

Daniel Rodriguez Legati

**Proposta de Projeto para Investigação do Efeito de
Precipitados de Nb em Aços para Aplicação em Motores
Elétricos Automotivos**

Trabalho de Formatura apresentado à
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

Departamento de Engenharia Metalúrgica
e de Materiais

São Paulo

2021

**Proposta de Projeto para Investigação do Efeito de
Precipitados de Nb em Aços para Aplicação em Motores
Elétricos Automotivos**

Trabalho de Formatura apresentado à
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

Departamento de Engenharia Metalúrgica
e de Materiais

Orientador: Fernando Jose Gomes Landgraf

São Paulo
2021

Autorizo a reprodução e divulgação total e parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Catalogação-na-publicação

Legati, Daniel

Proposta de Projeto para Investigação do Efeito de Precipitados de Nb em Aços para Aplicação em Motores Elétricos Automotivos / D. Legati -- São Paulo, 2021.

61 p.

Trabalho de Formatura - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais.

1.Aços Elétricos 2.Propriedades Magnéticas 3.Endurecimento por Precipitação 4.Endurecimento por Refino de Grão 5.Efeito de Precipitados nas Perdas Magnéticas I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais II.t.

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço a Deus.

Agradeço e dedico este trabalho a minha família, meus pais Oswaldo e Eliana, meu irmão Gabriel e meus avós Oswaldo e Maria Antônia. Estiveram ao meu lado durante este ano que foi muito duro e desafiador para todos nós.

Agradeço ao meu orientador, Fernando Landgraf, pelo apoio e por aceitar a me orientar.

Agradeço a todos meus amigos que sempre me apoiaram e estiveram a disposição quando necessitei conversar ou quando careci de suporte.

Ressalto a minha gratidão a todos os professores do curso de Engenharia de Materiais e Metalúrgica da Escola Politécnica da USP, os quais tive o prazer de conhecer e aprender muito. Os conceitos bases deste trabalho foram desenvolvidos ao longo destes cinco anos de grande aprendizado.

Gostaria ainda de agradecer aos meus colegas da GERDAU, especialmente aqueles que compõe o time da Movimentação do Pátio de Sucatas da usina de Araçariguama. Todos foram compreensivos e atenciosos em relação às minhas obrigações com a universidade, sendo seus apoios fundamentais para concretização deste trabalho.

Resumo

Os aços para fins eletromagnéticos e, principalmente, aqueles projetados para motores elétricos automotivo necessitam otimizar suas propriedades magnéticas e mecânicas. Tal efeito é desafiador, visto que mecanismos que maximizam o limite de escoamento do material geralmente impactam negativamente nas perdas magnéticas e vice-versa.

Dentre as microestruturas que impactam nessas propriedades, este trabalho concentra-se em compreender os efeitos do tamanho de grão (d_g) e da precipitação no aspecto mecânico e magnético. Constatou-se que o limite de escoamento de um aço é proporcional a $d_g^{-1/2}$ [HALL, 1951; PETCH, 1953] e proporcional a raiz quadrada da fração volumétrica de precipitados ($f^{1/2}$) e a $\ln(d)/d$, sendo d o diâmetro médio dos precipitados [OROWAN, 1948; ASHBY, 1964]. Em relação às perdas magnéticas dos aços, é possível considerar que o efeito para precipitados maiores do que a espessura de parede de domínio (δ) seja proporcional a d^{-1} [DYKSTRA, 1969; KERSTEN 1938; FUJIKURA, 2015] e para diâmetros próximos, porém menores que a espessura de parede e para aqueles muito menores, a proporcionalidade é, respectivamente, de $d^{3/2}$ e d^3 [DYKSTRA, 1969; FUJIKURA, 2015; ALMEIDA, 2018].

Visando perdas magnéticas ($P_{1T/400Hz}$) inferiores a 16 W/kg e limite de escoamento superior a 420 MPa, elaborou-se uma proposta de projeto baseada em modelos criados a partir das bibliografias e, principalmente, nos resultados presentes nos trabalhos de Huang, Yu e Fujikura.

Foram propostas duas composições químicas de aço. Estas distinguem-se somente nos teores de Nb (0,0013% C; 2,84% Si; 1,2% Cr; 0,2% Nb e 0,1% Nb; 0,89% Al e restante Fe). Foram ainda sugeridas amostras com três tamanhos de grãos (50, 80 e 100 μm) e tratamentos térmicos de recozimento a 900 e 940°C, nos tempos de 120, 180, 240, 300 e 330 segundos. Pretende-se obter finos precipitados de Nb em fase Laves (10 – 30 nm).

Abstract

Steels for electromagnetic purposes, and especially those designed for automotive electric motors, need to optimize their magnetic and mechanical properties. This is a challenging effect, as mechanisms that maximize the material's yield strength generally impact magnetic losses negatively.

Among the microstructures that impact these properties, this work focuses on understanding the effects of grain size (d_g) and precipitation on mechanical and magnetic aspects. It is verified that the yield strength of a steel is proportional to $d_g^{-1/2}$ [HALL, 1951; PETCH, 1953], proportional to the square root of the precipitates volume fraction ($f^{1/2}$) and $\ln(d)/d$, with d being the precipitates mean diameter [OROWAN, 1948; ASHBY, 1964]. Regarding the magnetic losses of steels, it is possible to consider that the effect for precipitates larger than the domain wall thickness (δ) is proportional to d^{-1} [DYKSTRA, 1969; KERSTEN 1938; FUJIKURA, 2015] and for diameters that are close, but smaller than the wall thickness and for those that are much smaller, the proportionality is, respectively, $d^{3/2}$ and d^3 [DYKSTRA, 1969; FUJIKURA, 2015; ALMEIDA, 2018].

Aiming at magnetic losses ($P_{1T/400Hz}$) lower than 16 W/kg and a yield strength greater than 420 MPa, a project proposal was elaborated based on models created from the bibliographies and, mainly, on the results presented in the works of Huang, Yu and Fujikura.

Two chemical compositions of steel have been proposed. These differ only in terms of Nb (0,0013%C; 2,84%Si; 1,2%Cr; 0,2%Nb e 0,1%Nb; 0,89%Al and remaining Fe). Samples with three grain sizes (50, 80 and 100 μm) and annealing at 900 and 940°C, at times of 120, 180, 240, 300 and 330 seconds were also suggested. It is intended to obtain fine Nb precipitates in Laves phase (10 – 30 nm).

Lista de Imagens

Figura 1 - Variação do Limite de escoamento em função do inverso de dg para A) Ferro e Aço; B) Cobre; C) Níquel e D) Alumínio. [Voyiadjis, 2019]	16
Figura 2 - Esquematização do modelo de empilhamento de discordâncias. [Voyiadjis, 2019]	18
Figura 3 - Esquematização do modelo de geração de discordâncias nos contornos de grão. [Voyiadjis, 2019]	19
Figura 4 - Esquematização do modelo de deformação não homogênea: A) Amostra inicial; B) Deformação uniforme gerando vazios (void) e sobreposições (overlap); C) Deformação promovida por GND's. [Voyiadjis, 2019]	20
Figura 5 - Discordâncias curvando-se ao redor dos campos de tensão dos precipitados	22
Figura 6 - A geração de desajustes devido a movimentação de discordâncias: a) Dois cristais com parâmetros de rede diferentes; b) Cisalhamento; c) Distorção nos parâmetros de rede; d) O vetor de Burgers do desajuste dado por (b_0-b_1) . [Fleisher, 1960]	25
Figura 7 - Esquematização das regiões de falha de empilhamento, como a energia no interior das partículas sendo menor do que na matriz. [P. B. Hirsch and A. Kelly, 1965]	25
Figura 8 - Tensão crítica de cisalhamento em função do inverso da distância entre partículas em uma amostra de cobre contendo óxidos. [M. H. Lewis and J. W. Martin, 1963]	27
Figura 9 - Esquematização de como uma discordância forma anéis e “desvia” de um precipitado. [Martin, 1968]	28
Figura 10 - Outra esquematização da formação de anéis de discordâncias como forma de prosseguir o movimento.	28
Figura 11 - Anéis de discordância ao redor de precipitados de Ni_3Ti em austenita após deformação plástica. [L. K. Singhal and J. W. Martin]	29
Figura 12 - Estrutura de domínios em dois grãos vizinhos por efeito Kerr.[Wolf, 1971; Landgraf, 2007]	30
Figura 13 - a) Esquematização de uma parede de 180° ; b) representação do Cullity para disposição de direções dos momentos magnéticos atômicos. [Cullity, 1972; Landgraf, 2007].	31
Figura 14 - a) Energia acumulada durante o aumento da aplicação de campo; b) Energia devolvida e energia dissipada quando o ramo de histerese é decrescente neste segmento do ciclo. [Landgraf, 2007]	32
Figura 15 - Curvas de histerese de um aço elétrico tipo 1006 descarbonetado com indução máxima de 1,5 T em condições quase estáticas e a 60 Hz. [Landgraf, 2007]	34
Figura 16 - Modelo para interpretação da movimentação de paredes. [Landgraf, 2007]	36

Figura 17 - a) Evolução da energia em função da posição x; b) Derivada $dEdx$ em função de posição; c) Curva MxH originada a partir dos gráficos acima. [Landgraf, 2007].....	37
Figura 18 - Gráfico de máximo acréscimo do campo coercivo em função da fração volumétrica dos precipitados; a) Curva para distribuições cúbicas de partículas, $H_{cmáx} \sim f\nu^{2/3}$; b) Curva para distribuições aleatórias, $H_{cmáx} \sim f\nu$ [DYKSTRA, 1969]	40
Figura 19 - a) Polos livres criados ao redor de uma partícula inserido no interior de um domínio; b) Redistribuição dos polos após ser interceptado por uma parede de domínio, minimizando a energia magnetostática. [ALMEIDA, 2018]	41
Figura 20 – Malha cúbica com precipitados distribuídas de forma equidistantes [elaboração própria]	43
Figura 21 – Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (nm), de acordo com o 1º modelo	46
Figura 22 - Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (nm), de acordo com o 2º modelo.....	46
Figura 23 - Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (n), de acordo com o 3º modelo.....	47
Figura 24 – Gráfico de endurecimento por precipitação em função de d e das frações volumétricas.....	48
Figura 25 – Participação do tamanho de grão no acréscimo do limite de escoamento.....	49
Figura 26 – Gráfico do efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas do material	50
Figura 27 – B_{50} e Perdas pelo ferro a 1T/400Hz e a 1,5T/50Hz para os diferentes tratamentos térmicos. [HUANG, 2018]	52
Figura 28 – Limite de escoamento, Resistência à tração e ductilidade em função dos diferentes tratamentos térmicos. [HUANG, 2018]	52
Figura 29 – Dados para os diferentes tratamentos térmicos: tamanho médio dos grãos de ferrita em μm na 2ª coluna; tamanho médio das partículas ricas em Nb em nm na 3ª coluna; fração volumétrica das partículas na 4ª coluna. [HUANG, 2018]	53
Figura 30 – B_{50} em T e perdas pelo ferro a 1T/400Hz e a 1,5T/50Hz para as diferentes temperaturas de recozimento. [YU, 2020]	54
Figura 31 – Limite de escoamento (R_{eL}), Resistência à tração (R_m) e alongamento (Al) em função das diferentes temperaturas de recozimento. [YU, 2020]	55
Figura 32 – Tabela contendo para cada temperatura de recozimento o diâmetro médio das partículas em nm, a fração volumétrica em % e a contribuição no limite de escoamento em MPa. [YU, 2020]	55
Figura 33 – Gráfico de perdas pelo ferro (“core loss”) em função do diâmetros dos precipitados de Cu (d). A perda total (“total loss”) é composta pela soma das perda histerética (“hysteresis loss”) e da perda parasita (“eddy current loss”)[FUJIKURA, 2015]	57
Figura 34 – Limite de escoamento (“Yield Point”) e perda pelo ferro (“core loss”) para amostras sem cobre com grãos de tamanhos distintos (“Cu-	

free”), assim como para o ponto equivalente à amostra que apresentou precipitados de Cu de 2,4 nm de diâmetro. [FUJIKURA, 2015]	57
Figura 35 – Máxima contribuição de endurecimento por precipitação para os diferentes aços utilizados no trabalho seguindo o modelo de Orowan-Ashby. Acréscimo no limite de escoamento em função do diâmetro do precipitado (r). [ALTUNA, 2012]	59
Figura 36 - Diagrama de equilíbrio para uma liga 0,0013C%; 2,84%Si; 1,2%Cr; 0,2%Nb; 0,89%Al e o restante de Fe via software Thermo-Calc.....	61
Figura 37 – Esquematização dos tratamentos térmicos propostos.....	61
Figura 38 – Sugestão dos primeiros tratamentos a serem realizados.....	62

Sumário

1.	Introdução.....	11
2.	Revisão Bibliográfica	11
	2.1 Aços Elétricos GNO.....	11
	2.2 Tipos de Motores Elétricos Automotivos que utilizam GNO's.....	12
	2.2.1 Materiais do núcleo de motores a indução	13
	2.2.2 Materiais do Núcleo de Motores DC sem Escovas	13
	2.2.3 Materiais do Núcleo de Motores SEM	13
	2.3 Efeito de Precipitados e Tamanho de Grãos nas Propriedades Mecânicas.....	14
	2.3.1 Mecanismos de Endurecimento	14
	2.4 Efeito de Precipitados e Tamanhos de Grãos nas Propriedades Magnéticas.....	29
	2.4.1 Domínios Magnéticos e Paredes de Domínio	29
	2.4.2 Histerese magnética.....	32
	2.4.3 Movimentação de Paredes de Domínio	35
3.	Modelagem Analítica	42
	3.1. Perda Magnética (Histerética) para Precipitados maiores que a Parede de Domínio	42
	3.2. Perda Magnética (Histerética) em Função de d e $f\nu$	45
	3.3. Influência dos Precipitados no Limite de Escoamento	47
	3.4. Influência do Tamanho de Grão no Limite de Escoamento	48
	3.5. Influência do Tamanho de Grão na Perda Magnética (Histerética)	49
4.	Discussão	50
5.	Proposições	59
	Referências.....	63

1. Introdução

Com a evolução e popularização de automóveis elétricos e híbridos, a exigência de que os aços utilizados na confecção do núcleo de seus motores sejam os mais eficientes é intensificada. Aços elétricos mais eficientes apresentam baixas perdas magnéticas, excelente permeabilidade magnética, leveza e a nova exigência de elevada resistência mecânica. Esta última exigência se deve ao fato de os rotores estarem submetidos a elevadas rotações e suas sessões resistentes em cada lâmina de aço serem estreitas, a fim de minimizar o fluxo magnético, reduzindo perdas induzidas pela geração de corrente elétrica.

Os mecanismos de endurecimento mecânico são: solução sólida, refino de grãos, precipitação de partículas e encruamento. A precipitação oferece uma janela de oportunidade, pois a bibliografia indica que precipitados incoerentes muito finos maximizam as propriedades mecânicas sem prejudicar as perdas magnéticas. Dado a importância do Nióbio para o Brasil, é interessante avaliarmos a precipitação de NbC e Nb em fase Laves.

O objetivo deste trabalho é propor um leque de composição e processamentos térmicos que serão aplicados em um futuro projeto de pesquisa.

2. Revisão Bibliográfica

2.1 Aços Elétricos GNO

Os aços elétricos compõem uma categoria de aço que possuem a particularidade de amplificar um campo magnético externamente aplicado por meio da propriedade denominada permeabilidade magnética (Martendal,2017).

Estes aços são classificados em dois grandes grupos, os de grãos orientados (GO) e os de grãos não orientados (GNO), sendo estes o foco deste trabalho. Os aços GO possuem intensa textura cristalográfica e, portanto,

acentuada anisotropia de suas propriedades magnéticas, sendo utilizados principalmente em transformadores (Martendal, 2017).

Os aços GNO, ao contrário dos GO, apresentam isotropia de suas propriedades mecânicas e magnéticas, sendo os mais adequados para aplicação em motores elétricos, especialmente os automotivos, pois operam sob um campo magnético girante e as sofrem solicitações mecânicas radiais (Martendal, 2017).

Tanto os aços GO's quanto os aços GNO's necessitam de boa resistência mecânica, alta permeabilidade magnética e baixas perdas magnéticas, perdas estas associadas à geração de calor durante a magnetização e desmagnetização do material. Como características gerais, esta classe de material apresenta baixíssimos teores de carbono para evitar um fenômeno denominado "envelhecimento magnético", no qual ocorre a precipitação de carbonetos ao longo de seu uso, e elevados teores de silício (Si), a fim de aumentar a resistividade do aço e reduzir a circulação de "corrente parasitas" no mesmo, reduzindo perdas, contudo o excesso deste elemento impacta negativamente na permeabilidade e pode dificultar processos de conformação mecânica como a laminação (Martendal, 2017).

2.2 Tipos de Motores Elétricos Automotivos que utilizam GNO's

Dentre os motores elétricos automotivos que utilizam aços elétricos de grãos não orientados, destacam-se os motores de indução, os motores de corrente continua sem escovas e motores SEM (de relutância) (Honda, 2003).

Pesquisadores da Kawasaki Steel elaboraram um trabalho no qual propõe os melhores materiais para cada tipo de motor e será apresentado a seguir (Honda, 2003):

2.2.1 Materiais do núcleo de motores a indução

Neste tipo de motor, as perdas pelo cobre são comumente maiores do que as perdas pelo ferro, assim o material que compõe o núcleo deve apresentar elevada densidade de fluxo. Uma técnica para se obter isso é recozer um aço GNO de baixo Si de modo que seus grãos cresçam, impactando em menores perdas pelo ferro, pois haverá menores perda histérica devido aos tamanhos de grão e a densidade de fluxo aumentará devido ao baixo teor de Si (Honda, 2003).

2.2.2 Materiais do Núcleo de Motores DC sem Escovas

Nesta categoria de motores, os materiais utilizados devem possuir elevada resistência mecânica e baixas perdas pelo ferro. Assim, elementos como Si, Al e Mn devem ser adicionados proporcionalmente de acordo a sua contribuição no aumento da resistividade e, consequentemente, na redução de perda parasita, mas tomando o cuidado para que não atinja o limite para que a laminação a frio intrínseca do processo seja inviabilizada (Honda, 2003).

Além disso, é interessante que o material possua algum controle de textura de modo a reduzir componentes (111) e favorecer componentes (100) e (110) para que as propriedades magnéticas como o B50 sejam otimizadas (Honda, 2003).

2.2.3 Materiais do Núcleo de Motores SEM

O trabalho dos pesquisadores não desenvolveu muito sobre estes materiais e nem propuseram algum. Contudo, tendo em vista o alto torque como característica deste tipo de motor, o núcleo deve apresentar alta densidade de fluxo e elevada resistência mecânica, além de apresentar baixas perdas pelo ferro a fim de otimizar a eficiência do motor (Honda, 2003).

Para isto pode-se aplicar técnicas similares às empregadas nos motores DC sem escova, onde a textura é controlada e os elementos que elevam a resistividade são maximizados, ou ainda utilizar de uma técnica similar a que será proposta neste trabalho (Honda, 2003).

2.3 Efeito de Precipitados e Tamanho de Grãos nas Propriedades Mecânicas

2.3.1 Mecanismos de Endurecimento

Os métodos de endurecimento modificam as estruturas cristalinas de ligas metálicas, particularmente o aço, de modo a dificultar a mobilidade das discordâncias presentes na matriz cristalina e conferir limites de escoamento superiores (Gorni, 2008).

O limite de escoamento do material corresponde à somatória das contribuições de cada mecanismo atuante na estrutura, sendo os principais (Gorni, 2008).

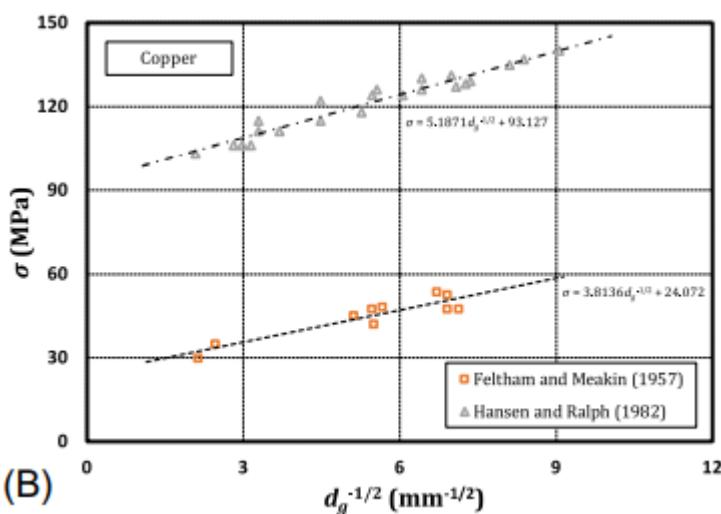
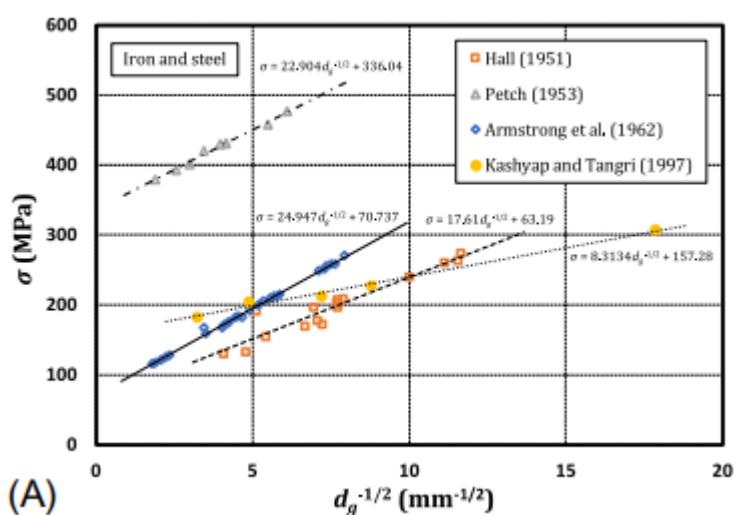
- Resistência inerente aos átomos de ferro;
- Endurecimento por discordâncias;
- Endurecimento por segunda fase;
- Endurecimento por solução sólida;
- Endurecimento por refino de grão;
- Endurecimento por precipitação de intermetálicos.

Todos estes mecanismos elevam as propriedades mecânicas estáticas dos metais, como limite de escoamento e resistência, porém o mesmo não ocorre com as propriedades dinâmicas, como tenacidade, resistência ao impacto e resistência ao avanço de trincas, devendo analisar e considerar cuidadosamente os mecanismos desejados e as solicitações que o material será submetido (Gorni, 2008).

Desses, somente os dois últimos serão expressivos na liga projetada neste trabalho e serão aprofundados a seguir.

2.3.1.1 Endurecimento por refino de grão

Ao estudar o efeito dos tamanhos de grão sobre o limite de escoamento (LE), Hall constatou que o LE cresce com a diminuição dos grãos em aços carbono e também que este crescimento é proporcional ao inverso da raiz quadrada do tamanho do grão, modelo comumente conhecido como efeito Hall-Petch. Estudos posteriores constataram que esta proporcionalidade ocorria também para o cobre, o níquel e o alumínio, como pode ser constatado na figura 1 (Voyadjis, 2019; Hall, 1951; Petch, 1953):



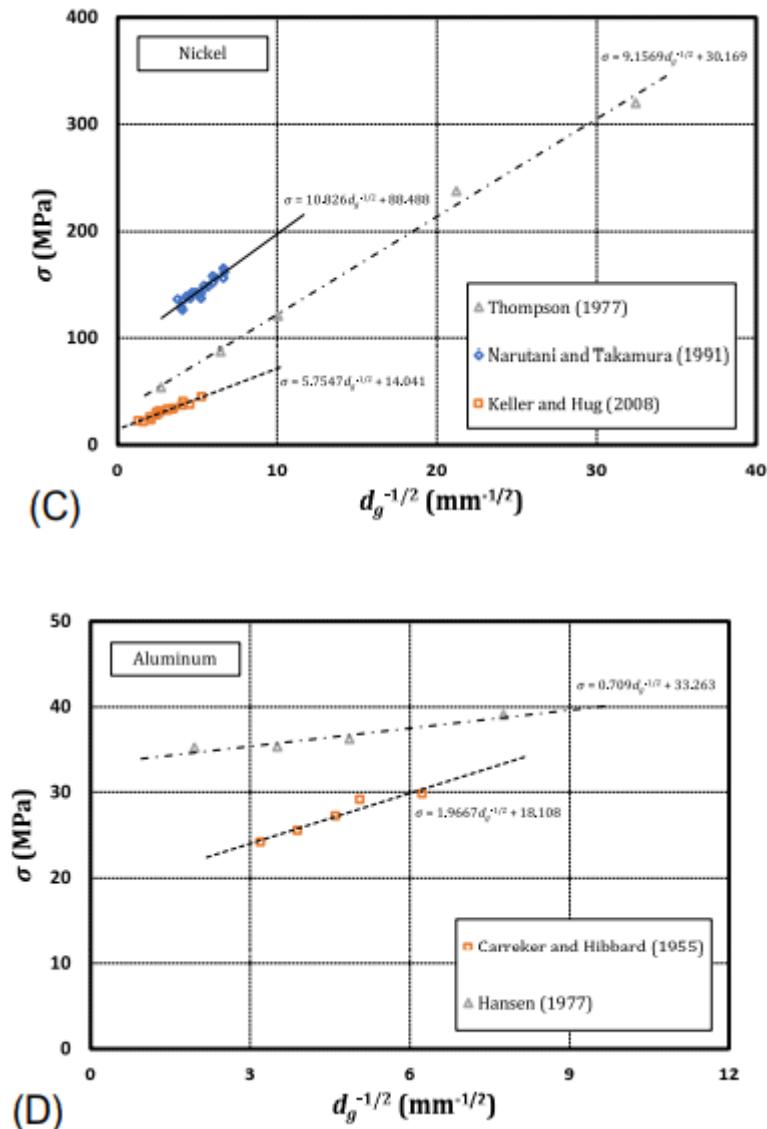


Figura 1 - Variação do Limite de escoamento em função do inverso de $\sqrt{d_g}$ para A) Ferro e Aço; B) Cobre; C) Níquel e D) Alumínio (Voyadjis, 2019).

A partir, principalmente, dos trabalhos de Hall e Petch, foi possível descrever uma equação geral que relaciona a resistência do material com o tamanho de grão (equação 2.1) (Voyadjis, 2019).

$$\sigma = \sigma_0 + K_{HP} d_g^{-x} \quad (2.1)$$

Sendo, σ é o limite de escoamento do material, σ_0 é a tensão correspondente caso o material fosse monocristalino e K_{HP} é uma constante do

material. O expoente x é constante e varia entre 0 e 1. Devido aos diversos estudos, formou-se um grande banco de dados que compreende os valores destas constantes para diversas ligas metálicas.

Dentre os modelos teóricos que subjacentes ao efeito de Hall-Petch, estão o modelo de empilhamento de discordâncias, geração de discordâncias em contornos de grão, densidade de discordâncias e deformação plástica não homogênea (Voyiadjis, 2019).

O modelo de empilhamento de discordâncias afirma que estas se movimentam no interior dos grãos até que sejam barradas pelos contornos devido a alteração de orientação entre grãos adjacentes. Assim, as discordâncias são empilhadas próxima a esta região e exercem uma concentração de tensão (τ_p) até que esta atinja um valor crítico (τ_{cr}), possibilitando a passagem das discordâncias e o escoamento do material. Neste modelo considera que o comprimento do empilhamento em um grão equivale a L_p ($L_p = d_g/2$) e que se as discordâncias se movimentam quando a tensão de cisalhamento for maior que τ_0 . Assim, o acréscimo no endurecimento do material é dado por: (Cottrell and Bilby, 1949; Eshelby, 1951; Kocks, 1970)

$$\sigma_y = \sigma_0 + \left(\frac{2AG\tau_{cr}b}{d_g} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Sendo, σ_y é o limite de escoamento do material, σ_0 é o limite de escoamento caso fosse um monocrystal, A é uma constante, b é o vetor de Burgers, G é o módulo de cisalhamento do material e d_g é o diâmetro médio dos grãos.

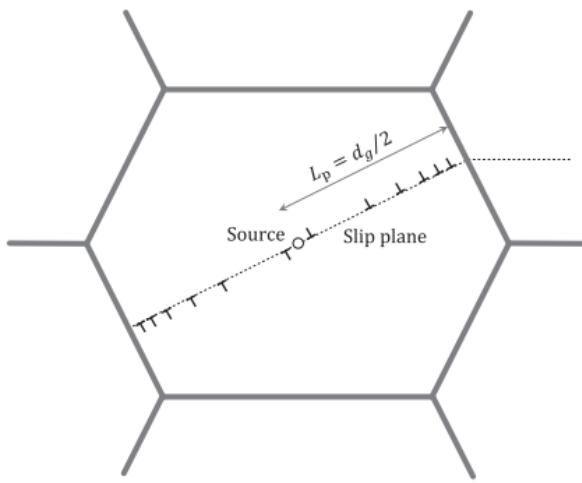


Figura 2 - Esquematização do modelo de empilhamento de discordâncias. (Voyadjis, 2019)

O segundo modelo admite a nucleação de discordâncias nos contornos de grão devido à grande desorientação presente em contornos de alto ângulos. A tensão de escoamento, neste caso, será a tensão necessária para movimentar as discordâncias nucleadas para o interior dos grãos e atravessarem a “floresta de discordâncias”. O acréscimo no limite de escoamento pode ser expresso da seguinte forma: (Li, 1963)

$$\sigma - \sigma_0 = A\alpha G b \left(\frac{8m}{\pi d_g} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Sendo, m é a densidade de contornos de grão (comprimento por unidade de área), A é uma constante, G é o módulo de cisalhamento do material, b é o vetor de burgers, d_g é o tamanho médio dos grãos.

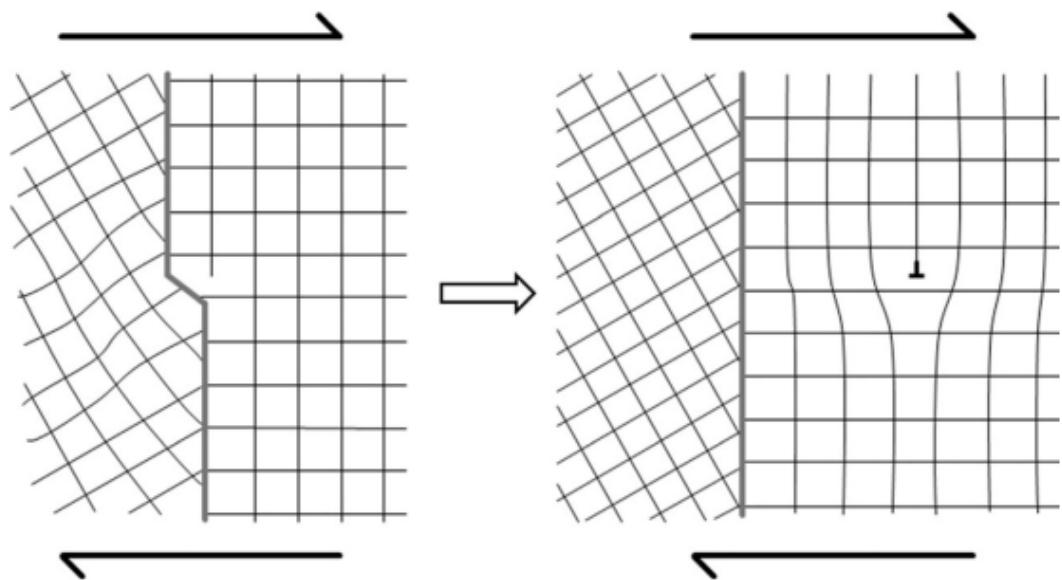


Figura 3 - Esquematização do modelo de geração de discordâncias nos contornos de grão.
(Voyiadjis, 2019)

O terceiro modelo assume que o livre caminho médio das discordâncias (\bar{l}) tem relação linear com o tamanho de grão (d_g) (Conrad, 1961).

$$\bar{l} = \varsigma d_g \quad (2.4)$$

Sendo ς é uma constante e a deformação plástica por cisalhamento (ε_p) é obtida a partir da densidade de discordâncias móveis (Hull and Bacon, 2011).

$$\varepsilon_p = b\rho_m \bar{l} = \varsigma b\rho_m d_g \quad (2.5)$$

Assumindo que esta densidade é uma parcela constante da densidade total de discordâncias ($\rho_m = \phi\rho$), a expressão 2.5 é reescrita como:

$$\varepsilon_p = \varsigma b\phi\rho d_g \quad (2.6)$$

Considerando, que σ seja proporcional a $\sqrt{\rho A}$ obtém-se que:

$$\sigma - \sigma_0 = A\alpha G \left(\frac{b\varepsilon_p}{\phi\zeta d_g} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

A expressão se assemelha muito a Hall-Petch, contudo o equivalente a K_{HP} varia com a deformação ε_p , não sendo adequado sua aplicação nas fases iniciais de plasticidade e sim em deformações grandes (Voyiadjis, 2019).

O último modelo de deformação plástica não homogênea incorpora o conceito de “discordâncias geometricamente necessárias” (GND'S), onde afirma que um material sofre tanto deformação uniforme promovida pelos movimentos de discordâncias no interior dos grãos, quanto deformação não uniforme, resultado da movimentação das GND's para que a deformação seja compatível entre os grãos e evite vazios ou sobreposições. A figura 4 ilustra os modos de deformação: (Ashby, 1970)

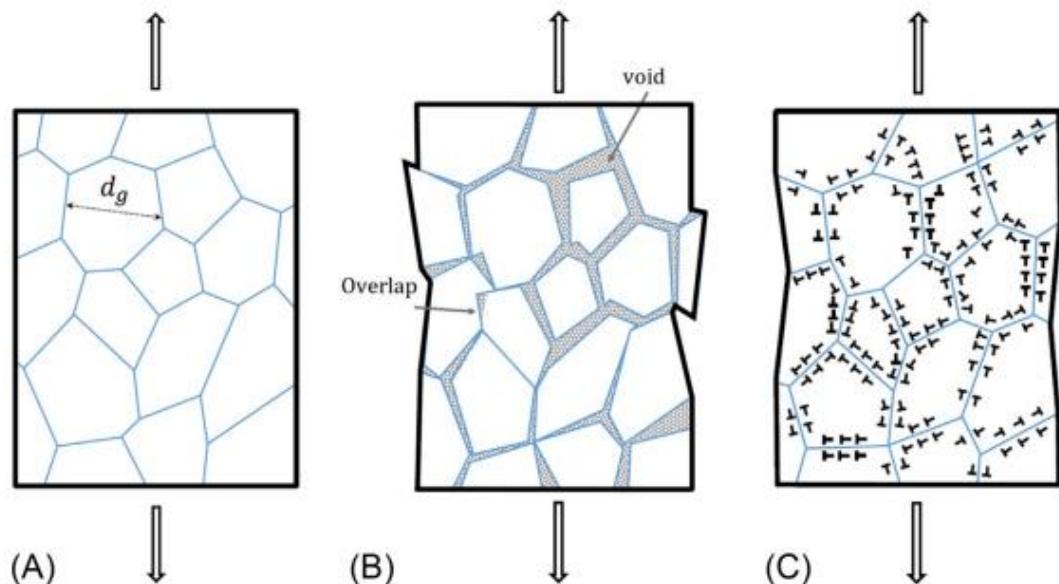


Figura 4 - Esquematização do modelo de deformação não homogênea: A) Amostra inicial; B) Deformação uniforme gerando vazios (void) e sobreposições (overlap); C) Deformação promovida por GND's. (Voyiadjis, 2019)

Ashby estimou o número de GND's necessário para acomodar a deformação não uniforme como sendo $d_g\bar{\epsilon}/4b$, em que $\bar{\epsilon}$ é a deformação uniaxial aplicada. Assumiu ainda que a quantidade de vazios e sobreposições são sempre proporcionais a $d_g\bar{\epsilon}/2$ (Voyiadjis, 2019).

Considerando um caso em 2D, a áreas dos grãos será dada por d_g^2 e a densidade de GND's é dada por:

$$\rho_G \cong \frac{\bar{\epsilon}}{4bd_g} \quad (2.8)$$

Em pequenas deformações, a densidade ρ_g pode ser igualada a densidade de discordâncias total e, como nos modelos anteriores, assume-se que σ seja proporcional a $\sqrt{\rho}A$, assim (Voyiadjis, 2019).:

$$\sigma - \sigma_0 = A\alpha G \left(\frac{b\bar{\epsilon}}{4d_g} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Este modelo também não se assemelha completamente a Hall-Petch, pois K_{HP} não é constante e varia com a deformação uniaxial aplicada, $\bar{\epsilon}$.

2.3.1.2 Endurecimento por precipitação

Existem ao menos três abordagens que explicam o efeito endurecedor de partículas dispersas em uma matriz, a primeira considera uma interação a longa distância entre as discordâncias e precipitados coerentes, independente se estes serão cisalhados ou não; a segunda abordagem considera que as discordâncias praticam cisalhamento (endurecimento químico); por fim, a terceira expressa que as discordâncias “contornam” os precipitados de modo a não cisalhá-los (endurecimento por dispersão) (Martin, 1968).

A primeira abordagem é sustentada por três teorias, a de *Mott e Nabarro*, a diferença entre os módulos de elasticidade da matriz e do precipitado e a diferença entre o volume atômico da matriz e do precipitado (Martin, 1968).

Mott e Nabarro fundamentam-se nas tensões internas geradas ao redor dos precipitados quando estes diferem em volume atômico da matriz em que estão inseridos e as discordâncias curvam-se ao redor destes campos de tensão (Mott and Nabarro, 1948).

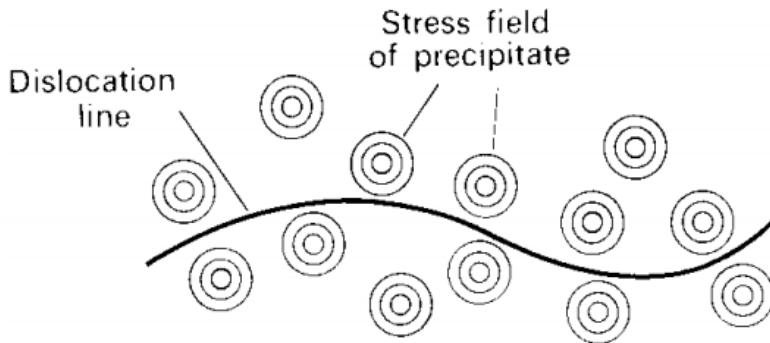


Figura 5 - Discordâncias curvando-se ao redor dos campos de tensão dos precipitados (Martin, 1968).

Em casos que a dispersão dos precipitados é muito fina, isto é, frações volumétricas pequenas, as discordâncias não se acomodam nas regiões de menor tensão, como a figura 5, o que facilita o cancelamento entre elas e, por haver menos barreiras à movimentação, o material torna-se mais “mole”. A teoria prevê um espaçamento crítico entre os precipitados que confira a máxima resistência e caso os espaçamentos sejam maiores o limite de escoamento será uma função somente da tensão de reajuste e da fração volumétrica dos precipitados. Quanto aos casos em que o espaçamento entre as partículas é menor do que um limite crítico, as discordâncias tendem a cisalhar o precipitado e o limite de escoamento resultante será abordado no tópico “endurecimento químico” (Martin, 1968).

Em relação a diferença entre os módulos de elasticidade, como a energia de escorregamento das discordâncias depende do módulo de elasticidade do meio, sua mobilidade depende de como os precipitados presentes estão

dispostos e como distinguem da matriz em relação a este módulo. Efeito estudado por Fleischer (Fleischer, 1960).

Já em relação à diferença entre os volumes atômicos, caso estes que compõem a matriz e o precipitado sejam diferentes, a interação entre as discordâncias e os precipitados se assemelha ao efeito proposto por Cotrell para o endurecimento por solução sólida (Martin, 1968).

2.3.1.2.1 Endurecimento Químico

O “endurecimento químico” ocorrerá quando a tensão adicional a tensão de cisalhamento crítica (τ_m) e às tensões de longo alcance (τ_l) para cisalhar o precipitado for menor do que $\tau = \frac{Gb}{s}$, isto é: (Martin, 1968)

$$\tau_y < \frac{Gb}{s} + \tau_m + \tau_l \quad (2.10)$$

Sendo, G é o módulo de cisalhamento do precipitado, b é o vetor de Burgers e s é a distância entre os precipitados.

O cálculo para o limite de escoamento da liga quando há este mecanismo de endurecimento, dependerá de certas interações que serão discutidas abaixo.

As interações de campo de curto alcance ocorrem quando os campos de tensões de precipitados finos em forma de discos são equivalentes a anéis de discordâncias e para uma discordância locomover através de uma “floresta de discordâncias” é dada por: (Martin, 1968)

$$\frac{Gb_p}{5l} \quad (2.11)$$

Sendo, l é distância média entre as discordâncias fixas e b_p seus vetores de Burgers. Este modelo pode ser recriado para precipitados, considerando l

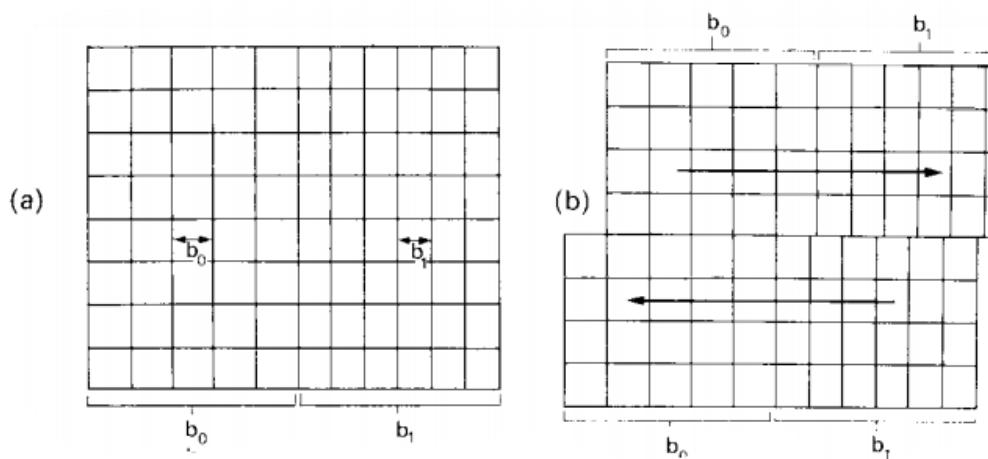
como a separação entre eles e b_p a descontinuidade resultante na matriz e no precipitado após um ciclo de Burgers.

Gerold e Haberkorn estimaram quantitativamente o aumento da tensão de cisalhamento crítica (τ_0), considerando soluções sólidas contendo precipitados esféricos e coerentes e obtiveram a seguinte expressão: (Martin, 1968)

$$\Delta\tau_0 \approx 3G\epsilon^{3/2} \left(\frac{df_v}{2b}\right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Sendo G é o módulo de cisalhamento da matriz, ϵ é o parâmetro linear de desajuste entre os parâmetros de rede da matriz e do precipitado, d é o raio da partícula e f_v sua fração volumétrica.

Como os parâmetros de rede do precipitado e da matriz podem ser diferentes, o cisalhamento imposto pela movimentação de uma discordância pode gerar um desajuste e que é ilustrado na figura 6 (Martin, 1968).



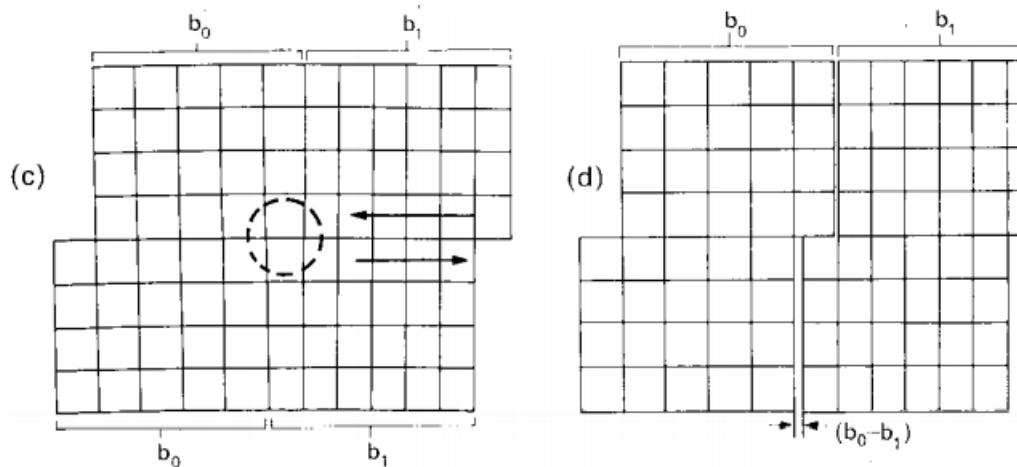


Figura 6 - A geração de desajustes devido a movimentação de discordâncias: a) Dois cristais com parâmetros de rede diferentes; b) Cisalhamento; c) Distorção nos parâmetros de rede; d) O vetor de Burgers do desajuste dado por $(b_0 - b_1)$. (Fleisher, 1960)

Por fim, há as interações devido falha de empilhamento, neste modelo é expressado que a energia associada a extensão das discordâncias é reduzida se a energia da falha de empilhamento entre as discordâncias parciais for reduzida. Este efeito pode influenciar no limite de escoamento de ligas que possuem precipitados coerentes que tenham energia de falha de empilhamento menor do que a matriz. A figura 7 ilustra que as discordâncias serão atraídas pelos precipitados e a largura da falha será maior em seus interiores do que na matriz (Martin, 1968).

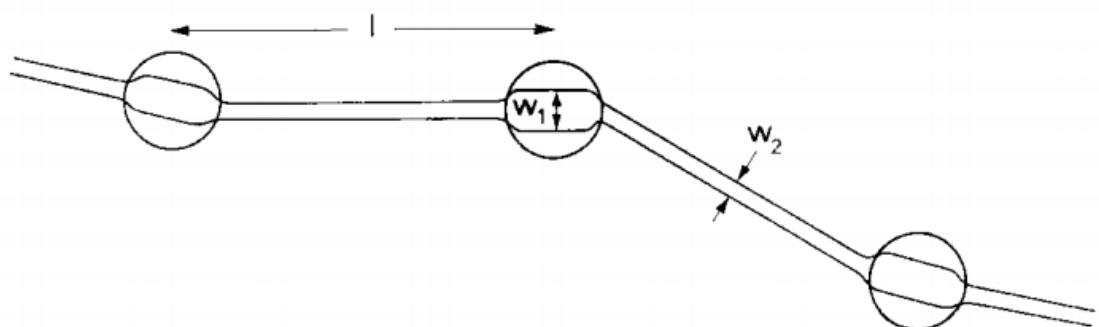


Figura 7 - Esquematização das regiões de falha de empilhamento, como a energia no interior das partículas sendo menor do que na matriz. (P. B. Hirsch e A. Kelly, 1965; Martin, 1968)

2.3.1.2.3 Endurecimento por Dispersão

Considerando que a equação 2.13 expressa o menor raio de curvatura para uma discordância cisalhar uma partícula e movimentar-se um vetor de Burgers, caso o espaçamento entre precipitados seja s , a discordância deve apresentar um raio de curvatura da ordem de $s/2$ para que não cisalhe e sim se curve. Logo, a tensão será dada por (2.14): (Martin, 1968).

$$\rho = \frac{T}{\tau b} \quad (2.13)$$

$$\tau = \frac{2T}{bs} \quad (2.14)$$

Tendo em vista que τ_m é a tensão de cisalhamento crítica para escoamento que a matriz sem os precipitados apresentaria e τ_l as tensões de longo alcance presentes, a tensão para que as discordâncias se movimentem deverá ser maior do que a soma destes termos. Caso a tensão adicional para cisalhar o precipitado seja maior do que $\tau = \frac{2T}{bs}$, não haverá cisalhamento e as discordâncias se dobrarão sobre as partículas (Martin, 1968).

A teoria de Orowan expõe este conceito, onde o limite de escoamento de uma liga endurecida por dispersão (sem cisalhamento) é dado por:

$$\tau_y = \tau_m + \tau_l + \frac{Gb}{s} \quad (2.15)$$

A figura 8 evidencia o acréscimo da tensão crítica de cisalhamento com o inverso da distância entre as partículas, estudo realizado a partir de ensaios de tração em amostras de cobre contendo SiO_2 , BeO ou Al_2O_3 , apoiando os modelos propostos (Martin, 1968).

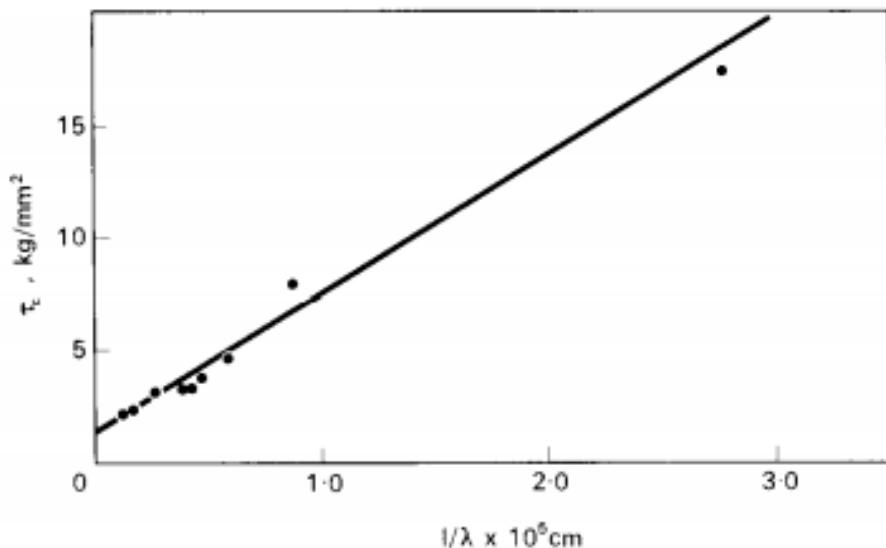


Figura 8 - Tensão critica de cisalhamento em função do inverso da distância entre partículas em uma amostra de cobre contendo óxidos. (M. H. Lewis e J. W. Martin, 1963)

A partir disso, originou-se um modelo mais preciso desenvolvido por Ashby, denominado modelo de Orowan-Ashby. Este modelo considera todas as partículas como esféricas e relaciona o limite de escoamento com o módulo de cisalhamento da matriz (G), o vetor de Burgers da discordância (b), o diâmetro médio dos precipitados (d) e a fração volumétrica deste (f), chegando em: (Martin, 1968; Baker, 2016; Orowan, 1948; Ashby, 1964)

$$\sigma_y = \frac{0,538Gb f^{1/2}}{d} \ln\left(\frac{d}{2b}\right) \quad (2.16)$$

Considerando um $G = 80,3 \text{ GPa}$ (para aços) e um b igual a $2,5 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$, chega-se à expressão 2.17, onde \bar{X} é dado em μm .

$$\sigma_y = \frac{10,8 f^{1/2}}{\bar{X}} \ln\left(\frac{\bar{X}}{6,125 \cdot 10^{-4}}\right) \quad (2.17)$$

Dentre os modos como as discordâncias podem se curvar, as figuras 9 e 10 ilustram como após a aplicação de uma tensão limite as discordâncias originam “anéis” para que consigam movimentar-se (Martin, 1968).

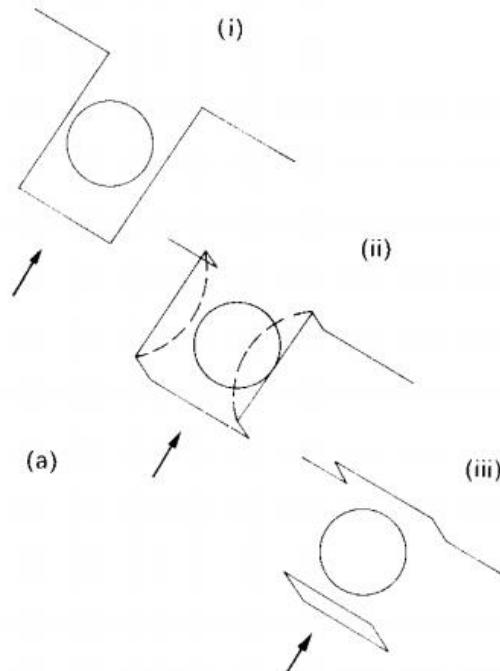


Figura 9 - Esquematização de como uma discordância forma anéis e “desvia” de um precipitado. (Martin, 1968)

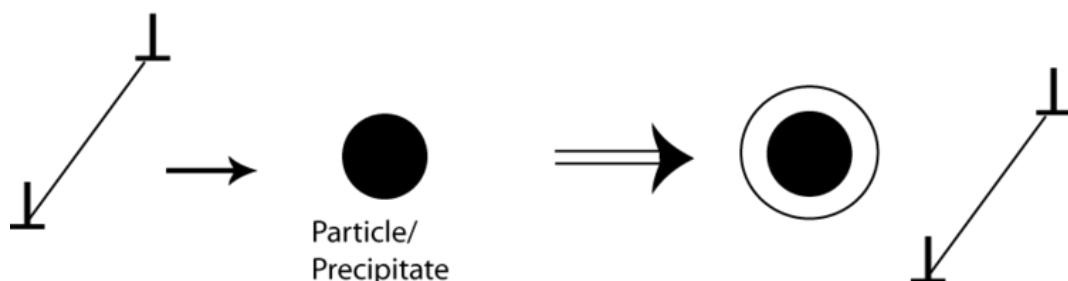


Figura 10 - Outra esquematização da formação de anéis de discordâncias como forma de prosseguir o movimento.

Fonte: <https://edisciplinas.usp.br> → PMT3309-150-2019 → Slide de aula 28 (Adaptado)

A micrografia presente na figura 11 corrobora a constatação desse efeito.

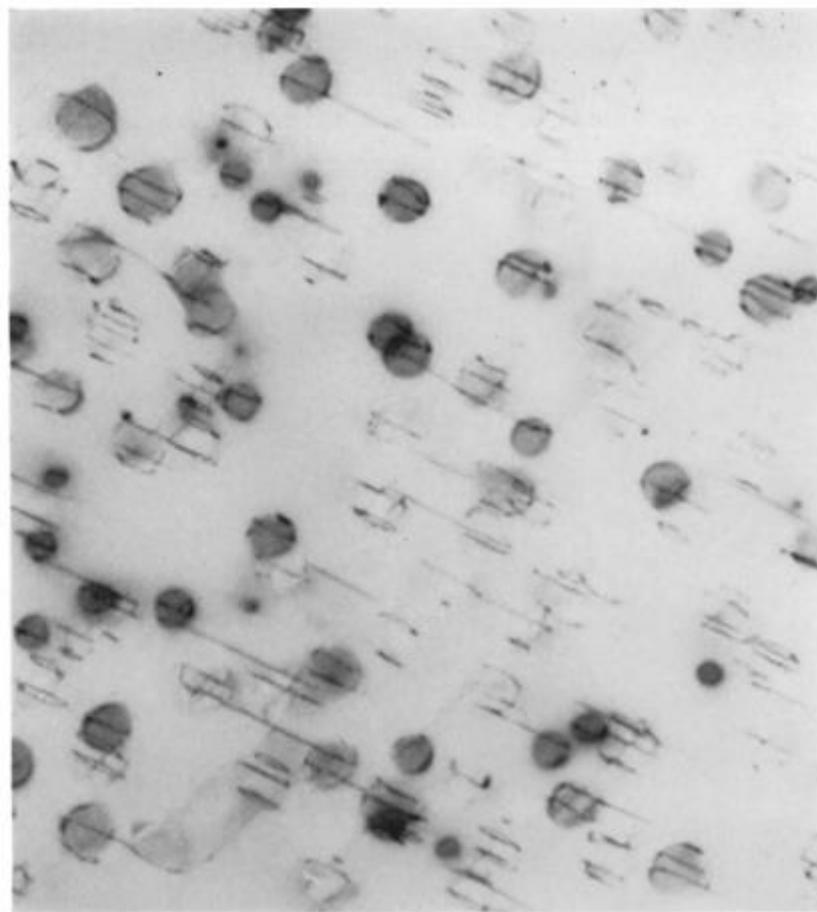


Figura 11 - Anéis de discordância ao redor de precipitados de Ni₃Ti em austenita após deformação plástica. (L. K. Singhal and J. W. Martin)

2.4 Efeito de Precipitados e Tamanhos de Grãos nas Propriedades Magnéticas

As propriedades magnéticas são fortemente afetadas pela movimentação das paredes de domínio, principalmente pelo campo coercivo e pela perda histerética (Landgraf, 2007).

2.4.1 Domínios Magnéticos e Paredes de Domínio

Os domínios magnéticos são regiões do material que possuem todos momentos magnéticos atômicos orientados para uma mesma direção. Devido a esta organização, o valor da polarização magnética equivale a sua saturação (Landgraf, 2007).

A região que delimita dois domínios adjacentes denomina-se “parede de domínio”, nesta fronteira os momentos magnéticos atômicos são gradualmente rotacionados até que fiquem paralelos à direção dos átomos do domínio vizinho (Landgraf, 2007).

A figura 12 evidencia a disposição de domínios em 2 grãos adjacentes.

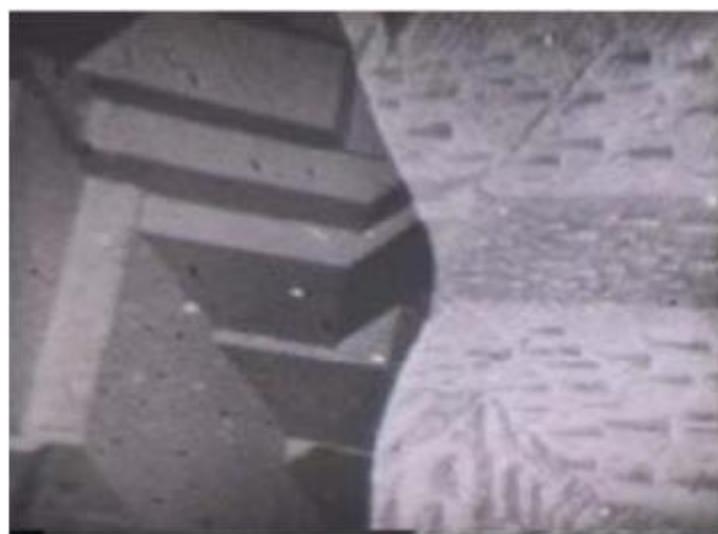


Figura 12 - Estrutura de domínios em dois grãos vizinhos por efeito Kerr.(Wolf, 1971; Landgraf, 2007)

As paredes têm sua extensão regidas por tendências opostas, uma que tende a uma espessura nula e outra que tende a uma espessura “infinita”. Considerando que os domínios apresentam direções espontâneas de magnetização, no caso do ferro a direção $<100>$, uma mudança abrupta de direções satisfaria esta tendência do sistema, por outro lado, a “energia de troca” impõe que átomos vizinhos tendem ao paralelismo, exigindo que a região de transição seja a mais extensa possível (Landgraf, 2007).

Landau e Lifshitz formularam os parâmetros das paredes de domínio, de modo que ambas tendências sejam atendidas e o somatório das energias envolvidas, minimizado. A extensão da parede será tal que proporcione uma transição gradual de direções de momentos magnéticos atômicos, mas sem que resulte em elevadas energias de anisotropia magnetocristalina (Landgraf, 2007).

A expressão 2.18 equivale a densidade de energia de parede de domínio de 180° em cristais do tipo cúbicos de corpo centrado (CCC), enquanto a expressão 2.19 corresponde a sua espessura (Landgraf, 2007).

$$\gamma_{parede\ 180^\circ} = 2\pi \sqrt{\frac{J_{troca} S^2 K_1}{a}} \quad (2.18)$$

$$e_{parede\ 180^\circ} = \pi \sqrt{\frac{A_{troca}}{K_1}} \quad (2.19)$$

Onde K_1 é a constante de anisotropia do material e A_{troca} (constante de troca) correspondente a $\frac{J_{troca} S^2}{a}$, sendo a o parâmetro de rede, J_{troca} a integral de troca e S o número de spins de cada átomo.

A figura 2.13 esquematiza a transição de direções de momento ao longo de uma parede de domínio (Landgraf, 2007).

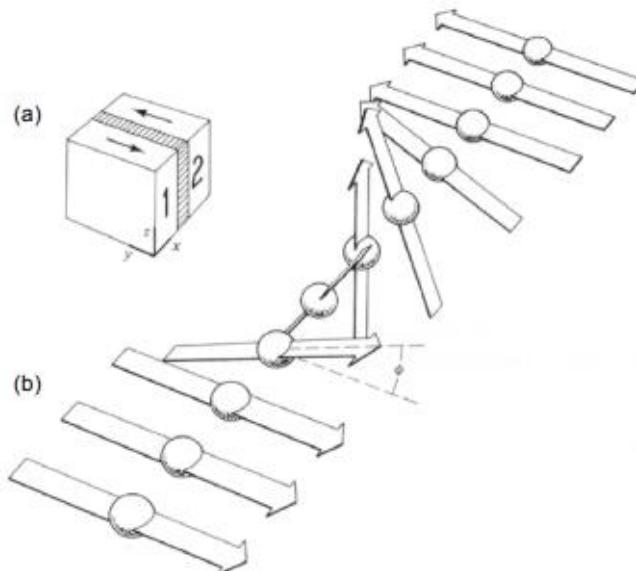


Figura 13 - a) Esquematização de uma parede de 180°; b) representação do Cullity para disposição de direções dos momentos magnéticos atômicos. (Cullity, 1972; Landgraf, 2007).

2.4.2 Histerese magnética

Ewing denominou de histerese o fenômeno magnético onde o material reage ao campo magnético externo e retorna uma polarização magnética J que depende tanto do valor do campo H quanto se a aplicação do campo é crescente ou decrescente. Sob uma aplicação cíclica de campos magnéticos (com máximos e mínimos definidos), a variação da magnetização segue por “caminhos” distintos dependendo do sentido de variação do campo externo (Ewing, 1892; Landgraf, 2007).

Este fenômeno está associado à dissipação de energia, visto que a energia potencial magnética acumulada na magnetização até a indução máxima (ou trabalho magnético (W_m)) é expressa por $W_m = \int H dB$ e ao decrescer, parte a energia acumulada é devolvida devido o retorno da magnetização às direções <100> por rotações reversíveis, mas por não percorrer o mesmo “caminho” de quando era crescente, dissipava energia e gera uma diferença entre as áreas em um gráfico B x H, como esquematizado na figura a seguir (Landgraf, 2007).

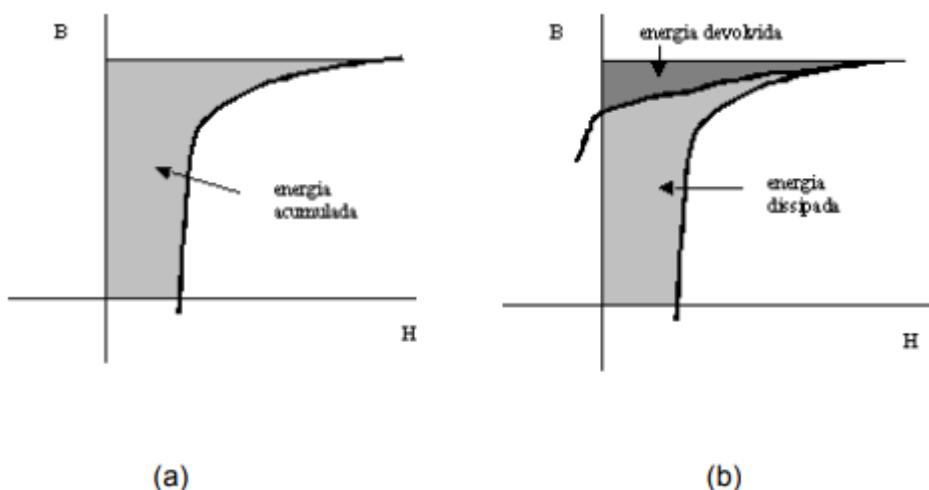


Figura 14 - a) Energia acumulada durante o aumento da aplicação de campo; b) Energia devolvida e energia dissipada quando o ramo de histerese é decrescente neste segmento do ciclo. (Landgraf, 2007)

Visto que a maioria das aplicações dos aços elétricos se dá em máquinas que operam sob correntes alternadas e que um ciclo de magnetização não é perfeitamente reversível, um fator importante na análise desta classe de material refere-se às perdas magnéticas (Landgraf, 2007).

Essas “perdas magnéticas” ou ainda “perdas no ferro” são consequências da histerese magnética e da geração de correntes elétricas parasitas induzidas pela variação de campo magnético no interior do material. Como estas perdas impactam no rendimento energético das máquinas, são o principal parâmetro de controle e de seleção desses materiais (Landgraf, 2007).

A energia dissipada por ciclo pode ser analisada e mensurada através do cálculo da área do interior de uma curva de histerese, possuindo como unidade energia por unidade de volume (J/m^3), pois resulta do produto entre campo magnético H (A/m) e indução magnética B ($T = V.s/m^2$). Além disso, é importante considerar a que frequência as curvas retratam, pois industrialmente se trabalha com perdas de potência magnética, com unidade de W/m^3 ou W/kg . Basta multiplicar a área da histerese em J/m^3 pela frequência em Hz e dividir pela massa específica do material em kg/m^3 para se obter a perda em W/kg (Landgraf, 2007).

Figura 15 exemplifica duas curvas de histerese sob mesma indução máxima (1,5 T) e sob frequências diferentes. Percebe-se que quanto mais baixa a frequência, mais estreita fica a área no interior da curva, ou seja, menor a dissipação de energia. Contudo, este “estreitamento” não tende a zero, mesmo sob condições quase-estacionárias há histerese (Landgraf, 2007).

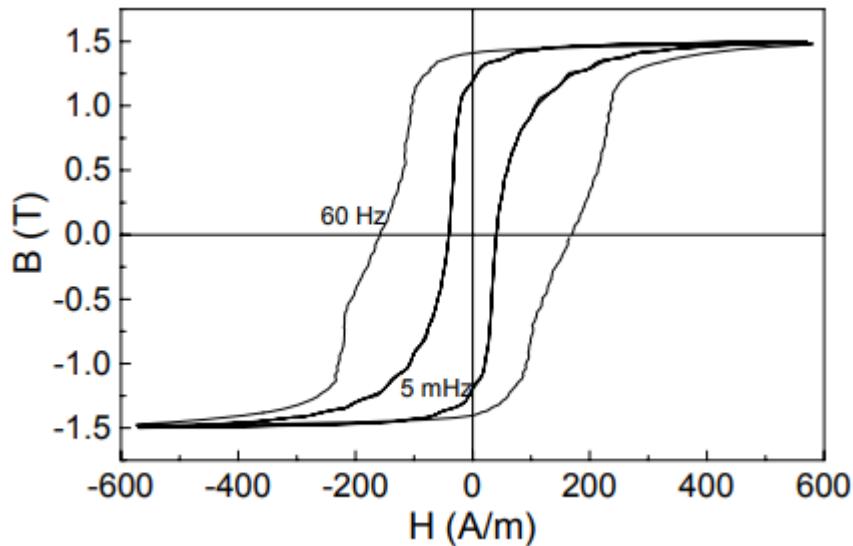


Figura 15 - Curvas de histerese de um aço elétrico tipo 1006 descarbonetado com indução máxima de 1,5 T em condições quase estáticas e a 60 Hz. (Landgraf, 2007)

Como principais fatores que influenciam nas perdas magnéticas, destacam: indução máxima; frequência; espessura da chapa; composição química; tamanho de grão; volume e distribuição de inclusões; grau de encruamento e textura cristalográfica (Landgraf, 2007).

A partir de dados experimentais de perda de potência, percebeu-se que a energia dissipada por ciclo cresce linearmente com o aumento da frequência, podendo descrever a perda total do sistema através de uma expressão próxima a: (Landgraf, 2007).

$$P_T = C_1 f + C_2 f^2 \quad (2.20)$$

Mesmo sob excitação “quase-estática”, isto é, quando a frequência tende a zero, há dissipação de energia cada vez que a magnetização completa um ciclo. Esta parcela da perda é denominada “perda histerética” e equivale ao coeficiente linear da expressão 2.20, já que se entende que a cada ciclo de uma magnetização a energia histerética quase-estática seja dissipada (Landgraf, 2007).

O termo proporcional ao quadrado da frequência está associado à geração de correntes induzidas pela variação de fluxo magnético quando há uma magnetização alternada. Tais correntes são denominadas “correntes de Foucault” ou “correntes parasitas” (Landgraf, 2007).

Esta perda pode ainda ser subdividida como “perda parasita clássica” e “perdas de excesso”. A perda clássica é mais amplamente estudada e, para casos onde a indução é senoidal, pode ser equacionada do seguinte modo: (Landgraf, 2007).

$$P_p = \frac{(\pi \cdot B_{máx} \cdot f \cdot e)^2}{6 \cdot d \cdot \rho} \quad (2.21)$$

Sendo, $B_{máx}$ é a indução máxima do ensaio em T (tesla), e é a espessura da chapa em m (metro), f é a frequência do ensaio em Hz (hertz), ρ é a resistividade elétrica do material em $\Omega \cdot m$ e d é a massa específica em kg/m^3 .

Ao calcularmos a perda histerética quase-estática (P_H) e a perda parasita clássica (P_c) para o material ensaiado, a soma dos dois termos não resulta na perda total, assim o complemento para esta diferença resulta na perda de excesso (P_{ex}). Os coeficientes C_H , C_c e C_{ex} equivalem, respectivamente, às parcelas independentes da frequência da perda histerética quase-estáticas, perda parasita clássica e da perda de excesso. A equação simplificada da perda total do sistema em função da frequência é dada por: (Landgraf, 2007).

$$P_T = P_H + P_c + P_{ex} = C_H f + C_c f^2 + C_{ex} f^{3/2} \quad (2.22)$$

2.4.3 Movimentação de Paredes de Domínio

Adotando o modelo proposto por Martin Kersten, podemos explicar como as paredes de domínio se movimentam durante um ciclo de magnetização entre precipitados com diâmetros superiores à espessura de parede (δ). A figura

abaixo esquematiza dois domínios distintos com orientações opostas contendo inicialmente dois precipitados no domínio superior e dois interceptados diametralmente pela parede de domínio (Landgraf, 2007).

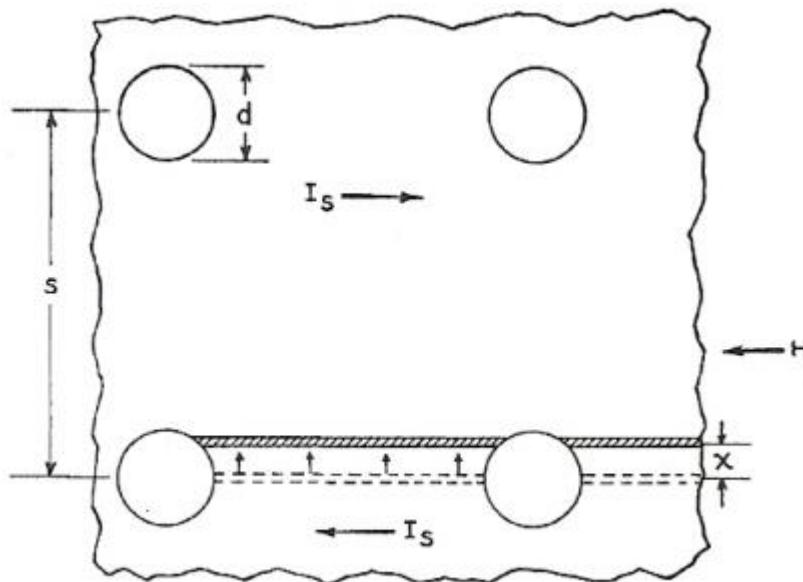


Figura 16 - Modelo para interpretação da movimentação de paredes. (Landgraf, 2007)

Neste cenário, ao aplicarmos um campo H para “esquerda”, a parede tenderá a movimentar-se para “cima”, pois devido às orientações dos domínios, o domínio superior apresentará maior energia magnetostática do que o inferior.

Podemos analisar o fenômeno da movimentação ao compreender que a energia do sistema dependerá da posição da parede. Assim, a figura abaixo contém a energia em função da posição da parede, a derivada desta energia e a evolução do campo H .

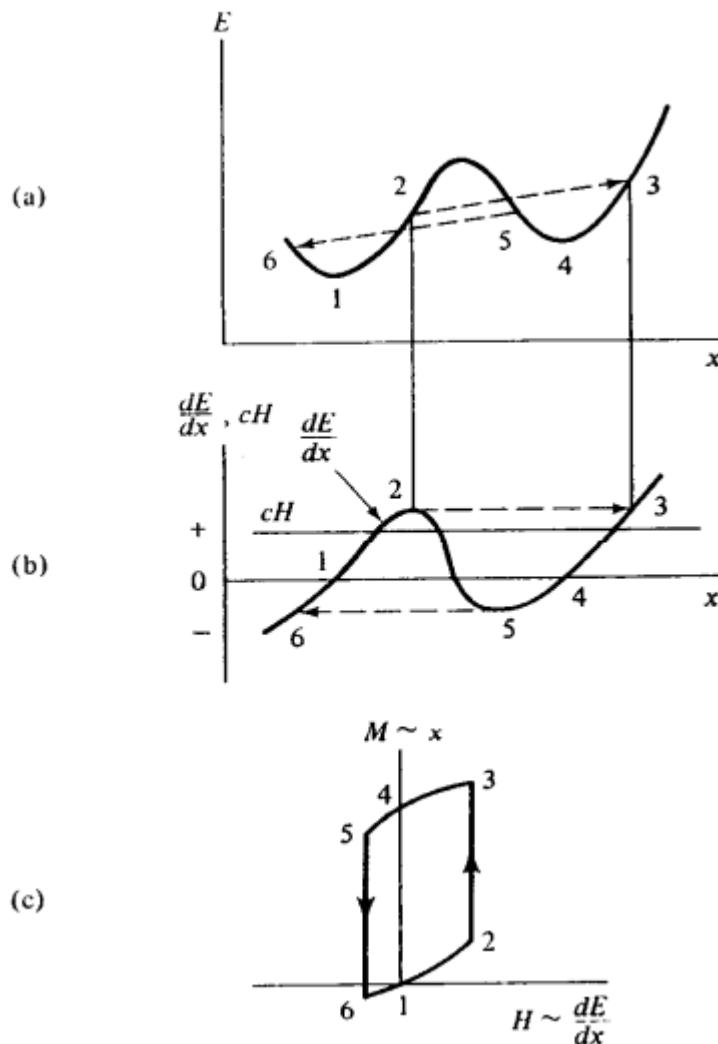


Figura 17 - a) Evolução da energia em função da posição x ; b) Derivada dE/dx em função de posição; c) Curva MxH originada a partir dos gráficos acima. (Landgraf, 2007)

Como dito acima, inicialmente considera-se que a parede esteja interceptando diametralmente os dois precipitados inferiores, esta é a posição “1”, onde tanto a energia quanto o campo H são iguais a zero. Ao aplicar um campo H , a parede tenderá a “subir” para minimizar a área do domínio de cima, porém terá sua energia associada elevada, pois ao distanciar-se do diâmetro dos precipitados passa a apresentar uma maior área. O ponto “2” representa a posição onde a parede “desprende-se” dos precipitados e o campo H não necessita ser elevado para que a parede se movimente até os precipitados superiores.

A parede se movimenta livremente até atingir uma barreira dE/dx maior, o que vem a ocorrer no ponto “3” que equivale a uma posição acima da região diametral dos precipitados superiores. Considera-se que neste ponto o campo H passa a ser reduzido, o que faz com que a parede “busque” a região que minimize sua energia associada, neste caso, os diâmetros dos precipitados superiores (posição “4”). Neste momento o material apresenta magnetização devido a alteração das extensões dos domínios.

Ao inverter-se o sentido campo H, o domínio inferior estará mais energético do que o superior, fazendo com que a parede tenda a se movimentar para “baixo” a fim de minimizar esse. Similarmente ao que ocorre no início do ciclo, a energia associada às paredes é elevada ao distanciar-se do diâmetro das partículas, até que se desprenda dos precipitados (posição “5”) e possa movimentar-se livremente até que atinja uma barreira dE/dx de mesma grandeza (posição “6”). A posição “6” situa-se “abaixo” da posição “1” e ao passo que o campo H é reduzido e vá a zero, a parede tenderá a posição inicial do ciclo (posição “1”) (Landgraf, 2007).

Deste modo, percebe-se que foi percorrida uma curva de histerese e que sua área corresponde à perda de energia no ciclo.

Kersten elaborou uma expressão para o campo crítico necessário para que a parede se livre dos precipitados e está associado ao campo coercivo. Nesta expressão, um certo campo H provocará uma movimentação na parede de Δx e uma alteração de sua energia em $\Delta\gamma_{parede}$, resultando no seguinte equilíbrio: (Kersten, 1938; Landgraf, 2007)

$$2 \cdot H \cdot J_s \cdot A \cdot \Delta x = A \cdot \Delta\gamma \quad (2.23)$$

Sendo A é a área da parede e o “2” tem a função de traduzir a mudança de $-J_s$ para $+J_s$ durante a movimentação. Assim, o campo crítico é dado por:

$$H_{crítico} = \left(\frac{1}{2 \cdot J_s} \right) \cdot \left(\frac{d\gamma}{dx} \right)_{máx} \quad (2.24)$$

Kersten assume nesta análise que em uma malha com precipitados equidistantes (distância s entre eles), a energia da parede ao interceptar as partículas obedece a seguinte expressão: (Landgraf, 2007).

$$\gamma = \gamma_0 \frac{s^2 - \pi^2 \left(\frac{d^2}{4} - x^2 \right)}{s^2} \quad (2.25)$$

Analizando para $x \leq d/2$ e derivando a equação anterior, chega que que $\left(\frac{d\gamma}{dx} \right)_{máx}$ ocorrerá quando x for máximo, ou seja, $x = d/2$ (Landgraf, 2007).

$$\left(\frac{d\gamma}{dx} \right)_{máx} = \frac{2 \cdot \gamma_0 \cdot x \cdot \pi}{s^2} \quad (2.26)$$

$$H_{crítico} = \left(\frac{1}{2 \cdot J_s} \right) \cdot \left(\frac{\gamma_0 \cdot d \cdot \pi}{s^2} \right) \quad (2.27)$$

Já para os casos onde o diâmetro dos precipitados é menor ou igual à espessura de parede dos domínios, toma-se como base as proporções utilizadas por Dykstra para descrever a evolução do campo coercivo H em função do diâmetro das partículas (considerando a redução de energia como consequência da redução da energia de parede) e também sua variação em função das frações volumétricas (DYKSTRA, 1969; ALMEIDA, 2018).

De acordo com Dykstra, o campo coercivo evolui proporcionalmente à d^3 (ora é expresso como $d^{3/2}$) para os casos onde o diâmetro das partículas é muito

menor do que a espessura da parede, já para diâmetros mais próximos, a proporcionalidade se dá por $d^{3/2}$ (DYKSTRA, 1969; ALMEIDA, 2018).

Em relação à influência das frações volumétricas, para modelos como o de Kersten onde há uma distribuição cúbica de partículas esféricas, o campo coercivo se elevado a uma taxa de $f_v^{2/3}$, já para distribuições aleatórias esta relação é proporcional a f_v , vide figura abaixo (DYKSTRA, 1969; ALMEIDA, 2018).

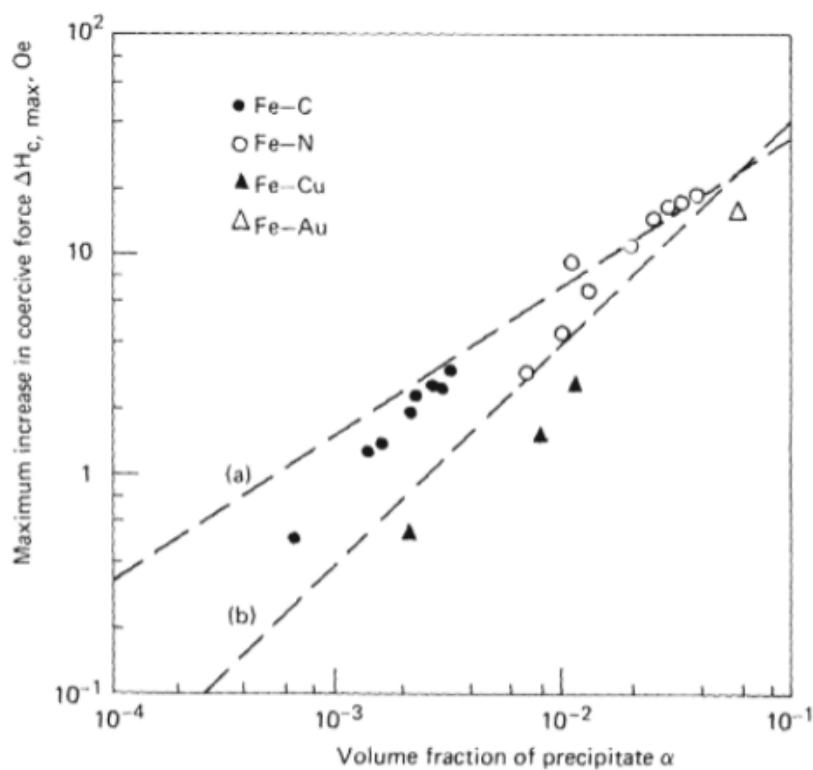


Figura 18 - Gráfico de máximo acréscimo do campo coercivo em função da fração volumétrica dos precipitados; a) Curva para distribuições cúbicas de partículas, $H_{cmáx} \sim f_v^{2/3}$; b) Curva para distribuições aleatórias, $H_{cmáx} \sim f_v$ (DYKSTRA, 1969)

Dykstra apresenta também uma proporcionalidade para diâmetros superiores à parede e, assim como Kersten, o campo coercivo decresce a d^{-1} . Contudo expõe uma explicação complementar à influência da tensão superficial/redução de área da parede, o efeito do acúmulo de energia magnetostática. Tal efeito pode ser explicado pelo fato de que quando a partícula se encontra dentro do domínio, esta é percebida como um “vazio”, fazendo com que polos magnéticos livres surjam e confirmam uma distribuição similar a presente a figura

19a. Ao ser interceptada por uma parede de domínio, a inclusão tem seus polos redistribuídos de modo equivalente a figura 19b, o que minimiza a energia magnetostática (ALMEIDA, 2018; FUJIKURA, 2015).

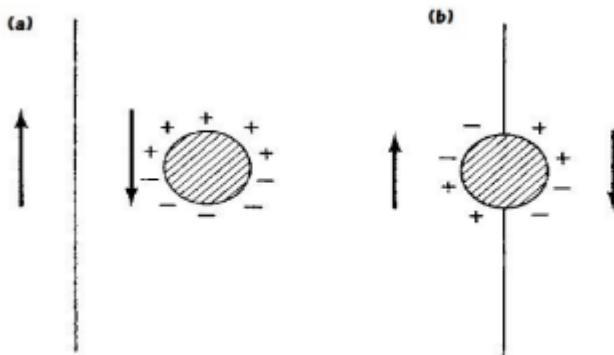


Figura 19 - a) Polos livres criados ao redor de uma partícula inserido no interior de um domínio; b) Redistribuição dos polos após ser interceptado por uma parede de domínio, minimizando a energia magnetostática. (ALMEIDA, 2018)

Ainda a respeito da movimentação de paredes de domínio e influência sobre o campo coercivo, deve-se compreender o efeito dos tamanhos de grão.

De acordo com Mager, a reversão na magnetização é decorrente do crescimento de domínios aciculares pré-existentes contendo pequenos campos desmagnetizantes, tendo seu crescimento lateral inibido pela elevação da energia magnetostática enquanto o crescimento longitudinal é regido pelo balanço entre a redução de energia potencial e o crescimento da área das paredes de domínio. Chega-se, então, na expressão 2.28, onde γ é a energia da parede de domínio, J_s é a polarização de saturação e l é a largura do domínio (Mager, 1988).

$$H_c = \frac{3 \cdot \pi \cdot \gamma}{4 \cdot J_s \cdot l} \quad (2.28)$$

Como em materiais policristalinos domínios tão longos não poderiam existir no interior dos grãos, o crescimento ocorre ao longo de cadeias de muitos grãos, acompanhando a magnetização espontânea de cada grão. Este crescimento encontra como barreira a energia magnetostática ocasionada pelo

desalinhamento entre as direções espontâneas entre os grãos, concluindo que a largura máxima destes domínios equivale ao diâmetro do grão, sendo proposta a seguinte expressão, onde d_g é o diâmetro médio dos grãos (Mager, 1988; Landgraf, 2007).

$$H_c = \frac{9 \cdot \pi \cdot \gamma}{8 \cdot J_s \cdot d_g} \quad (2.29)$$

3. Modelagem Analítica

3.1. Perda Magnética (Histerética) para Precipitados maiores que a Parede de Domínio

Com esta modelagem, espera-se compreender o comportamento das perdas magnéticas em malhas contendo precipitados com diâmetros superiores à espessura das paredes de domínio ao variar-se a fração volumétrica.

A expressão deduzida por Kersten para o campo H crítico (campo coercivo, expressão 2.27) serve como base para as considerações a seguir.

A primeira simplificação do modelo ocorre no cálculo das perdas. Assume-se que as perdas possam ser calculadas ao aproximarmos a área da histerese para um retângulo de lados $2 \cdot B_{máx}$ e $2 \cdot H_{crítico}$.

$$P_m = 4 \times B_{máx} \times H_{crítico} \quad (3.1)$$

Para que seja possível realizar uma análise das perdas histeréticas em função dos tamanhos dos precipitados e também da fração volumétrica, o termo referente à distância entre os precipitados deve ser substituído por um termo que contenha esse outros dois. Assim, esta distância foi equacionada de três modos diferentes, a primeira proposta foi obtida através de uma análise geométrica de

autoria própria, a segunda proposta é a elaborada pelo próprio Kersten e a terceira, presente em trabalhos ligados a endurecimento por precipitação, como Martin 1968 e Kelly and Nicholson, 1963.

Na primeira proposta, imaginou-se uma malha cúbica com precipitados distribuídos de forma equidistantes (figura 20). Deste modo, entende-se que a distância entre os precipitados em uma “aresta” do cubo é dada por:

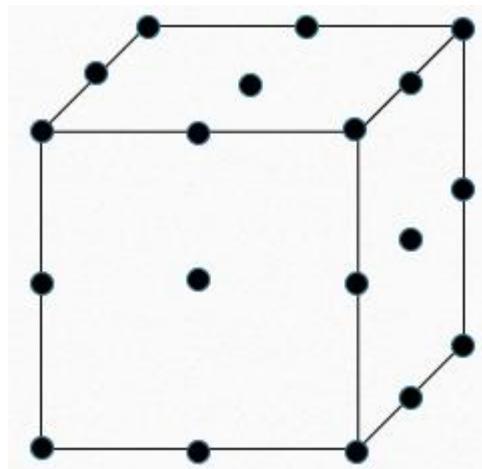


Figura 20 – Malha cúbica com precipitados distribuídas de forma equidistantes [elaboração própria]

$$s = \frac{\sqrt[3]{V_t}}{(\sqrt[3]{n_p} - 1)} \quad (3.2)$$

Onde, V_t é o volume de uma região de análise do material e n_p equivale ao número de partículas contidas neste volume. Estabelecido isto, é possível relacionar o n_p com a fração volumétrica dos precipitados (f_v) e o volume das partículas (V_p) do seguinte modo:

$$n_p = \frac{f_v \cdot V_t}{V_p} = \frac{f_v \cdot V_t}{\frac{1}{6} \pi d^3} \quad (3.3)$$

Substituindo a expressão 3.3 na expressão 3.2 e considerando que para números muito grandes de precipitados o termo “-1” possa ser desconsiderado, chega-se no seguinte termo para s :

$$s = \sqrt[3]{\frac{V_p}{f_v}} = \sqrt[3]{\frac{\pi d^3}{6 \cdot f_v}} \quad (3.4)$$

Com esta expressão de s , obtém as seguintes expressões de $H_{crítico}$ e de P_m :

$$H_{crítico} = \left(\frac{\gamma_0 \cdot \pi}{2 \cdot J_s \cdot d} \right) \cdot \left(\frac{6 \cdot f_v}{\pi} \right)^{2/3} \quad (3.5)$$

$$P_m = 4 \cdot B_{máx} \cdot \left(\frac{\gamma_0 \cdot \pi}{2 \cdot J_s \cdot d} \right) \cdot \left(\frac{6 \cdot f_v}{\pi} \right)^{2/3} \quad (3.6)$$

Segundo Kersten, s pode ser descrito como: (Landgraf, 2007)

$$s = \sqrt[2]{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{d}{\sqrt[3]{f_v}} \quad (3.7)$$

Assim, a expressão de P_m se dá por:

$$P_m = 4 \cdot B_{máx} \cdot \left(\frac{\gamma_0}{J_s} \right) \cdot (f_v)^{2/3} \cdot \left(\frac{1}{d} \right) \quad (3.8)$$

Por fim, s e P_m ainda podem ser descritos como: (Martin, 1968)

$$s = \sqrt[2]{\frac{\pi}{6}} \cdot \frac{d}{\sqrt[2]{f_v}} \quad (3.9)$$

$$P_m = 4 \cdot B_{máx} \cdot \left(\frac{6 \cdot \gamma_0}{J_s} \right) \cdot f_v \cdot \left(\frac{1}{d} \right) \quad (3.10)$$

3.2. Perda Magnética (Histerética) em Função de d e f_v

Segundo as proporções propostas por Dijkstra, o campo coercivo crescerá proporcionalmente à d^3 e $f_v^{2/3}$ para diâmetros de partículas muito menores do que a espessura de parede e proporcionalmente a $d^{3/2}$ e $f_v^{2/3}$ para diâmetros próximos. Assim, pode-se equacionar as perdas do seguinte modo: (DYKSTRA, 1969; ALMEIDA, 2018).

$$\text{Para } d \ll \delta \quad P_m = C \cdot B_{máx} \cdot \left(\frac{\gamma_0}{J_s} \right) \cdot f_v^{2/3} \cdot (d^3) \quad (3.11)$$

$$\text{Para } d \sim \delta \quad P_m = C \cdot B_{máx} \cdot \left(\frac{\gamma_0}{J_s} \right) \cdot f_v^{2/3} \cdot (d^{3/2}) \quad (3.12)$$

Agrupando estas expressões com as três propostas anteriores para perdas magnéticas em precipitados com $d > \delta$, chega-se nos seguintes gráfico de perda em função do diâmetro das partículas para frações volumétricas de 0,02; 0,01; 0,005 e 0,001. Considerou-se que $B_{máx}$ igual a 1T, γ_0 igual a 1mJ/m² e J_s igual a 2T.

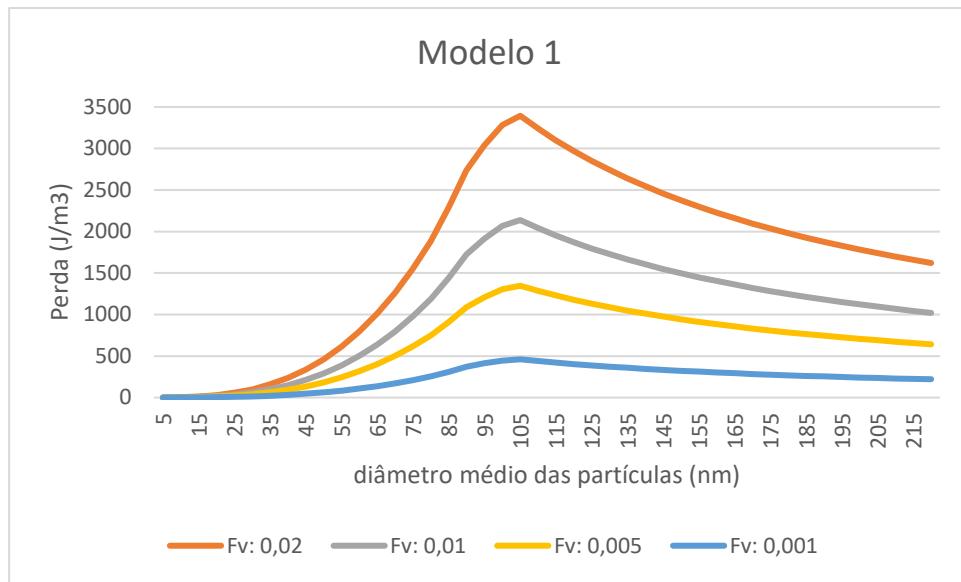


Figura 21 – Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (nm), de acordo com o 1º modelo

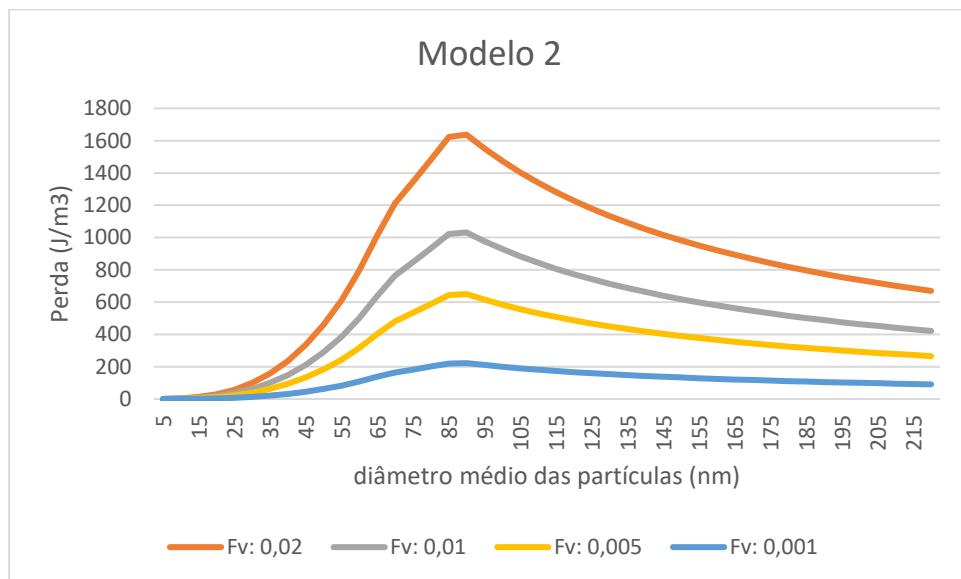


Figura 22 - Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (nm), de acordo com o 2º modelo

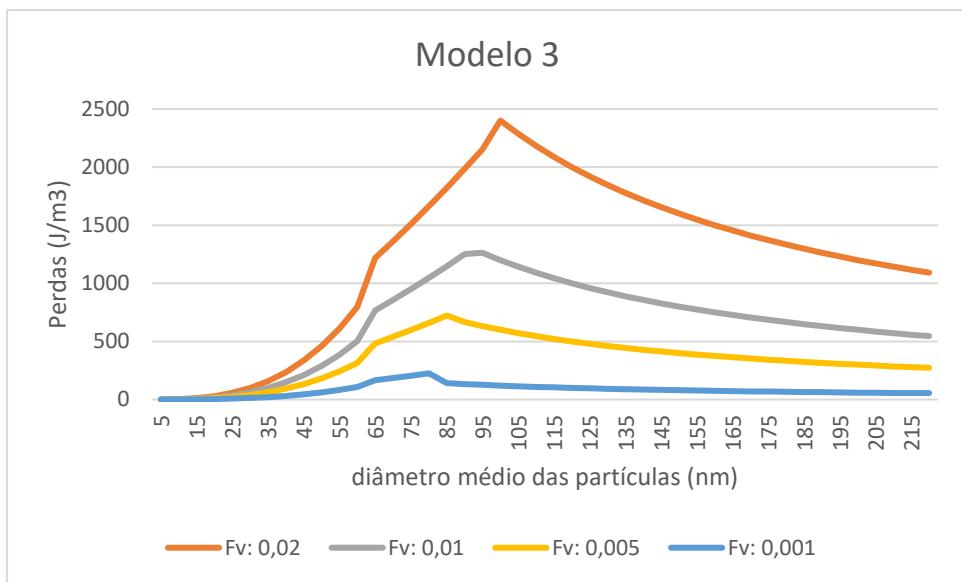


Figura 23 - Gráfico de perdas em J/m^3 em função do diâmetro médio das partículas (n), de acordo com o 3º modelo

A partir destes modelos, a diferença entre as constantes das equações que originam os modelos 1 e 2 levam ao primeiro projetar perdas aproximadamente 2 vezes maiores do que a do segundo modelo. Como o equacionamento do segundo modelo tomou como base apenas as proporcionalidades relatadas por Kersten, esta diferença se dá principalmente devido a ausência de certas constantes.

3.3. Influência dos Precipitados no Limite de Escoamento

Para a modelagem da influência dos precipitados no acréscimo do limite de escoamento do material, considera-se que mesmo com diâmetros muito pequenos os precipitados de Nb sejam incoerentes e sigam o modelo de endurecimento proposto por Orowan-Ashby. Assim pode se obter o seguinte gráfico de acréscimo de endurecimento em função dos diâmetros das partículas para frações volumétricas de 0,02; 0,01; 0,005 e 0,001. Considerou-se G igual a 80,3 GPa e b igual a $2,5 \cdot 10^{-4} \mu m$ (para aços).

Modelo Orowan-Ashby

$$\sigma_y = \frac{0,538Gb f_v^{1/2}}{d} \ln\left(\frac{d}{2b}\right)$$

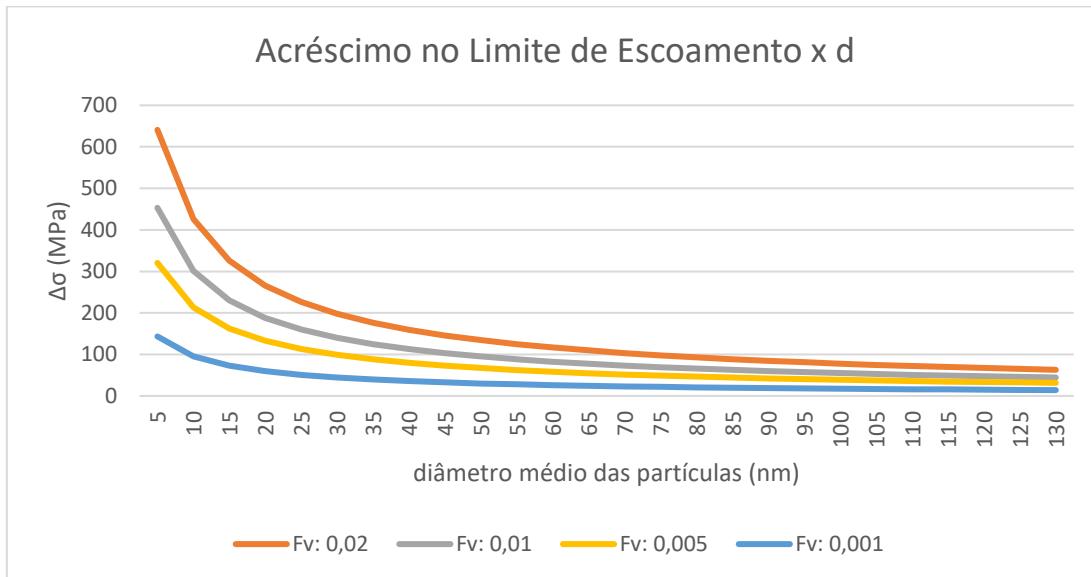


Figura 24 – Gráfico de endurecimento por precipitação em função de d e das frações volumétricas

A partir da figura 24 é possível notar que o limite de escoamento decresce fortemente com o aumento do diâmetro dos precipitados, atingindo um patamar a partir de 90 nm. Frações volumétricas maiores impactam em limites de escoamento também maiores, sendo seu efeito mais sensível em precipitados com diâmetros finos, abaixo de 30 nm.

3.4. Influência do Tamanho de Grão no Limite de Escoamento

Para a modelagem da influência do tamanho médio dos grãos na contribuição do limite de escoamento do material, considerou-se a expressão 2.1 para elaborar o gráfico da figura 25, sendo a constante K_{HP} igual a 17,4 para diâmetros dados em mm.

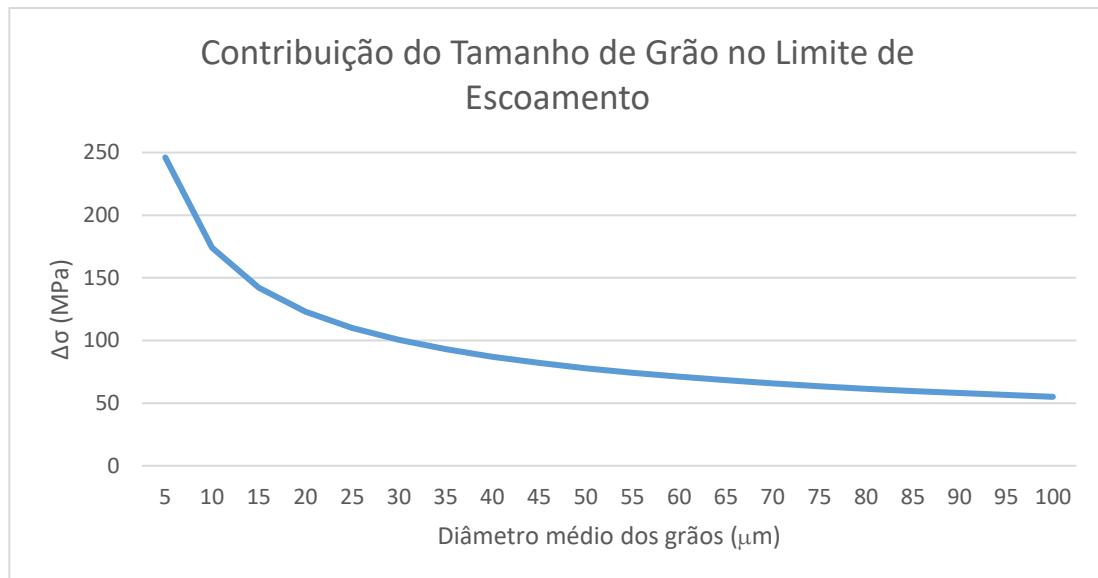


Figura 25 – Participação do tamanho de grão no acréscimo do limite de escoamento

3.5. Influência do Tamanho de Grão na Perda Magnética (Histerética)

Para este modelamento da influência do tamanho médio dos grãos nas perdas magnéticas do material, considerou-se a expressão 2.29 inserida na expressão 3.1, resultando na expressão 3.13, onde foi considerado $B_{máx}$ igual a 1T, γ igual a 1mJ/m² e J_s equivalente a 2T, os diâmetros d_g dados em metro (m).

$$P_m = 4 \cdot B_{máx} \cdot \frac{9 \cdot \pi \cdot \gamma}{8 \cdot J_s \cdot d_g} \quad (3.13)$$

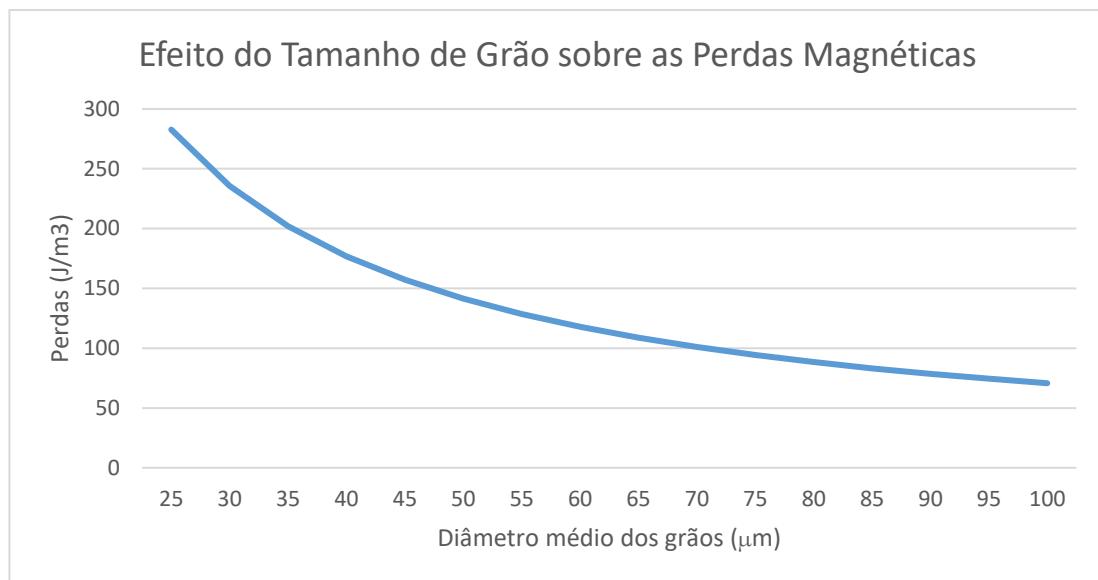


Figura 26 – Gráfico do efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas do material

4. Discussão

Neste tópico serão detalhados, analisados e correlacionados às modelagens apresentadas, 4 artigos que abordam a influência dos precipitados nas propriedades magnéticas. Os dois primeiros são de autores da School of Metallurgical and Ecological Engineering, da Universidade de Ciência e Tecnologia de Pequim e estudaram o efeito de precipitados de Nb do tipo Laves em aços elétricos não-orientados. O terceiro artigo é de Masashiro Fujikura, onde estudo os efeitos de precipitados de Cu e, por fim, o quarto artigo de Altuna analisa precipitados de NbC. [HUANG, 2018; YU, 2020; FUJIKURA, 2015; ALTUNA, 2012]

O primeiro artigo da equipe chinesa analisa o efeito do recozimento nas microestruturas e nas propriedades mecânicas e magnéticas de um aço silício de alta resistência contendo Nb e com grãos não orientados (HUANG, 2018).

As chapas de aço elétrico utilizadas neste trabalho possuíam a seguinte composição: C: 0,0013%; Si: 2,84%; Cr: 1,2%; Nb: 0,2%; Al: 0,89 e o restante Fe. Estas chapas partiram de lingotes fundidos que foram forjados em tarugos de 50 mm de espessura e mantidos em um forno de imersão a 1200°C por 1,5 hora (HUANG, 2018).

Após este período o tarugo foi laminado a quente até 3,0 mm através de 7 passes em rolos reversíveis. Estas chapas foram mantidas a 650°C por 1 hora e resfriadas dentro do forno, seguidas de uma normalização a 980°C por 5 minutos em N₂ puro e resfriadas ao ar (HUANG, 2018).

As chapas ainda passaram por decapagem, foram laminadas até 0,5 mm, passam por um recozimento prévio a 850°C por 3 minutos e, posteriormente, foram novamente laminadas a frio até uma espessura de 0,2 mm. O último passo foi o corte, para que as chapas apresentassem as dimensões 30 mm x 300 mm x 0,2 mm (HUANG, 2018).

Os recozimentos propostos ocorreram em atmosfera com 30% H₂ e 70% N₂ (fração de volume) à 940°C durante 240, 270, 300 e 330 segundos com posterior resfriamento ao ar e também à 980°C por 240 e 270 segundos (HUANG, 2018).

Ao recozer a 940°C, conforme o tempo de espera foi estendido para 330 segundos, o grau de segregação de Nb de solução sólida no contorno de grão enfraqueceu, os grãos recristalizados e as partículas de fase rica em Nb foram engrossados e a fração volumétrica destas partículas aumentaram. O aumento do tempo de recozimento levou à diminuição da perda pelo ferro e também à queda na resistência ao escoamento e na resistência à tração, como pode ser visto nas figuras 27 e 28. O tratamento a 940°C por 240 segundos gerou um limite de escoamento de 500 MPa, resistência a tração de 640 MPa e 33 W/kg de perda pelo ferro a 1T/400 Hz (HUANG, 2018).

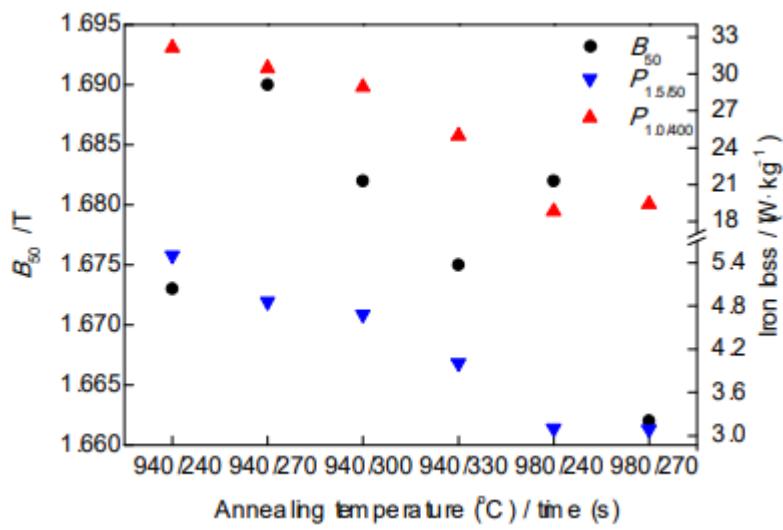


Figura 27 – B_{50} e Perdas pelo ferro a 1T/400Hz e a 1,5T/50Hz para os diferentes tratamentos térmicos. (HUANG, 2018)

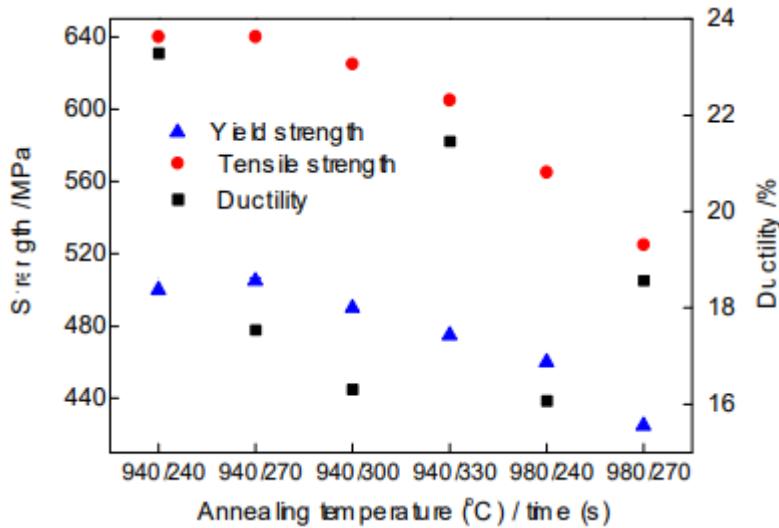


Figura 28 – Limite de escoamento, Resistência à tração e ductilidade em função dos diferentes tratamentos térmicos. (HUANG, 2018)

Considerando um mesmo tempo de recozimento, o aumento da temperatura de 940°C para 980°C levou ao desaparecimento da segregação de Nb nos contornos de grão, ao aumento dos grãos, a diminuição drástica da fração volumétrica das fases ricas em Nb e redução das perdas pelo ferro e da resistência mecânica. O tratamento a 980°C por 240 s gerou um limite de escoamento de 470 MPa, resistência a tração de 570 MPa e 18W/kg de perda pelo ferro a 1T/400 Hz (HUANG, 2018).

Este trabalho traz ainda uma tabela contendo o tamanho dos grãos de ferrita, o diâmetro dos precipitados e fração volumétrica destes (figura 29).

Annealing process	Average size of ferrite grain / μm	Average size of Nb-rich particle / nm	Volume fraction of particle
940 °C, 240 s	15.7±4.0	101.34	0.0043
940 °C, 270 s	17.5±5.3	117.96	0.0047
940 °C, 300 s	20.2±6.7	126.99	0.0052
940 °C, 330 s	29.0±8.1	144.76	0.0039
980 °C, 240s	30.2±13.7	171.96	0.0011
980 °C, 270 s	38.4±18.2	97.51	0.0005

Figura 29 – Dados para os diferentes tratamentos térmicos: tamanho médio dos grãos de ferrita em μm na 2^a coluna; tamanho médio das partículas ricas em Nb em nm na 3^a coluna; fração volumétrica das partículas na 4^a coluna. (HUANG, 2018)

Deste trabalho percebe-se a dificuldade de otimizar as propriedades magnéticas com as propriedades mecânicas e que os tratamentos com maior temperatura e tempos menores apresentaram melhor combinação, pois reduziu as perdas e o limite de escoamento permaneceu adequado para aplicações automobilísticas.

Analizando o tratamento a 980°C por 240 segundos, percebe-se que o diâmetro do precipitado é maior do que a espessura da parede de domínio (δ), sendo assim, baseando-se nas modelagens realizadas, caso o diâmetro dos precipitados seja reduzido a valores menores do que δ e tanto fração volumétrica quanto o tamanho de grão se mantenham, possivelmente as perdas serão menores e o limite de escoamento aumente. Uma alternativa para obter estes parâmetros seria reduzir a temperatura, como por exemplo 940°C e partir de amostras com tamanha de grão maiores.

No segundo artigo a equipe analisa o efeito da recristalização parcial nas propriedades mecânicas e magnéticas de aço silício não orientado (YU, 2020).

As chapas utilizadas possuíam a mesma composição química que o primeiro trabalho. A preparação destas chapas consistiu nos mesmos processos aplicados no trabalho anterior, diferindo na espessura final após os 7 passes de laminação a quente, sendo 2,6 mm e não mais 3,0 mm, além das alterações nos tratamentos de normalização, mantendo as chapas a 1030°C por 3 minutos e no tratamento de recozimento pré laminação a frio, ocorrendo a 860°C durante 2 minutos (YU, 2020).

Os recozimentos a serem analisados ocorreram em atmosfera com 30% H₂ e 70% N₂ (fração e volume) durante 240 segundos (4 minutos) com posterior resfriamento ao ar. As temperaturas aplicadas foram 700°C, 750°C, 800°C, 850°C e 900°C (YU, 2020).

As amostras apresentaram inicialmente uma grande fração de fases Laves contendo Nb com diâmetros próximos a 10 nm. Ao passo que as temperaturas se elevavam, os precipitados engrossaram até atingirem tamanhos entre 25 e 55 nm, reduzindo a parcela de endurecimento por precipitação. À 900°C, houve a solubilização dos precipitados e a segregação de Nb nos contornos de grão (YU, 2020).

Com o aumento da temperatura, menor é a fixação das paredes de domínio (menores perdas) devido à redução de discordância (embora o engrossamento dos precipitados tenda a aumentar a perda), maior é o alongamento do material e menor é o limite de escoamento, como pode ser visto nas figuras 30 e 31. A 700°C o LE equivale a 860 MPa e a perda pelo ferro a 1T/400 Hz a 55 W/kg, enquanto a 900°C o LE é igual a 517 MPa e a perda igual a 24,14 W/kg (YU, 2020).

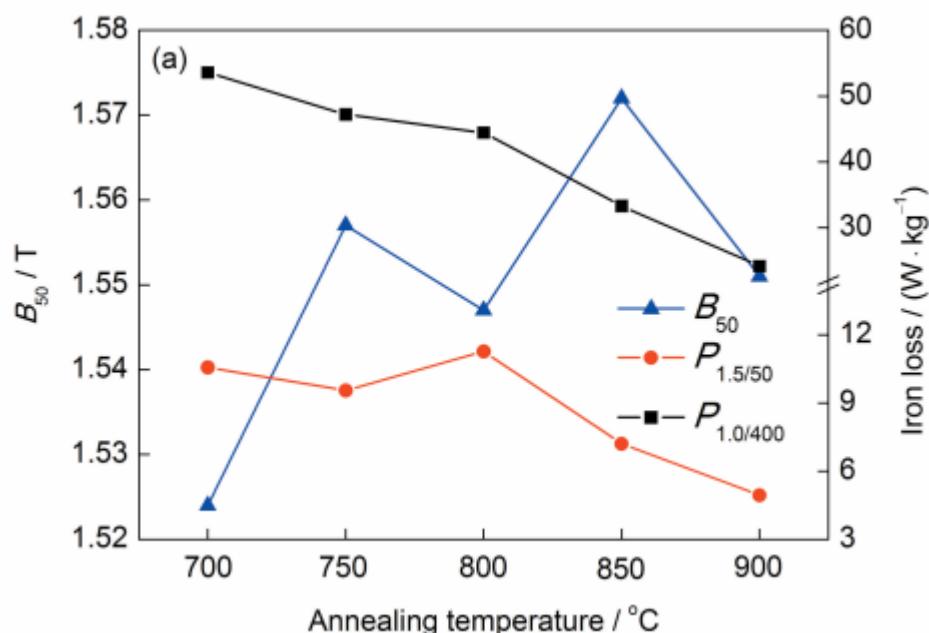


Figura 30 – B_{50} em T e perdas pelo ferro a 1T/400Hz e a 1,5T/50Hz para as diferentes temperaturas de recozimento. (YU, 2020)

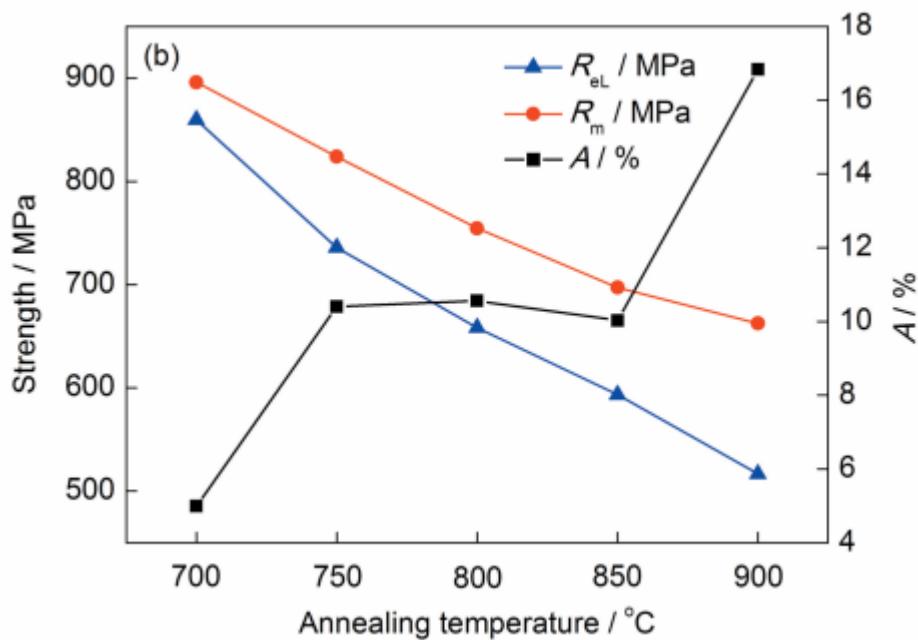


Figura 31 – Limite de escoamento (R_{el}), Resistência à tração (R_m) e alongamento (A) em função das diferentes temperaturas de recozimento. (YU, 2020)

O trabalho compila em uma tabela o tamanho dos precipitados, a fração volumétrica e a parcela de endurecimento oriunda da precipitação (figura 32). O acréscimo de endurecimento condiz com o modelo de Orowan-Ashby.

T / °C	X / nm	f / %	σ_{ps} / MPa
700	26.55	0.64	129
750	33.85	0.42	87
800	34.41	0.22	62
850	54.87	0.16	37
900	36.85	0.13	45

Figura 32 – Tabela contendo para cada temperatura de recozimento o diâmetro médio das partículas em nm, a fração volumétrica em % e a contribuição no limite de escoamento em MPa. (YU, 2020)

Ao analisar este trabalho, as propriedades mecânicas e magnéticas sofrem influência dos tamanhos de grão, dos precipitados, mas também do encruamento presente na maioria das amostras.

A amostra tratada a 900°C foi recristalizada por completo e possuía precipitados menores do que a parede de domínio, porém apresentava também tamanhos de grão muito finos. Assim, é possível esperar que caso os grãos

fossem maiores, as perdas reduziriam e o limite de escoamento também até o limite aceitável para aplicação automobilística.

No terceiro artigo, de Masashiro Fujikura, foi estudado os efeitos de precipitados de cobre nas propriedades magnéticas de aços elétricos de grãos não orientados. A composição do aço estudado foi de 3,0% Si, 1,2% Cu e o restante Fe (FUJIKURA, 2015).

As chapas utilizadas já haviam sido laminadas e recristalizadas, apresentando espessura de 0,35 mm e estrutura ferrítica com tamanho médio de grãos de aproximadamente 80 µm (FUJIKURA, 2015).

As amostras passaram por envelhecimentos curtos de 1 minuto e tratamentos mais prolongados, de 120 e 1200 minutos. Os ensaios de 1 minuto foram realizados nas temperaturas de 400, 450, 500, 525, 550, 575, 600, 650 e 700°C, os tempos de tratamento de 120 e 1200 minutos ocorreram a 700 e 750°C. Para todos os tratamentos a taxa de aquecimento foi de 3°C/min e a taxa de resfriamento foi de 2°C/min (até 300°C) (FUJIKURA, 2015).

Foram estudadas também amostras sem cobre, mas com diferentes tamanhos de grãos. Os diâmetros médios variaram de 15 a 120 µm (FUJIKURA, 2015).

Dentre os principais resultados, o trabalho retorna um gráfico de “perdas no núcleo” (“core loss”) ou “perdas pelo ferro” em função do diâmetro dos precipitados de Cu (figura 33) e como a presença de precipitados finos elevam o limite de escoamento (LE) do material sem prejudicar nas perdas magnéticas (figura 34) (FUJIKURA, 2015).

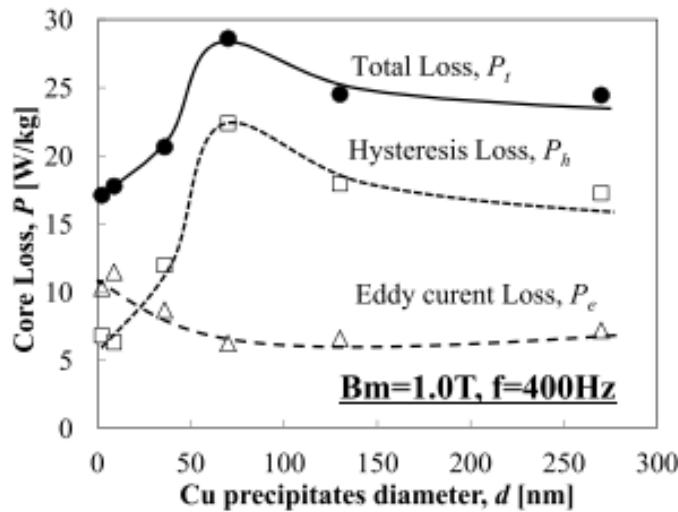


Figura 33 – Gráfico de perdas pelo ferro (“core loss”) em função do diâmetros dos precipitados de Cu (d). A perda total (“total loss”) é composta pela soma da perda histerética (“hysteresis loss”) e da perda parasita (“eddy current loss”) (FUJIKURA, 2015)

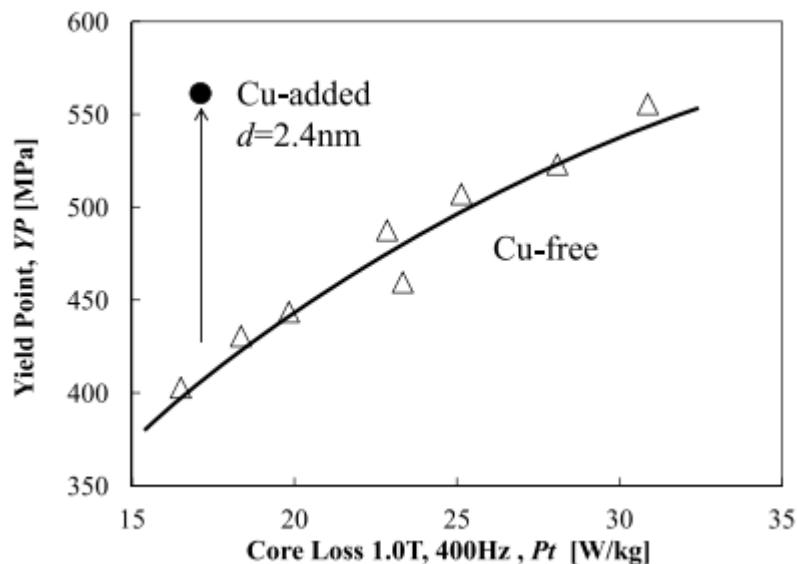


Figura 34 – Limite de escoamento (“Yield Point”) e perda pelo ferro (“core loss”) para amostras sem cobre com grãos de tamanhos distintos (“Cu-free”), assim como para o ponto equivalente à amostra que apresentou precipitados de Cu de 2,4 nm de diâmetro. (FUJIKURA, 2015)

Por meio da figura 33, pode-se entender que a perda magnética total P_t tem seu valor máximo quando os precipitados de Cu possuem diâmetro próximo a 70 nm, sendo reduzida drasticamente para diâmetros menores e reduzindo de forma menos acentuada para diâmetros maiores. Nota-se que a perda total depende majoritariamente das variações na perda histerética P_h . Tal

comportamento corrobora para o modelo apresentado de perdas em função dos diâmetros, embora este trabalho não comente sobre frações volumétricas.

A figura 34 expressa os valores de limite de escoamento e perdas magnéticas para as amostras sem cobre e com tamanhos de grãos variados (“Cu-free”), onde percebe-se que quanto maiores os diâmetros médios dos grãos, menores são as perdas e também o LE. Contudo, Fujikura evidencia que para uma mesma perda, a adição de precipitados de 2,4nm em um aço com grãos de 80 μ m elevam o LE em 100 MPa, mesmo limite que se encontra no aço sem precipitados, mas com grãos de 15 μ m. A evolução do LE com o tamanho de grão condiz com o esperado pelo modelo.

O artigo ainda constata que para diâmetros de partículas (d) muito menores do que a espessura da parede de domínio (δ), o campo coercivo é proporcional a $d^{3/2}$ e quando $d > \delta$ o campo é proporcional a d^{-1} , assim como esperado (FUJIKURA, 2015).

O quarto artigo, de Altuna, aborda o efeito do Nb após acondicionamento na Austenita, sendo focada na contribuição no endurecimento de aços alta resistência baixa liga (HSLA). Este estudo não relaciona ou aborda nenhuma propriedade magnética, mas torna-se importante para este trabalho ao abordar os efeitos endurecedores do Nb na forma de carboneto (NbC) e contribuir para validar os modelos anteriormente propostos (ALTUNA, 2012).

Dentre as principais constatações estão a identificação da semicoerência e incoerência de precipitados de NbC na ferrita, seus planos de orientação com a ferrita e o modelo de endurecimento por precipitação (ALTUNA, 2012).

Foram obtidos precipitados próximos a 4,5 nm os quais apresentavam estrutura cúbica e semicoerência com a matriz ferrítica, sendo os planos {001} da ferrita desalinhados com os planos {001} do NbC em 43% e os planos {001} da matriz desajustados em 9% com os planos {011} do precipitado (ALTUNA, 2012).

Foi deduzido ainda que o diâmetro crítico para o NbC deixar de ser cisalhado durante a movimentação de discordâncias é de aproximadamente 2,5

nm. Além deste dado, foi validado o modelo de Orowan-Ashby para a parcela de endurecimento por precipitação, inclusive foi afirmado que mesmo com diâmetros próximos a 2,5 nm a equação retorna uma boa aproximação. As constantes utilizadas são as mesmas presentes no modelo proposto (expressão 2.17) (ALTUNA, 2012).

O aço “A” que possui composição química de 0,06%C e 0,056%Nb apresentou precipitados de 6 nm e contribuição de endurecimento de 90MPa (ALTUNA, 2012).

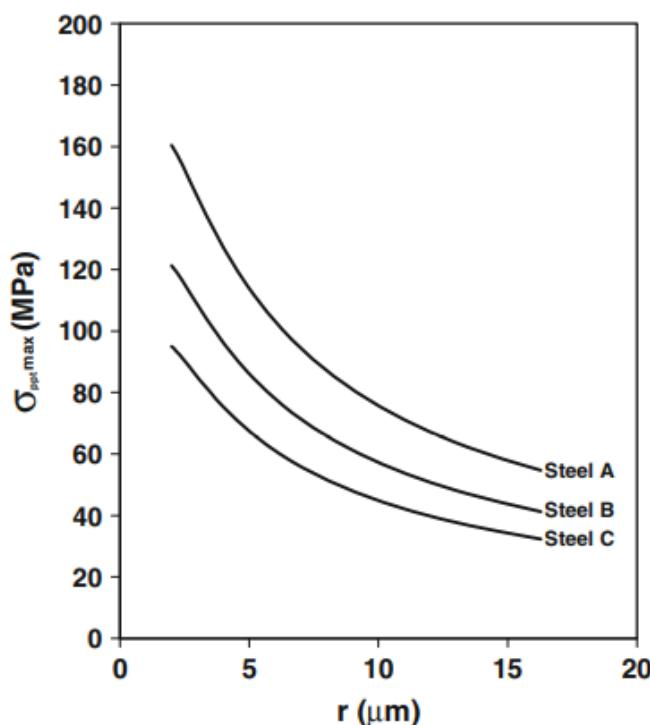


Figura 35 – Máxima contribuição de endurecimento por precipitação para os diferentes aços utilizados no trabalho seguindo o modelo de Orowan-Ashby. Acréscimo no limite de escoamento em função do diâmetro do precipitado (r). (ALTUNA, 2012)

5. Proposições

Tendo em vista o que foi obtido pelos modelamentos e através da análise crítica dos artigos que abordaram especificamente os efeitos dos precipitados sobre as propriedades magnéticas e mecânicas, objetiva-se precipitados de Nb com diâmetros médios entre 10 e 30 nm, fração volumétrica entre 0,2 e 0,5% e tamanhos de grão entre 50 e 100 μm .

Para isto serão propostos, inicialmente, 2 composições químicas, três tamanhos de grão e 6 tratamentos térmicos.

Foi pensado idealmente na obtenção de precipitados de Nb em fase Laves, ambiciona-se como composições teores similares aos trabalhos chineses, a primeira proposta sendo 0,0013C%; 2,84%Si; 1,2%Cr; 0,2%Nb; 0,89%Al e o restante Fe; e a segunda proposta alterando o percentual de Nb para 0,1% (percentuais em massa). Considera-se possível que os teores de Si, Cr e Al sejam ajustados para que sua confecção seja viabilizada.

Pretende-se, assim como Fujikura, partir de chapas ferríticas com tamanhos de grãos já definidos e 0,3 mm de espessura, as placas devem ser conformadas e tratadas de modo a apresentarem os seguintes tamanhos de grãos: 50 µm, 80 µm e 100 µm. Diâmetros selecionados para averiguar a influência sobre as perdas, assim como serem valores superiores aos grãos presentes nos estudos dos autores chineses. Toma-se o cuidado do maior tamanho de grão (100 µm) ser inferior à 1/3 da espessura da chapa, a fim de prevenir interferências nos resultados.

Em relação aos tratamentos térmicos, planeja-se 2 temperaturas e 3 tempos de processos. As duas temperaturas são 900 e 940°C, enquanto os tempos variarão entre 120 e 330 segundos. Com estes tratamentos pretende-se prolongar alguns dos resultados obtidos pelos pesquisadores de Pequim, alterando os tempos de tratamento e variando os tamanhos de grão.

Os tratamentos a 900°C ocorrerão nos tempos de 240, 300 e 330 segundos, pois a partir desta temperatura espera-se que as amostras estejam totalmente recristalizadas e que com tempos maiores aos praticados em (YU, 2020), a fração volumétrica dos precipitados cresça.

Os tratamentos a 940°C ocorrerão a 120, 180 e 240 segundos, tempos de processo menos aos relatados em (HUANG, 2018). Espera-se que com tempos inferiores o diâmetros dos precipitados sejam menores do que o diâmetro da espessura da parede de domínio, visto que o trabalho o diâmetro das partículas está em 101 nm e que com o aumento do tempo de tratamento os diâmetros crescem até 144 nm.

A figura 36 expressa o diagrama de fases equivalente para uma liga de composição 0,0013C%; 2,84%Si; 1,2%Cr; 0,2%Nb; 0,89%Al e o restante de Fe. É possível notar que a 900°C a fase laves é termodinamicamente estável, por outro lado, a 940°C não. Contudo, como visto em (HUANG, 2018), nesta temperatura é possível obter-se precipitados do tipo Laves ricos em Nb, o fator cinético e a proximidade da temperatura com a limite de precipitação corroboram para que em tempos menores o efeito previsto possa ocorrer.

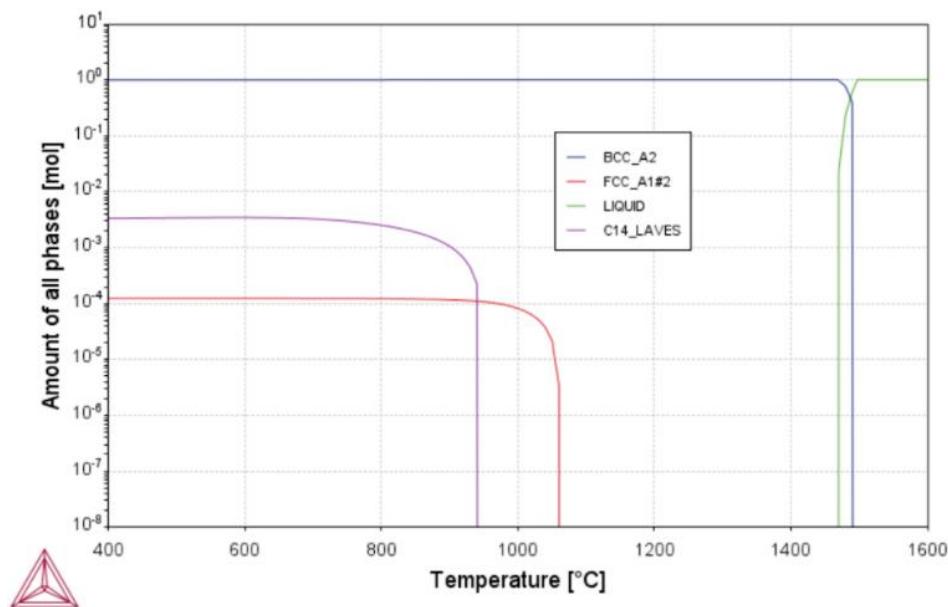


Figura 36 – Diagrama de equilíbrio para uma liga 0,0013C%; 2,84%Si; 1,2%Cr; 0,2%Nb; 0,89%Al e o restante de Fe via software Thermo-Calc

Através da figura 37 é possível visualizar esquematicamente os processos propostos.

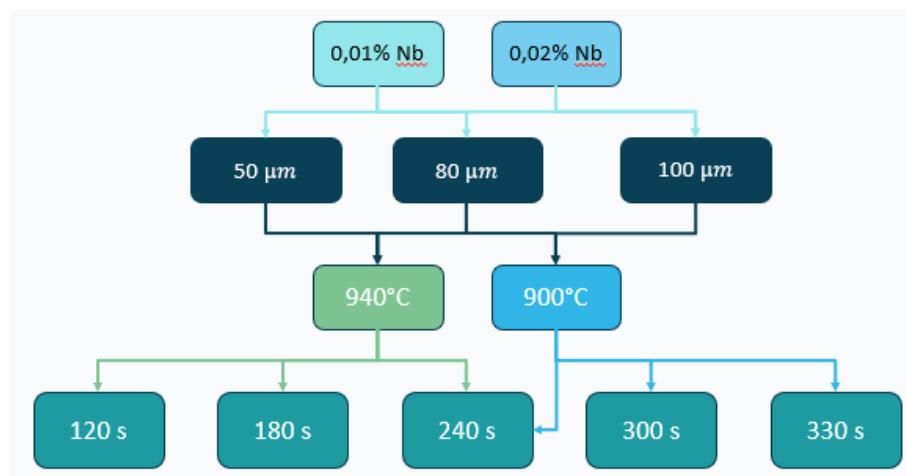


Figura 37 – Esquematização dos tratamentos térmicos propostos

É sugerido ainda uma simplificação dos tratamentos, trabalhando com somente uma composição química e 2 tamanhos de grãos, a fim de minimizar ensaios e antecipar resultados.

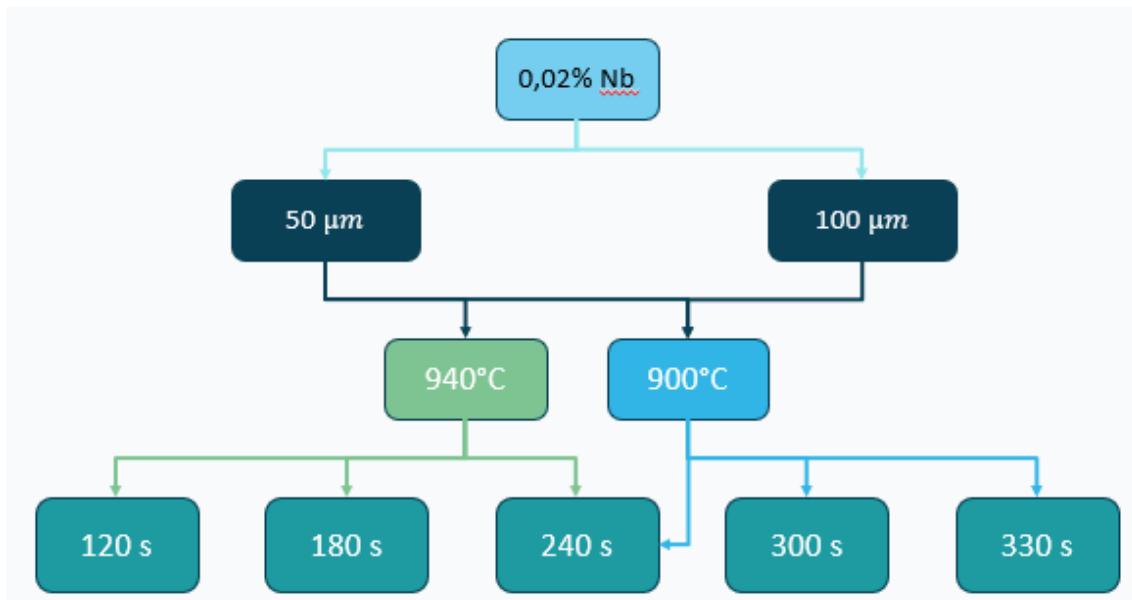


Figura 38 – Sugestão dos primeiros tratamentos a serem realizados

Pretende-se, por meio destes experimentos, obter-se resultados de perdas pelo ferro próximas e inferiores a 16 W/kg quando submetidas a 400 Hz e limite de escoamento superior a 420 MPa. Além disso, objetiva-se, principalmente, a validação e aperfeiçoamento dos modelos apresentados a partir da melhor compreensão dos efeitos dos diâmetros de partícula, fração volumétrica dos precipitados e tamanho de grão sobre as propriedades mecânicas e magnéticas.

Referências

- [1] MARTENDAL, C. P., KATTERMANN, V. F. **Aços Elétricos**. Engenheiro de Materiais, 2017. Disponível em:<https://engenheirodemateriais.com.br/2017/09/27/acos-eletricos/>. Acesso em: 28/06/2021
- [2] HONDA, A., SENDA, K., SADAHIRO, K. **Electrical Steel for Motors of Electric and Hybrid Vehicles**. Kawasaki Steel Technical Report No. 48 Mar. 2003
- [3] GORNI, A. A. **Estudo traça relações entre microestrutura e propriedades mecânicas em aços estruturais**. Corte & Conformação de metais, v.3, n. 35, 2008, 100-10 p.
- [4] VOYIADJIS, G. Z, YAGHOOBI, M. **Size Effects in Plasticity: From Macro to Nano**. Academic Press, 2019
- [5] HALL, E. O. **The Deformation and Ageing of Mild Steel: III. Discussion of Results**. Proceedings of the Physical Society. Section B, v. 64, n 9, 1951, 747 p.
- [6] PETCH, N.J. **The Cleavage Strength of Polycrystals**. Journal of the Iron Steel Institute, 1953. v. 174, 25-28 p.
- [7] COTTRELL, A. H.; BILBY, B. A. **Dislocation Theory of Yielding and Strain Ageing of Iron**. Proceedings of the Physical Society. Section A, 1949, v. 62, n. 1, 49 p.
- [8] ESHELBY, J. D.; FRANK, F. C.; NABARRO, F. R. N. **The equilibrium of linear arrays of dislocations**. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1951, v. 42, n. 327, 351-364 p.
- [9] KOCKS, U. F. **The relation between polycrystal deformation and single-crystal deformation**. Metallurgical and Materials Transactions B, 1970, v. 1, n. 5, 1121-1143 p.

- [10] LI, J. M. C. **Petch Relation and Grain Boundary Sources.** Transactions of the Metallurgical Society of AIME, v. 227, n. 1, p. 239-&, 1963.
- [11] CONRAD, H. In: THAMES, G., WASHBURN, J. (Eds.), **Electron Microscopy and Strength of Crystals.** Interscience, New York, 1961, 299-300 p.
- [12] HULL, D., BACON, D. J. **Introduction to Dislocations.** Elsevier, 2011
- [13] ASHBY, M. F. **The deformation of plastically non-homogeneous materials.** The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics, 1970, v. 21, n. 170, 399-424 p.
- [14] MARTIN, J. W. **Precipitation Hardening.** 1st ed. Pergamom Press Ltd., Oxford, U.K., 1968
- [15] MOTT, N. F.; NABARRO, F. R. N. **Report on Strength of Solids** (London: Physical Society), 1. 1948.
- [16] FLEISCHER, R. L. **Effects of Non-uniformities on the Hardening of Crystals.** Acta Metallurgica, v. 8, n. 9, p. 598-604, 1960.
- [17] BAKER, T. N. **Microalloyed Steels.** Ironmacking & Steelmaking. V. 43, n. 4, 2016, 264-307 p.
- [18] OROWAN, E. **Discussion on Internal Stresses.** In: **Symposium of Internal Stresses in Metals and Alloys.** Institute of Metals, London, 1948, 451-453 p.
- [19] ASHBY, M. F. **The hardening of metals by non-deforming particles.** International Journal of Materials Research, 1964, v.55, n. 1, 5-17 p.
- [20] EWING, J. A. **Magnetic Induction in Iron and Others Metals.** The Electrician, Londres, 1892, apud Chikazumi, op. Cit.
- [20] LADNGRAF, F. J. G. **Microestrutura e Histerese Magnética em Aços para Fins Eletromagnéticos.** São Paulo, 2007. 177p.

- [21] LANDAU, L; LIFSHITZ, E. **On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies.** Physik. Zeits. Sowietunion, 1935. v.8. 153-169 p.
- [22] KELLY, A.; NICHOLSON, R. B. **Progress in Materials Science.** Oxford: Pergamon Press, 1963. 244 p.
- [23] KERSTEN, M. **Probleme der Technischen Magnetisierungskurve.** Springer Verlag, 1938
- [24] DYKSTRA, L. J. **Nonferromagnetic Precipitate in a Ferromagnetic Matrix. Magnetism and Metallurgy,** v.2, 1969
- [25] ALMEIDA, A. A. **Influência do Envelhecimento nas Perdas dos Aços de Grão não Orientado.** São Paulo, 2018. 133 p.
- [26] MAGER, A. Comunicação pessoal. **Carta,** 1988 Apud LANDGRAF. F. J. G. **Microestrutura e Histerese Magnética nos Aços para Fins Eletromagnéticos.** 2007. Tese (Livre Docência) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.
- [27] HUANG, J. LUO, H. **Influence of Annealing Process on Microstructures, Mechanical and Magnetic Properties of Nb-Containing High-Strength Non-Oriented Silicon Steel.** Acta Metallurgica Sinica, Pequim, vol 54, n°3. Mar. 2018
- [28] YU, L. LUO, H. **Effect of Partial Recrystallization Annealing on Magnetic Properties and Mechanical Properties of Non-Oriented Silicon Steel.** Acta Metallurgica Sinica, vol 56, n°3. Mar. 2020.
- [29] FUJIKURA, M; et. al. **Effects of Cu Precipitates on Magnetic Properties of Nonoriented Electrical Steels.** IEEE Transactions on Magnetics, 2014, v. 51, n.5, 1-4 p.
- [30] ALTUNA, M. A.; IZA-MENDIA, A.; GUTIÉRREZ, I. **Precipitation of Nb in Ferrite after Austenite Conditioning. Part II: Strengthening Contribution in High-Strength Low-Alloy (HSLA) Steels.** Metallurgical and Materials Transactions A, 2012, v. 43, n. 12, 4571-4586 p.