ADRIANO ALEX DE ALMEIDA

INFLUÊNCIA DO TAMANHO DE GRÃO, TEOR DE SILÍCIO E FREQUÊNCIA DE EXCITAÇÃO NAS PERDAS ANÔMALAS DO AÇO GNO.

SÃO PAULO

2013

INFLUÊNCIA DO TAMANHO DE GRÃO, TEOR DE SILÍCIO E FREQUÊNCIA DE EXCITAÇÃO NAS PERDAS ANÔMALAS DO AÇO GNO.

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Metalúrgica e de Materiais.

Área de Concentração:

Engenharia Metalúrgica e de Materiais

Orientador:

Prof. Dr. Fernando José Gomes Landgraf

SÃO PAULO

2013

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob
responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.
São Paulo, de novembro de 2013.
Assinatura do autor
Assinatura do orientador

Almeida, Adriano Alex de Influência do tamanho de grão, teor de silício e frequência de excitação nas perdas anômalas do aço GNO / A.A. de Almeida. -- versão corr. -- São Paulo, 2013. 110 p. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais. 1.Aço elétrico (Propriedades magnéticas I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais II.t.

"De tudo ficaram três coisas...

A certeza de que estamos começando...

A certeza de que é preciso continuar...

A certeza de que podemos ser interrompidos

antes de terminar...

Façamos da interrupção um caminho novo...

Da queda, um passo de dança...

Do medo, uma escada...

Do sonho, uma ponte...

Da procura, um encontrol"

Fernando Sabino – O Encontro Marcado

(1923-2004)

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer:

A CAPES e CNpq pelo auxílio financeiro para realização deste trabalho.

Ao professor Fernando J. G Landgraf pela orientação e entusiasmo sempre presente.

Ao Sebastião da Costa Paolinelli pelo empréstimo das amostras.

À Aperam South America (unidade de Timóteo) pela liberação das amostras

Ao IPT por permitir a caracterização magnética.

Ao Daniel Rodrigues Jr. pelas discussões sobre o assunto.

Aos amigos do laboratório de metalografia, Álan, Anderson, Dany, Daniel, Mário, Luis Varela, Luis S., Thomas e Rafael.

E por fim, não menos importante, à Talita Oliveira.

Resumo

Este trabalho discute o efeito do tamanho de grão, frequência de excitação e resistividade elétrica nas perdas magnéticas, destacando-se a perda anômala. Também é proposto um método de sobreposição de histereses onde é revelada a região de ocorrência da perda anômala durante o ciclo de magnetização e desmagnetização, e posteriormente a curva de histerese da perda anômala é construída.

Para tal, três ligas de aço de grão não orientado, com teor de silício de 2,05%, 2,45%, 3,3%, foram tratadas termicamente para aumento do tamanho de grão por crescimento. Cada liga foi tratada sobre a mesma sequência de temperatura, em recozimento contínuo.

Os tamanhos de grão das amostras foram medidos pelo método de interceptos. A caracterização das propriedades magnéticas foi realizada por meio do quadro de Epstein. As amostras, no total de 21 conjuntos, foram ensaiadas em regime de frequência de 50, 60, 100, 150 e 200 Hz e regime quase estático (5mHz), ambos a 1 e 1,5 T. Possibilitando desta forma, a construção da histerese da perda histerética e total.

Por meio dos resultados da perda total, histerética e parasita, a perda anômala pode ser calculada. Os resultados mostraram o comportamento da perda anômala (Pa) em função do tamanho de grão (ℓ) do tipo $P_a \propto \ell^{0,34}$ e em frequência (f) a relação de $P_a \propto f^{1,65}$. A respeito do comportamento da perda anômala em função da resistividade elétrica (ρ), os resultados encontrados são inconclusivos. Constatou-se empiricamente que, o tamanho de grão ótimo é função da frequência e da indução.

A partir de tratamento matemático, a histerese da perda parasita mais histerética, foi construída e sobreposta à histerese da perda total. Os espaços vazios entre as curvas corresponder à perda anômala. É visto que a perda anômala ocorre em três regiões distintas da curva de histerese. Tais regiões podem supostamente ser associadas à fenômenos de dissipação de energia como; movimento de parede de domínio, nucleação de domínios e aniquilação de domínio.

Como as histereses da perda total, histerética e parasita possuem a mesma indução, a histerese da perda anômala pode ser construída. O campo associado à perda anômala foi obtido como resultado da soma entre campo histerético mais parasita menos o campo magnético da perda total.

Palavras-chaves: Aço GNO, tamanho de grão, frequência de excitação, perda anômala, histerese da perda anômala.

Abstract

This paper discusses about the effect of grain size, excitation frequency and electrical resistivity in magnetic losses, especially the anomalous loss. Also is proposed a method of overlapping hysteresis where the region of occurrence of the anomalous loss during magnetization and demagnetization cycle is disclosed, and thereafter the hysteresis curve of anomalous loss is constructed.

For this purpose, three non-oriented steel alloys, with silicon content of 2.05%, 2.45%, 3.3%, were heat treated to increase the grain size by grain growth. Each alloy was treated in the same sequence of temperature in continuous annealing.

The grain sizes of the samples were measured by an intercept method. Characterization of magnetic properties was performed using the Epstein frame. The samples, in total 21 sets, were tested under a frequency of 50, 60, 100, 150 and 200 Hz and quasi-static regime (5MHz), both at 1 and 1.5 T. Thus allowing the construction of the hysteresis of quasi-static and total loss.

Through the results of the total loss, quasi-static loss and parasite loss, the anomalous loss can be calculated. The results show the behavior of the anomalous loss (Pa) as a function of grain size (ℓ) as $P_a \propto f^{1,65}$ and frequency (f) the relationship of $P_a \propto f^{1,65}$. Regarding the behavior of the anomalous loss due to resistivity (ρ), the results are inconclusive. It was found empirically that the optimum grain size is a function of frequency and induction.

From a mathematical treatment, the hysteresis of parasite loss plus quasi-static loss was constructed and overlapped to the hysteresis of total loss. The areas between the curves correspond to anomalous loss. It can be seen that anomalous loss occurs in three distinct regions of the hysteresis curve. Such regions may be associated with energy dissipation phenomena, such as: domain wall motion, nucleation and annihilation of domain.

Since the hysteresis of total loss, quasi-static loss and parasite loss have the same induction, anomalous hysteresis loss can be constructed. The field

associated with anomalous loss was obtained as a result of the sum of quasistatic field plus parasite field minus the magnetic field of the total loss.

Keywords: Steel NO, grain size, excitation frequency, loss anomalous hysteresis of anomalous loss.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Exemplo de textura cúbica duplamente orientada (a) e textura goss (b). Adaptado de [11] 25 Figura 2. Curva de magnetização e permeabilidade relativa do Fe-2,05%Si. A curva não possui saturação devido a utilização de indução B ($B=\mu 0H+J$), assim mesmo com todos os momentos magnéticos alinhados há ainda acréscimo na curva devido a µ0H. 27 Figura 3. Estrutura de domínios magnéticos na magnetita, plano (110), amostra desmagnetizada. As regiões claras e escuras são domínios com Figura 4. (a) Paredes de domínio de Neél onde a rotação dos momentos magnéticos atômicos ocorre no plano da amostra sem criar polos para fora do material. (b) Paredes de Bloch onde ocorre a rotação dos momentos magnéticos atômicos para fora do plano, assim há polos magnéticos Figura 5. Curva de magnetização para monocristais de Fe CCC, Ni CFC e Co HC. A área entre o J_s de saturação e o J_0 inicial corresponde à energia acumulada para que se magnetize em uma direção específica, para o Ni a Figura 6. Curva da perda histerética, do aço Fe-2,05% Si, sobreposto à curva de magnetização. Ponto b e b' correspondem a B máximo, c e c' ao B de Figura 7. Perda histrética, ensaio quase estático (5 mHz), aço Fe-2,05%Si. Área entre -0,8 e 0,8 T corresponde a perda de baixa indução áreas acima desta perda em alta indução...... 34 Figura 8. Curva da energia total dissipada por ciclo contra frequência, com suas parcelas constituintes, perda anômala, perda parasita e perda histerética. Figura 9. Ilustração da corrente parasita gerada na chapa de aço. A corrente parasita ou Foucault são correntes geradas devido à presença de um fluxo

Figura 10. Influência do tamanho de grão nas perdas total (Pt) histerética (Ph) e Figura 11. Tamanho de grão ótimo para perda total, em diferentes frequências de excitação. Adaptado de [26]. 46 Figura 12. Efeito de do teor de vários elementos na resistividade do ferro, Figura 13. Variação das propriedades magnéticas intrínsecas com o percentual em peso de Si nas ligas FeSi. Adaptado de [57]. Figura 14. Micrografia retirada do plano da superfície da amostra, aço GNO Figura 15. Vista superior esquemática (a) do quadro, com seus respectivos enrolamentos e vista em corte (b) mostrando como são alocadas as lâminas durante o ensaio de perdas......54 Figura 16. Micrografias da amostra 121 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a 900°C com tempo de encharque de 30 segundos, 100x de aumento. 57 Figura 17. Micrografias da amostra 123 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a 980°C Figura 18. Micrografias da amostra 126 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a Figura 19. Tamanho de grão por temperatura de recozimento final, comparação entre as ligas 1, 2 e 3, com diferentes ppm's de S...... 59 Figura 20. Variação porcentual da perda total medida na Aperam e IPT em função da frequência para amostras de menor e maior ℓ de casa amostra.... 60 Figura 21. Porcentual de variação entre as medidas realizadas na Aperam e Figura 22. Perda anômala de uma amostra de cada liga. Calculada de 50 até 2500 Hz a 1T. 61 Figura 23. Perdas totais por temperatura de recozimento. Perdas medidas a 60 Figura 24. Perda anômala por *l*, comparação entre as ligas 1, 2 e 3 com seus respectivos ℓ 's, 1,5T a 60 Hz. Notável diminuição da perda nas ligas 1 e 3 para Figura 25. Perda anômala por ℓ , comparação entre a liga 1, 2 e 3 com seus respectivos *l*'s, 1,5T a **150 Hz**......64

Figura 26. Perda histerética por tamanho de grão liga 1,2 e 3, mostrando a diminuição da perda mediante o crescimento de grão, perda cresce com ℓ > que 175 µm da liga1, perda a..... 65 Figura 27. Medidas de B50 nas ligas 1, 2 e 3...... 65 Figura 28. Perda total e tamanho de grão, medido em 50 Hz a 1 T no IPT e Figura 29. Perda total e tamanho de grão, medido em 50 Hz a 1,5 T no IPT, para as ligas 1, 2 e 3...... 67 Figura 30. Variação porcentual da perda total em função do tamanho de grão ótimo da liga 2, medido em diferentes frequências a 1 T 68 Figura 31. Variação porcentual da perda total em função do tamanho de grão Figura 32. Perda histerética em função do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T. 69 Figura 33. Perda histerética em função do inverso do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T..... 69 Figura 34. Perda histerética em função do inverso da raiz quadrada do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T...... 70 Figura 35. Comparação do coeficiente linear das retas de perda histerética pelo inverso do tamanho de grão de trabalhos [24, 54, 70] e ligas 1, 2 e 3. 71 Figura 36. Perda histerética em função do teor de silício, comparação entre as Figura 37. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em Figura 38. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em Figura 39. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em Figura 40. Perda anômala por tamanho de grão, com os três modelos de expoente e R² indicando o melhor expoente que descreva os resultados. Liga Figura 41. Perda anômala por tamanho de grão, comparação entre dois

Figura 44. Perda anômala em (J/m³) em função da frequência para liga 2 com 2,45 %Si. Curvas e linha de tendência de potência para cada tamanho de grão.

Figura 45. Perda anômala em (J/m³) em função da frequência para liga 3 com 3,3 %Si. Curvas e linha de tendência de potência para cada tamanho de grão.

Figura 46. Perda anômala em (J/Kg) em função da frequência, para o expoente de 0,5 e 0,64. Tamanho de grão de amostras da liga 2 com 2,45%Si.

Figura 47. Perdas anômalas em função de 1ρ para amostra com ℓ aproximado, para as três ligas a 1,5 T e 60 Hz. 86 **Figura 48.** Perdas anômalas em função de 1ρ para amostra com ℓ aproximado, para as três ligas a 1,5 T e 60 Hz. 87 Figura 50. Perda parasita na forma gráfica, a área interna da curva representa a dissipação de energia por corrente parasita dissipada a 200 Hz para um aço GNO com resistividade de 53,03 $\mu\Omega$ cm e 0,64 mm de espessura a 1,5 T. 90 Figura 51. Divisão da perda em pontos, ramos de subida e descida para Figura 52. Divisão da perda parasita em ramos de subida e descida para posterior interpolação, curva a 60 Hz..... 92 Figura 53. Gráfico da interpolação de um ramo de subida da perda total, em azul o ramo da perda total e em vermelho o novo ramo interpolado da Pt. 93 Figura 54. Perda anômala, área hachurada em verde, nas regiões de movimentação de parede (A), região de aniquilação de domínios (B) e região Figura 55. Região da perda anômala, área hachurada em cinza, em função do tamanho de grão. Liga 2, frequência de 50 Hz...... 95

Figura 56. Variação das regiões de dissipação de energia da perda anômala
em função da frequência de excitação, liga 2 amostra 81
Figura 57. Histerese das perdas a 50 Hz 1,5 T, amostra 36, tamanho de grão
de 46 μm, liga 1
Figura 58. Histerese das perdas a 50 Hz 1,5 T, amostra 37, tamanho de grão
67 μm, liga 1
Figura 59. Histerese das perdas a 150 Hz 1,5 T, amostra 41, tamanho de grão
165 μm, liga 1
Figura 60. Histereses medidas a 60 Hz 1,5 T, sobreposta à micrografia da
amostra na qual foi medida, amostra 78 99
Figura 61. Histereses medidas a 60 Hz 1,5 T, sobreposta à micrografia da
amostra na qual foi medida, amostra 84

LISTA DE TABELAS

Tabela 1- Composição química das ligas 1, 2 e 3	51
Tabela 2- Dados relativos ao recozimento, temperatura e atmosfera	52
Tabela 3- Resistividade e densidade	52
Tabela 4- Tamanho de grão de cada amostra com a respectiva temperatura	de
recozimento final	56
Tabela 5- coeficientes da equação (26) para a liga 1, com Pa em função de	eł.
	75
Tabela 6- coeficientes da equação (26) para a liga 2, com Pa em função de	€ℓ.
	75
Tabela 7- coeficientes da equação (26) para a liga 3, com Pa em função de	eł.
	76
Tabela 8- coeficientes médios da equação (24) para as ligas 1, 2 e 3, com	Ра
em função de ℓ	76
Tabela 9– Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação R^2	em
função do ℓ , liga 1 com 2,05 %Si	82
Tabela 10- Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação	R^2
em função do ℓ Liga 2 com 2,45 %Si	83
Tabela 11- Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação	R^2
em função do ℓ Liga 3 com 3,3 %Si	83
Tabela 12– Média e desvio padrão dos coeficientes para cada liga	83
Tabela 13 – Tabela de comparação da influência das variáveis	87
Tabela 14- Comparação entre a Pp calculada pela equação (12) e área	da
histerese parasita	91

LISTA DE SÍMBOLO

Jo	Polarização inicial
J _s	Polarização magnética de saturação
ŀ	Tamanho do monocristal
\overrightarrow{M}	Vetor magnetização
\vec{m}	Vetor momento magnético atômico
W _h	Energia dissipada no regime quase estático
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
μ _r	Permeabilidade magnética relativa
<h></h>	Campo magnético médio interno
μm	Micrometros
А	Coeficiente pré-exponencial relacionado à frequência de excitação
а	Expoente da expressão da frequência de excitação
Ams	Amostra
В	Indução magnética
b	Coeficiente pré-exponencial relacionado ao tamanho de grão
B _(t)	Indução magnética em função do tempo
B _m	Indução máxima
B _p	Indução calculada da perda parasita
B _r	Indução de remanência
B _{ti}	Indução magnética da perda total interpolada
C ₁	Constante 1 relativa à perda histerética
C ₂	Constante 2 relativa à perda histerética
C ₃	Constante da perda anômala
Ca	Constante anômala
CCC	Cúbico de corpo centrado
CFC	Cúbico de face centrada
C _h	Constante histerética
C _p	Constante parasita
d	Densidade
D	Distância
Е	Energia calculada pela área acima da curva de magnetização

е	Espessura
Ed	Energia magnetostática
Eτ	Energia total
E _w	Energia da parede de domínios
f	Frequência de excitação
GNO	Grão não orientado
GO	Grão orientado
G ^w	Constante adimensional de 0,1356
Н	Campo magnético
$H_{a(t)}$	Campo magnético externo em função do tempo
H _c	Campo coercivo
HC	Hexagonal Compacto
H _{cl(t)}	Campo magnético clássico em função do tempo
H _t	Campo magnético da perda total
H _{tn}	Campo magnético da perda total interpolado
J	Polarização magnética
K ₁	Constante magnetocristalina de primeira ordem
K ₂	Constante magnetocristalina de segunda ordem
I	Comprimento do condutor
ł	Tamanho de grão
ℓoti	Tamanho de grão ótimo
Μ	Magnetização
Ms	Magnetização de saturação
Pa	Perda anômala (W/m³ ou W/kg)
P _h	Perda histerética (W/m³ ou W/kg)
Pt	Perdas magnéticas totais (W/m³ ou W/kg)
q	Coeficiente de Steinmetz
r	Distância radial
Σ	Somatória
T.enc	Temperatura de encharque
TRF	Temperatura de recozimento final
u	Unidade de vetor ao longo da direção radial
V	Volume
We	Energia dissipada pela perda parasita mais anômala (J/m³ ou J/kg)
W _h	Energia dissipada pela perda histerética (J/m³ ou J/kg)
W _t	Energia dissipada pela perda total (J/m³ ou J/kg)

ficientes descritos no texto	
ficiente enésimo descrito no texto	
seno diretor	
stante relacionada a configuração dos domínios magnéticos	
rgia associada à parede de domínio	
ação	
ação da indução magnética da perda total	
ação do campo magnético da perda total	
istividade elétrica	
pente da expressão do tamanho de grão	
o magnético	
istividade elétrica pente da expressão do tamanho de grão	

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO 21
2 OBJETIVOS
3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA 24
3.1 Classificação dos aços siliciosos para fins eletromagnéticos 24
3.2 Magnetização, indução e campo magnético
3.3 Características e propriedades dos materiais ferromagnéticos 28
3.4 Domínios
3.5 Curva de histerese magnética 32
3.6 Perdas magnéticas totais 34
3.6.1 Perda histerética 35
3.6.2 Perdas parasitas 37
3.6.3 A perda anômala 38
3.6.4 A perda anômala nos aços GNO 40
3.6.5 Mecanismos de dissipação de energia 41
3.7 Fatores microestruturais que afetam as perdas magnéticas 42
3.7.1 Tamanho de grão 42
3.7.2 Deformação 46
3.7.3 Composição química 47
3.8 Perda anômala e a frequência de excitação
3.9 Resumo 50
4 MATERIAIS E MÉTODOS 51

4.1 Recozimento	51
4.2 Caracterização microestrutural	52
4.3 Ensaio no quadro de Epstein	54
5 Resultados e Discussão	56
5.1 Tamanho de grão e temperatura de recozimento final	56
5.2 Comparação entre as perdas magnéticas medidas do IPT e Apera	m
	59
5.3 Perdas magnéticas, tamanho de grão e temperatura de recozimen	to





..... 65

5.3.1 Perdas totais, tamanho de grão ótimo e frequência de excitação
5.4 Perdas histeréticas e o tamanho de grão 68
5.4.1 Perdas histerética e o teor de silício71
5.5 Perda anômala, tamanho de grão, frequência de excitação e
resistividade elétrica72
5.5.1 Perda anômala em função do tamanho de grão
5.5.2 Perdas anômalas e a frequência de excitação80
5.5.3 Perda anômala e a resistividade elétrica
5.6 Resumo

5.7 Determinação da curva de histerese da perda parasita	88
5.7.1 Curva de histerese da perda parasita	91
5.7.2 Determinação da indução magnética comum à histerese	da
perda total, quase estática e parasita	91
5.8 A perda anômala na curva de histerese	93
5.8.1 Curva de histerese da perda anômala	96
6 Conclusões	100
REFERÊNCIAS	102

1 INTRODUÇÃO

Dentre os materiais magneticamente moles, o aço elétrico é o material de maior importância e ocupa a maior fatia de mercado [1]. Os aços para fins magnéticos, no caso dos aços siliciosos, foram desenvolvidos no final do século 19 [2]. Estes aços correspondem a 1% da produção mundial de aços laminados. Estima-se que no Brasil em 2010 a produção de aços de grão não orientado foi de 352 mil toneladas. A empresa Aperam South America, unidade de Timóteo MG, estima que em sua nova planta a produção deste material é amplificar a indução magnética, devido à sua alta permeabilidade magnética. São comercializados em tiras e bobinas para aplicação máquinas de núcleo rotaivo.

Parte da energia das máquinas elétricas é dissipada ao serem submetidas a correntes elétricas alternadas, devido à geração de calor proveniente do processo de magnetização e desmagnetização associado. A energia dissipada está associada a fatores microestruturais e dimensionais. A taxa de dissipação de energia recebe o nome de perdas de potência no ferro ou perdas magnéticas [4].

Devido à problemática relacionada aos combustíveis fósseis e o surgimento dos carros híbridos, aumenta cada vez mais a busca por eficiência energética dos motores elétricos. Tal fato impulsiona a pesquisa e o desenvolvimento de aços para fins eletromagnéticos com baixas perdas.

A separação das perdas magnéticas em três parcelas, histerética, parasita e anômala torna-se de suma importância para o entendimento da dissipação de energia e para a fabricação de aços com maior eficiência energética. Dentre as parcelas que compõem a perda total, este trabalho dá enfoque à perda anômala tendo em vista que ela é função da microestrutura, resistividade elétrica e frequência de excitação. Como consequência, a perda anômala é uma das parcelas de maior dissipação de energia em altas frequências.

Contudo, ainda não está totalmente elucidada a origem da perda anômala e o seu comportamento durante o ciclo de magnetização e desmagnetização. Assim, diante de variáveis como tamanho de grão, teor de silício e frequência de excitação, não há consenso entre estudiosos a respeito do peso destes fatores.

Portanto este trabalho investigará a influência do tamanho de grão, frequência de excitação e resistividade elétrica nas perdas anômalas bem como as características da curva histerese da perda anômala, utilizando aços para fins eletromagnéticos comerciais produzidos pela empresa Aperam.

2 OBJETIVOS

- A partir de 21 amostras de aços para fins eletromagnéticos comerciais, divididas em três grupos diferidos pela composição química, cujo tratamento térmico final foi feito em laboratório, determinar a influência da resistividade elétrica, tamanho de grão e frequência de excitação nas perdas totais, histeréticas e buscar uma melhor compreensão do efeito dessas variáveis na parcela da perda anômala.
- Comparar os resultados experimentais com as equações constitutivas propostas na literatura.
- Por interpolação, construir a curva da perda parasita mais a perda histerética, sobrepô-la à curva de histerese da perda total e correlacionar as áreas entre as curvas com a perda anômala e fenômenos de dissipação de energia.
- 4. Propor uma técnica de construção matemática da curva de histerese da perda anômala e avaliar o efeito das variáveis microestruturais nas características geométricas dessa curva, buscando a relação com os mecanismos de dissipação de energia hoje conhecidos.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 Classificação dos aços siliciosos para fins eletromagnéticos

Os aços siliciosos são utilizados na fabricação de motores elétricos, geradores, transformadores de potência etc. A busca por eficiência energética tem promovido cada vez mais o consumo de aços siliciosos, substituindo assim, aços não-ligados. Os aços ao silício tem por característica, baixa perda, devido à maior resistividade elétrica e à fatores microestruturais.

Os aços ao silício para fins eletromagnéticos podem ser divididos em duas famílias, aços de grão não orientado (GNO), e aços de grão orientado (GO).

Os aços GNO não possuem textura pronunciada. A textura ideal para este aço, quando aplicados em motores elétricos, seria textura cúbica (100) [0*vw*], de forma que os planos da família [5] estejam dispostos na superfície da chapa com a distribuição aleatória das direções <001> na superfície da chapa [6]. A Figura 1 (a) mostra um exemplo de textura cúbica (duplamente orientada). Estes aços são aplicados onde se exige isotropia magnética, ou seja, onde há variação da direção do fluxo magnético, neste caso, em motores elétricos a indução. O GNO pode ser dividido em duas subfamílias:

- Aço GNO totalmente processados, que não exigem recozimento. A espessura destes aços varia de 1 a 0,35mm, possuem teor de silício acima de 1,5 %Si, podem ser fornecidos com revestimento, como os aços produzidos pela Aperam.
- GNO semi-processado; que necessita de recozimento final após a estampagem para adequação das propriedades microestruturais, como recristalização, aumento do tamanho de grão, descarbonetação, alívio de tensões residuais [7].

A dissipação de energia das máquinas elétricas está associada a três fatores: perdas magnéticas ou perdas no ferro associadas às correntes parasitas,

perdas no cobre ligadas às correntes parasitas nos condutores e perdas mecânicas ligadas ao atrito. Dos três fatores responsáveis pela dissipação de energia o de maior influência é a perda no ferro.

Nos Estados Unidos da America, cerca de 30% da eletricidade consumida pelo centro industrial, 65% desta é gasta em motores elétricos, o que da uma média de 45 bilhões de U\$ por ano [8].

Os aços de grão orientado (GO) possuem textura pronunciada, (110) [001], Figura 1 (b). São aços característicos por terem baixa perda e elevada permeabilidade [9]. Devido à sua textura estes aços exibem forte anisotropia das propriedades magnéticas, tornando seu uso indicado em aplicações onde o a direção do campo magnético é paralelo à direção longitudinal da chapa, como é caso dos transformadores.

O processo de produção do GO foi patenteado por Goss em 1934, a sua produção consiste na combinação de uma composição química e tratamento térmico e laminação a frio. A textura Goss é proveniente do processo de crescimento anormal de grão [10].



Figura 1. Exemplo de textura cúbica duplamente orientada (a) e textura goss (b). Adaptado de

[11]

3.2 Magnetização, indução e campo magnético

Um dos conceitos fundamentais do magnetismo é o conceito de campo magnético H [12]. O campo pode ser produzido por corrente elétrica que circula em um condutor, como descoberto por Oesterd em 1820. Materiais magnéticos permanentes, ímãs, também produzem campo magnético, entretanto neste caso, o campo magnético tem origem no movimento orbital dos elétrons em torno do núcleo e no movimento de spin. A lei de Biot-Savart permite o cálculo do H produzido por uma corrente elétrica, dado pela equação (1), neste caso quando a corrente percorre um condutor cilíndrico,

$$\delta H = \frac{1}{4\pi r^2} i \delta l x u \tag{1}$$

onde i é a corrente que circula pelo δ l comprimento do condutor, r a distância radial e u é a unidade de vetor ao longo da direção radial.

A presença do campo magnético no vácuo pode ser medida em termos de fluxo magnético Φ , a densidade do fluxo é dada em unidade de fluxo por metro ao quadrado, razão conhecida com indução B. A indução magnética pode ser dada pela equação (2) em que μ_0 é a permeabilidade no vácuo.

$$\mathbf{B} = \boldsymbol{\mu}_0 \mathbf{H} \tag{2}$$

Para materiais ferromagnéticos a relação, entre indução e campo magnético, não é linear, há variação da permeabilidade, entretanto a permeabilidade máxima pode ser definida por meio da curva. A curva de magnetização da Figura 2 mostra a permeabilidade relativa ($\mu_r = \mu/\mu_0$).



Figura 2. Curva de magnetização e permeabilidade relativa do Fe-2,05%Si. A curva não possui saturação devido a utilização de indução B (B=μ₀H + J), assim mesmo com todos os momentos magnéticos alinhados há ainda acréscimo na curva devido a μ₀H.

A magnetização M pode ser definida como a somatória dos momentos magnéticos atômicos por unidade de volume [12], equação (3). Quando todos os momentos magnéticos atômicos de um determinado material ferromagnético estão alinhados chega-se ao ponto da magnetização de saturação valor limite para a magnetização.

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V}$$
(3)

em que \vec{m} é o vetor momento magnético atômico e v o volume.

A Polarização magnética J pode ser definida pelo produto entre M e permeabilidade μ_0 , equação (4).

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\mu}_0 \mathbf{M} \tag{4}$$

Assim a relação entre a polarização magnética J, a indução magnética B e o campo magnético H é conhecida, equação (5).

$$B = \mu_0 M + \mu_0 H = J + \mu_0 H$$
 (5)

3.3 Características e propriedades dos materiais ferromagnéticos

Os materiais que respondem fortemente à presença do campo magnético externo são chamados de ferromagnéticos. Nesta classe se encaixam o ferro, cobalto e níquel. Estes materiais possuem um momento magnético atômico espontâneo. Os momentos magnéticos estão alinhados e contidos dentro de regiões, chamadas de domínios magnéticos, separadas entre si por paredes de domínios. Dentro de cada domínio magnético o valor de magnetização corresponde ao de saturação, M_s.

3.4 Domínios

A existência de domínios magnéticos foi proposta por Weiss¹ em 1907. Cada região de domínio magnético estaria submetida ao intenso campo, historicamente chamado de "campo molecular", pois o conceito de átomo não estava completamente estabelecido. Portanto dentro de cada domínio os momentos magnéticos atômicos estão orientados paralelamente. A razão pela qual os momentos magnéticos dos materiais ferromagnéticos tenderiam ao alinhamento foi explicada pela *Energia de troca*, proposta por Werner Karl Heisenberg² [14].

¹Weiss, P., Journal de Physique, v. 6, pp. 661, 1907 apud 13. Kittel, C., Physical Theory of Ferromagnetic Domains. Reviews of Modern Physics, 1949. **21**(4): p. 541-583..

² M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, Zur Quantenmechanik II, Zeitschrift für Physik, 35, 557-615, 1926 Bassalo, J.M.F., apud 14. Bassalo, J.M.F., *Eletrodinâmica Clássica*. 1^a ed2007, São Paulo. 530.

A forma na qual os domínios estão dispostos nos aços, está atrelada a regras como: o vetor magnetização deve estar contido na direção de fácil magnetização devido à anisotropia magnetocristalina; não deve haver campo para fora do material, de modo que devem existir domínios de fechamento para evitar tal efeito; sob campo externo insuficiente para saturar o material, este deve ainda conter domínios alguns graus fora da direção do H aplicado [15].

Do ponto de vista energético a estrutura dos domínios magnéticos, Figura 3, nos materiais magnéticos é regida pela soma de quatro energias [13, 15]:

- Energia de troca: faz com que os momentos magnéticos estejam alinhados, portanto gerando uma estrutura de domínios.
- Energia de anisotropia magnetocristalina: é mínima quando os domínios estão alinhados paralelamente a uma direção de fácil magnetização.
- Energia magnetostática do campo desmagnetizante: favorece a formação de paredes de domínios para redução do campo desmagnetizante assim como a formação de domínios de fechamento.
- Energia magnetostática: associada ao campo externo é a energia que surge ao aplicar um campo magnético externo, os domínios paralelos a este campo crescem, e domínios não paralelos diminuem.

À vista do exposto acima, é importante ressaltar que essa situação refere-se à estrutura de domínios que está contida em um material ferromagnético sem qualquer tipo de tensão aplicada ou deformação plástica.



 $20 \mu m$

Figura 3. Estrutura de domínios magnéticos na magnetita, plano (110), amostra desmagnetizada. As regiões claras e escuras são domínios com diferentes direções de magnetização [16].

Como já mostrado, os domínios magnéticos são separados por paredes de domínio. Dentro das paredes de domínios ocorre a rotação dos momentos magnéticos atômicos. A espessura das paredes de domínios é resultado do equilíbrio entre a energia magnetocristalina, dada pela equação de *Akulov* (6) discutida abaixo, e a energia de troca. A primeira implica que a parede seja de espessura menor possível, para que se tenha uma menor quantidade de momentos magnéticos fora do eixo de fácil magnetização; a segunda parcela de energia trabalha a favor de uma maior espessura, desta forma haverá um menor ângulo entre os momentos magnéticos adjacentes, na parede. Existem dois tipos de parede: paredes de Neél onde o vetor magnetização gira perpendicularmente a parede Figura 4(a), e paredes de Bloch onde a transição dos domínios ocorre pela rotação do momento magnético paralelo a parede Figura 4(b),

$$E_{a} = K_{1}(\alpha_{1}^{2}\alpha_{2}^{2} + \alpha_{2}^{2}\alpha_{3}^{2} + \alpha_{3}^{2}\alpha_{1}^{2}) + K_{2}\alpha_{1}^{2}\alpha_{2}^{2}\alpha_{3}^{2} \dots$$
(6)

onde α é o cosseno diretor entre as direção cristalográficas indicada pelos índices e K₁ é a constante magnetocristalina de primeira ordem e tem seu valor afetada pelo silício [17].



Figura 4. (a) Paredes de domínio de Neél onde a rotação dos momentos magnéticos atômicos ocorre no plano da amostra sem criar polos para fora do material. (b) Paredes de Bloch onde ocorre a rotação dos momentos magnéticos atômicos para fora do plano, assim há polos magnéticos expostos[18].

Os materiais ferromagnéticos cristalinos possuem direções cristalográficas de fácil magnetização, onde a energia magnetocristalina é mínima. A Figura 5 mostra que a direção de fácil magnetização é da família <100> para o ferro, <111> para o níquel e <0001> para o cobalto. A energia acumulada no processo é dada pela área acima da curva de magnetização entre J_s e J_o equação (7).

$$E = \int_{J_0}^{J_s} H dJ$$
(7)



Figura 5. Curva de magnetização para monocristais de Fe CCC, Ni CFC e Co HC. A área entre o J_s de saturação e o J₀ inicial corresponde à energia acumulada para que se magnetize em uma direção específica, para o Ni a direção fácil é [111] e Co a direção [0001]. Adaptado de [19]

3.5 Curva de histerese magnética

Em 1881 o físico alemão E. Warburg³ descobriu o fenômeno mais tarde conhecido com histerese magnética. James Alfred Ewing criou o termo (histerese magnética) em 1882 e mostrou que a área dentro da curva de histerese magnética era proporcional ao trabalho realizado durante o ciclo completo de magnetização e desmagnetização [20].

A Figura 6 mostra, no trecho a-b, que o aço ao ser magnetizado devido à ação de um campo magnético determinado, atinge a indução máxima \mathbf{B}_{m} ponto (*b*), que neste caso corresponde a 1,5 T (não sendo esta a indução de saturação). Ao remover este campo nota-se que a magnetização, indução \mathbf{B} , não retorna ao seu ponto inicial e sim ao ponto (*c*) de remanência \mathbf{B}_{r} , caminho descrito por *b-c*, na mesma figura. Aplicando campo no sentido contrário até a indução nula é observado o campo coercivo \mathbf{H}_{c} no ponto *d*, caminho *c-d*, campo necessário para zerar a magnetização. O \mathbf{H}_{c} é usado para diferenciar materiais magneticamente moles e duros.

³ E. Warburg, Ann. d. Physik [3] 13, 141-164 (1881) apud 20. McKeehan, L.W. and R.M. Bozorth, *Hysteresis Losses and the Area of the Hysteresis Loop.* Physical Review, 1934. **46**(6): p. 526-527.



Figura 6. Curva da perda histerética, do aço Fe-2,05% Si, sobreposto à curva de magnetização. Ponto b e b' correspondem a B máximo, c e c' ao B de remanência e d e d' ao campo coercivo.

A partir da curva de histerese magnética pode ser inferido também a respeito da movimentação das paredes de domínio. A curva de histerese pode ser dividida em duas partes, separadas pela indução de permeabilidade máxima: É atribuído à parte entre as induções de permeabilidade máxima, chamada de região de baixa indução, como sendo dissipação devido à movimentação das paredes de domínio e na parte acima e abaixo das induções de permeabilidade máxima, chamada de regiões de alta indução, à rotação irreversível e nucleação e aniquilação de domínios [21]. Na Figura 7 pode ser observado o descrito acima.

Vale ressaltar também que a utilização deste conceito auxiliará a interpretação da histerese da perda anômala. Por sua vez consideraremos que mesmo em frequência entre 50 e 200 Hz os fenômenos de movimento, rotação, aniquilação e nucleação de domínio ocorram, e arbitrariamente podem ser separados.



Figura 7. Perda histrética, ensaio quase estático (5 mHz), aço Fe-2,05%Si. Área entre -0,8 e 0,8 T corresponde a perda de baixa indução áreas acima desta perda em alta indução.

3.6 Perdas magnéticas totais

Quando excitada em frequência, a área da histerese representa a dissipação de energia por ciclo, ou, se a área for multiplicada pelo número de ciclos (frequência em Hz) obtém-se a perda de potência em W/m³ ou W/kg. A perda de potência, aqui chamada de perda total (Pt) durante o processo de magnetização e desmagnetização, é constituída da soma de três parcelas; perda histerética (Ph), perda parasita (Pp) e perda anômala (Pa). A separação da perda total nos permite melhor entender como e quais características dimensionais e microestruturais afetem as perdas. O gráfico das perdas pode ser visto na Figura 8, como proposto em [22]. A descrição matemática da equação da perda total é geralmente definida na forma da equação (8).

$$P_{t} = C_{h}f + C_{p}f^{2} + C_{a}f^{1,5}$$
(8)

onde C_h é a constante histerética, C_p é a constante parasita e C_a é a constante anômala e f a frequência de excitação. As constantes dependem de fatores como, indução, tamanho de grão, resistividade, espessura etc.



Figura 8. Curva da energia total dissipada por ciclo contra frequência, com suas parcelas constituintes, perda anômala, perda parasita e perda histerética. Adaptado de [22].

3.6.1 Perda histerética

A energia dissipada em regime quase estático (5 mHz) dá origem à perda histerética de potência, que assume-se variar linearmente com a frequência. A energia dissipada por essa parcela das perdas está associada a mudanças bruscas na magnetização. Tais mudanças produzem ruídos de Barkhausen, que são provenientes do movimento de paredes de domínios que estavam aprisionadas, devido à ação do campo magnético conseguiram mover-se perante barreiras como; contornos de grão, inclusões, precipitados,
discordâncias etc, assim a energia é dissipada na forma de calor, por efeito Joule [23].

A energia dissipada no regime quase estático pode ser calculada pela área da histerese. O efeito da indução magnética (B) nessa perda pode ser dado pela equação (9), conhecida com Lei de Steinmetz [2]. Em que W_h é a energia dissipada (no quase estático) a é constante que depende do material e B_{max} indução máxima e q é constante e tem valor de 1,6.

$$W_{h} = aB_{max}^{q}$$
(9)

A validade desta equação foi confirmada para os intervalo de indução entre 0,6 à 1,2T [24]. Trabalhos posteriores mostraram que o expoente de Steinmetz é anisotrópico, ou seja, depende da direção em que o campo é aplicado com relação à direção de laminação, é mostrado também que, este efeito anisotrópico não é devido à textura [25].

Por meio da Lei de Steinmetz, a equação (10) da perda histerética pode ser dada conforme proposto por [26]

$$P_{\rm h} = (C_1 + \frac{C_2}{\ell}) B_{\rm max}^{\rm q} f \tag{10}$$

onde C₁ e C₂ são constantes experimentalmente determinadas e ℓ o tamanho de grão.

Um modelo empírico da equação (10) foi proposto por Rodrigues-Jr [24], equação (11). Tratamento proveniente de dados de amostras com tamanho de grão crescido por recistalização.

$$P_{h} = (C_{1}B^{2} + \frac{C_{2}}{\ell}B^{1,4})f$$
(11)

Como já descrito em tópicos anteriores, a perda histerética ao ser dividida em regiões de alta e baixa indução, permite observar quais o fatores microestruturais que afetam cada região. A área de baixa indução é mais sensível ao aumento do tamanho de grão (ℓ) [21]. Posteriormente, observou-se que as perdas em alta indução são sensíveis à textura [27]

3.6.2 Perdas parasitas

A perda parasita ou perda por corrente de Foucault são geradas por correntes induzidas no material condutor, quando este está sujeito ao fluxo magnético variável. Em artigos internacionais ela também é encontrada com o nome *"Classical eddy current loss"*. Essa componente das perdas pode ser calculada pela equação (12), proposta por J.J. Thomson em 1892 [28]. Onde ρ é resistividade elétrica, d densidade e e é espessura, logo o resultado é dado em W/Kg, retirando a densidade o resultado é dado em w/m³.

$$P_{\rm p} = \frac{(eB\pi f)^2}{6\rho d} \tag{12}$$

A perda parasita, também chamada de perda clássica, é proporcional ao quadrado da espessura do material, motivo pelo qual motores e transformadores e entre outras máquinas, são constituídas por empilhamento de chapas finas. A resistividade elétrica também é de grande importância nessa parcela, motivo da utilização de silício e em alguns casos alumínio. A Figura 9 ilustra a corrente parasita em uma chapa de aço. Devido à considerações como, indução senoidal ao longo do material, a equação pode apresentar erros no cálculo da perda parasita, como destacada em [29].



Figura 9. Ilustração da corrente parasita gerada na chapa de aço. A corrente parasita ou *Foucault* são correntes geradas devido à presença de um fluxo magnético variável dB/dt. Modificada de [30].

3.6.3 A perda anômala

Uma busca sobre a origem do termo "perda anômala", também conhecido como perda de excesso, nos levou à trabalhos do começo do século 20, mais precisamente à 1913. Nesta época a perda anômala não era diferenciada da perda por corrente parasita, embora Thomson [31] já houvesse proposto a equação (12). Ruder em seu artigo de 1913 [32], descreve que, o que ele chamava de perda por correntes parasitas, crescia com o aumento do tamanho de grão, até que este chegasse ao tamanho da espessura do material.

Posteriormente, em 1927 o estudo em diferentes tipos de aço, ao silício e não siliciosos, mostrou que a perda calculada diferia do valor medido. Mais acentuadamente para os aços siliciosos, atribuindo a discrepância ao tamanho de grão destes aços (GNO) [33].

O termo traduzido do inglês "*Anomalous Losses*", como perda anômala, apareceu pela primeira vez no artigo de McKeehan e Bozorth no ano de 1934 [20], onde os autores atribuíram à origem da P_a à movimentação de paredes de domínios de fechamento.

Seguindo pela ordem cronológica, até aquele momento não havia tratamento ou explicação física para a perda anômala. Trabalho este que coube à

Brailsford [34]. O autor tratou a diferença entre a perda observada e calculada como perda anômala e o efeito à distorção na onda de indução, destacando que não havia uniformidade na onda de indução ao longo da seção transversal das tiras de aço. Alguns anos depois Brailsford e outros autores concluíram que a perda em questão não poderia ser proveniente de tais efeitos [35].

Outro tratamento teórico foi proposto em 1950 por Williams, Shockley e Kittel levando em conta a movimentação das paredes de domínio. A *eddy current anomaly,* como foi denominada naquele artigo, foi dada como consequência da movimentação das paredes [36].

Sete anos mais tarde, Bloor e Martin [37], sugeriram que a distância entre paredes de domínios de monocristais de ferro silício, pode ser proporcional ao tamanho do monocristal, equação (13)

$$D = 1,32 \left(\frac{\gamma}{K_1}\right)^{0,25} \dot{\ell}^{0,75}$$
(13)

em que D é espaço entre paredes, γ é a energia associada à parede de domínio, K₁ constante magnetocristalina de primeira ordem e $\dot{\ell}$ o diâmetro do de monocristal.

Provavelmente o modelo de maior sucesso foi o Pry-Bean [38] em 1958, analisando as perdas de aço GO, sugeriram que a perda anômala é diretamente proporcional à razão entre a distância das paredes de domínios de 180º e a espessura da amostra, equação (14). A análise é válida para uma estrutura simplificada de domínios, alinhados e regularmente espaçados, condição próxima ao aço de grão orientado.

$$P_a = P_p 1,628 \frac{D}{e}$$
(14)

onde P_a é perda anômala, P_p é perda parasita, D é a distância entre as paredes de domínio e e é a espessura da amostra.

A relação entre a distância das paredes de domínio com a perda anômala está ligada à microcorrentes parasitas que são geradas entorno das paredes de domínio, durante o seu deslocamento.

3.6.4 A perda anômala nos aços GNO

É notável que o aço de grão não orientado não possui uma textura pronunciada, motivo pelo qual existe nesses materiais uma estrutura de domínios complexa. De forma que a estimativa de mudanças na estrutura de domínio é muito difícil de ser realizada. Tal complexidade de estrutura dificulta o tratamento da perda anômala para estes aços.

Bertotti em 1985 propõe a ideia de objetos magnéticos, os "*MO's*" traduzido como "objetos magnéticos", são grupos de paredes acopladas que atravessam contornos de grão, cuja evolução na magnetização é fortemente correlacionada, assim podendo ser tratada com uma única região [39]. Segundo Bertotti [40] o número de objetos magnéticos é proporcional a $1/\ell^2$.

Munido de tais considerações e também do conceito de objetos magnéticos, Bertotti propôs a equação (15), para calcular a perda anômala, onde H_h é o campo coercivo histerético, ℓ o tamanho de grão, ρ é a resistividade elétrica, J_s é polarização magnética de saturação, B_m é a indução máxima, f a frequência de excitação e G^w é uma constante adimensional com valor de 0,1356 [41].

$$P_{a} = 8B_{m}f \sqrt{2(\ell)^{2}G^{w}\frac{1}{\rho}J_{s}H_{h}f}$$
(15)

Ao observarmos a equação (15) proposta por Bertotti [42], notamos a presença do campo coercivo, que é recíproco do tamanho de grão $(H_h \propto 1/\ell)$, isso nos

leva a uma perda anômala proporcional à raiz quadrada do tamanho de grão, $P_a \propto \sqrt{\ell}$.

A partir de análise do estudo sobre o efeito do tamanho de grão da frequência e da indução máxima, Campos et al [26] propuseram que a perda anômala poderia ser dada pela equação (16). Observa-se que a espessura e entra como variável. A variação da $P_a \propto \ell^{0,5}$ foi proposto por Shiozaki em [43].

$$P_{a} = C_{3}\ell^{0,5} \frac{1}{\rho} e^{2} B_{m}^{2} f^{1,5}$$
(16)

onde c_3 é constante a ser determinada experimentalmente. A equação (15) de Bertotti é dimensionalmente equilibrada, enquanto que a equação (16) exige que a constante C₃ tenha unidade de m^{1/2}s^{1,5}.

3.6.5 Mecanismos de dissipação de energia

Os mecanismos de dissipação de energia nos aços elétricos estão relacionados à movimentação, nucleação/aniquilação e à rotação irreversível das paredes de domínio.

A dissipação por movimentação das paredes de domínio tem sua causa em correntes parasitas. Durante o deslocamento das paredes, são geradas ao seu redor microcorrentes de Foucault [22]. Tais microcorrentes são proporcionais à velocidade com que as paredes se movem, por sua vez, essa velocidade depende de fatores como, tamanho de grão, inclusão, tensões residuais e textura. A nucleação e aniquilação de domínios envolvem rápidas mudanças na indução, dB/dt, portanto são fenômenos dissipativos [44]. A nucleação do domínio ocorre preferencialmente na interface entre matriz e inclusões, precipitados, contorno de grão [45]. A nucleação é um fenômeno acumulativo de energia, pois existirá uma energia associada a parede criada. Durante a

aniquilação de uma parede de domínio ocorre dissipação de energia [46]. A nucleação e aniquilação podem ser considerados fenômenos recíprocos.

3.7 Fatores microestruturais que afetam as perdas magnéticas

Como visto na equação (12) a perda parasita não é afetada por fatores microestruturais, quando assume-se que a resistividade elétrica pouco depende da microestrutura quando à temperatura ambiente. Diversos fatores afetam as perdas ($P_h e P_a$) nos aços para fins eletromagnéticos, entre estes podemos citar:

- O tamanho de grão, que tem efeito importante na perda histerética e efeito contrário, porém menos incisivo, na parcela da perda anômala.
- A textura, com efeito pronunciado nas perdas quase estáticas e pouco efeito na parcela anômala.
- A composição química, responsável pela formação de precipitados e inclusões, influindo no crescimento de grão, movimentação de paredes de domínios. Destaca-se também o efeito benéfico do silício que eleva a resistividade e reduz a perda parasita e anômala.
- Deformação plástica que proporciona o aumento da densidade de discordâncias, que ancora a movimentação das paredes de domínios.

3.7.1 Tamanho de grão

A respeito do tamanho de grão, Matsumura e Fukuda [47] mostraram existência de um tamanho de grão ótimo, que minimizasse a perda total (P_t), como sendo de 150 µm. A partir da Figura 10, é visto que a dissipação de energia por corrente parasita (P_e) se comporta de forma linear com o tamanho de grão. A P_e corresponde à soma da perda parasita e perda anômala. Como a perda parasita, calculado pela equação (12), independe do tamanho de grão, conclui-se que o efeito se deve a perda anômala.



Figura 10. Influência do tamanho de grão nas perdas total (P_t) histerética (P_h) e parasita mais anômala (P_e). Adaptado de [47].

Pode ser observado também, da equação (15), que a perda anômala (P_a) é diretamente proporcionais ao ℓ na forma P_a $\propto \sqrt{\ell}$. O estudo foi feito em aço GNO 3%SI [41].

Analisando as causas da perda anômala é notável o seu crescimento com o tamanho de grão, devido ao aumento da distância entre paredes de domínio, como observado por [26], que partindo do modelo de Pry e Bean [38], confirmou teoricamente a relação $P_a \propto \sqrt{\ell}$, como já mostrada na equação (16) [26]

Por sua vez, o tamanho de grão na perda histerética tem efeito contrário ao da perda anômala, diversos autores [26, 47, 48] constataram essa mesma tendência. Os contornos de grão são locais de nucleação e aniquilação e

impedimento para movimentação de domínios, resultando em dissipação de energia, portanto a perda histerética decresce quando o ℓ cresce.

Como as duas parcelas das perdas possuem tendências divergentes sobre o efeito do ℓ , há um tamanho de grão ótimo, que dá a menor perda total para a soma das parcelas. Tal relação pode ser vista na Figura 11, mostrando o tamanho de grão ótimo de 125 µm para perda total. O tamanho de grão ótimo, teórico, varia com a frequência, tendendo a diminuir quando a frequência aumenta [26]. Segundo Matsumura e Fukuda [47], o tamanho de grão ótimo depende da composição química, Si e AI, e também da textura. Os autores encontraram tamanho de grão ótimo, empírico, de 150 µm.

A dedução do tamanho de grão ótimo (ℓ_{oti}) é vista em [26]. Os autores partiram das considerações propostas por Shilling e Houze [15], condições em que os domínios são de 180°, portanto a energia total é dada pela soma da energia magnetostática (E_d) e energia de parede (E_w), equação (17)

$$E_{d} + E_{w} = E_{T} = \frac{\beta \mu_{0} M_{s}^{2} D}{\ell} + \frac{\gamma}{D}$$
(17)

onde β é constante e depende da configuração das paredes de domínio. Fazendo dE_T/dD=0 obtemos a equação (18)

$$D = \sqrt{\frac{\gamma \ell}{\beta \mu_0 M_s^2}}$$
(18)

Assim pode ser inferido que a distância entre paredes de domínio é proporcional à raiz quadrada do tamanho de grão $(D \propto \sqrt{\ell})$, de dados experimentais é visto que $D \propto 1/\sqrt{f}$. Substituindo a relação do tamanho de grão

e frequência com a distância entre paredes de domínio na equação (14) e em seguida a equação (12) sem a densidade (d) em (14), é obtida a equação (16).

$$P_{a} = C_{3}\ell^{0,5} \frac{1}{\rho} e^{2} B_{m}^{2} f^{1,5}$$
(16)

Em 2005, o equacionamento da perda total em função do tamanho de grão foi feito considerando a soma da equação (16) com (10), dada pela equação (19)

$$Pt_{\ell} = \left(C_1 + \frac{C_2}{\ell}\right) B_{\max}^q f + C_3 \ell^{0,5} \frac{1}{\rho} e^2 B_m^2 f^{1,5}$$
(19)

fazendo a derivada de $(dP_t/d \ell = 0)$ chega-se à expressão do tamanho de grão ótimo, equação (20)

$$\ell \text{oti} = \left(\frac{C * \rho}{B^{2-q} e^2 f^{1/2}}\right)^{2/3}$$
(20)

em que C é uma constante a ser determinada experimentalmente, q é o coeficiente de Steinmetz. Entretanto, Rodrigues-Jr mostrou 2010 que o efeito conjugado do tamanho de grão e indução pode ser refinado. Este refinamento leva o tamanho de grão otimizado a ser função do expoente da dependência do coeficiente angula C_2 com indução, que é menor que o coeficiente clássico de Steinnetz [24].



Figura 11. Tamanho de grão ótimo para perda total, em diferentes frequências de excitação. Adaptado de [26].

Propriedades como campo coercivo, H_c , e permeabilidade, μ , também são afetadas pelo tamanho de grão. O campo coercivo é inversamente proporcional ao tamanho de grão [49]. Uma explicação superficial desta relação poderia ser feita com base na consideração de que, contornos de grão são barreiras para movimentação das paredes de domínio. Segundo Campos [50], este é provavelmente o efeito dominante. É importante notar que o estudo mais recente [51], mostrou por elementos finitos, que H_c é inversamente proporcional a desorientação, cosseno médio, entre a direção de magnetização e a direção de fácil magnetização.

3.7.2 Deformação

Sabe-se que a deformação plástica aumenta o número de discordâncias e essas tem efeito deletério nas propriedades magnéticas principalmente nas perdas histeréticas. Assume-se que a interação discordância parede de domínios resulta em dificuldade para movimentação da parede de domínio [52]. Para aço Fe 3.25%Si observa-se que o H_c varia com a raiz quadrada da

densidade de discordâncias [53]. Trabalho mais recente mostrou que a perda histerética e o campo coercivo variam linearmente com a magnitude da deformação, ou seja, deformação plástica e com a densidade de discordâncias[54, 55].

3.7.3 Composição química

O elemento de maior importância para os aços para fins eletromagnéticos é o silício, principalmente quando se pensa em redução de dissipação de energia. O Si é responsável pela redução da perda de excesso e principalmente da perda parasita, pelo aumento da resistividade elétrica, p, assim reduzindo as correntes parasitas. A Figura 12 ilustra a variação da resistividade elétrica pelo % de elementos de liga no ferro. A perda parasita é proporcional à p, na forma da equação (12). A perda anômala pelo modelo de Bertotti [41], mostrado na equação (15) tem o comportamento do tipo $P_a \propto \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, e como proposto em [26] equação (16), $P_a \propto \frac{1}{\rho}$.



Figura 12. Efeito de do teor de vários elementos na resistividade do ferro, destaca-se o silício o e alumínio.

Ao observarmos a perda histerética não há um efeito primário relacionado ao teor de Si. Outras propriedades são afetadas pelo silício, como é o caso da energia magnetocristalina, através da constante magnetocristalina de primeira ordem K₁. Portanto espera-se que a adição de Si reduza as perdas histeréticas, como mostrado em [56], a parcela decrescendo linearmente a 1,5T de indução. A influência do teor de Si nas propriedades magnéticas intrínsecas pode ser conferida na Figura 13.



Figura 13. Variação das propriedades magnéticas intrínsecas com o percentual em peso de Si nas ligas FeSi. Adaptado de [57].

O efeito do silício e do alumínio na constante magnetocristalina pode ser visto na equação (21) [58]. As propriedades como, polarização de saturação e resistividade elétrica, também variam com o %Si, de acordo com as equações (22) vistam em [59] e (23) de [47]. A presença de elementos como manganês enxofre tem efeito deletério das propriedades magnéticas, devido à formação de inclusões. O Mn tem efeito deletério nas propriedades magnéticas [60] apesar de proporcionar melhoria nas propriedades mecânicas. Compostos como nitreto de alumínio e sulfeto de manganês são barreira à movimentação das paredes de domínio, desta forma, a sua presença aumentam as perdas [61].

$$K_1 = 4.8 - 0.42(\% Si) - 0.08(\% Al) * (10^4 \frac{J}{m^3})$$
 (21)

$$\rho = 10,7 + 3,4 * (\%Mn) + 17 * (\%P) + 14 * (\%Si) + 12$$

* (%Al) + 8 * (%Sn) ($\mu\Omega$ cm) (22)

$$J_{s} = 2,16 - 0,048 \,(\%Si) \,(T)$$
(23)

3.8 Perda anômala e a frequência de excitação

Quando o material ferromagnético é magnetizado em frequência de excitação, f, as paredes de domínio precisam mover-se rapidamente para compensar a mudança do sentido do campo magnético. Quando a frequência de excitação aumenta, as paredes tendem a se deslocar com maior velocidade, mas em contrapartida o número de paredes aumenta.

Entretanto em baixas frequências de excitação a velocidade do movimento de paredes deve ser elevada, para compensar o pequeno número de paredes ativas, assim a perda é em maior parte influenciada pela velocidade das paredes de domínio [62].

Até os anos 60 existia uma tendência, baseada no modelo Pry e Bean, de associar a P_a em função da frequência ao quadrado [26]. A maneira pela qual a f afeta a perda anômala, é consenso entre Campos [26, 41] e Berttot [26, 41], como relação ao expoente da P_a em função da frequência que é $P_a \propto f^{1,5}$.

3.9 Resumo

O efeito de variáveis físicas e microestruturais na perda anômala ainda estão sendo discutidas na literatura internacional, como exemplo em [63, 64]. O entendimento da influência de tais variáveis nas perdas torna-se de suma importância para sua redução assim uma melhor eficiência energética dos aços para fins eletromagnéticos.

A dúvida sobre o efeito da resistividade elétrica na perda anômala, se Pa é proporcional a resistividade elétrica ou se é inversamente proporcional a raiz quadrada da resistividade elétrica, justifica investigar 3 aços com diferentes teores de Si e Al.

As dúvidas sobre o efeito do tamanho de grão justifica investigar o efeito da temperatura final que afeta o tamanho de grão.

É possível avaliar experimentalmente o efeito da frequência no tamanho de grão, buscando confirmar o que a Figura 11 sugere.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

Para alcançar os objetivos propostos neste trabalho, foram utilizadas três ligas, composição dada pela Tabela 1, de aços GNO com 7 amostras cada liga, no total de 21 conjuntos de lâminas Epstein com dimensão de 305 x 30 x 0,64 mm, cortadas no sentido longitudinal da laminação. Os teores de silício e alumínio não foram rigorosamente reportados, a pedido do fabricante dos materiais. As amostras de cada conjunto foram recozidas à diferentes temperaturas de recozimento final, mantendo-se a mesma sequência de temperatura para cada liga, de modo que houvesse aumento do tamanho de grão por crescimento, portanto produzindo diferentes tamanhos de grão nas amostras.

Liga	Amostras	%Si	%Mn	S (ppm)	C (ppm)	Ti (ppm)	N (ppm)
1	36 a 42	2,05	0,42	30	20	25	26
2	78 a 84	2,45	0,42	30	20	21	23
3	120 a 126	3,3	0,55	8	28	20	22

Tabela 1- Composição química das ligas 1, 2 e 3.

4.1 Recozimento

As etapas de recozimento, decapagem e corte das amostras na dimensão 30x305 mm foram realizadas na Aperam. Os dados da atmosfera de recozimento, temperatura e tempo de encharque estão na Tabela 2, as três ligas foram recozidas na mesma sequência de temperatura. A densidade e a resistividade elétrica das ligas estão alocadas na Tabela 3.

			T rec. Final			Tempo de
	Amostra	as	°C	Atmosfera	P.O.	encharque.
36	78	120	860			
37	79	121	900			
38	80	122	940	75% H ₂		
39	81	123	980		<-30°C	30s
40	82	124	1020	$25\% N_2$		
41	83	125	1060			
42	84	126	1100			

Tabela 2- Dados relativos ao recozimento, temperatura e atmosfera.

Tabela 3- Resistividade e densidade

Ligo	Densidade ⁽²⁾	Resistividade (1)		
Liya	Kg/m³	μΩcm		
1	7750	39,89		
2	7700	43,41		
2	7650	52 05		
3	7050	55,05		

(1) Resistividade elétrica medida no IPT.

(2) Densidade fornecida pelo fabricante

4.2 Caracterização microestrutural

Para a caracterização microestrutural de cada amostra, a fim de determinar o tamanho de grão, o ensaio foi realizado conforme ASTM E3 – 1[65]. As amostras foram cortadas e embutidas, por meio da politriz foram lixadas, na sequência de 600 e 1200 MESH. O polimento foi realizado por pasta de

diamante como abrasivo, com granulometria até 1µm e álcool etílico absoluto como lubrificante. Após o polimento as amostras foram atacadas com Nital 10% para revelar os contornos de grão. Posteriormente foram analisadas e fotografadas no microscópio ótico Olympus BX60M como câmera digital acoplada, modelo Opticam 5MP. Foram fotografados 14 campos ao acaso por amostras, contendo mais de 30 grãos cada.

A medição do tamanho de grão foi executada de acordo com a norma ASTM E112 [66], como visto na Figura 14. As micrografias foram feitas com aumento de 100x. Posteriormente foram abertas no software ImageJ (*Image Processing and Analysis in Java*), e através deste, um círculo de perímetro conhecido foi sobreposto. Assim os interceptos foram contados, ressaltando que, interceptos que tangenciavam ou ponto proveniente do encontra de três grãos tiveram contagem diferente, como determina a norma ASTM. Obteve-se o tamanho de grão médio pela razão entre o perímetro da circunferência e o número de interceptos.



Figura 14. Micrografia retirada do plano da superfície da amostra, aço GNO Fe-3,3 %Si. Círculo usado para contagem de interceptos.

4.3 Ensaio no quadro de Epstein

Os ensaios foram realizados no Laboratório de Metrologia Elétrica – IPT. Para determinação das perdas magnéticas foi utilizado o quadro de Epstein. Este equipamento é constituído de dois enrolamentos e quatro bobinas ligadas em série para cada enrolamento, o primário é responsável pela excitação do material e secundário faz a medição da densidade de fluxo induzido no mesmo. As lâminas são introduzidas no interior do enrolamento formando um circuito magnético fechado, mostrado na Figura 15 (a, b). Neste método a indução B varia com o tempo t. O ensaio foi realizado conforme a norma ABNT –NBR 5161 [67].



Figura 15. Vista superior esquemática (a) do quadro, com seus respectivos enrolamentos e vista em corte (b) mostrando como são alocadas as lâminas durante o ensaio de perdas.

Ao todo foram ensaiados 21 conjuntos de amostras, com 8 lâminas cada, com peso médio de 0,4 Kg em regime de frequência de 50, 60, 100, 150 e 200 Hz, 1 e 1,5T de indução, para determinação das perdas totais, aqui chamada de Pt . A medição da perda histerética (Ph), foi conduzida em regime quase estático (0,005Hz), a 1 e 1,5 T. A perda histerética lida no aparelho é o valor de perda

histerética simulando condições de uso a 60 Hz. Para converter este dado em J/m³ multiplica-se pela densidade e divide-se pela frequência. A análise das propriedades magnéticas se deu pelo método de separação das perdas, o que considera a perda total como sendo a soma das parcelas que a compõem, conforme equação (24).

$$P_t = P_h + P_p + P_a \tag{24}$$

5 Resultados e Discussão

5.1 Tamanho de grão e temperatura de recozimento final

Após o tratamento térmico todas as amostras apresentaram aumento do tamanho de grão por crescimento. Os tamanhos de grão (ℓ), determinados conforme item **4.2**, e a temperatura na qual as amostras foram recozidas estão dispostos na Tabela 4.

		l.		£		ŀ
T.rec. F.	Amostra	μm	Amostra	μm	Amostra	μm
860	36	46	78	53	120	48
900	37	67	79	68	121	64
940	38	96	80	100	122	84
980	39	138	81	121	123	117
1020	40	179	82	152	124	151
1060	41	166	83	176	125	172
1100	42	170	84	249	126	207

Tabela 4- Tamanho de grão de cada amostra com a respectiva temperatura de recozimento final.

O crescimento de grão pode ser constatado visualmente através das Figura 16, Figura **17** e Figura **18**, onde são mostradas as micrografias das amostras da liga três. As micrografias foram extraídas dos aços recozidos nas temperaturas de 900, 980 e 1100 °C. Observa-se que houve crescimento normal dos grãos e algum crescimento anormal, já que alguns grãos têm mais de 10 lados [68]. Vale observar também que, as amostras da liga 1, recozidas na temperatura de 1060 e 1100 °C não tiveram crescimento de grão, esse fato se deve à mudança de fase. O teor de silício e a temperatura de recozimento final possibilitaram que houvesse transformação austenítica.



Figura 16. Micrografias da amostra 121 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a 900°C com tempo de encharque de 30 segundos, 100x de aumento.



Figura 17. Micrografias da amostra 123 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a 980°C com tempo de encharque de 30 segundos, 100x de aumento.



Figura 18. Micrografias da amostra 126 liga 3, com 3,3 %Si. Recozida a 1100°C com tempo de encharque de 30 segundos, 100x de aumento.

Na Figura 19 a evolução do tamanho de grão das ligas 1, 2 e 3 (L1, L2 e L3) são comparadas devido ao seu teor de enxofre e tamanho de grão. Na temperatura de recozimento final de 1100 °C a liga 2 apresentou o maior tamanho de grão. A liga 2 tem menor concentração, em ppm, de titânio e nitrogênio do que a liga 1, como pode ser visto na Tabela 1.

A diferença entre tamanho de grão, no recozimento a 1100 °C, da liga 1 e 3, poderia ser justificada pela concentração de enxofre. Na hipótese da presença do sulfeto de manganês é plausível que ele tenha influenciado no crescimento do grão. Durante o crescimento de grão os contornos de grão podem ser ancorados pelo sulfeto de manganês, como destacado em [61]. Contudo o a liga 2 com 30ppm de S tem maior tamanho de grão a 1100 °C, quando comparado com as ligas 1 e 3, o que torna inconsistente uma afirmação conclusiva sobre essa discrepância. É importante destacar também que, o tamanho de grão final é fruto alguns parâmetros como: tamanho de grão de partida e espessura da bobina quente.



Figura 19. Tamanho de grão por temperatura de recozimento final, comparação entre as ligas 1, 2 e 3, com diferentes ppm's de S.

5.2 Comparação entre as perdas magnéticas medidas do IPT e Aperam

Na empresa Aperam, as amostras utilizadas neste trabalho foram submetidas ao ensaio de perdas magnéticas nas frequências de 50 a 200 Hz a 1T e 50 e 60 Hz a 1,5T.

Para a avaliação da reprodutividade dos ensaios, foram comparadas as medidas de perda total, executadas no IPT e na Aperam. As medidas comparadas foram realizadas a 50, 60, 100, 200 Hz para 1 T e 50 e 60Hz para 1,5 T. Na Figura 20 é mostrado a variação percentual entre as duas medidas, Aperam e IPT, por frequência a 1T. A Figura 21 traz a variação percentual entre as medidas Aperam e IPT, de Pt por tamanho de grão (ℓ), com o menor e maior ℓ de cada amostra.



Figura 20. Variação porcentual da perda total medida na Aperam e IPT em função da frequência para amostras de menor e maior ℓ de casa amostra.



Figura 21. Porcentual de variação entre as medidas realizadas na Aperam e IPT em função do tamanho de grão ℓ, a 50 e 60 Hz a 1,5T.

Tanto a 1 T quanto a 1,5 T, as variações da perda total entres as medidas Aperam e IPT não passaram de 4%. Nota-se que pela razão (Aperam/IPT), as medidas do IPT são geralmente menores.



Figura 22. Perda anômala de uma amostra de cada liga. Calculada de 50 até 2500 Hz a 1T.

Na Figura 22 é mostrado o comportamento dos resultados medidos em frequências de 50 até 2500 Hz a 1T, observa-se a ocorrência de algo anormal nas medidas, acima de 500 Hz, a perda anômala passa a ser negativa. Tal fato pode ser interpretado com se a perda parasita calculada pela equação (12) proposta por Thomson [31] somada à perda histerética, medida em 5 mHz, fossem maior que a perda total medida. Contudo esse erro exposto pode ser atribuído à equação (12), como destacado em [29].

5.3 Perdas magnéticas, tamanho de grão e temperatura de recozimento final

O modelo de tratamento das perdas aplicado neste trabalho compreende a separação da perda total em parcelas, conforme equação (24), assim:

Pa=Pt-Ph-Pp

Como o tamanho de grão cresceu significativamente com a temperatura de recozimento e é uma variável microestrutural que tem grandes efeitos nas perdas magnéticas, é importante avaliar a relação entre perdas e tamanho de grão.

A Figura 23 mostra a evolução da perda total em função da temperatura de recozimento a 60 Hz, com indução magnética de 1,5 T, para as três ligas.

As Figura 24 e Figura 25 apresentam a P_a em função tamanho de grão, perdas em 60 e 150 Hz respectivamente, a 1,5T. Nota-se, de maneira geral, que a perda anômala cresce com o aumento do tamanho de grão. Apenas dois casos fogem da linha de tendência: o recozimento a 1100 °C, das ligas 1 e 3 resultou em perdas anômalas menores que amostras recozidas a 1060 °C das mesmas ligas.

A perda anômala está abaixo do esperado para os ℓ 's 178 e 207 µm das ligas 1 e 3, respectivamente. Uma hipótese para o decréscimo da P_a com o aumento de ℓ pode ser baseado na presença de nitretos, consta na Tabela 1 o teor de N.

O nitreto de alumínio (AIN) pode ancorar o movimento de paredes de domínio, de acordo com Yoshihiko Oda [61]. Estes precipitados são obstáculos ao movimento das paredes de domínio, portanto haverá uma energia dissipada para que esse obstáculo seja ultrapassado pela parede. A energia dissipada neste processo será incrementada à perda histerética.



Figura 23. Perdas totais por temperatura de recozimento. Perdas medidas a 60 Hz e 1,5T.



Figura 24. Perda anômala por *ℓ*, comparação entre as ligas 1, 2 e 3 com seus respectivos *ℓ*'s, 1,5T a **60 Hz**. Notável diminuição da perda nas ligas 1 e 3 para *ℓ* > que 175 μm



Figura 25. Perda anômala por ℓ , comparação entre a liga 1, 2 e 3 com seus respectivos ℓ 's, 1,5T a **150 Hz**.

É esperado que a perda histerética diminua com o aumento do tamanho de grão. Pode ser visto na Figura 26 que a P_h teve aumento somente na amostra da liga 1 recozida a 1100 °C. Era esperado que a liga 3 apresentasse aumento da perda histerética para a amostra recozida a 1100 °C, para compensar a queda na P_a, todavia isso não ocorreu.

O aumento da P_h na liga 1, da amostra recozida a 1100 °C pode ser explicada pela hipótese da presença de AIN, corroborando com estudo revisado em [61]. Contudo o efeito pode ser atribuído também ao fato das amostras recozidas na temperatura de 1060 e 1100 °C terem transformado de fase. O decréscimo da taxa de crescimento do tamanho de grão observado na liga 1 é refletido na medida de B50, como mostrado na Figura 27. O melhor resultado de B50 para liga 1 corresponde à amostra recozida a 1060 °C.



Figura 26. Perda histerética por tamanho de grão liga 1,2 e 3, mostrando a diminuição da perda mediante o crescimento de grão, perda cresce com ℓ > que 175 µm da liga1, perda a

1,5 T.



Figura 27. Medidas de B50 nas ligas 1, 2 e 3.

5.3.1 Perdas totais, tamanho de grão ótimo e frequência de excitação

A perda total em função do tamanho de grão, a 1 e 1,5 T e 50 Hz, é mostrado na Figura 28 com medidas do IPT e Aperam e Figura 29, respectivamente. Por

meio das figuras nota-se que a série da liga 2 apresentou claramente um tamanho de grão ótimo, uma vez que esta série vem de um máximo de perdas até um mínimo e em seguida volta a crescer. Este comportamento foi evidenciado tanto nas medidas do IPT quanto da Aperam.

O tamanho de grão ótimo para as ligas 1 e 3 foi escolhido como ℓ de menor perda total, 154 e 207 µm respectivamente. Houve mudança no tamanho de grão ótimo (ℓ_{oti}) com o aumento da indução, comportamento corrobora com os resultados de Shiozaki [43].



Figura 28. Perda total e tamanho de grão, medido em 50 Hz a 1 T no IPT e Aperam, para as ligas 1, 2 e 3.



Figura 29. Perda total e tamanho de grão, medido em 50 Hz a 1,5 T no IPT, para as ligas 1, 2 e 3.

A partir das Figura 30 e Figura 31, pode ser visto a variação porcentual da perda total em relação ao tamanho de grão ótimo, dado pela re

lação (Pt ℓ oti / Pt ℓ). É observado o quanto a Pt cresce quando se distancia do ℓ_{oti} . Nota-se que o tamanho de grão ótimo depende da frequência. Portanto ℓ oti diminui com o aumento da frequência e cresce com a redução da mesma, de acordo com a equação (20).

Ao considerarmos a perda total como a soma de três parcelas, sabemos que Pp independe do ℓ , Ph varia de forma linear com a frequência de excitação e Pa depende tanto de ℓ com da frequência de excitação. Assim a parcela que estaria influenciando a variação de ℓ com a frequência seria a perda anômala.

Para este comportamento uma hipótese poderia ser levantada. A distância entre paredes de domínio (D) é proporcional ao ℓ^2 , obtido em [26]. De [44, 69] pode ser obtido que D $\propto 1/f^{0.5}$. Portanto temos que $\ell \propto 1/f$. O tamanho de grão ótimo diminuiria com o incremento da frequência.



Figura 30. Variação porcentual da perda total em função do tamanho de grão ótimo da liga 2, medido em diferentes frequências a 1 T



Figura 31. Variação porcentual da perda total em função do tamanho de grão ótimo da liga 2, medido em diferentes frequências a 1,5 T

5.4 Perdas histeréticas e o tamanho de grão

Para interpretação, comparação e análise da perda histerética são utilizadas as Figura 32, Figura 33 e Figura 34. Nota-se na Figura 32, que a tendência geral observada é muito próxima a da $P_h \propto a + \frac{1}{\sqrt{\ell}}$ encontradas na literatura [42].



Figura 32. Perda histerética em função do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T.

As Figura 33 e Figura 34 comparam a Ph em função do inverso do tamanho de grão $1/\ell$ e de $1/\sqrt{\ell}$.



Figura 33. Perda histerética em função do inverso do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T.



Figura 34. Perda histerética em função do inverso da raiz quadrada do tamanho de grão, para as ligas 1, 2 e 3. Medidas realizadas a 1 e 1,5 T.

Sobre a influência do tamanho de grão nas perdas histeréticas destaca-se que; o melhor comportamento foi da perda crescendo com o inverso do tamanho de grão com melhor R², a variação na indução máxima não modificou esse comportamento. Os resultados da $P_h \propto 1/\ell$ estão de acordo com os resultados já destacado na literatura [26, 47].

O comportamento da perda histerética com o inverso do tamanho de grão, como sendo linear, foi confirmado por outros autores [24, 54]. Na Figura 35 é apresentada uma comparação do coeficiente angular entres esses autores e os resultados da liga 1, 2 e 3. As amostras de [24] e [54] foram encruadas e tratadas termicamente a 720 °C por 2 horas, para crescimento de grão por recristalização. Processo este, que difere dos processos aplicados às ligas 1, 2 e 3 [70]. Uma hipótese poderia ser levantada acerca do tamanho das inclusões. Os tamanhos das partículas de inclusão influenciam a perda histerética.



Figura 35. Comparação do coeficiente linear das retas de perda histerética pelo inverso do tamanho de grão de trabalhos [24, 54, 70] e ligas 1, 2 e 3.

5.4.1 Perdas histerética e o teor de silício

Na Figura 36 está graficada a perda histerética a 1 e 1,5 T em função do teor de silício, para amostras das três ligas com tamanhos de grãos semelhante. Apesar da imprecisão de uma avaliação de tendência com apenas três pontos, observa-se que efeito é muito pequeno, se houver.

A energia dissipada na histerese é aproximadamente proporcional à energia das paredes de domínio, γ , que é proporcional a $\sqrt{k_1T_c}$. Portanto, por meio da equação (21), é esperado que W_h decresça com a adição de silício [47, 56]. A adição de silício reduz a polarização magnética de saturação, J_s. O aço com adição de silício tem menor saturação, portanto é esperado que em uma determinada indução, 1,5 Tesla por exemplo, este material já esteja próxima a polarização de saturação. Como a indução máxima afeta a energia histerética segunda a lei de Steinmetz [2], é possível propor que o efeito do silício na energia dissipada, seja proporcional à saturação no ferro J_{sFe} dividida pela
saturação no aço silicioso J_{sSi}. Combinando o efeito do Si na energia da parede de domínio e na polarização de saturação, é proposta a relação da equação (25).

$$Wh \propto \left(\frac{J_{SFe}}{J_{SSi}(1-a\,\%Si)}\right)^{1.6} x \,\sqrt{K_1(1-b\,\%Si)T_c(1-c\,\%Si)} \tag{25}$$



Figura 36. Perda histerética em função do teor de silício, comparação entre as ligas 1, 2 e 3, com ℓ próximos.

5.5 Perda anômala, tamanho de grão, frequência de excitação e resistividade elétrica

Nesta seção são discutidos os dados experimentais da influência do tamanho de grão, frequência de excitação e resistividade elétrica. Estes por sua vez, são contrapostos à literatura.

5.5.1 Perda anômala em função do tamanho de grão

A perda anômala a 1,5 T em função do tamanho de grão para as frequências de 50, 60, 100 e 150 Hz pode ser vista nas Figura 37,Figura 38 e Figura 39, ligas 1, 2 e 3 respectivamente. A linha de tendência de potência foi utilizada por ter o maior coeficiente de determinação R^2 , indicativo de que o modelo da equação explica melhor os dados. Equação (26) é equação de potência utilizada, onde β é o fator pré-exponencial e δ o expoente.

$$P_{a} = \beta \,\ell^{\delta} \tag{26}$$



Figura 37. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em diferentes frequências, a 1,5T. Liga 1 com 2,05 %Si.



Figura 38. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em diferentes frequências, 1,5 T. Liga 2 com 2,45 %Si.



Figura 39. Perda anômala em função do tamanho de grão, obtida em diferentes frequências, 1,5 T. Liga 3 com 3,3 %Si.

Dos gráficos dispostos acima pode ser observado que; o valor do expoente (δ) indica a dependência do Pa com o ℓ . O pré-exponencial (β) é função da frequência para cada amostra, comparando as três ligas $\beta = f(f, \rho)$. Tomando a média dos expoentes para cada liga pode ser disposto da forma que se segue, equação (27, 28 e 29), liga 1, 2 e 3 respectivamente.

$$P_a \propto \ell^{0,32} \tag{27}$$

$$P_a \propto \ell^{0,35} \tag{28}$$

$$P_a \propto \ell^{0,34} \tag{29}$$

Nas Tabela 5, Tabela 6,

Tabela 7 e Tabela 8, são mostrados os coeficientes da equação (26), com mais detalhes, e também a média e o desvio padrão.

Tabela 5- coeficientes da equação (26) para a liga 1, com Pa em função de ℓ.

β	δ	f Hz
58,70	0,323	50
42,9	0,333	60
32,6	0,322	100
30,8	0,31	150

Tabela 6- coeficientes da equação (26) para a liga 2, com Pa em função de ℓ.

β	δ	f Hz
50,665	0,3287	50
38,853	0,3385	60
31,87	0,3685	100
30,061	0,3616	150

β	δ	f Hz
47,171	0,3614	50
35,944	0,3119	60
24,938	0,3543	100
27,765	0,3523	150

Tabela 7- coeficientes da equação (26) para a liga 3, com Pa em função de ℓ .

Tabela 8- coeficientes médios da equação (24) para as ligas 1, 2 e 3, com Pa em função de ℓ.

	Média (β)	Des.Pad (β)	Média (δ)	Des.Pad (δ)
L1	33,9545	9,971	0,32	0,0094163
L2	37,862	9,3391	0,35	0,01880538
L3	33,955	9,9706	0,34	0,02239306

Para as três ligas estudas neste trabalho a dependência de Pa com ℓ , difere da literatura. Shizaki em [43] propõem que a perda *"eddy current"* é proporcional a $\sqrt{\ell}$. Neste caso fica evidente que o termo *"eddy current"* trata-se da perda anômala mais a perda parasita, P_p não depender de ℓ . Vale ressaltar que os ensaios realizados pelo autor foram para perdas totais medidas a 50 Hz. Matsumura e Fukuda [47] afirma que a perda por *"eddy current"* é proporcional a ℓ , assim P_a $\propto \ell$. Voltando na equação (15) é notável que a P_a $\propto \sqrt{\ell^2}$, pela substituição do campo coercivo proporcional ao inverso do tamanho de grão [41].

Para se destacar a diferença entre a influência de cada expoente do tamanho de grão na perda anômala, é tomada a Figura 40 como apoio. Os três modelos

são comparados; Matsumura e Fukuda $P_a \propto \ell$ (a), Shizaki $P_a \propto \sqrt{\ell}$ (b) e $P_a \propto \ell^{\delta}$ (c), para δ médio de 0,34, para a liga 2 a 60 Hz.



Figura 40. Perda anômala por tamanho de grão, com os três modelos de expoente e R² indicando o melhor expoente que descreva os resultados. Liga 2 com 2,45 %Si a 60 Hz.

A Figura 41 apresenta a comparação entre os modelos $P_a \propto \sqrt{\ell}$ (a) e $P_a \propto \ell^{\delta}$ (b), para δ médio de 0,34. Dados obtidos por G. Ban [71] a 50 Hz e 1,5 T com amostras de 1,8 %Si.



Figura 41. Perda anômala por tamanho de grão, comparação entre dois expoentes figura a e b. Dados da perda anômala obtidos em [71].

A Figura 42 apresenta a comparação entre os modelos $P_a \propto \sqrt{\ell}$ (a) e $P_a \propto \ell^{\delta}$ (b), para δ médio de 0,34. Dados obtidos em [72] amostras com 0,69 %Si ensaiadas em regime de frequência de 60 Hz a 1,5T.



Figura 42. Perda anômala por tamanho de grão, comparação entre dois expoentes, figura a e b. Liga SEW com 0,69 %Si a 1,5 T 60 Hz [72].

Da Figura 40 pode ser observado que a melhor equação para descrever a perda em função do tamanho de grão foi $P_a \propto \sqrt{\ell}$, quando compara com modelo $P_a \propto \ell$. A relação linear entre tamanho de grão e perda anômala pode ser vista na Figura 10, nota-se que os pontos estão dispersos quando os comparamos com os pontos da perda histerética da mesma figura, esta dispersão poderia indicar uma relação não linear.

Pela comparação das perdas medidas em [71] Figura 41, pode ser destacado que, apesar da dispersão, o maior R^2 obtido foi para $P_a \propto \ell^{0,34}$. Outro ponto a ser observado da Figura 41 é o valor da Pa, este valor muito baixo pode ser justificado pelo método da medição da perda histerética.

Os dados dispostos na Figura 42 são dados relativos a amostras com diferentes espessuras. Diferentes espessuras levam a diferentes Pp, logo à uma variação da Pa. Contudo o R² é maior para a equação com expoente de 0,34. Fica evidente que o R² que mais se aproxima da equação proposta é a $P_a \propto \ell^{0,5}$.

O expoente médio encontrado de 0,34 pode ser expresso como uma fração, assim 1/3. Portanto uma análise dimensional pode ser feita, na tentativa de estabelecer uma comparação entre $P_a \propto \ell^{\frac{1}{3}}$ e da referência [26] $P_a \propto \ell^{\frac{1}{2}}$. Substituindo na equação (16) as unidades de medida chegamos à;

$$P_{a} = C_{3}\ell^{\frac{1}{2}}\frac{1}{\rho}e^{2}B_{m}^{2}f^{1,5}$$

$$P_{a} = C_{3}m^{\frac{1}{2}}\frac{1}{\Omega m}m^{2}\left(\frac{Vs}{m^{2}}\right)^{2}\frac{1}{s}^{1,5}$$

$$P_{a} = C_{3}\frac{W}{m^{\frac{5}{2}}}s^{-0,5}$$
(16.1)

Em que m é metro, s é segundo, Ω resistência elétrica e V é volts. A mesma análise com o expoente de 1/3, equação (16a);

$$P_{a} = C_{3}\ell^{\frac{1}{2}}\frac{1}{\rho}e^{2}B_{m}^{2}f^{1,5}$$

$$P_{a} = C_{3}m^{\frac{1}{3}}\frac{1}{\Omega m}m^{2}\left(\frac{Vs}{m^{2}}\right)^{2}\frac{1}{s}^{1,5}$$

$$P_{a} = C_{3}\frac{W}{m^{\frac{8}{3}}}s^{-0,5}$$
(13.2)

Comparando as equações (16.1) e (16.2), nota-se que ambas não são dimensionalmente compatíveis. Sobre o expoente da perda em função do tamanho de grão, como 8/3 é mais próximo de 3 do que 5/2, teríamos Watts por metro cúbico na equação (16.2).

O sentido físico das perdas anômalas, em função do tamanho de grão, vem do comportamento das paredes de domínio em frequência. É considerado que a anômala cresça com o aumento de tamanho de grão. Logo maiores tamanhos de grão maiores distâncias entre parede de domínio. Ao submeter o grão a magnetização e desmagnetização em frequência, há aumento da velocidade das paredes de domínio, gerando correntes parasitas. Estas correntes são proporcionais à velocidade das paredes ao quadrado [73].

5.5.2 Perdas anômalas e a frequência de excitação

Para análise da perda anômala em função da frequência tomam-se os gráficos das Figura 43, Figura 44 e Figura 45. A curva de potência foi utilizada por ter o maior coeficiente de determinação R², indicativo de que o modelo da equação (230) explica a variação dos dados.

$$\frac{P_a}{f} = A f^{\alpha}$$
(30)

onde A é o fator pré-exponencial e α a potência.



Figura 43. Perda anômala em (J/m³) em função da frequência para liga 1 com 2,05 %Si. Curvas e linha de tendência de potência para cada tamanho de grão.



Figura 44. Perda anômala em (J/m³) em função da frequência para liga 2 com 2,45 %Si. Curvas e linha de tendência de potência para cada tamanho de grão.



Figura 45. Perda anômala em (J/m³) em função da frequência para liga 3 com 3,3 %Si. Curvas e linha de tendência de potência para cada tamanho de grão.

Os coeficientes da equação (30) e R^2 , em função de ℓ para as três ligas, estão alocados nas Tabela 9, Tabela 10 e

Tabela 11.

ł	А	α	R ²
46 µm	7,9309	0,6431	0,9992
67 µm	9,3746	0,6316	0,9995
96 µm	10,776	0,6396	0,9999
138 µm	12,2	0,6552	1
154 µm	11,38	0,6378	0,9993
165 µm	12,87	0,6681	0,9999
178 µm	10,382	0,6681	0,9999

Tabela 9– Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação R^2 em função do ℓ , liga 1 com 2,05 %Si.

ł	А	α	R2
53 µm	11,205	0,5853	0,9989
68 µm	12,255	0,5862	0,9989
100 µm	11,073	0,6219	0,9997
121 µm	11,336	0,6437	0,9994
152 µm	13,425	0,6338	0,9994
176 µm	14,124	0,6367	0,9999
249 µm	15,733	0,622	0,9998

Tabela 10– Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação R^2 em função do ℓ Liga 2 com 2,45 %Si.

Tabela 11– Coeficientes da equação (30) e o coeficiente de determinação R^2 em função do ℓ Liga 3 com 3,3 %Si.

ł	А	а	R2
48 µm	7,5776	0,6341	0,9999
64 µm	8,7086	0,6335	0,9976
84 µm	8,3729	0,649	0,9989
117 µm	8,1552	0,6719	0,9999
151 µm	10,056	0,656	0,9972
172 µm	11,417	0,6673	0,9983
207 µm	10,624	0,6587	0,998

Tabela 12- Média e desvio padrão dos coeficientes para cada liga.

Liga	Coeficientes.	Média	Desv. Pad
1	А	10,702	
I	α	0,649071	0,014829
2	А	12,736	
2	α	0,618514	0,023698
3	А	9,2730	
5	α	0,652929	0,015037

Para cada liga o fator pré-exponencial (A) é função do tamanho de grão, comparando as três ligas, o fator é função de ℓ e resistividade. Das Tabela 9, Tabela 10 e

Tabela 11 pode ser visto que ℓ influencia o fator A, entretanto essa correlação não apresentou uma tendência nítida.

Como podem ser observados, os expoentes da perda anômala em função da frequência variaram de forma significativa entre as três ligas. A liga com maior desvio padrão foi a liga 3, Tabela 12. Tal desvio padrão é reflexo da inclinação das curvas.

O expoente obtido pelas curvas de potência como sendo 0,64, equação (31), é o valor médio entre as três ligas e está próximo ao proposto pela literatura.

$$\frac{P_a}{f} \propto f^{0,64} \dots \left(\frac{J}{Kg}\right) = P_a \propto f^{1,64} \dots \left(\frac{W}{Kg}\right)$$
(31)

Em geral, a perda anômala é dada na literatura [40, 69] como sendo proporcional a f^{1,5}, o que não difere muito dos resultados apresentados neste trabalho, $P_a \propto f^{1,64}$.

Na Figura 46 é visto a comparação entre os dois expoentes, para a amostra com tamanho de grão de 53 e 249 µm provenientes da liga 2. Os R²'s estão muito próximos, todavia o maior coeficiente de determinação foi para o expoente de 0,64 pelo fato de ter sido extraído da própria amostra.



Figura 46. Perda anômala em (J/Kg) em função da frequência, para o expoente de 0,5 e 0,64. Tamanho de grão de amostras da liga 2 com 2,45%Si.

O tratamento físico dado à perda anômala em função da frequência baseia-se na quantidade e distância entre as paredes de domínio. A quantidade de parede de domínios (Q), em uma amostra ferromagnética, aumente na forma $Q \propto \sqrt{f}$ como destacado em [69]. Desta forma pode ser esperado que a distância entre as paredes (D) decresçam com o aumento da frequência na forma de D $\propto 1/f^{0,5}$, de acordo com o proposto em [44]. Substituindo a relação na equação (13), pode ser dada na forma da equação (32),

$$P_a = C f^2 D \dots (\frac{W}{Kg})$$
(32)

onde C representa as outras variáveis e constantes. Substituindo $D \propto 1/f^{0,5}$ na equação (32) fica evidente a proporção da Pa em função f.

5.5.3 Perda anômala e a resistividade elétrica

Para análise do comportamento da perda anômala com a resistividade são utilizadas as Figura 47 e Figura 48. Nas figuras é comparada a perda de nove amostras, agrupadas em três grupos com tamanho de grão aproximado.

As amostras da liga 2 tiveram maior perda anômala, apesar da resistividade ter uma valor intermediário. Com as três amostras de diferentes resistividades uma discussão mais segura a respeito do comportamento das perdas em função da resistividade, torna-se complexa. Contudo comparando-se os coeficientes de determinação, nota-se que o melhor comportamento é da $P_a \propto \sqrt{\rho}$. Tal comportamento não corrobora com os estudos que propuseram $P_a \propto 1/\rho$ [56, 74].



Figura 47. Perdas anômalas em função de $1/\rho$ para amostra com ℓ aproximado, para as três ligas a 1,5 T e 60 Hz.



Figura 48. Perdas anômalas em função de $1/\sqrt{\rho}$ para amostra com ℓ aproximado, para as três ligas a 1,5 T e 60 Hz.

5.6 Resumo

Um dos principais objetivos deste trabalho é avaliar a influência de variáveis como, resistividade elétrica, frequência de excitação e tamanho de grão, na perda anômala. Toma-se então, a Tabela 13 como um resumo final desta avaliação. Na tabela os dados obtido neste trabalho são contraposto aos dados de Bertotti, Campo et all e Pry e Bean.

	Campos			
	et all	Bertotti	Pry e Bean	Presente
	[24]	[38]	[35]	trabalho
Indução	B ²	В	B ²	-
Frequência	f ^{1,5}	f ^{1,5}	f ²	f ^{1,64}
Tam. Grão	$\ell^{1/2}$	$\ell^{1/2}$	-	$e^{1/3}$
Resis. Eletri.	ρ-1	ρ ^{-1/2}	ρ ^{-1/2}	ρ⁻× ?
Espessura	е	-	e ⁻¹	-

Tabela 13 – Tabela de comparação da influência das variáveis

5.7 Determinação da curva de histerese da perda parasita

Para a determinação da histerese da perda parasita, foi utilizado o equacionamento proposto por Bertotti [75]. Este equacionamento propõem que, o campo magnético parasita em função do tempo ($H_{Pp(t)}$), é a diferença entre o campo magnético aplicado externamente e o campo magnético médio interno. Desta forma o $H_{Pp(t)}$ pode ser calculado pela equação (33),

$$H_{\rm Pp(t)} = \frac{e^2}{12\rho} \frac{dB}{dt}$$
(33)

onde ρ é resistividade elétrica, e é a espessura e dB/dt é a derivada da indução em função do tempo. Como a indução varia senoidalmente, a derivada da indução em função do tempo pode ser obtida pela derivação da equação (34),

$$B_{(t)} = B_{\rm m} \times \cos(2\pi ft) \tag{34}$$

portanto a derivada da equação (35) em função do tempo é dada pela equação (35),

$$\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{dt}} = -\mathrm{B}_{\mathrm{m}} 2\pi \mathrm{f} \operatorname{sen}(2\pi \mathrm{ft}) \tag{35}$$

onde f é frequência e Bm indução máxima, t é o tempo para cada valor de indução. Logo a substituição da equação (35) em (33) nos leva à equação (36) do campo parasita em função do tempo.

$$H_{Pp(t)} = \frac{e^2}{12\rho} \left(-B_m 2\pi f \operatorname{sen}(2\pi f t) \right)$$
(36)

Para construir a curva $B_{(t)} \times H_{Pp(t)}$ ponto a ponto, varia-se H e B em função do tempo. Para determinar o tempo t da equação (36), foram utilizados 3 passos, como se segue:

1º – Consiste na determinação do número de pontos N_p que irá descrever a curva da histerese da perda parasita. O N_p é escolhido de acordo com o número de pontos da histerese da perda histerética. Neste trabalho, optou-se por a 30% do número total de pontos da histerese gerada no regime quase estático. Portanto N_p = 200.

2º - Determina-se o coeficiente X_n para cada ponto, com o índice *n* de 1 até 200, o coeficiente para o ponto 1 é denominado X_1 e $X_1 = 0$. Os coeficientes X_1, X_2, X_3 podem ser observado no modelo descritivo dado pela

Figura 49. Assim podemos estabelecer a equação geral para os coeficientes, equação (37).

$$X_{1} = 0$$

$$X_{2} = X_{1} + \frac{1}{N_{p}}$$

$$X_{3} = X_{2} + \frac{1}{N_{p}}$$
Até
$$X_{n}$$

Figura 49. Exemplo da determinação de cada coeficiente da curva.

$$X_n = X_{n-1} \frac{1}{N_p}$$
(37)

Logo se estabelece um loop, até que índice n = 200.

3º - Neste passo o valor de cada coeficiente é multiplicado pelo inverso da frequência na qual se queira determinar a histerese da perda parasita. O valor do tempo para cada coeficiente (t_n) é dado pela equação (38).

$$t_n = X_n \frac{1}{f}$$
(38)

De posse da equação (34), (37) e (38) determina-se o campo e indução da histerese parasita $H_{Ppl(t)}$ e $B_{(t)}$ respectivamente, possibilitando expressar a dissipação de parasita por ciclo na forma gráfica mostrada na Figura 50.



Figura 50. Perda parasita na forma gráfica, a área interna da curva representa a dissipação de energia por corrente parasita dissipada a 200 Hz para um aço GNO com resistividade de 53,03 $\mu\Omega$ cm e 0,64 mm de espessura a 1,5 T.

5.7.1 Curva de histerese da perda parasita

Considerando que a indução varia uniformemente dentro de todo volume do material a perda parasita pode ser expressa de forma gráfica. A perda corresponde à área dentro da histerese parasita. A comparação entre a perda calculada pela equação (12) proposta por Thomson [28] e a área da histerese é mostrada na Tabela 14.

Tabela 14- Comparação entre a Pp calculada pela equação (12) e área da histerese parasita

Método	J/m ³
Área Pp	230,75
Equação (12)	230,71

5.7.2 Determinação da indução magnética comum à histerese da perda total, quase estática e parasita

Para possibilitar à observação das regiões onde ocorre a dissipação de energia anômala e posteriormente a construção da histerese anômala, é necessário que as histereses (parasita, histerética e total) tenham a mesma indução magnética (eixo y).

As histereses da perda total, parasita e histerética foram tratadas para divisão em ramos de subida e descida, assim facilitando a interpolação, como mostrado na Figura 51 e Figura 52. Com os dados, indução magnética da perda parasita B_p, campo e indução da histerese da perda total H_t B_t, interpolou-se de forma linear pelo software Origin um novo campo da perda



Figura 51. Divisão da perda em pontos, ramos de subida e descida para interpolação do novo campo magnético, histerese a 60 Hz.



Figura 52. Divisão da perda parasita em ramos de subida e descida para posterior interpolação, curva a 60 Hz.



Figura 53. Gráfico da interpolação de um ramo de subida da perda total, em azul o ramo da perda total e em vermelho o novo ramo interpolado da Pt.

$$H_{tn} = H_t + (B_{ti} - B_p) \frac{\Delta H_t}{\Delta B_t}$$
(39)

O mesmo tratamento foi aplicado à histerese da perda histerética

5.8 A perda anômala na curva de histerese

A curva de histerese da perda parasita mais a perda histerética foi obtida pela soma dos campos parasitas mais histeréticos ($H_{Pp+Ph} = H_{Pp} + H_{Ph}$), para cada valor de indução.

Ainda não discutida na literatura, a área ou região na qual corresponde à perda anômala durante o ciclo de histerese, pode ser vista nas Figura 54, Figura 55 e Figura 56. O modelo de dissipação dado pela literatura [76, 77], consiste na distinção entre as regiões de nucleação e aniquilação de domínios movimentação das paredes de domínio, que podem ser vistas na Figura 54.

Partindo de um campo magnético com valor de 50 A/m, Figura 54, nota-se que a movimentação de paredes de domínio começa em um valor de indução

negativo, no 4º quadrante da histerese. A movimentação das paredes de domínio é responsável pela maior dissipação de energia, na perda anômala. Para H > 150 A/m, tem-se a região de rotação irreversível de domínios, fazemos aqui a hipótese que nesta região a movimentação de parede seja mínima ou nula. Na região entre o 1º e 2º quadrante, onde está contida a indução de remanescia, encontra-se a área de dissipação de energia por nucleação de domínios.



Figura 54. Perda anômala, área hachurada em verde, nas regiões de movimentação de parede (A), região de aniquilação de domínios (B) e região de nucleação de domínios (C). Amostra 78, liga 2 ensaiada a 50 Hz

As regiões associadas com a nucleação, aniquilação e movimentação de paredes aumentam com o tamanho de grão, como visto na Figura 55.



Figura 55. Região da perda anômala, área hachurada em cinza, em função do tamanho de grão. Liga 2, frequência de 50 Hz.



Figura 56. Variação das regiões de dissipação de energia da perda anômala em função da frequência de excitação, liga 2 amostra 81.

Ao observar as curvas de histerese da Figura 56b nota-se que, para induções entre +1 à +0,3 T e -0,3 à -1 T, localizadas respectivamente no segundo e quarto quadrante, ocorre um efeito inesperado na curva Pp+Ph, onde a curva ultrapassa os limites da histerese da perda total. Este efeito é observado em frequência maior que 100 Hz e para tamanhos de grão menores que 121 μ m, e tem sua origem na histerese da perda parasita. A histerese da perda parasita, proposta neste trabalho, é sempre uma elipse perfeita, e na prática pode ser diferente disso.

5.8.1 Curva de histerese da perda anômala

A curva de histerese da perda anômala pode ser construída com base nos valor do campo magnético (H) em cada valor de indução magnética (B). Portanto a perda anômala é consequência de um campo anômalo (Ha= Hp – Hh – Ht).

Uma representação da histerese da perda anômala está disposta na Figura 57, curva tracejada. Da observação de 84 curvas construídas, algumas características são gerais e merecem ser notadas: a primeira a ser observada é o serpenteamento exibido por todas as curvas, uma concavidade, indicada pelas setas, na curva vista no 2º e 3º quadrante, e por último, um certo ruído que está presente em altas induções, próximo a 1,5 T.



Figura 57. Histerese das perdas a 50 Hz 1,5 T, amostra 36, tamanho de grão de 46 µm, liga 1.



Figura 58. Histerese das perdas a 50 Hz 1,5 T, amostra 37, tamanho de grão 67 µm, liga 1



Figura 59. Histerese das perdas a 150 Hz 1,5 T, amostra 41, tamanho de grão 165 µm, liga 1

Comparando as Figura 57 e Figura 58 é visto que a área da histerese da perda anômala aumenta com o aumento do tamanho de grão, e aumenta com o aumento da frequência como mostrado na Figura 59.

Para a interpretação da histerese anômala utiliza-se como base a movimentação das paredes de domínios. No início do processo de magnetização, partindo de indução inicial próximo à 0 no primeiro guadrante, nota-se o aumento da área com o aumento do campo magnético. Esse aumento prossegue até 0,5 T no primeiro guadrante, comportamento idêntico ao do terceiro quadrante (-0,5 T). É suposto que a causa da perda anômala nesse trecho da curva se deve ao aumento da velocidade das paredes de domínio. Como já destacado, as perdas em baixas induções são provenientes da movimentação de paredes de domínio [76]. Após o ponto da curva em 0,5 T (-0,5T) a área da histerese anômala no 1º quadrante, decresce mediante ao aumento do campo. Na região de alta indução diminui a fração de perda associada à velocidade das paredes de domínio, mas ainda persiste uma pequena fração de dissipação de energia, e é atribuído à rotação irreversível de domínios [76]. Hipoteticamente poderia ser suposto que a rotação irreversível, nucleação e aniquilação exerceriam pouca influência nas perdas anômalas.

Portanto pode ser visto que maior parte da energia é dissipada no primeiro e terceiro quadrante, principalmente em altas frequências. Com o aumento da frequência ocorre a tendência da curvatura da perda anômala se acentuar, de tal forma que no segundo e quarto quadrante a curva ultrapasse o eixo de indução, fenômeno observado em 0,6 a 0,9 T (-0,6 a -0,9 T).

As Figura 60 e Figura 61 mostram as histereses com seu respectivo tamanho de grão, para a liga 2.



Figura 60. Histereses medidas a 60 Hz 1,5 T, sobreposta à micrografia da amostra na qual foi medida, amostra 78.



Figura 61. Histereses medidas a 60 Hz 1,5 T, sobreposta à micrografia da amostra na qual foi medida, amostra 84.

6 Conclusões

Através das micrografias e dos tamanhos de grão pode-se concluir que houve aumento do tamanho de grão por crescimento normal de grão e uma pequena fração de crescimento anormal em altas temperaturas.

As perdas totais medidas no IPT, em geral, são maiores que as medidas na Aperam, contudo não ultrapassando 4% de diferença, tanto a 1,0 quanto a 1,5 T.

A perda anômala cresceu com o aumento do tamanho de grão (ℓ), como era esperado, exceto para as amostras recozidas a 1100°C das ligas com teores de silício 2,05 e 3,3%Si. A perda histerética sistematicamente diminuiu com o aumento do tamanho de grão.

A liga com 2,45%Si apresentou claramente um tamanho de grão ótimo (l_{oti}) de 120 µm, a 50 Hz e 1,5 T . O loti é influenciado pela frequência de excitação. O aumento da frequência de 50 para 150 Hz reduziu loti de 120 µm para 100 µm.

A perda histerética em função do tamanho de grão segue uma lei do tipo $P_h = a + 1/l$, resultados válidos para 1 e 1,5 T. Notou-se também que a adição de silício, ou seja, o aumento da resistividade elétrica, não influenciou na perda histerética, apesar de diminuir a constante de anisotropia magnetocristalina de primeira ordem k_1 .

O comportamento da perda anômala (P_a) em função do tamanho de grão, para as três ligas, é melhor descrito por uma lei de potência do tipo, $P_a \propto \ell^{0,34}$. Deve-se salientar que, ao compararmos o expoente de 0,34 com o 0,5, proposto na literatura [26, 42], chega-se a coeficientes de determinação (R²) muito próximos.

A perda anômala em função da frequência de excitação pode ser descrita, para as três ligas estudadas, como $P_a \propto f^{1,64}$ em que Pa é dado em (W/kg). O

expoente obtido está muito próximo ao proposto na literatura, descrito como sendo 1,5 [26, 42].

Da histerese da perda parasita conclui-se que sua representação de forma gráfica é possível.

Pela sobreposição da histerese da perda parasita mais histerética, à histerese da perda total, pode se inferir que: a maior parte da perda anômala ocorre em regiões associadas à movimentação das paredes de domínio. Também ocorre participação dos fenômenos de nucleação e aniquilação de domínios.

Ao observarmos a histerese da perda anômala, concluímos que sua área interna aumenta com o aumento da frequência de excitação. Entretanto, alguns aspectos ainda são inconclusivos, como: a relação da forma (serpenteamento) da curva e aumento de frequência de excitação.

Por fim pode-se concluir que é possível fazer a representação da histerese de cada uma das componentes da perda total.

REFERÊNCIAS

- Global Industry Analysts, I. Global Magnetic Materials Market to Reach US\$22.4 Billion by 2015, According to a New Report by Global Industry Analysts, Inc. 2013; Available from: <u>http://www.prweb.com/releases/magnetic/materials/prweb4688474.htm</u>.
- Steinmetz, C.P., On the law of hysteresis. Proceedings of the IEEE, 1984.
 72(2): p. 197-221.
- America, A.S. The promise of the East. 2013; Available from: http://www.aperam.com/brasil/ing/empresa/revista_espaco/53/noticias5_ingle s.htm.
- Landgraf, F.J.G., Lâminas de aço para motores elétricos. Metalurgia e Materiais ABM, 1999. 55(483): p. 2.
- Effect of ion beam irradiation on magnetism of Fe(100) outermost surfaces studied by spin-polarized ion scattering spectroscopy. Surface Science, 2011.
- Petrovic, D.S., NON-ORIENTED ELECTRICAL STEEL SHEETS. Materiali in tehnologije, 2010. 44(6): p. 9.
- Zandgraf, F.J.G., Propriedades Magnéticas de Aços para fins Elétricos.
 2009. 1: p. 20.
- B. Gutfleisch, O., et al., Magnetic Materials and Devices for the 21st Century: Stronger, Lighter, and More Energy Efficient. Advanced Materials, 2011.
 23(7): p. 821-842.
- Fiorillo, F., Advances in Fe-Si properties and their interpretation. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996. 157–158(0): p. 428-431.

- Pease, N.C., et al., SEM study of origin of Goss texture in Fe-3.25Si. Metal Science, 1981. 15(5): p. 203-209.
- Na, S.M. and A.B. Flatau, Surface-energy-induced selective growth of (001) grains in magnetostrictive ternary Fe–Ga-based alloys. Smart Materials and Structures, 2012. 21(5): p. 055024.
- Jiles, D., Introduction to magnetism and magnetic materials. 1^a ed. Vol.
 1. 1991, London: Chapman & Hall. 441.
- Kittel, C., *Physical Theory of Ferromagnetic Domains*. Reviews of Modern Physics, 1949. **21**(4): p. 541-583.
- 14. Bassalo, J.M.F., *Eletrodinâmica Clássica*. 1ª ed2007, São Paulo. 530.
- Shilling, J. and G.L. Houze, *Magnetic properties and domain structure in grain-oriented 3% Si-Fe.* Magnetics, IEEE Transactions on, 1974. **10**(2): p. 195-223.
- Ambatiello, A., K. Fabian, and V. Hoffmann, Magnetic domain structure of multidomain magnetite as a function of temperature: observation by Kerr microscopy. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 1999. 112(1–2): p. 55-80.
- Arajs, S., H. Chessin, and D.S. Miller, *First Magnetocrystalline Anisotropy Constants of Some Iron-Silicon Alloys.* Journal of Applied Physics, 1961.
 32(5): p. 857-859.
- Pyatakov, A.P., G.A. Meshkov, and A.K. Zvezdin, *Electric polarization of magnetic textures: New horizons of micromagnetism.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012. **324**(21): p. 3551-3554.
- 19. Bozorth, R.M., *Ferromagnetism*1951, New Yoyk. 992.

- 20. McKeehan, L.W. and R.M. Bozorth, *Hysteresis Losses and the Area of the Hysteresis Loop.* Physical Review, 1934. **46**(6): p. 526-527.
- Landgraf, F.J.G.T., J. C.; Emura, M.; de Campos, M. F.; Muranaka, C. S.
 , Separating components of the hysteresis loss of non-oriented electrical steels. Materials Science Forum, 1999. 302-303: p. 445.
- Boon, C.R. and J.A. Robey, *Effect of domain-wall motion on power loss in grain-oriented silicon-iron sheet.* Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of, 1968. **115**(10): p. 1535-1540.
- 23. Goodenough, J.B., *Summary of losses in magnetic materials.* Magnetics, IEEE Transactions on, 2002. **38**(5): p. 3398-3408.
- 24. Rodrigues-Jr, D.L., Efeito do tamanho de grão e da indução magnética sobre o campo coercivo e dissipação de energia por histerese em aços

para fins elétricos, 2009, Universidade de São Paulo: São Paulo. p. 120.

- Landgraf, F.J.G., Emura, M., EFEITO DA INDUÇÃO MÁXIMA NAS PERDAS MAGNÉTICAS DE AÇO 3%SI, in 57º Congresso Anual da ABM -Internacional2002: São Paulo. p. 14.
- de Campos, M.F., J.C. Teixeira, and F.J.G. Landgraf, *The optimum grain* size for minimizing energy losses in iron. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2006. **301**(1): p. 94-99.
- Landgraf, F.J.G., et al., Modelling the angular dependence of magnetic properties of a fully processed non-oriented electrical steel. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003. 254–255(0): p. 328-330.
- 28. Thompson., J.J., On the heat produced by Eddy Currents in an iron plate exposed to an alternating magnetic field. The Electrician, 1892. **28**.

- 29. Zirka, S.E., et al., Loss Separation in Nonoriented Electrical Steels. Magnetics, IEEE Transactions on, 2010. **46**(2): p. 286-289.
- Nikkin Denji Kogyo Co., L. Core Loss (Iron Loss). 2013 09/04/2013];
 Available from: <u>http://www.nikkindenjikogyo.co.jp/english/technicalinfo-english.html</u>.
- 31. Thomson., J.J., On the heat produced by Eddy Currents in an iron plate exposed to an alternating magnetic field. The Electrician, 1892. **28**.
- 32. Ruder, W.E., *Grain growth in silicon steel*1913, Philadelphia: American Institute of Mining Engineers.
- 33. Spooner, T., *Properties and testing of magnetic materials*1927, New York: McGraw-Hill.
- Brailsford, F., Investigation of the eddy-current anomaly in electrical sheet steels. Electrical Engineers - Part II: Power Engineering, Journal of the Institution of, 1948. 95(43): p. 38-48.
- Brailsford, F. and J.M. Burgess, Internal waveform distortion in siliconiron laminations for magnetization at 50 c/s. Proceedings of the IEE - Part C: Monographs, 1961. 108(14): p. 458-462.
- Williams, H.J., W. Shockley, and C. Kittel, *Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary.* Physical Review, 1950. **80**(6): p. 1090-1094.
- D. Bloor., D.H.M., Ferromagnetic Domain Sizes in Polycrystalline Silicon-Iron. Proc. Phys. Soc., 1957. 70(1): p. 77.
- Pry, R.H. and C.P. Bean, Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model. Journal of Applied Physics, 1958.
 29(3): p. 532-533.

- Bertotti, G., Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations. Journal of Applied Physics, 1985. 57(6): p. 2110-2117.
- Bertotti, G., Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. II. Analysis of experimental results. Journal of Applied Physics, 1985. 57(6): p. 2118-2126.
- 41. Bertotti, G., *General properties of power losses in soft ferromagnetic materials.* Magnetics, IEEE Transactions on, 1988. **24**(1): p. 621-630.
- G. Bertotti, G.D.S., A. Ferro Milone et F. Fiorillo, ON THE EFFECT OF GRAIN SIZE ON MAGNETIC LOSSES OF 3% NON-ORIENTED Si-F e. J. Phys. Colloques, 1985. 46: p. 3.
- Shiozaki, M. and Y. Kurosaki, The effects of grain size on the magnetic properties of nonoriented electrical steel sheets. Journal of Materials Engineering, 1989. 11(1): p. 37-43.
- Haller, T.R. and J.J. Kramer, *Model for Reverse-Domain Nucleation in Ferromagnetic Conductors.* Journal of Applied Physics, 1970. 41(3): p. 1036-1037.
- 45. Goodenough, J.B., A Theory of Domain Creation and Coercive Force in Polycrystalline Ferromagnetics. Physical Review, 1954. **95**(4): p. 917-932.
- Nozawa, T., et al., Relationship between total losses under tensile stress in 3 percent Si-Fe single crystals and their orientations near. Magnetics, IEEE Transactions on, 1978. 14(4): p. 252-257.
- Matsumura, K. and B. Fukuda, *Recent developments of non-oriented electrical steel sheets*. Magnetics, IEEE Transactions on, 1984. **20**(5): p. 1533-1538.

- Chun-Kan, H., The effects of grain size on the magnetic properties of fully processed, continuous-annealed low-carbon electrical steels. Magnetics, IEEE Transactions on, 1996. 32(2): p. 471-477.
- Landgraf, F.J.G., J.R.F. da Silveira, and D. Rodrigues-Jr, *Determining the effect of grain size and maximum induction upon coercive field of electrical steels*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2011.
 323(18–19): p. 2335-2339.
- Campos, M.F.d., Microestrutura, textura e propriedades magnéticas em aços elétricos, in Escola Politécnica da Universidade de São Paulo2000, Universidade de São Paulo: São Paulo. p. 303.
- 51. Silveira, J.R.F.d., Modelamento do efeito do tamanho de grão sobre o campo coercivo em aços elétricos, in Escola Politécnica da Universidade de São Paulo2011, Universidade de São Paulo: São Paulo. p. 131.
- 52. Kronmuller, H., *Magnetic techniques for the study of dislocations in ferromagnetic materials.* Nondestructive testing, 1972. **3**: p. 19.
- Qureshi, A. and L. Chaudhary, *Influence of dislocations on magnetization processes in soft magnetic materials.* Magnetics, IEEE Transactions on, 1972. 8(3): p. 684-684.
- 54. Fukuhara, M., Subdivisão das Perdas Histeréticas em Aços Elétricos Deformados e Recosidos, in URFJ/COPPE2010, Universidade Federal do Rio de Janeiro: Rio de Janeiro. p. 103.
- 55. Sablik, M.J., T. Yonamine, and F.J.G. Landgraf, Modeling plastic deformation effects in steel on hysteresis loops with the same maximum flux density. Magnetics, IEEE Transactions on, 2004. 40(5): p. 3219-3226.
- Hou, C.-K., Effect of silicon on the loss separation and permeability of laminated steels. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996.
 162(2–3): p. 280-290.
- 57. Littmann, M.F., *Iron and silicon-iron alloys.* Magnetics, IEEE Transactions on, 1971. **7**(1): p. 48-60.
- Hall, R.C., Single-Crystal Magnetic Anisotropy and Magnetostriction Studies in Iron-Base Alloys. Journal of Applied Physics, 1960. 31(6): p. 1037-1038.
- 59. Landgraf, F., *Nonoriented Electrical Steels.* JOM, 2012. **64**(7): p. 764-771.
- Liao, K.C., The effect of manganese and sulfur contents on the magnetic properties of cold rolled lamination steels. Metallurgical Transactions A, 1986. 17(8): p. 1259-1266.
- Oda, Y., et al., The effects of sulfur on magnetic properties of nonoriented electrical steel sheets. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003. 254–255(0): p. 361-363.
- Wycklendt, D.A., Low-Frequency Losses and Domain Boundary Movements in Silicon Iron. Journal of Applied Physics, 1962. 33(3): p. 1283-1284.
- Durin, G., et al., Connection between hysteresis, Barkhausen noise, and microstructure in magnetic materials. Journal of Applied Physics, 2000.
 87(9): p. 4768-4770.
- Rodrigues-Jr, D.L., et al., *Effect of Plastic Deformation on the Excess* Loss of Electrical Steel. Magnetics, IEEE Transactions on, 2012. 48(4): p. 1425-1428.
- 65. ASTM, Standard Test Methods for Determining Average Grain Size, in ASTM International 1996, 2004: West Conshohocken.
- ASTM, Standard Guide for Preparation of Metallographic Specimens, in E3 2007, 2007: West Conshohocken. p. 12.

- 67. ABNT, Produtos laminados planos de aço para fins elétricos -Verificação das propriedades, in NBR 51611977, 30/07/1977: Brasil.
- Hillert, M., On the theory of normal and abnormal grain growth. Acta Metallurgica, 1965. 13(3): p. 227-238.
- Sakaki, Y., An approach estimating the number of domain walls and eddy current losses in grain-oriented 3% Si-Fe tape wound cores. Magnetics, IEEE Transactions on, 1980. 16(4): p. 569-572.
- Bertotti, G., F. Fiorillo, and M. Pasquale, *Reversible and irreversible magnetization in soft iron-based polycrystalline materials.* Journal of Applied Physics, 1991. 69(8): p. 5930-5932.
- Ban, G. and G. Bertotti, *Dependence on peak induction and grain size of power losses in nonoriented SiFe steels*. Journal of Applied Physics, 1988.
 64(10): p. 5361-5363.
- 72. Junior, D.L.R., Efeito do tamanho de grão e da indução magnética sobre o campo coercivo e issipação de energia por histerese em aços para fins elétricos, in Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais.2009, USP: São Paulo. p. 120.
- Stephenson, E.T. and A.R. Marder, *The effects of grain size on the core* loss and permeability of motor lamination steel. Magnetics, IEEE Transactions on, 1986. 22(2): p. 101-106.
- 74. de Campos, M.F., Falleiros, I. G. S., Landgraf, F. J. G., ANÁLISE CRÍTICA DO MODELO DAS PERDAS EM EXCESSO, in AMB - 58° Congresso Anual da ABM2003: Rio de Janeiro RJ.
- Bertotti, G., HYSTERESIS IN MAGNETISM for Physicists, Materials Scientists, and Enginners, in HYSTERESIS IN MAGNETISM1998, Academic Press: Torino, Italy. p. 558.

- F. J. G. Landgraf, J.C.T., M. Emura, Marcos Flávio de Campos, C.S. Muranaka, Separating Components of the Hysteresis Loss of Non-Oriented Electrical Steels. Materials Science Forum, 1999. 302-303: p. 5.
- 77. Cullity, B.C.a.G., C. D., *Introduction to magnetic materials*. 2 ed2009, New Jersey: IEEE Press.