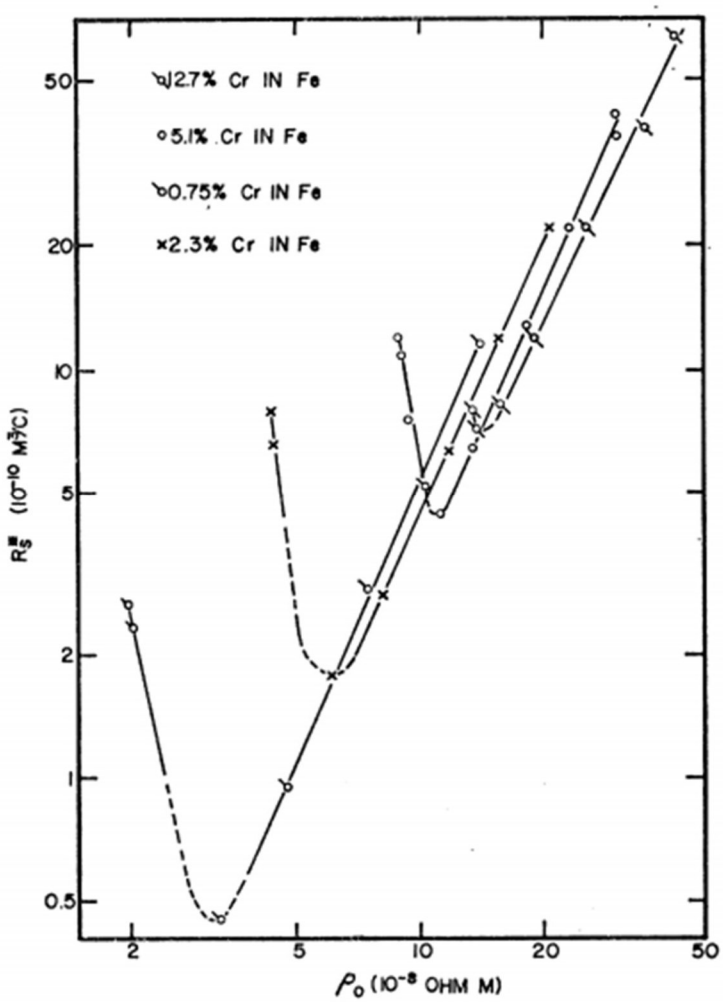


Figura (2.19): Coeficiente de Hall Extraordinário R_s^* X ρ_0 em diferentes ligas de Fe-Cr utilizando- se plotagem log-log [134].

Em algumas composições em várias temperaturas os valores de R_S^* estão conectados. Em regiões de alta temperatura existem ocorrem dependências de quase ρ_0^2 para os valores de Coeficientes Extraordinários de Hall. As inclinações encontradas para as temperaturas mais altas foram: 2,16, 2,21, 2,14, 2,08 e 1,85, para as amostras contendo respectivamente, 0,75%, 2,3%, 5,1%, 12,7% e 25,1% Cr. Ocorre que se os valores de R_S^* , em uma certa temperatura, para várias concentrações , estivessem de fato conectados, deveriam formar-se linhas retas de inclinações ligeiramente menores em temperaturas altas. O comportamento em baixas temperaturas não pode ser explicado pela teoria spin-órbita, disponível quando o trabalho foi proposto.

Por sua vez, Cheremushkina e Arkhipov [135] estudaram R_S para percentuais de 1%, 3%, 5% e 10% de Cr na faixa de $300K$ e $800K$, onde R_S variou em ralação a temperatura de forma linearmente para concentração de 10% de Cr e monotonicamente para as demais concentrações. Sendo que os valores típicos para esta liga, neste intervalo de temperatura variam respectivamente, entre $60.10^{-10}\, m^3/A \cdot seg$ e $220.10^{-10}\, m^3/A \cdot seg$. Sendo que dados foram ajustados através da Equação (2.1) onde R_S dependentes da concentração de impurezas [136].

$$R_s = a\varrho_0 + b\varrho_0^2 \quad \text{(alteração da impureza)} \tag{2.1}$$

Onde ϱ_0 é a resistividade residual da liga, e a e b são constantes.

Schröder e McCain [137] obtiveram resultados de condutividade elétrica e Coeficiente Hall Ordinário, para o Cr e para as ligas de Cr-Fe e Cr-V em temperatura ambiente e nitrogênio líquido, apresentados na Tabela (2.3):

Composição nominal da amostra (% em peso)	Condutividade σ $[10^4\ (\Omega\text{-cm})^{-1}]$		Coeficiente de Hall R_H $[10^{-13}$ V-cm/A-G$]$	
	Temp. ambiente	Temp. N_2 líquido	Temp. ambiente	Temp. N_2 líquido
100% Cr;	5.8	(57.0)[a]	36.4	79.0
94.43% Cr; 5.57% Fe	2.3	1.76	24.6	108
90.0% Cr; 10.0% Fe	2.2	1.73	26.4	45.6
85.1% Cr; 14.9% Fe	2.1	2.8	18.9	15.8
78.97% Cr; 21.03% Fe	1.9	···	31.3	···
74.8% Cr; 25.2% Fe	1.5	···	39.1	···
70.1% Cr; 29.9% Fe	2.6	···	38.4	···
95.0% Cr; 5.0% V	6.7	25.0	20.7	51.6
90.0% Cr; 10.0% V	5.4	14.6	26.7	34.5

Tabela (2.3): Condutividade elétrica e Coeficiente Hall do Cr e das ligas de Cr-Fe e de Cr-V em temperatura ambiente e N_2 líquido. $a = \pm 20\%$ para Cromo puro em temperaturas de N_2 líquido [137].

Com base nestes dados da Tabela (2.3) Schröder e McCain [137] construíram o gráfico da Figura (2.20), onde podemos observar o comportamento do Coeficiente de Hall Ordinário em função medido na temperatura do nitrogênio líquido e na temperatura ambiente em função da composição nominal das amostras do Cr e nas ligas de Cr-Fe e Cr-V [137].

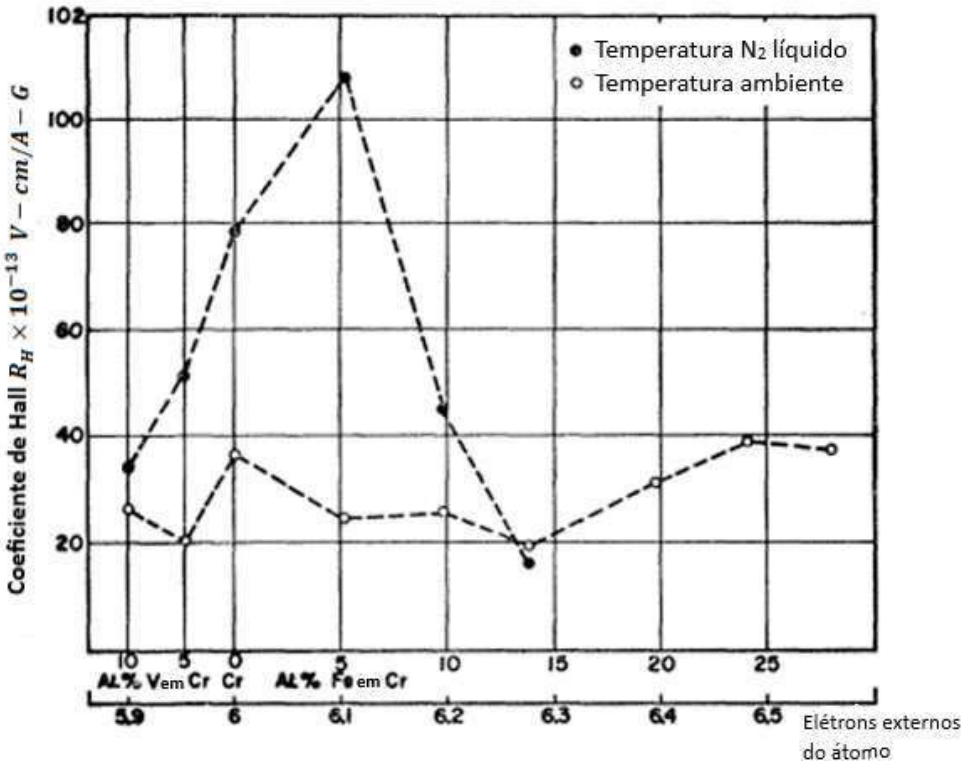


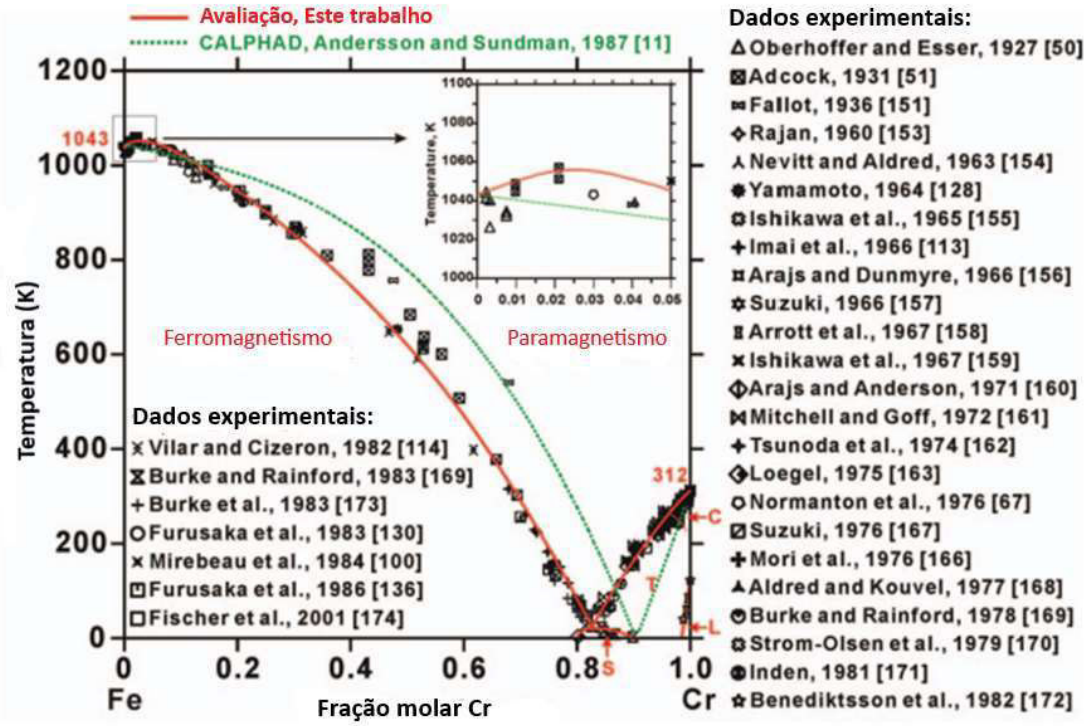
Figura (2.20) : O Coeficiente Hall de ligas de Ferro-Cromo e vanádio-cromo, medido em temperatura ambiente e na temperatura do Nitrogênio líquido. A coordenada x superior expressa os percentuais atômicos do V e do Fe no Cr. A abcissa inferior relaciona os elétrons externos por átomo. No eixo Y estão representados valores do Coeficiente Hall em $R_H \,.\, 10^{-1} \quad V-cm/A-G$ [137].

Muitas variações em R_H podem ser observadas entre as amostras, assim como com relação ao sistema térmico em que estão submetidas. Na concentração próxima a 5% de ferro para o caso da temperatura do Nitrogênio líquido ocorre o ponto de máximo, já o ponto de mínimo próximo de 15%. No regime de temperatura ambiente, o comportamento apresenta uma linha quase uniforme nos intervalos entre 5% e 10% e entre 25% e 29% de Ferro e apenas pequenas elevações no restante da curva, semelhante ao relatado por Carter e Pugh [134].

2.3 - Propriedades de Transporte Magnético

Dentre as ligas binárias que apresentam a fase sigma, o Fe-Cr possivelmente é a mais difundida. Porém, suas propriedades físicas ainda apresentam muitas questões em aberto ou não são conhecidos com precisão [29]. Seu ordenamento magnético de um modo geral apresenta comportamento ferromagnético [94], podendo sofrer transição em diferentes proporções estequiométricas. Assim como ocorre para o caso de uma liga nas proporções entre 40% e 50% de cromo, que apresentam tanto a fase alfa e sigma, estando sujeito a transição no ordenamento magnético, além de poder apresentar comportamento reentrante. Na Figura (2.21) transições entre ordenamentos magnéticos

são expressas em termos da Temperatura de Curie em função da fração molar de Cromo presenta na liga de Fe-Cr [97].



Figura(2.21): Temperaturas Curie em uma amostra monocristalina CCC do sistema Fe-Cr. S: Vidro de Spin; T: Densidade de onda de Spin Transversal; L:Densidade de Onda de Spin Longitudinal; C: Densidade de Onda de Rotação Proporcional [97].

Na Figura (2.21) podem ser destacados quatro pontos importantes, a formação de um pequeno pico de fase (ver incerto), na concentração de 2,1% de Cr e temperatura de $1043K$, cerca de $10K$ a $15K$ acima da Temperatura de Curie do Ferro puro. A formação de uma região de comportamento tipo Vidro de Spin, na concentração entre 80% e 90% de Cr e temperaturas abaixo de $30K$. A subdivisão em três partes na região antiferromagnética; T: Densidade de Onda de Spin Transversal; L:Densidade de Onda de Spin Longitudinal; C: Densidade de Onda de Rotação Proporcional. A Temperatura de Curie nas concentrações entre 40% e 60% de Cr e temperaturas entre $400K$ e $750K$ [97]. Sendo que eexperimentos recentes [138,139,140] mostram que a fase sigma apresenta Temperatura Curie média máxima de $38{,}9K$ ($Fe_{0.55}Cr_{0.45}$), ver Figura (2.23).

O comportamento do momento magnético está representado na Figura (2.22), através de uma comparação entre os resultados reportados por Anderson e Sundman e diversos outros estudos [97], onde foram aplicadas distintas metodologias para obtenção e análise dos dados [97].

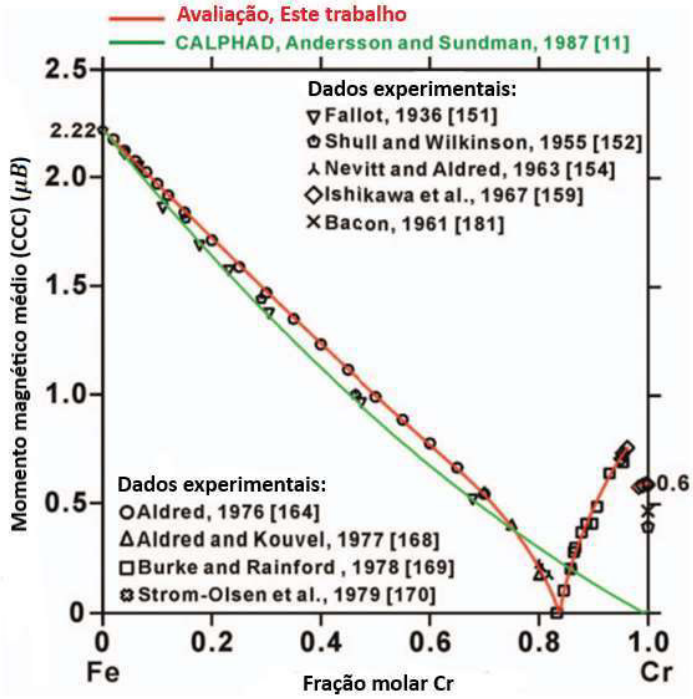


Figura (2.22): Momento magnético médio nos estados CCC simples do sistema Fe-Cr [97].

A curva analisada pelo autor claramente não apresenta a mesma linearidade reportada do Anderson e Sundman, pois o momento magnético médio diminui linearmente com o aumento do teor de Cr. Assim como também ocorre em estudos mais recentes, como o apresentado na Figura (2.23) [140].

Para uma amostra de fase sigma, o comportamento magnético, de um modo geral, apresenta pouca intensidade, mesmo quando a amostra se encontra em baixa temperatura. Estabelecendo para a maioria das amostras, uma ordem magnética em $T \leq 40K$ e um momento magnético médio máximo por átomo de Fe $\langle \mu \rangle$ menor que $0{,}25\ \mu B$ [138,141,142]. Ou seja, um fator médio de ~ 8 menor do que o α-Fe-Cr de composição semelhante [118,142].

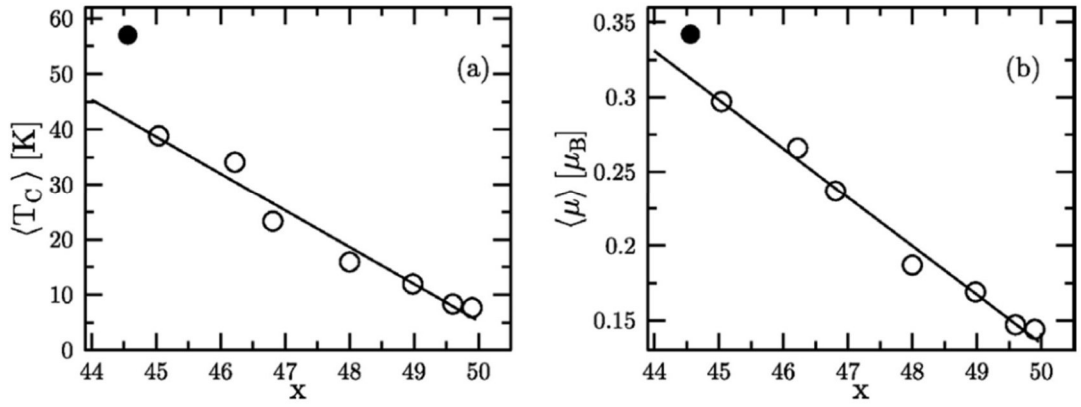


Figura (2.23): Comportamento de amostras de Fe-Cr, onde os círculos sólidos representam a amostra nanocristalina e os círculos abertos as amostras microcristalinas. Em (a) Temperatura de Curie e (b) momento magnético , ambos em função do percentual de Cromo na amostra [138].

Na Figura (2.23) tanto para Temperatura de Curie média (a) quanto para o momento magnético médio por átomo de Fe (b) o comportamento apresenta linearidade, diminuindo sua intensidade à medida que o percentual de Cromo nas amostras aumenta. Em (2.23a) a Temperatura Média de Curie é proporcional à $TC \approx 57\ K$ para a amostra nanocristalina e $TC \approx 35\ K$ para a amostra microcristalina em concentração $\approx 46\%$ de cromo. Em (2.23b), o momento magnético médio por átomo de Fe é de $\mu Fe = 0{,}34\ \mu B$, sendo significativamente maior que o valor encontrado para uma amostra microcristalina de composição semelhante. Para $x \approx 46$ esse valor diminui para $\mu Fe \approx 0{,}27\ \mu B$.

A magnetização do Fe-Cr apresenta pouca intensidade e caráter irreversível [94], conforme pode ser observado na Figura (2.24) [138].

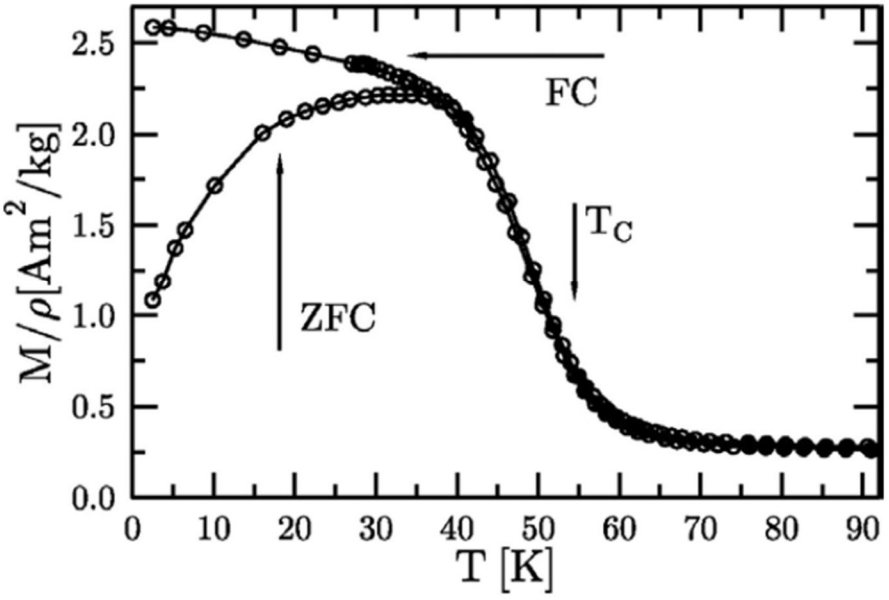


Figura (2.24): Comportamento da magnetização em função da temperatura, em um campo magnético constante de $Ba = 0{,}018\ T$. Onde FC representa a curva de resfriamento em presença de campo e ZFC a curva de resfriamento sem a presença de campo. Sendo as linhas contínuas, guiar para os olhos [138].

No gráfico $\vec{M}(T)$ representado na Figura (2.24), a magnetização em função da temperatura, mostra o caráter irreversível através da bifurcação formada no procedimento utilizado no resfriamento da amostra, caracterizada pela Temperaturas de Irreversibilidade (T_B) e Temperatura Máxima (T_M). Sendo que tanto T_M quanto T_B diminuem sob a ação do campo magnético externo (B). Comportamento que indica a presença de interação entre as partículas, fator responsável pela definição da linha de irreversibilidade. As dependências $TM(Ba)$ e $TB(Ba)$ podem ser igualmente bem descritas através da equação quadrática (2.2) e equação logarítmica (2.3) [138].

$$T_B = \left(\frac{a - B_a}{b}\right)^2 \tag{2.2}$$

e

$$T_B = a - b \ln B_a \tag{2.3}$$

onde a e b são parâmetros livres. Podemos também relacionar $\langle \vec{B} \rangle$ e $\langle \mu \rangle$ utilizando a Equação (2.4),

$$\langle \vec{B} \rangle = \alpha \langle \mu \rangle \tag{2.4}$$

sendo que α não possui um valor universal para ligas binárias baseadas em ferro, podendo ser determinado através dos valores experimentais de $\langle \vec{B} \rangle$ e $\langle \mu \rangle$ e da Equação (2.4). O comportamento gráfico da Equação (2.4) e a diferença de comportamento existe entre as ligas de Fe-V e Fe-Cr, está representado na Figura (2.25).

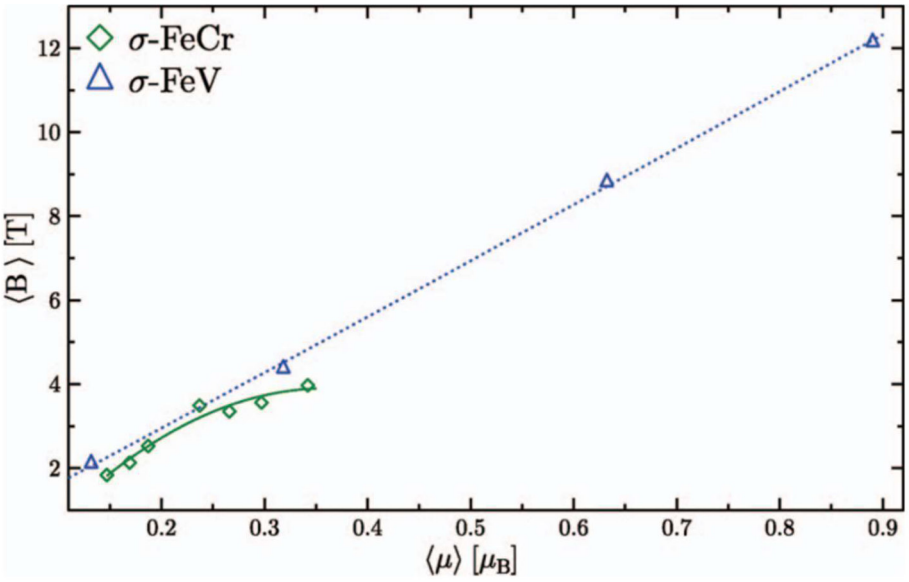


Figura (2.25): Representação gráfica da não linearidade da relação em entre $\langle \vec{B} \rangle$ e $\langle \mu \rangle$ [94].

Para amostras de Fe-Cr sigma, o coeficiente α apresentou o valor de $11{,}5\ T/\mu B$. Estando de acordo com outros estudos e caráter itinerante presente no magnetismo do sistema investigado, apresentando escala não linear entre $\langle \vec{B} \rangle$ e $\langle \mu \rangle$ [94,138].

2.4 - Resultados Recentes em Sistemas Complexos

Em sua tese, Barco [56], realizou um estudo experimental sobre a fenomenologia crítica e efeitos da ação de correntes AC em sistemas magnéticos reentrantes, dentre eles o sistema Fe-Cr na fase sigma.

Como resultado de suas medidas de magnetização em função da temperatura e campo magnético aplicado, este obteve os expoentes críticos β, γ e δ, presentes na transição entre sistemas reentrantes e ferromagnético. Seus valores apresentam uma média entre os encontrados em sistemas ferromagnetos ordenados clássicos e os anômalos da transição vidro de spin. Sugerindo que a desordem, presente em sistemas reentrantes, vem acompanhada de frustração, ainda que em fases ferromagnéticas. Partindo deste princípio, o autor constatou a utilização de uma modelo universal para caracterização da transição ferromagnética nos sistemas reentrantes, não pode ser tomado como verdade absoluta.

Este também realizou medidas de impedância inéditas, nos sistemas Au-Fe, Fe-Cr e Fe-V, fornecendo assim mais informações sobre comportamentos próximos as transições magnéticas. Sendo a primeira vez que o caráter reentrante das ligas da fase sigma, σ-Fe-Cr e σ-Fe-V é evidenciado.

Utilizando-se os métodos de Kouvel-Fisher, Arrot-Noakes, isoterma crítica e equação de estado relacionada à técnica do método de escala, em associação com dados experimentais de magnetização, corrigidos pelos efeitos do campo desmagnetizante, o autor realizou um estudo detalhado dos parâmetros críticos. Com base nisto, observou que a desordem apresenta relevância dentro dos sistemas reentrantes, afetando sua fenomenologia crítica. Assim como a desordem não trivial tem de ser vista como um importante quesito para o estudo da transição da termodinâmica destes sistemas [56].

Trabalhos como o de Barco serviram como motivação para explorar ainda mais as potencialidades deste tipo de sistema. Seguindo este exemplo, o presente trabalho tratará de uma amostra de Fe-Cr na fase sigma contendo 46% de Cr. O capítulo seguinte tratará da metodologia utilizada para a escolha e produção da amostra, assim como os equipamentos e metodologias utilizadas para a obtenção dos dados experimentais e sua posterior análise.

Capítulo 3 - Procedimentos Experimentais

Este trabalho analisou uma amostra de uma liga da fase sigma do sistema Fe-Cr, produzida na Faculdade de Física e Ciência Computacional da Cracóvia, Polônia, pelo Prof. Dr. Stanislaw M. Dubiel. Os experimentos de caracterização foram realizados em colaboração com o IF-UFRGS, sob a supervisão do Prof. Dr. Fabiano Mesquita da Rosa. No presente capítulo serão apresentados os procedimentos adotados na preparação da liga estudada nesta dissertação, assim como a descrição dos equipamentos e técnicas de medidas empregadas para a caracterização da amostra.

3.1 - A amostra σ-$Fe_{0.54}Cr_{0.46}$

A amostra σ-$Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ foi preparada a partir da mistura de seus precursores metálicos Fe (99,95% de pureza) e Cr (99,9% de pureza) por fusão em forno a arco. Este procedimento não permite um controle de temperatura adequado, mas é eficiente em misturar os metais na liga. Após a fusão, foi realizado um tratamento térmico em uma temperatura fixa de $1200°C$ durante $24h$. Neste estágio, amostra se estabilizaria em sua fase α, com estrutura cristalina Cúbica de Corpo Centrado (CCC). Após, procedeu-se com um resfriamento rápido, conhecido como *quenching*. Em seguida, para que fosse possível a obtenção da fase σ, foi realizado mais um tratamento térmico, que consistiu em submeter a amostra a um recozimento em $700°C$ durante $100h$, conforme pode ser observado na Figura (3.1) [56,143,144].

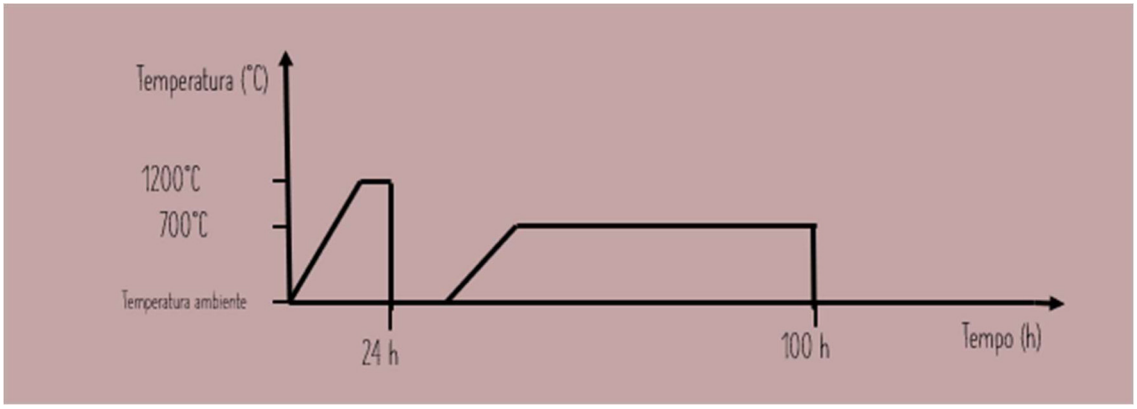


Figura (3.1): Representação da rampa do método de preparação da amostra.

O primeiro passo para a realização das medidas de transporte elétrico a partir do método das quatro pontas consiste na conformação da amostra em uma geometria favorável. No estudo de ligas metálicas, de um modo geral, utiliza-se amostras no formato de paralelepípedos, facilitando a determinação das suas medidas geométricas. A amostra de σ-$Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ foi conformada na forma aproximada de um paralelepípedo, cujas dimensões são distância entre contatos de tensão $d = 0{,}00227m$, largura $l = 0{,}0045m$, espessura $e = 0{,}00205m$.

O método dos quatro pontos consiste na aplicação de dois contatos elétricos para a passagem de corrente elétrica e de dois contatos para a medida de diferença de potencial; espaçados de forma proporcional e fixados de forma estável. Uma das formas mais eficientes para a fixação dos contatos em amostras metálicas é a partir da utilização da solda ponto. Os fios são ancorados no porta amostras (lâmina de cobre), utilizando verniz GE [56,145]. A Figura (3.2), representa as dimensões e a distribuição dos contatos elétricos na amostra.

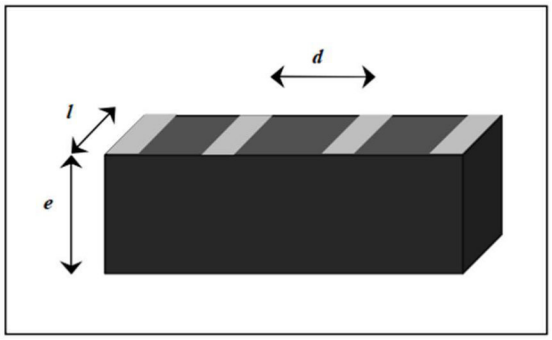


Figura (3.2): Representação do método dos quatro pontos [145].

A densidade de corrente $\vec{J}$ em um condutor depende do campo elétrico aplicado $\vec{E}$ e das propriedades do material. Assim a Lei de Ohm apresenta e a forma:

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \tag{3.1}$$

sendo σ a condutividade do material. Assim podemos definir resistividade como

$$\rho = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{J}|} \tag{3.2}$$

onde $\rho \equiv {}^{1}/_{\sigma}$ é a suscetibilidade de um material para a passagem de corrente elétrica, ou seja, o inverso da condutividade. A Tabela (3.1) abaixo apresenta exemplos da resistividade elétrica de alguns metais puros em $T = 300\ K$.

Metal	ρ ($10^{-8}\Omega$.m)	Metal	ρ ($10^{-8}\Omega$.m)
Prata	1,629	Platina	10,8
Cobre	1,725	Ouro	2,271
Alumínio	2,733	Ferro	9,98
Césio	21	Cromo	12,7

Tabela (3.1): Resistividade elétrica de alguns metais a $300K$ [146].

Como a resistividade é uma grandeza física microscópica, devemos obtê-la através de uma relação macroscópica mensurável. Isso pode ser feito considerando que:

i) V, seja diferença de potencial medida quando a amostra é percorrida por uma corrente elétrica i;

ii) ℓ , seja a distância entre os contatos de tensão;

iii) A, seja a área da seção transversal da amostra.

Assim, substituindo o módulo do vetor campo elétrico $|\vec{E}|$ na equação (3.2) por V/ℓ e o módulo do vetor densidade de corrente $|\vec{j}|$ por i/A, obtemos a equação que relaciona a resistência elétrica R da amostra com a resistividade ρ do material que a compõe

$$R = \rho \frac{\ell}{A} \tag{3.3}$$

Para a amostra σ-$Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ estudada neste trabalho, $\rho = 3{,}46.10^{-3}\Omega.m$.

3.2 – Equipamentos e Métodos para Medidas de Transporte Elétrico

Os experimentos para obtenção da resistência elétrica de uma amostra podem ser feitos com ou sem aplicação de um campo magnético externo. Quando aplicamos campos magnéticos, podemos obter a magnetorresistência da amostra estudada. Na metodologia utilizada neste trabalho manteve-se a temperatura e a corrente elétrica fixas, e medimos a variação da resistência elétrica com a aplicação de campo magnético.

Seguindo a metodologia, após estabilizar a temperatura no valor desejado utilizando o criorrefrigerador mostrado na Figura (3.2), realiza-se as medidas em ciclos, variando a intensidade do campo magnético aplicado. Na sequência, desliga-se o campo e o sistema é aquecido até altas temperaturas ($T >> Tc$), onde Tc representa a temperatura crítica). Posteriormente a amostra foi novamente resfriada para executar um novo ciclo em outra temperatura. Seguindo-se o mesmo método em cada nova temperatura escolhida, garantimos que a amostra não apresente efeito de memória

magnética [56,147]. Foram executados seis ciclos, nas temperaturas de $2K$, $20K$, $30K$, $40K$, $100K$ e $200K$ com corrente AC de $0{,}051A$ e frequência de $37Hz$. A aplicação dos campos magnéticos é feita através de uma bobina acoplada ao criostato (ver Figura 3.4).

Os dados para obtenção de valores de resistência elétrica e magnetorresistência foram obtidos através do método das quatro pontas, utilizando uma montagem eletrônica associada a um criorrefrigerador *DISPLEX*, da marca *Advanced Research Systems* (ARS). A operação basicamente consistiu na medida de várias tensões elétricas, as quais permitiram a obtenção de informações sobre a amostra e sobre a temperatura. Após instalação da amostra e verificação dos contatos elétricos, esfriou-se o sistema e as medidas foram realizadas durante um aquecimento gradual controlado. Operando no intervalo de $19K$ à $350K$, o criorrefrigerador de ciclo fechado é composto de um compressor e de um dedo-frio acoplado no criostato, representado pelo esquema da Figura (3.3).

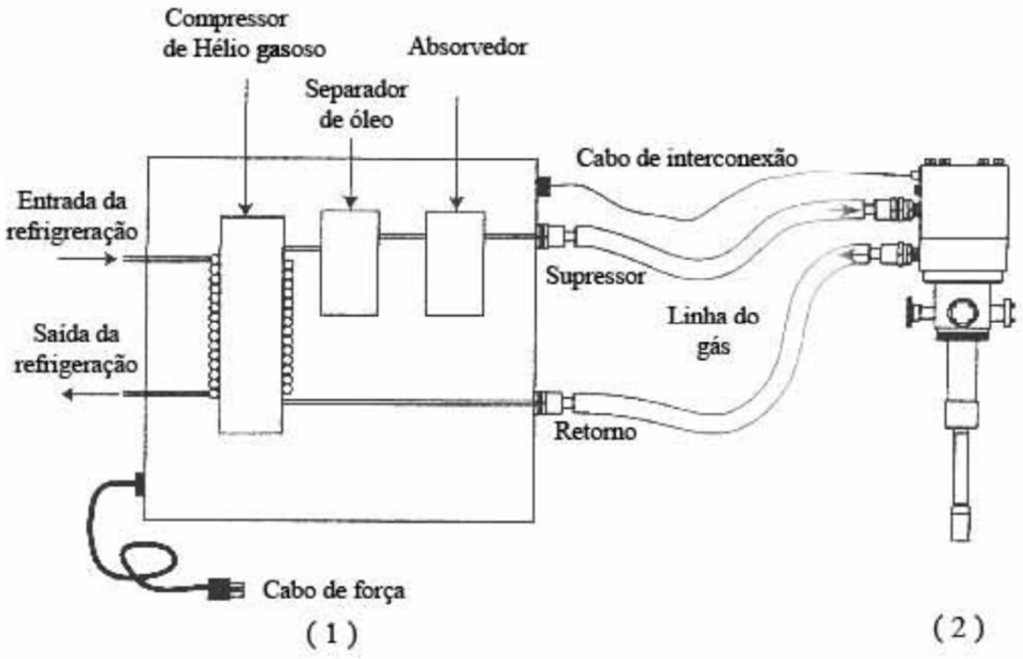
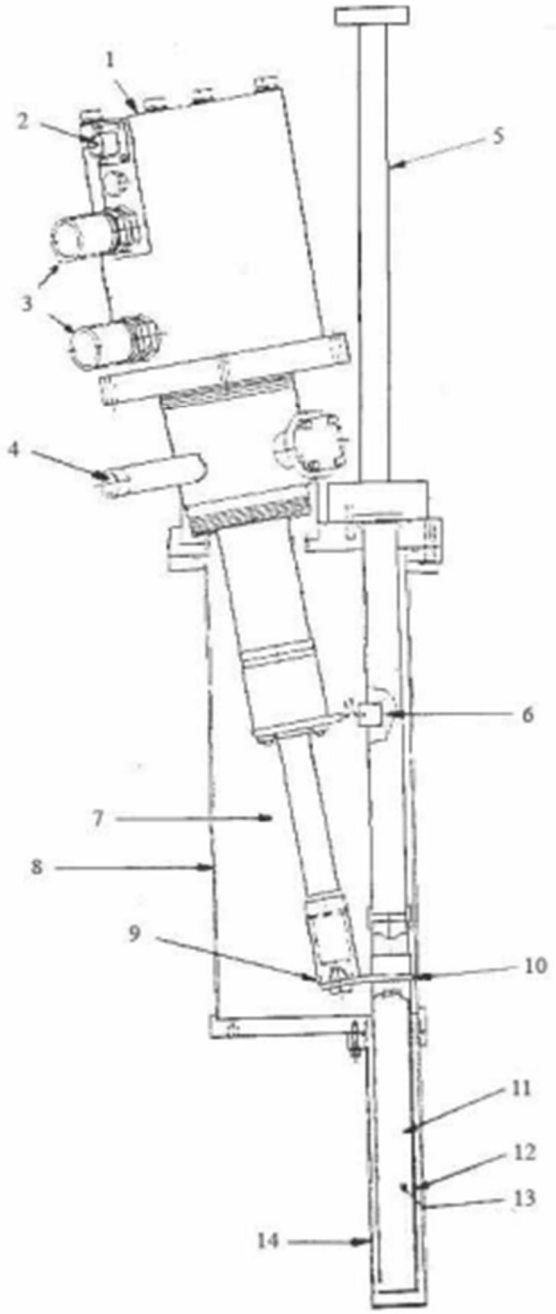


Figura (3.3): Esquema do criorrefrigerador ARS. (1)- Compressor; (2)- Dedo-frio [56].

A pressão inicial do compressor precisa ser de, no mínimo, $185\,psig$ de hélio gasoso, sendo que em funcionamento em ciclo fechado atinge $250\,psig$. A energia térmica é retirada através de compressão e expansão do gás. A refrigeração do compressor ocorre através de uma serpentina com água pressurizada. A central de comando do criorrefrigerador é externa ao criostato em vácuo. No interior do dedo-frio circula He no estado gasoso. Em sua porção intermediária, a temperatura do dedo-frio é $T = 40\,K$, enquanto em sua região inferior, $T = 12\,K$. Neste ponto encontra-se instalado um sensor de temperatura e um aquecedor. Detalhes do criostato podem ser observados na Figura (3.4).



(1) Expansor De202
(2) Receptáculo De Controle Do Motor De Expansor
(3) Conectores D Linha De Gás
(4) Conexão Para Bomba De Vácuo
(5)Tubo Extensor Da Câmara Da Amostra
(6) Estágio 40K
(7)Dedo-Frio
(8) Câmara De Vácuo
(9) Controlador E Sensor De Temperatura
(10) Estágio 12K
(11) Posição Do Sensor CGR
(12) Parede Interna Da Câmara Da Amostra
(13) Posição Da Amostra

Figura (3.4) : Detalhes do criostato com dedo-frio [56].

O porta-amostra constitui-se de uma cana de aço inox com parede fina, inserido numa câmara acoplada em um criostato (ver Figura 3.5). No extremo superior da cana, encontra-se a caixa de terminais elétricos, logo acima do flange de conexão. Foram colocados 4 aletas em inox no corpo da cana, tendo a função de segurar a convecção do

gás Hélio (He) injetado na câmara e de proteger a ação da radiação infravermelha sobre a amostra.

Por sua vez, a amostra e o sensor CGR, que ficam fixados na extremidade inferior da cana, ligam-se aos terminais da caixa externa por meio de um conjunto de fios criogênicos da *LakeShore.* Na Figura (3.5) temos a representação esquematizada da cana porta-amostras.

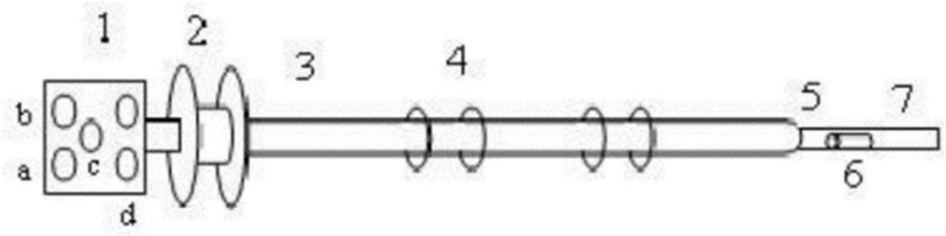


Figura (3.5): Os detalhes da cana porta-amostras do criostato de ciclo fechado utilizado no experimento: (1) Central de conectores elétricos; (a) Contato de V+; (b) Contato de V; (c) Contato de i; (d)Contato do CGR; (2)-flange; (3) Tubo em inox de parede fina; (4) Aletas; (5) Haste em fibra; (6) Sensor CGR; (7) Local da amostra [56].

A amostra é fixada na cana do porta-amostras com verniz GE, e pode ser acoplada em série com um resistor padrão de $50\ \Omega$ (ver (11) Figura 3.6). O resistor cumpre a função de melhorar a união entre a impedância da amostra com os cabos externos. Cabos coaxiais blindados com impedância de $50\ \Omega$ são responsáveis pela leitura dos sensores de temperatura e do monitoramento da tensão e da corrente elétrica na amostra. Um conjunto de equipamentos eletrônicos representados na Figura (3.6) são os responsáveis pelo controle, leitura e armazenamento dos dados.

Um gerador de funções da *Hewlett Packard*, modelo $33120A$ (3), conectado num amplificador diferencial (2) de ganho de $1:1$, aplica a corrente que atravessa a amostra de forma senoidal ($37\ Hz$). A intensidade e a frequência desta corrente são monitoradas através de osciloscópio *Tektronix*, $TDS\ 1012B$ (4).

O controle de temperatura realiza-se por meio de um controlador da *Scientific Instruments*, modelo 9650, ligado a um sensor CGR fixado nas extremidades da amostra e acoplado em uma fonte de corrente DC. Realizou-se o monitoramento do sensor CGR por meio de dois multímetros digitais *Keithley*, modelo 196, operando em modos de tensão e corrente.

A partir da medida de magnetorresistência, obtém-se o campo magnético externo através de uma bobina (8), alimentada por uma fonte bipolar (7), construída pelo IF-UFRGS. Esta por sua vez foi monitorada por um multímetro digital *Keithley*, modelo $195A$ (5).

A leitura dos dados de tensão na amostra é feita por meio de um detector síncrono (*lock-in*) da *Perkin Elmer*, modelo $7280\ DSP$ (1). As leituras realizam-se através da conexão $GPIB$ automaticamente, através do intermédio de software em Qbasic, desenvolvido em ambiente DOS [145].

O experimento iniciou em temperatura próxima à do ambiente ($T = 300K$) a partir da instalação da amostra na haste de medidas. Obtendo-se uma diferença de potencial sobre a amostra $V = 0{,}134\ mV$, para $i = 0{,}103\ A$. Portanto os valores para a resistência elétrica e a resistividade para a amostra foram, respectivamente, iguais a $R = 1{,}3m\Omega$ e a resistividade $\rho = 4{,}49.10^{-6}\Omega.m$.

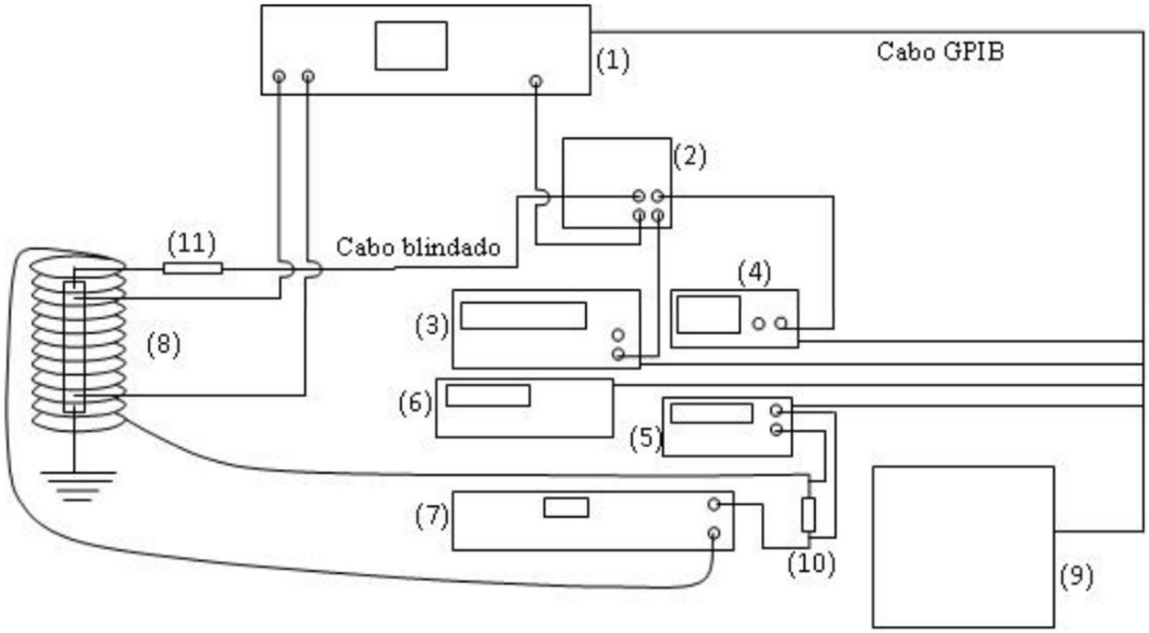


Figura (3.6): Montagem do equipamento experimental para as medidas de resistividade: (1) Lock-in; (2) Amplificador; (3) Gerador de sinal; (4) Osciloscópio; (5) Voltímetro Keithley; (6) Controlador de temperatura; (7) Fonte de corrente; (8) Bobina e amostra; (9) Computador; (10) Resistor de 1Ω; (11) Resistor de 50 Ω [56].

Capítulo 4 - Resultados e Discussão

No presente capítulo serão apresentados e analisados os resultados obtidos em medidas de resistividade elétrica e magnetorresistência da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$.

4.1 Resistividade Elétrica

Em temperatura ambiente, a diferença de potencial entre os contatos de tensão da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ foi de $V = 0{,}134\,mV$ quando percorrida por uma corrente elétrica AC de $i = 0{,}103\,A$ e frequência de $37Hz$. Verificou-se que os contatos elétricos eram ôhmicos e, com isso, resfriou-se a amostra. A variação da resistência elétrica com a temperatura é mostrada na Figura (4.1).

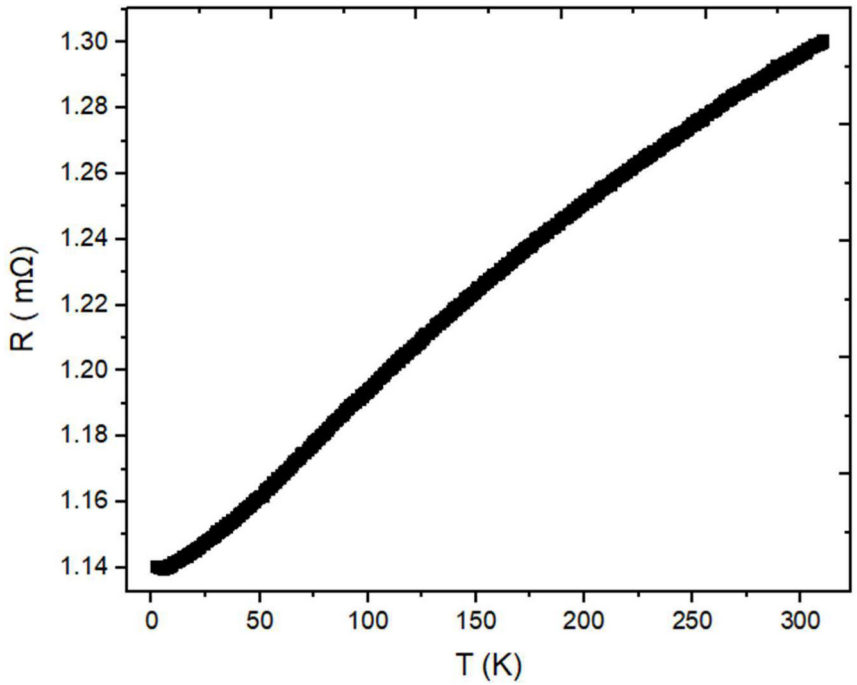


Figura (4.1): Variação da ressitência elétrica da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ em função da temperatura de $2K$ a $310K$.

Seguindo os procedimentos apresentados no Capítulo 3, a partir da medida de resistência elétrica, a resistividade elétrica da amostra $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ foi determinada, conforme Figura (4.2). Em $T = 300K$, o valor de resistividade da amostra foi $4{,}49.10^{-6}\ \Omega.m$. Comparando-a com a do Ferro e com a do Cromo, observamos uma diferença 10^{-2} em relação a sua ordem de grandeza (conforme apresentado no capítulo 2, a resistividade do Fe em temperatura ambiente é aproximadamente $9{,}98.10^{-8}\Omega.m$ e do Cr $12{,}7.10^{-8}\ \Omega.m$ [146].

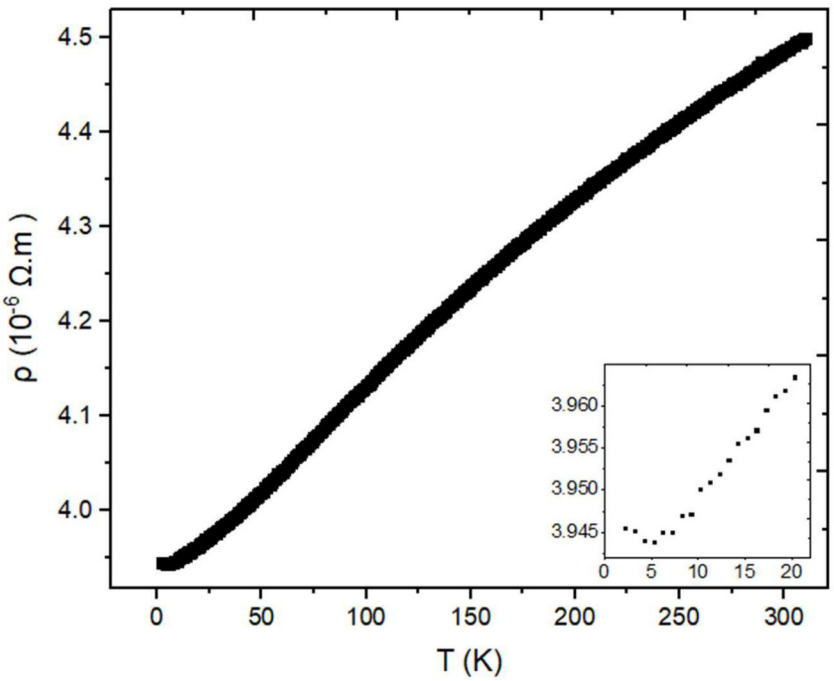


Figura (4.2): Comportamento da resistividade elétrica da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46.}$ em função da variação de temperatura no intervalo de $2K$ a $310K$. O inserto apresenta uma ampliação no intervalo de temperatura de $2K$ a $20K$.

Observa-se uma diminuição do valor da resistividade elétrica com o decréscimo da temperatura. Este resultado está qualitativamente de acordo com a expectativa, pois remete-se ao comportamento de um sistema metálico; e corrobora os estudos reportados por Costa [130] e Rajan [129] (ver Capítulo 2). No inserto presente na Figura (4.1) podemos observar com maior precisão o comportamento na curva em baixas temperaturas ($2K$ a $20K$), onde a resistividade elétrica apresenta um possível indicativo de um mínimo local.

Observando mais detalhadamente o comportamento da curva da Figura (4.2) podemos notar que a resistividade elétrica da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ não apresenta um comportamento linear ao longo de todo o intervalo de temperatura. Isto é decorrente da regra de Matthiessen não descrever corretamente a resistividade de materiais metálicos que apresentem desordem magnética. Mesmo assim, em altas temperaturas, podemos obter o valor do Coeficiente da Temperatura (4.1),

$$\alpha(T) = \frac{1}{\rho(T_0)}\frac{\partial\rho(T)}{\partial(T)}. \qquad (4.1)$$

onde $\rho(T_0)$ corresponde à resistividade na temperatura $292{,}93K$ e $\frac{\partial\rho(T)}{\partial(T)}$ a derivada da resistividade em função da temperatura. A partir da aplicação dos dados experimentais na Equação (4.1) obtivemos a curva da Figura (4.2) e encontramos $\alpha = 2{,}97.10^{-4}K^{-1}$

para a temperatura de $292{,}93K$. A variação do coeficiente de temperatura em função da variação da temperatura está representada na Figura (4.3).

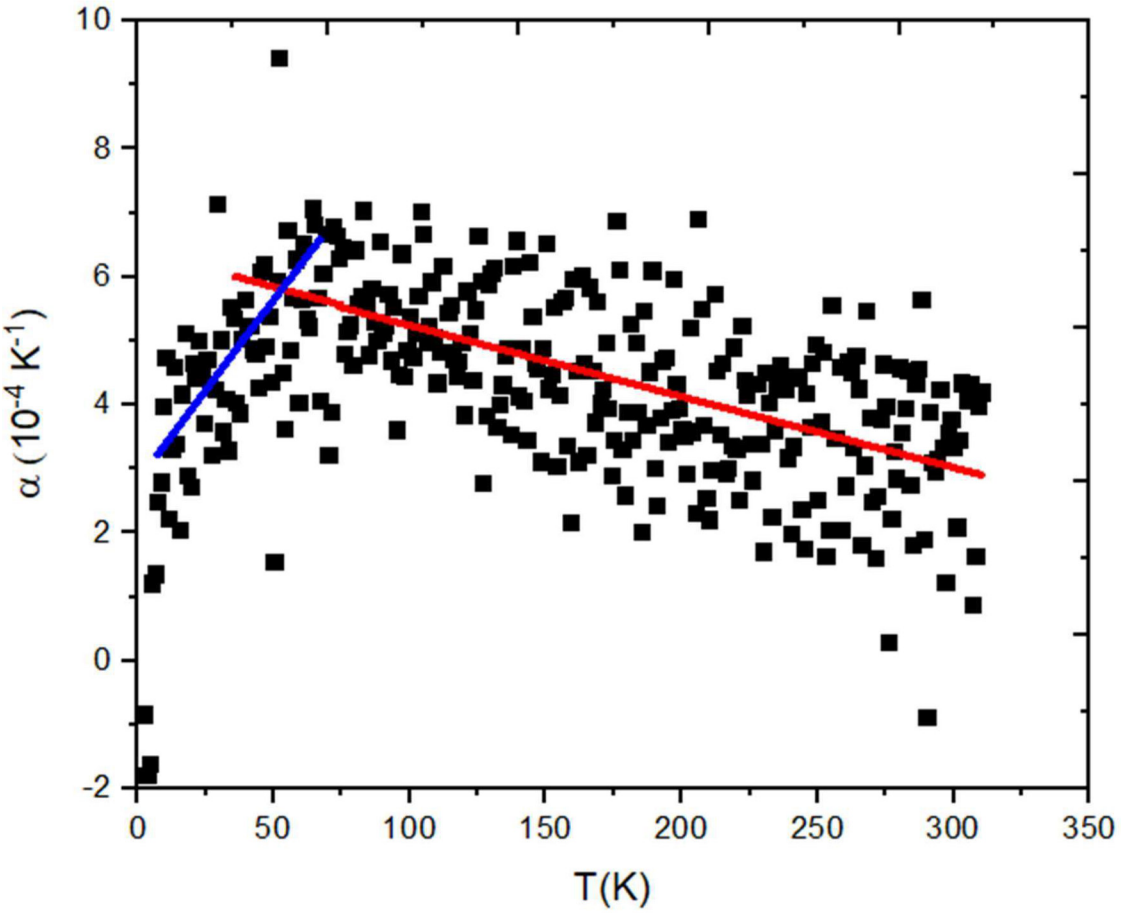


Figura (4.3): Variação do Coeficiente de Temperatura da Resistividade em função da temperatura para a amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$. As retas em azul e vermelho representam o ajuste realizada para ilustrar a mudança de comportamento que ocorre em $52{,}2K$.

Apesar da aparente flutuação dos valores apresentados no resultado da Figura (4.3), podemos observar que em $52{,}2K$ existe um indicativo de mudança no comportamento do coeficiente de temperatura da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$. Valor obtido a partir da intersecção dos ajustes realizados em dois intervalos de temperatura. Em temperatura alta foi escolhido o intervalo de $300K$ a $75K$ (reta em vermelho) e no regime de baixas temperatura no intervalo de $10K$ a $45K$ (reta em azul). Para chegar ao valor foram utilizados os valores de Coeficiente Angular e Coeficiente Linear de ambos os ajustes, relacionado posteriormente nas Equações (4.2) e (4.3).

$$\alpha_H(T) = 6{,}35.10^{-4} - 1{,}1.10^{-6}T \qquad (4.2)$$

e

$$\alpha_L(T) = 2{,}8.10^{-4} + 5{,}7.10^{-6}T \quad (4.3)$$

Onde T é a Temperatura, $\alpha_H(T)$, o Coeficiente de Temperatura da Resistividade em função da Temperatura no intervalo de Altas Temperaturas e $\alpha_L(T)$, o Coeficiente de Temperatura da Resistividade em função da Temperatura no intervalo de Baixas Temperaturas. Igualando as duas equações encontramos o valor de temperatura onde ocorre a intersecção das retas.

O ajuste resultou que a dependência entre o Coeficiente de Temperatura da Resistividade em função da Temperatura apresenta dois regimes distintos. Ou seja, no regime de baixas temperaturas, descrita pela Equação (4.3), possui uma tendência de aumentos do Coeficiente de Temperatura da Resistividade a medida que a Temperatura aumenta, ao passo que o Coeficiente de Temperatura em regime de Temperaturas Altas, Equação (4.2) apresenta uma outra dependência com a temperatura, apresentando uma leve diminuição a medida que a temperatura aumenta. Comportamento que pode oriundo de possíveis efeitos de ordem magnética. A partir desta análise, foram realizadas medidas de magnetorresistência na amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ para avaliar o efeito da aplicação de campo magnético externo no seu comportamento resistivo.

4.2 - Magnetorresistência

A Figura (4.4) ilustra a magnetorresistência da amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ em temperaturas fixas de $2K$, $20K$, $30K$, $40K$, $100K$ e $200K$. Estes valores foram escolhidos para averiguar o efeito da aplicação de campo magnético externo nas regiões de interesse em baixas temperaturas (inserto Figura 4.2) e para investigar os efeitos magnéticos em torno de ρ sugeridos no resultado da Figura (4.4).

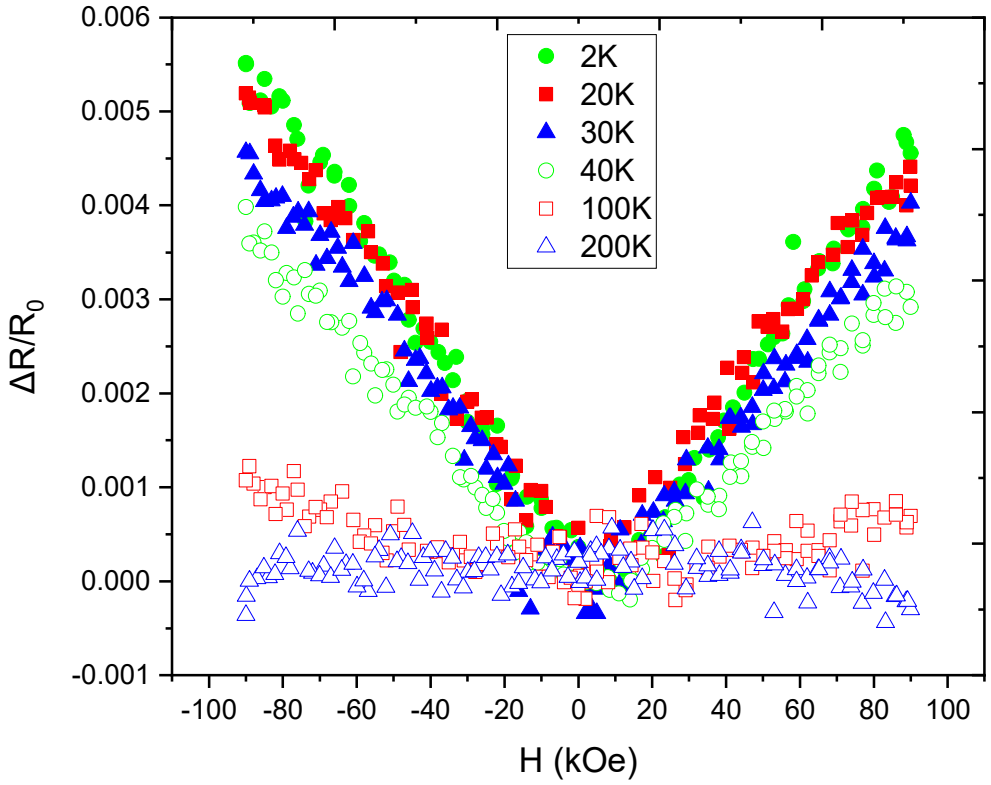


Figura (4.4): Comportamento da magnetorresistência da amostra $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ em temperaturas que variaram de $2K$ a $200\ K$.

Em $T = 200K$ o efeito da aplicação de campo magnético é quase nulo. Em $T = 100K$, a partir de $60kOe$ começamos a observar uma pequena magnetorresistência positiva. Em baixas temperaturas a magnetorresistência é positiva, e apresenta um comportamento aproximadamente linear com a aplicação do campo magnético. A intensidade deste efeito aumenta levemente com a diminuição da temperatura. A magnetorresistência em $T = 2K$ não mostrou distinção do resultado medido em $T = 20K$.

Considerações Finais

Neste trabalho realizou-se um estudo experimental das propriedades de transporte elétrico de uma amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$. A resistividade elétrica da amostra estudada apresentou comportamento semelhante ao observado em outras ligas metálicas magnéticas; apresentando um mínimo local em baixas temperaturas, inesperado para um metal ordinário. Este resultado aparenta não ser dependente da aplicação de campo magnético, uma vez que a magnetorresistência em baixas temperaturas não apresenta este tipo de indicativo.

Observamos indícios de efeitos magnéticos em $T = 52{,}2K$ tanto no coeficiente de temperatura quanto nas medidas de magnetorresistência. Em torno desta temperatura, o sistema $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ apresenta indicativos da presença de mecanismos de possíveis transições magnéticas. Como perspectiva de continuidade, a amostra de $Fe_{0.54}Cr_{0.46}$ poderia ser caracterizada a partir de medidas de magnetização para averiguar a sua resposta magnética. Com isso, aumentaria a possibilidade de afirmações mais assertivas a respeito das propriedades do sistema Fe-Cr.

Referências

[1] OHM, G. S..**Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet**. 1827. Berlin: T. H. Riemann. Arquivo original disponível em : https://www.th-nuernberg.de/. Acesso: FEV 2023.

[2] MEADEN, George Terence; M.A., D.Phil. (Oxon), A.Inst.P., F.R.Met.S. **Electrical Resistence of Metals.** The International Cryogenics Monograph Series. Springer US, Year: 1965, ISBN: 978-1-4899-5719-1,978-1-4899-5717-7.

[3] EINSTEIN, A. (1916). **Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Annalen Der Physik,** 354(7), 769–822. doi:10.1002/andp.19163540702 (https://doi.org/10.1002/andp.19163540702).

[4] GAELZE, Rudi R. . **Apostila de Física-Matemática- Cap 6- álgebra e análise tensoriais**. *IF/UFRGS,* novembro de 2021. Disponível em: https://professor.ufrgs.br › fismat_tensors. Acesso em Jan 2022.

[5] NEELAKANTA, Perambur S. **Handbook of electromagnetic materials: monolithic and composite versions and their applications**. CRC press, 1995.

[6] GIANCOLI, Douglas C. **Physics: principles with applications**. Seventh edition. 2014.

[7] https://www.ufrgs.br/eng04030/Aulas/teoria/cap_03/efeitos.htm

[8] DRUDE, Paul (1900). **Zur Elektronentheorie der Metalle**. Annalen der Physik. 306 (3): 566. Esmaltação

[9] GRIFFITHS, David J. **Eletrodinâmica**. São Paulo: Pearson Education do Brasil Ltda, 3° Edição, 2011, ISBN 978-85-7605-886-1.

[10] PUREUR NETO, Paulo. P985c. **Correlações eletrônicas em sólidos: magnetismo supercondutividade**. Cap 6. Porto Alegre: Instituto de Física-UFRGS, 2007. 162 p.: il.

[11] MATTHIESSEN, A., PHYSIK CHEM, Ann. (Pogg. Folge) 110, 190 (1860).

[12] _____, **Lecture two : Electrical Resistivity of Materials**, Disponível em: https://uomustansiriyah.edu.iq › media › lectures.

[13] STRAUCH, Irene Maria Fonseca. **Resistividade elétrica dos metais magnéticos e suas ligas diluídas a baixas temperaturas**. 1974.

[14] CALLISTER JR., W. D.; RETHWISCH, D. G. **Ciência e Engenharia dos Materiais: Uma Introdução.** LTC, v. 8° Edição, 2012.

[15] KUNZLER, Julio Vitor. **Estudo experimental da resistividade elétrica em ligas de Heusler**. 1980.

[16] POTTER, H. H. (1937). **The electrical resistance of ferromagnetics**. Proceedings of the Physical Society, 49(6), 671–678. doi:10.1088/0959-5309/49/6/307.

[17] CONYBEARE, J. G. G. (1937). **The resistance of palladium and palladium-gold alloys**. Proceedings of the Physical Society, 49(1), 29–37. doi:10.1088/0959-5309/49/1/306.

[18] Coles, B. R. (1958). Spin-disorder effects in the electrical resistivities of metals and alloys. Advances in Physics, 7(25), 40–71. doi:10.1080/00018735800101167.

[19] ROSA, Diego Saldanha da et al. **Estudo de exchange bias via magnetorresistência anisotrópica**. 2013.

[20] MESQUITA, Fabiano. **Transporte elétrico polarizado em spin no composto Heusler Pd2MnSn e em ligas diluídas de Co-Fe**. Instituto de física-UFRGS Porto Alegre- RS.2011.

[21] PEÑA PACHECO, Jully Paola. **Propriedades de magneto-transporte no sistema BaFe2− xTMxAs2**. 2016.

[22] PRIMENTEL JÚNIOR, Jorge Luiz. **Estudo da interação entre supercondutividade e magnetismo nos compostos $RuSr_2GdCu_2O_8$, $FeSe_{0,5}Te_{0,5}$ e $Ba_{0,4}K_{0,16}Fe_2As_2$.** Porto Alegre, 2013. Disponível em: https://www.lume.ufrgs.br/bitstream/handle/10183/78478/000899457.pdf?sequence=1. Acesso: 26 set 2020.

[23] MIRANDA, Marines Grande Malcum. **Magnetotransporte e estrutura em CuCo**. 2015.

[24] PIMENTEL JUNIOR, Jorge Luiz. **Efeito Hall extraordinário no supercondutor magnético RuSr2GdCu2O8**. 2007.

[25] HALL, Edwin. **On a New Action of the Magnet on Electric Currents**. American Journal of Mathematics. **2**: 287–292. (1879)

[26] KARPLUS, R.; LUTTINGER, J. M. **Hall effect in ferromagnetics**. Physical Review, New York, v. 95, n. 5, p. 1154-1160, Sept. 1954.

[27] BERGER, L. **Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets**. Physical Review B, New York, v. 2, n. 11, p. 4559-4566, Dec. 1970.

[28] RUDERMAN, M. A.; KITTEL, C. **Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons**. Physical Review, New York, v. 96, n. 1, p. 99. 102, Oct. 1954.

[29] SMIT, J. **The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I**. Physica, Amsterdam, v. 21, n. 11, p. 877-887, Aug. 1955.

[30] BERGMANN, G. **The anomalous Hall effect**. Physics Today, New York, v. 32, n. 8, p. 25-30, Aug. 1979.

[31] ARAUJO, Clodoaldo Irineu Levartoski de et al. **Magnetorresistência em ligas ferro-níquel eletrodepositadas sobre silício tipo-N**. UFSC– Florianopolis/SC. 2007.

[32] ONOSE Y TAKESHITA, N., TERAKURA, C. TAKAGI, H; TOKURA, Y. **Doping dependence of transport properties in Fel-xCoxSi**, Physical Review B, New York, v.72, n 224431, p.1-12, 2005.

[33] ZIMAN, J.M. (1972) **Principles of the Theory of Solids**. Cambridge University Press, Cambridge. http://dx.doi.org/10.1017/CBO9781139644075.

[34] CERCIGNANI, Carlo; PENROSE SIR, Roger. **Ludwig Boltzmann: The Man Who Trusted atoms**. Oxford University Press, USA, Year: 1998, ISBN: 0198570643,9780198570646.

[35] KROHLING, Alisson Carlos. **Magnetorresistência Gigante Em Multicamadas De Filmes Finos**., Vitória-ES: UFES, 2013. Disponível em : fisica.ufes.br.

[36] BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; VAN DAU, F. N.; PETROFF, F.; ETIENNE, P.; CHAZELAS, J. (1988). **Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices**. Physical Review Letters, 61(21), 2472–2475. doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472.

[37] TOULOUSE, G. **Theory of frustration effect in spin-glasses: I.** Comm. Phys., 2(4), 115-119. 1977.

[38] https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2007/summary/

[39] https://www3.unicentro.br/petfisica/2018/10/18/premio-nobel-em-fisica- 2007/.

[40] JULLIERE, M..Tunneling between ferromagnetic films. Physics Letters A, 54(3), 225–226. 1975. doi:10.1016/0375-9601(75)90174-7.

[41] NASCIMENTO JÚNIOR, Cristovão Porciano do. **Propriedades magnéticas e magnetorresistência em filmes finos de Ni81Fe19**. 2013. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.

[42] VELEV. J.; SABIRIANOV, R. F.; JASWAL, S. S., and TSYMBAL, E.Y.. **Ballistic Anisotropic Magnetoresistance**, Phys. Rev. Lett (2005)

[43] SOLIN, S.A., **Enhanced Room-Temperature Geometric Magnetoresistance in Inhomogeneous Narrow-Gap Semiconductors**. Science, 289(5484), 1530–1532. (2000) doi:10.1126/science.289.5484.1530.

[44] SUN, J.; KOSEL, J. (2013). **Extraordinary Magnetoresistance in Semiconductor/Metal Hybrids: A Review**. Materials. **6** (2): 500–516. doi:10.3390/ma6020500.

[45] HEWETT, T.H.; KUSMARTSEV, F.V.. **Geometrically enhanced extraordinary magnetoresistance in semiconductor–metal hybrids**. Physical Review B. **82** (21): 212404. 2010. doi:10.1103/PhysRevB.82.212404.

[46] SOLIN, S.A. **Magnetic Field Nanosensors**. Scientific American. **291** (1): 70–77. July 2004. doi:10.1038/scientificamerican0704-70.

[47] CANOVA, Júlio Cesar. **Sistemas magnéticos frustrados e desordenados: do experimento à teoria**. Monografia: Orientador Antônio Jefferson da Silva Machado. Lorena/SP. 2019.47 p. Dispo: https://ri.ufs.br.

[48] WEAVER, Warren. **Science and Complexity**. *American Scientist*, vol. 36, no. 4, 1948, pp. 536–44. *JSTOR*, http://www.jstor.org/stable/27826254. Accessed 6 Apr. 2023.

[49] STEIN, Daniel L., NEWMAN, Charles M., **Spin Glasses and Complexity.** Princeton University Press, Princeton & Oxford. 2013.

[50] CONTUCCI, Pierluigi; GIARDINÀ, Cristian. **Perspectives on spin glasses**. Cambridge University Press, 2013.

[51] FABRIS, Frederik Wolff. **Efeitos de ordenamento chiral em supercondutores e sistemas magnéticos desordenados**. Tese de doutorado/ UFRGS- Instituto de Física-Programa de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre, BR-RS,2004.

[52] CANNELLA, V., & MYDOSH, J. A.. **Magnetic Ordering in Gold-Iron Alloys**. Physical Review B, 6(11), 4220–4237. (1972). doi:10.1103/PhysRevB.6.4220.

[53] EDWARDS, SF; ANDERSON, PW (1975), **"Theory of spin glasses", Journal of Physics F: Metal Physics**, 5 (5): 965–974, Bibcode: 1975JPhF .... 5..965E, Doi: 10.1088 / 0305-4608 / 5/5/017.

[54] FISCHER, K. H.. **Static Properties of Spin Glasses**. Physical Review Letters, 34(23), 1438–1441. (1975). doi:10.1103/PhysRevLett.34.1438

[55] SHERRINGTON, D., & KIRKPATRICK, S. **Solvable Model of a Spin-Glass.** Physical Review Letters, 35(26), 1792–1796. doi:10.1103/PhysRevLett.35.1792. (1975).

[56] BARCO, Reginaldo & PUREUR NETO, Paulo. **Fenomenologia crítica e correntes AC nos sistemas magnéticos reentrantes σ-Fe-C, σ-Fe-V e Au-Fe.** Tese de doutorado/ UFRGS- Instituto de Física- Programa de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre, BR-RS, dezembro 2011. Disponível em: http://hdl.handle.net/10183/49350. Acesso em: 15 mar. 2021.

[57] DOMINICIS, C. de; GAREL, T. **A solution of Sherrington Kirk- patrick model for Ising spin glass with physically acceptable entropy**. J. Phys. Lett. Les Ulis, v. 40, n. 22, p. L575-L578, nov. 1979.

[58] MOORE, M. A BRAY, A. J. **Broken replica symmetry and metastable states in spin glasses**, J. Phys. C: Solid St. Phy. London, v. 13, n. 31, p. L907-1912, Nov. 1980.

[59] BLANDIN, **A Theories versus experiments in the spin glass systems**. J. Phys. Colloq. Les Ulis, v. 39, n. C-6, p. 1499-1516, août 1978.

[60] BLANDIN, A GABAY, M. GAREL, T. **On the mean-field theory of spin glasses**. J Phys C. Sold St. Phys, Bristol, v. 13, n. 3, p. 403-418, Jan. 1979.

[61] ALMEIDA, J. R. L. DE, & THOULESS, D. J. **Stability of the Sherrington-Kirkpatrick solution of a spin glass model**. Journal of Physics A: Mathematical and General, 11(5), 983–990. (1978). doi:10.1088/0305-4470/11/5/028

[62] THOULESS, D. J., ANDERSON, P. W., & PALMER, R. G. **Solution of "Solvable model of a spin glass**." Philosophical Magazine, 35(3), 593–601. (1977). doi:10.1080/14786437708235992.

[62] THOULESS, D. J., ANDERSON, P. W., & PALMER, R. G. **Solution of "Solvable model of a spin glass**." Philosophical Magazine, 35(3), 593–601. (1977). doi:10.1080/14786437708235992.

[63] SANTOS, Eduardo Muccillo Monteiro. **Vidro de spins com campo transverso e com quebra de simetria de réplicas**. 2005.

[64] PARISI, G. (1979). **Infinite Number of Order Parameters for Spin-Glasses**. Physical Review Letters, 43(23), 1754–1756. doi:10.1103/PhysRevLett.43.1.

[65] PARISI, G. (1983). Order Parameter for Spin-Glasses. Physical Review Letters, 50(24), 1946–1948. doi:10.1103/PhysRevLett.50.1946.

[66] MÉZARD, Marc; PARISI, Giorgio; VIRASORO, Miguel Angel. **Spin glass theory and beyond: An Introduction to the Replica Method and Its Applications**. World Scientific Publishing Company, 1987.

[67] PARISI, Giorgio; URBANI, Pierfrancesco; ZAMPONI, Francesco. **Theory of simple glasses: exact solutions in infinite dimensions**. Cambridge University Press, 2020.

[68] PARISI, Giorgio, **Toward a mean field theory for spin glasses**. Physics Letters A (1979) 73, 203–205. doi:10.1016/0375-9601(79)90708-4

[69] PARISI, Giorgio; TEMESVÁRI, Tamás,. **Replica symmetry breaking in and around six dimensions**. Nuclear Physics B (2012) 858, 293–316. Doi: 10.1016/J.Nuclphysb.2012.01.014.

[70] MANABE, Syukuro; SMAGORINSKY, Joseph; STRICKLER, Robert F., **Simulated Climatology of a General Circulation Model with a Hydrologic CYCLE1**. Monthly Weather Review (1965) 93(12), 769–798. doi:10.1175/1520-0493(1965)093<0769: scoagc>2.3.co;2

[71] MANABE, Syukuro; WETHERALD, R Richard T., **Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Given Distribution of Relative Humidity**. Journal of the Atmospheric sciences (1967) 24, 241–259. doi:10.1175/1520-0469(1967)024<0241: TEOTAW>2.0.CO;2.

[72] HASSELMANN, Klaus. **Stochastic climate models part I. Theory**. tellus, v. 28, n. 6, p. 473-485, 1976. doi:10.3402/tellusa. v28i6.11316

[73] HASSELMANN, Klaus. **Optimal fingerprints for the detection of time-dependent climate change**. Journal of Climate, v. 6, n. 10, p. 1957-1971, 1993. doi:10.1175/1520-0442(1993)006%3C1957: OFFTDO%3E2.0.CO;2

[74] MLA, style. **The Nobel Prize in Physics 2021**. NobelPrize.org. Nobel Prize Outreach AB 2022. Thu. 17 Feb 2022. https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2021/summary/>

[75] https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2021/popular-information/

[76] THE NOBEL COMMITTEE FOR PHYSICS. **Scientific background on the Nobel prize in physics 2021.** For groundbreaking contributions to our understanding of complex physical systems. The Royal Swedish Academy Of Sciences.2021, Box 50005 (Lilla Frescativägen 4 A), Se-104 05 Stockholm, Sweden Tel +46 8 673 95 00, kva@kva.se ↔ www.kva.se.

[77] OLIVEIRA FILHO, Luiz Ozorio de. **Vidros de spin com interação de multispins em campos aleatórios**. Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física - Departamento de Física Geral. Orientador: Prof. Dr. Carlos Seihiti Orii Yokoi. São Paulo 2005.

[78] SOBOCINSKI, Paula de Azambuja. **Estudo dos fenômenos de magnetotransporte em filmes finos de YBa2Cu3O7-σ com diferentes concentrações de oxigênio**. 2014.

[79] LIARTE, Danilo Barbosa. **Modelo de vidro de spin esférico antiferromagnético**. 2007. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo.

[80] LIARTE, Danilo Barbosa. **Modelos estatísticos de campo médio para vidros de spins e fluidos complexos**. 2011. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo.

[81] DE ALMEIDA, Jairo RL; THOULESS, David J. Stability of the Sherrington-Kirkpatrick solution of a spin glass model. **Journal of Physics A: Mathematical and General**, v. 11, n. 5, p. 983, 1978.

[82] VANNIMENUS, J., & TOULOUSE, G. **Theory of the frustration effect. II. Ising spins on a square lattice**. Journal of Physics C: Solid State Physics, 10(18), (1977). L537–L542. doi:10.1088/0022-3719/10/18/008.

[83] MEZARD, Marc, et al. **Spin Glass Theory And Beyond: An Introduction To The Replica Method And Its Applications**. Singapura, World Scientific Publishing Company, 1987.

[84] ROMITTI, Marcos Vinicios et al. **Efeitos de campos magnéticos aleatórios em sistemas de vidro de spin com clusters**. 2019. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Santa Maria. Jun 2022. Disponível em: http://repositorio.ufsm.br/handle/1/17547

[85] RUDERMAN, M. A.; KITTEL, C. **Acoplamento de troca indireta de momentos magnéticos nucleares por elétrons de condução**. Physical Review, APS, v. 96, n. 1, pág. 99, 1954.

[86] KASUYA, T. **Resistência elétrica de metais ferromagnéticos**. Progresso da Física Teórica, Oxford University Press, v. 16, n. 1, pág. 58-63, 1956.

[87] YOSIDA, K. **Propriedades magnéticas de ligas de cu-mn**. Revisão Física, APS, v. 106, n. 5, pág. 893, 1957.

[88] PÍCOLI, Felipe Donizete. **Interação RKKY induzida por hibridização entre orbitais f.** 2022. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. DOI https://doi.org/10.11606/D.76.2022.tde-18082022-094536

[89] KONDO, J. **Resistance minimum in dilute magnetic alloys**," Progress of Theoretical Physics 32, 37 (1964).

[90] LIN, C. L.; WALLASH, A.; CROW, J. E.; MIHALISIN, T. and SCHLOTTMANN, P. **Heavy-fermion behavior and the singleion Kondo model**, Physical Review Letters 58, 1232(1987)

[91] PUREUR, Paulo. **Estado sólido**-2°Edição, Porto Alegre: Instituto de Física, 2010.

[92] YOUNG, David A. **Phase Diagram of the Elemets**. Berkeley: University Of California Press, 1975.

[93] GREENWOOD, Norman N.; EARNSHAW, Alan (1997). **Química dos Elementos** (2ª ed.). Butterworth-Heinemann . ISBN 978-0-08-037941-8.

[94] DUBIEL, S.; CIEŚLAK, Jakub. (2011). **Sigma-Phase in Fe-Cr and Fe-V Alloy Systems and its Physical Properties**. Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences - CRIT REV SOLID STATE MAT SCI. 36. 10.1080/10408436.2011.589232.

[95] GÓMEZ-FERRER, B. (2016). **Resistivity Recovery in Fe and FeCr alloys**. Springer Briefs in Applied Sciences and Technology. doi:10.1007/978-3-319-38857-1.

[96] KIRCHNER, G.; NISHIZAWA, T.; UHRENIUS, B. **The distribution of chromium between ferrite and austenite and the thermodynamics of the *α/γ* equilibrium in the Fe-Cr and Fe-Mn systems**. Metall. Trans.*,* **4**, 167 (1973).

[97] XIONG, W.; SELLEBY, M.; CHEN, Q.; ODQVIST, J.; & DU, Y. (2010). **Phase Equilibria and Thermodynamic Properties in the Fe-Cr System**. Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, 35(2), 125–152. doi:10.1080/10408431003788472

[98] OLSSON, Pär et al. **Two-band modeling of α-prime phase formation in Fe-Cr**. Physical Review B, v. 72, n. 21, p. 214119, 2005.

[99] AL KHOURY, W.; TAMURA, N.; GEANDIER, G.; GOUDEAU, P. (2018). **New Structural Insight into Interface-Controlled α–σ Phase Transformation in Fe-Cr Alloys**. Quantum Beam Science, 2(4), 27. doi:10.3390/qubs2040027.

[100] ANDERSSON, J.-O; SUNDMAN, B. **Thermodynamic properties of the Cr-Fe system**, Calphad 11 (1987) 83–92, http://dx.doi.org/10.1016/0364-5916(87)90021-6.

[101] LAFAYE, Paul. **Développement d'outils de modélisation thermodynamique our la prédiction de l'état métallurgique d'alliages à base zirconium**. Matériaux. Université Paris-Est, 2017. Français. ⟨NNT : 2017PESC1125⟩. ⟨tel-01789667⟩>. Disponível em: https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01789667. Acesso em: 20 ago 2021.

[102] DUBIEL, S.M.; INDEN, G. **On the miscibility gap in the Fe-Cr system: a Mossbauer study on long term annealed alloys**, Z. Fuer Met. 78 (1987) 544–549.

[103] PUTMAN, JW.; POTTER, R.D.; GRANT, M.J. **The ternary system chromium molybdenum-iron**, Trans. Am. Soc. Met. 43 (1951) 824.

[104] ADCOCK, F. **Alloys of iron research part X-the chromium-iron constitutional diagram**, J. Iron Steel Inst. 124 (1931) 99-149.

[105] HERTZMAN, S; SUNDMAN, B. **A thermodynamic analysis of the fe-cr system**, Calphad. 6 (1982) 67-80.

[106] KUNDRAT, D.M.; CHOCHOL, M.; ELLIOTT, J.F. **Phase relationships in the Fe-Cr-C system at solidification temperatures**, Metall. Trans. B. 15 (1984) 663-676.

[107] NOVY, S.; PAREIGE, P.; PAREIGE, C. **Atomic scale analysis and phase separation understanding in a thermally aged Fe-20 at.%Cr alloy**, J. Nucl. Mater. 384 (2009) 96-102.

[108] NISHIZAWA, T. **Thermodynamic study of Fe-C-Mn, Fe-C-Cr and Fe-C-Mo systems**, in Report to the Swedish Board for Technical Development, Stockholm (1966).

[109] NORMANTON, A.S.; MOORE, R.H.; ARGENT, B.B. **A calorimetric and mass-spectrometric study of solid iron-chromium alloys**. *Met. Sci.,* **10**, 207 (1976).

[110] HALL, E. O., ALGIE, S. H. **The Sigma Phase**. Metallurgical Reviews, 11(1), 61–88. doi:10.1179/mtlr.1966.11.1. (1966).

[111] HAJRA, R. N., TRIPATHY, H., SUDHA, C., VIJAYASHANTHI, N., RAJU, S., & SAROJA, S. (2019). **Effect of sigma phase on thermophysical properties of Fe55Cr45 alloy**. Intermetallics, 112, 106552. doi:10.1016/j.intermet.2019.106552.

[112] CIESLAK, J., TOBOLA, J., DUBIEL, S. M., & SIKORA, W. **Magnetic properties ofσ-FeCralloys as calculated with the charge- and spin-self-consistent KKR(CPA) method**. Physical Review B, 82(22). 2010. doi:10.1103/PhysRevB.82.224407.

[113] TREITSCHKE, W.; TAMMANN, G. LIII. **Über die Legierungen des Eisens mit Chrom**. Zeitschrift für anorganische Chemie, v. 55, n. 1, p. 402-411, 1907.

[114] BAIN, E. C.; GRIFFITHS, William E. **An introduction to the iron-chromium-nickel alloys**. Trans. Aime, v. 75, n. 166, p. 166-211, 1927.

[115] CHEVENARD, P. **Experimental Investigations of Iron, Nickel, and Chromium Alloys**. Trav. Mem., Bur. Int. Poids et Mesures. 1927;17:90.

[116] JETTE ER, FOOTE F. **The iron-chromium alloy system—the brittle, non-magnetic phase**. Metals & Alloys I. 1936;207.

[117] BERGMAN, G., SHOEMAKER, D. P. (1954). **The determination of the crystal structure of the σ phase in the iron–chromium and iron–molybdenum systems. Acta Crystallographica**, 7(12), 857–865. doi:10.1107/S0365110X54002605.

[118] SUMITOMO, Y., MORIYA, T., INO, H., & EIICHI FUJITA, F. **The Mossbauer Effect of Fe-V and Fe-Cr Sigma Phase**. Journal of the Physical Society of Japan, 35(2), 461–468. doi:10.1143/JPSJ.35.461. 1973.

[119] SOLLY, B.; WINQUIST, G. **Note on 57 Fe Mossbauer Spectroscopy of the Fe-Cr Sigma Phase**. Scand. J. Metallurgy, v. 3, n. 2, p. 86-88, 1974.

[120] FRATTINI, R. et al. **Mössbauer studies of surface sigma phase formation in an Fe-45 Cr alloy heated in low partial oxygen pressure**. Scripta Metallurgica, v. 15, n. 8, p. 873-877, 1981.

[121] VILAR, R.; CIZERON, G. **Evolutions structurales développées au sein de la phase σ Fe-Cr**. Acta Metallurgica, v. 35, n. 6, p. 1229-1236, 1987.

[122] JOUBERT, J.-M. **Crystal chemistry and Calphad modeling of the σ phase**, Prog. Mater. Sci. 53 (2008) 528–583, http://dx.doi.org/10.1016/j.pmatsci.2007.04.001.

[123] JACOB, A.; POVODEN-KARADENIZ, E.; KOZESCHNIK, E. (2018). **Revised thermodynamic description of the Fe-Cr system based on an improved sublattice model of the σ phase**. Calphad, 60, 16–28. doi:10.1016/j.calphad.2017.10.002

[124] SIMDYANKIN, S. I. et al. **Vibrational properties of the one-component σ phase.** Physical Review B, v. 62, n. 5, p. 3223, 2000.

[125] HAYNES, W.M. **CRC Handbook of Chemistry and Physics**. Ed.95. SN-81482208689.2014/2015. CRC Press. Accesso em: set 2022. Disponível em: https://books.google.com.br/books?id=bNDMBQAAQBAJ.

[126] ARAJS, S., COLVIN, R. V., & MARCINKOWSKI, M. J. (1962). **Initial study of electrical resistivity of a chromium single crystal**. Journal of the Less Common Metals, 4(1), 46–51. doi:10.1016/0022-5088(62)90058-9.

[127] ARAJS, S., & COLVIN, R. V. (1964). **Electrical Resistivity of High Purity Iron from 300 to 1300 °K**. Physica Status Solidi (b), 6(3), 797–802. doi:10.1002/pssb.19640060317.

[128] HUST, Jerome G.; LANKFORD, Alan B. **Update of thermal conductivity and electrical resistivity of electrolytic iron, tungsten, and stainless steel**. National Bureau of Standards Special Publication, v. 260, p. 71, 1984.

[129] RAJAN, N. S., WATERSTRAT, R. M., & BECK, P. A. (1960). **Temperature-Dependence of the Electrical Resistivity of bcc Cr–Fe Alloys**. Journal of Applied Physics, 31(4), 731–732. doi:10.1063/1.1735677.

[130] COSTA, B. F. O. et al. **Magnetic and Transport Studies of the α—σ Transformation in Fe54Cr46 and Fe52Cr46Sn2 Alloys: Kinetics of σ Phase Formation**. Physica status solidi **(a)**, v. 161, n. 2, p. 349-360, 1997.

[131] BENKA, Georg et al. Interplay of itinerant magnetism and spin-glass behavior in Fe x Cr 1− x. **Physical Review Materials**, v. 6, n. 4, p. 044407, 2022.

[132] DE HAAS, W. J.; DE BOER, J. AND VANDENBERG, G. J.. **The electrical resistance of gold, copper and lead at low temperatures**," Physica 1, 1115 (1934).

[133] ARAJS, S., & DUNMYRE, G. R. (1966). **Electrical Resistivity of Chromium-Rich Chromium-Iron Alloys between 4° and 320°K**. Journal of Applied Physics, 37(3), 1017–1018. doi:10.1063/1.1708314

[134] CARTER, G. C.; PUGH, E. M. (1966). **Hall Effect and Transverse Magnetoresistance in Some Ferromagnetic Iron-Chromium Alloys**. Physical Review, 152(2), 498–504. doi:10.1103/PhysRev.152.498

[135] CHEREMUSHKINA, A. V.; ARKHIPOV, Yu. N. Vest. Mosk. Univ., Ser. Fiz. 4, 101 (1966) [Moscow Univ. Phys. Bull. (Eng!. trans.) 4, 61 (1966)].

[136] HURD, C. M. (1972). **The Hall Effect in Metals and Alloys**. doi:10.1007/978-1-4757-0465-5.

[137] SCHRÖDER, K.; MCCAIN, C. E. (1964). **Hall-Effect Measurements on Chromium-Iron and Chromium-Vanadium Alloys at Room and Liquid-Nitrogen Temperatures**. Physical Review, 135(1A), A149–A151. doi:10.1103/PhysRev.135.A149.

[138] CIEŚLAK, J., COSTA, B. F. O., DUBIEL, S. M., REISSNER, M., & STEINER, W. (2005). **Magnetic properties of a nanocrystalline σ-FeCr alloy**. Journal of Physics: Condensed Matter, 17(19), 2985–2992. doi:10.1088/0953-8984/17/19/012.

[139] CIEŚLAK, J.; REISSNER, M.; STEINER, W,; DUBIEL, S.. (2004). **Magnetic moments and Curie temperatures of σ-FeCr alloys. Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, 272-276, 534–535. doi:10.1016/j.jmmm.2003.12.001.

[140] CIEŚLAK, J.; REISSNER, M.; STEINER, W.; DUBIEL, S. M. (2008). **On the magnetism of the σ-phase Fe-Cr alloys. Physica Status Solidi** (a), 205(8), 1794–1799. doi:10.1002/pssa.200723618.

[141] READ, D.; THOMAS, E. (1966). **The magnetic properties of sigma phase alloys**. IEEE Transactions on Magnetics, 2(3), 415–419. doi:10.1109/TMAG.1966.1065849

[142] READ, D. A., THOMAS, E. H., & FORSYTHE, J. B. (1968). **Evidence of itinerant electron ferromagnetism in sigma phase alloys**. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 29(9), 1569–1572. doi:10.1016/0022-3697(68)90099-1.

[143] CIESLAK. J., Dubiel, S. M., Zukrowski, J.. **Determination of the Debye Temperature of the o-Phase Fe-Cr Alloys**. Phys. Rev. B. 2002, Vol. 65, 212301, pp. 1-3.

[144] CIESLAK. J., COSTA B. F. O., DUBIEL. S. M., CAËR .G. Le. **Kinetics of the Sigma-to-Alpha Phase Transformation Caused by Ball Milling in Near Equiatomic Fe-Cr Alloys**. Phys. Rev. B. 2006, Vol. 73, 184123, pp. 1-7.

[145] PIMENTEL JUNIOR, Jorge Luiz. **Estudo da interação entre supercondutividade e magnetismo nos compostos RuSr2GdCu2O8, FeSe0. 5Te0. 5 e Ba0. 4K0. 16Fe2As2**. 2013.

[146] FAWCETT, Eric (1988). **"Spin-density-wave antiferromagnetism in chromium"**. Reviews of Modern Physics. **60**: 209. Bibcode:1988RvMP...60..209F. doi:10.1103/RevModPhys.60.209.

[147] PIMENTEL JUNIOR, Jorge Luiz. **Efeito Hall extraordinário no supercondutor magnético RuSr/sub 2/GdCu/sub 2/O/sub 8**. 2007.