

NELSON JHOE BATISTELA

**CARACTERIZAÇÃO E MODELAGEM
ELETROMAGNÉTICA DE LÂMINAS DE AÇO AO
SILÍCIO**

**FLORIANÓPOLIS
2001**

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
ELETRICA

CARACTERIZAÇÃO E MODELAGEM
ELETROMAGNÉTICA DE LÂMINAS DE
AÇO AO SILÍCIO

Tese submetida à
Universidade Federal de Santa Catarina
como parte dos requisitos para a
obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

NELSON JHOE BATISTELA

Florianópolis, novembro de 2001.

Gloria in excelsis Deo...

"Não sois encontrados pelos soberbos
ainda que numerem com hábil perícia as estrelas e as areias,
ainda que meçam as regiões siderais e investiguem o curso dos astros.
...os homens que ignoram estes segredos por ímpio orgulho se afastam
e eclipsam da vossa luz,
prevêem o eclipse futuro do sol e não vêem o seu, no tempo presente!
Não buscam religiosamente donde lhes veio o talento
com que investigam essas coisas."
(Confissões, Santo Agostinho)

"Os que se fizeram ao mar, para trafegar nas muitas águas,
foram testemunhas das obras do Senhor e de suas maravilhas no alto mar.
Sua palavra levantou tremendo vento,
que impeliu para o alto as suas ondas.
Subiram até os céus, desciam aos abismos,
suas almas definhavam em angústias.
Titubeavam e cambaleavam como ébrios,
e toda sua perícia se esvaiu.
Em sua agonia clamaram então ao Senhor, e ele os livrou da tribulação.
Transformou a procela em leve brisa, e as ondas do mar silenciaram.
E se alegraram porque elas amainaram, e os conduziu ao desejado porto.
Agradeçam eles ao Senhor por sua bondade,
e por suas grandes obras em favor dos homens.
Celebrem-no na assembléia do povo, e louvem-no conselho dos anciãos."
(Salmo 106 {Heb. 107}, 23-32)

"Senhor, meu pai e soberano de minha vida,
não me abandoneis ao conselho de meus lábios,
e não permitais que eles me façam sucumbir.
Quem fará sentir o chicote em meus pensamentos,
e em meu coração a doutrina da sabedoria,
para eu não ser poupado nos pecados por ignorância,
a fim de que esses erros não apareçam?
Para que não aumente minhas omissões,
e não se multipliquem minhas ignorâncias,
e eu não caia diante de meus adversários,
e não escarneça de mim o meu inimigo?
Senhor, meu pai e Deus de minha vida,
não me abandoneis às suas sugestões;
não me deis olhos altivos e preservai-me da cobiça!
Afastai de mim a intemperança!
Que a paixão da volúpia não se apodere de mim
e não me entregueis a uma alma sem pejo e sem pudor!"
(Eclesiástico 23, 1-6)

Apesar de sermos pobres e sempre errantes, dependentes de Vós,
Por Vossa gratuita bondade e de Seu Coração misericordioso,
voltamos à referência até a nossa consumação,
- como os planetas em suas órbitas -,
Vós que sois o modelo perfeito de homem, meu Senhor Jesus Cristo.

A
Nina Reiko Tobouti,
minha esposa.

AGRADECIMENTOS

Aos orientadores, Prof. Nelson Sadowski e Prof. Renato Carlson, pelas assistências, motivações, tolerâncias e colaborações inestimáveis, tanto no plano pessoal como profissional, as quais sustentaram o desenvolvimento deste trabalho, e pela amizade dispensada.

Aos professores do GRUCAD, Prof. Patrick Kuo-Peng, Prof. João Pedro Assumpção Bastos, Prof. Walter Pereira Carpes Júnior, que além da instrução científica ministrada e da amizade gratuita, foram exemplos de cavalheirismo e elegância profissional.

Ao Prof. Michel Lajoie-Mazenc por todas as suas contribuições, e principalmente por fornecer, juntamente com o Prof. Nelson Sadowski, o conjunto que envolve o modelo de histerese de Jiles-Atherton inverso e sua aplicação no cálculo numérico de estruturas eletromagnéticas pelo método de elementos finitos, incluindo as perdas magnéticas dinâmicas.

Ao Prof. Hans Helmut Zürn, poço de conhecimento e exemplo de humor raro e dedicação intrépida, pelas contribuições inusitadas oferecidas nas conversas informais nos corredores do Departamento de Engenharia Elétrica.

Aos examinadores, os quais burilaram este trabalho.

Ao Prof. José Roberto Cardoso pelo seu trabalho, como membro da Banca do Exame de Qualificação e por ter sido o Relator desta Tese, fato que me honrou. Ademais, sou grato por suas contribuições e pelas horas de leitura e análise referentes a sua participação nos dois exames relativos a este trabalho.

Ao Prof. Jaime Arturo Ramírez pela paciência de ter examinado este trabalho e pelas suas contribuições realizadas com indelével dedicação.

Ao amigo Jean Viane Leite, que no início deste trabalho, dispensou horas de dedicação no desenvolvimento dos programas numéricos de medida e geração de sinais.

Aos colegas de profissão que contribuíram no assessoramento ao desenvolvimento desta pesquisa Daniel Kroin, Celia Miwa Sigumoto e Glauco André Wolff Cisz, que no início do trabalho eram bolsistas de Iniciação Científica.

Ao bolsista de Iniciação Científica/PET-EEL Evandro Meurer, por ter reconstruído a bancada de caracterização magnética de materiais.

Ao analista de sistemas Roberto Rostirolla, além de sua amizade, por ter ajudado na instalação de pacotes computacionais.

À empresa WEG e seus colaboradores que, além da ajuda material, financeira e da disponibilidade sempre presente, foram decisivos na motivação e realização inicial deste trabalho.

Às empresas Acesita e Kohlbach Motores por fornecer amostras de materiais.

Ao Dr. Marco Antônio da Cunha, por suas contribuições e encaminhamento de minhas solicitações de amostras de materiais junto à Acesita.

Aos secretários do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Wilson Silva Costa e Marcos Luiz de Assis, que além de realizarem com destreza suas obrigações referentes à minha condição de aluno, sempre se colocaram a disposição para todas as necessidades que advieram no decorrer do curso de doutoramento.

Aos colegas Marcelo Granfulha Vanti, Maurício Valência Ferreira da Luz, Jorge Luís Roel Ortiz, Luiz Antônio Righi, Paulo Irineu Koltermann, Cláudia Andréa da Silva e demais colegas do GRUCAD contemporâneos no dia a dia e aqueles que se foram pelos seus caminhos, pela amizade e pela ajuda.

À secretária do GRUCAD, Celly Dulcemar Melo, por sua disposição em colaborar.

Ao amigo Prof. Arnaldo José Perin, que graças ao trabalho do curso de mestrado realizado sob sua orientação foi possível implementar a malha de controle da bancada experimental neste trabalho de doutorado.

Ao CNPq pelo suporte financeiro, ao longo dos três anos e sete meses que levaram este trabalho. Devido também ao apoio referente ao projeto CNPq 465413/00-5, sob coordenação do Prof. Renato Carlson, patrocinado por esta instituição governamental, que a bancada experimental pode ser devidamente implementada, facilitando a exploração da pesquisa neste trabalho e de sua continuidade.

À minha esposa Nina, que com abnegação e compreensão soube me apoiar incondicionalmente.

Aos meus pais, Nelson e Terezinha Maria Ana Batislela, que além do apoio familiar, procuraram formar um filho com personalidade forte para enfrentar as intempéries na vida, humilde em saber que tudo nos é dado, disponível em servir como atitude natural do ser humano, de obediência para realizar o dever, honesta e ingênua para aflorar a franqueza, e religiosa para se reconhecer pecador, itinerante e amado por Deus, tendo a vocação de realizar as boas obras já predispostas pelo Criador para O glorificar.

Agradecemos a todos que de uma forma ou de outra contribuíram para a conclusão desta Tese, e que não foram nomeados nesta lista.

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

CARACTERIZAÇÃO E MODELAGEM ELETROMAGNÉTICA DE LÂMINAS DE AÇO AO SILÍCIO

Nelson Jhoe Batistela

Novembro/2001

Orientador: Nelson Sadowski, Dr.

Co-orientador: Renato Carlson, Dr.

Área de Concentração: Sistemas de Energia

Palavras-chave: caracterização magnética, fenômenos magnéticos, perdas magnéticas, modelagem de materiais, correntes induzidas, modelo de histerese magnética, método de elementos finitos.

Número de Páginas: 210.

RESUMO: O presente trabalho aborda o estudo teórico e experimental da caracterização de lâminas de aço ao silício e sua aplicação na engenharia elétrica. Caracteriza-se o material ferromagnético sob vários aspectos e modelos. Contempla-se as perdas magnéticas sob regimes de indução na forma senoidal e não senoidal, com modelos de previsão da evolução das perdas magnéticas. Foi desenvolvida e implementada uma bancada protótipo de mensuração das grandezas eletromagnéticas, onde o sistema controla a forma de onda da indução magnética no material. Por meio de instrumentos virtuais, realiza-se a análise do comportamento eletromagnético do sistema. Uma estratégia de separação das perdas magnéticas é proposta em função da variação da amplitude da indução, em vista das três componentes: histerese, correntes induzidas clássicas e por excesso. Determina-se através de um processo de otimização os parâmetros de um modelo de histerese magnética. Modelos dos fenômenos eletromagnéticos são estudados, desenvolvidos, analisados e aplicados em formulações analíticas ou na aplicação no cálculo numérico de estruturas eletromagnéticas pelo método de elementos finitos.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Electrical Engineering.

ELECTROMAGNETIC CHARACTERIZATION AND MODELING OF SILICON IRON SHEETS

Nelson Jhoe Batistela

November/2001

Advisor: Nelson Sadowski, Dr.

Coadvisor: Renato Carlson, Dr.

Area of Concentration: Energy Systems.

Keywords: magnetic characterization, magnetic phenomena, magnetic losses, material modeling, eddy currents, magnetic hysteresis model, finite element method.

Number of Pages: 210.

ABSTRACT: This work tackles theoretical and experimental studies on silicon iron sheets and its application in electrical engineering. The ferromagnetic material is characterized taking into account several aspects and models. The iron losses are subjected to arbitrary magnetic induction waveform. A prototype workbench is developed and implemented for measuring electromagnetic variables. This system supplies specific and arbitrary flux density waveforms in magnetic materials. Virtual instruments perform the analyses of the electromagnetic behavior. A technique is proposed to separate hysteresis losses, eddy current and excess losses with sinusoidal waveform. The parameters of the hysteresis model are determined by means of using an optimization procedure. Electromagnetic phenomenon models using analytical formulation are studied, developed, analyzed and applied in 2D finite element code to evaluate the field distribution.

SUMÁRIO

RESUMO	vii
ABSTRACT	viii
SUMÁRIO	ix
LISTAS DE SIGLAS, ABREVIATURAS E SÍMBOLOS	xiii
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Posicionamento do problema e motivação da pesquisa	2
1.2 Proposta de tese e objetivos	5
1.2.1 Aquisição e atualização de conhecimentos sobre caracterização magnética e perdas no ferro	5
1.2.2 Implementação de uma bancada experimental	5
1.2.3 Uma metodologia de separação das perdas	6
1.2.4 Análise, síntese e aplicação do conhecimento adquirido	6
1.2.5 Método de obtenção de parâmetros magnéticos dos materiais para serem aplicados no cálculo por elementos finitos	6
1.2.6 Validade e limite da tese proposta e indicação de continuidade	7
1.3 Metodologia da investigação e da prática na tese	7
1.4 Simplificações, considerações e restrições	9
1.5 Considerações finais	10
2. AS PERDAS MAGNÉTICAS EM LÂMINAS DE AÇO AO SILÍCIO E SEUS MODELOS	11
2.1 Introdução	11
2.2 Perda magnética por Correntes de Foucault e seu modelo clássico	11
2.3 O ferromagnetismo e a perda magnética pelo fenômeno de histerese magnética do material	14
2.3 A evolução dos métodos e dos modelos de estimação das perdas no ferro até atingir o conceito das perdas magnéticas excedentes	24
2.4 Considerações finais	38

3. SOBRE A PERDA NO FERRO SOB REGIME DE TENSÃO NA FORMA PWM	40
3.1 Introdução	40
3.2 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Sakaki e Takada	43
3.3 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Boglietti	44
3.4 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Amar e Protat	47
3.4.1 Equação geral das perdas magnéticas sob qualquer tipo de indução	47
3.4.2 Perdas no ferro sob regime senoidal puro, o regime de referência	48
3.4.3 Perdas no ferro sob regime de tensão na forma de onda retangular (indução magnética na forma de onda trapezoidal)	50
3.4.4 Perdas no ferro sob regime de tensão na forma de onda PWM a três níveis	52
3.4.5 Perdas no ferro sob regime de tensão com um conteúdo harmônico qualquer	54
3.4 – Considerações finais	55
4. BANCADA DE ENSAIOS PARA MEDIÇÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS EM LÂMINAS DE AÇO AO SILÍCIO E METODOLOGIA DE OBTENÇÃO DAS MESMAS	59
4.1 Introdução	59
4.2 O quadro de Epstein e as amostras de lâminas de aço para fins elétricos	60
4.3 Medida e aquisição das grandezas elétricas e das grandezas magnéticas	62
4.3 A alimentação elétrica do dispositivo eletromagnético de teste e seu controle	63
4.4 Metodologia de medida e determinação da perda magnética	66
4.4.1 Dois métodos possíveis de medição das perdas magnéticas	68
4.4.2 Os métodos para a determinação da perda pelo fenômeno de histerese magnética	74
4.5 Considerações Finais	75
5. O PROCEDIMENTO DE SEPARAÇÃO DAS PERDAS NO FERRO E APLICAÇÃO EXPERIMENTAL DAS EQUAÇÕES ANALÍTICAS DE AMAR E PROTAT	77
5.1 Introdução	77
5.2 O procedimento de separação das perdas através de métodos apresentados na literatura	77
5.2.1 Determinação da perda por histerese e o modelo de Steinmetz	77
5.2.2 Determinação da constante referente às perdas por correntes induzidas de Foucault	82
5.2.3 Determinação da constante referente às perdas excedentes	83
5.3 O procedimento proposto de separação das perdas	88
5.3.1 Algoritmo e diretrizes para efetuar a separação das perdas	91
5.4 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 0,8$ [T]	95
5.5 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 1,2$ [T]	100

5.6 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 0,8$ [T] e aplicando a caracterização do material para formas de tensão não senoidais	101
5.6.1 Forma de onda de tensão retangular (forma de onda trapezoidal para a indução magnética)	101
5.6.2 Forma de onda de tensão PWM a três níveis	104
5.7 Considerações finais	107
6. MODELO DE HISTERESE MAGNÉTICA E SEUS PARÂMETROS ÓTIMOS	109
6.1 Introdução	109
6.2 O modelo de Jiles-Atherton	109
6.2.1 Proposta de Jiles para obtenção dos parâmetros [96, 97]	110
6.2.2 Os pontos chaves da curva de histerese e procedimento de cálculo para a determinação dos parâmetros sugerida por Jiles	113
6.3 Algoritmo de obtenção dos parâmetros proposto por Peugeot baseado em Jiles	115
6.4 O modelo de Jiles-Atherton inverso [91]	116
6.5 Metodologia de determinação dos parâmetros dos modelos JA e JA⁻¹	120
6.5.1 Obtenção automática dos nove dados de entrada para o algoritmo de determinação dos parâmetros do modelo JA ⁻¹	123
6.5.2 Obtenção do primeiro conjunto dos parâmetros do modelo JA ou JA ⁻¹	125
6.5.3 Algoritmo de otimização de encontro dos parâmetros	129
6.6 Exemplos de encontro de parâmetros ótimos e análise de resultados	131
6.6.1 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva hipotética	132
6.6.2 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos para uma curva experimental do Material A	141
6.6.3 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-0°	144
6.6.4 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-90°	146
6.6.5 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-45°	149
6.7 Considerações finais	153
7. A CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS MAGNÉTICOS APLICADA NO MEF - 2D	155
7.1 Introdução	155
7.2 Modelo analítico	155
7.3 Modelo numérico para o cálculo de campos eletromagnéticos em 2D	158
7.3.1 Equação do campo magnético considerando a histerese	158
7.3.2 Inclusão das perdas por correntes de Foucault e excedentes nas equações do campo magnético	161
7.4 Resultados obtidos no quadro de Epstein, utilizando a caracterização do material pela separação das perdas e o conjunto ótimo dos parâmetros do modelo JA⁻¹, para o MEF-2D	163
7.4.1 Teste com o quadro de Epstein contemplando as perdas dinâmicas	163
7.4.2 Teste com quadro de Epstein simulando laços menores de histerese	165
7.5 Considerações finais	166
8. CONCLUSÃO	167

8.1 Análise dos resultados e das metas propostas	167
8.2 Considerações finais sobre a parte técnico-científica desenvolvida	169
8.3 Perspectivas de evolução do assunto em questão	171
8.4 Considerações finais	172
A. MODELO ELÉTRICO DO SISTEMA ELETROMAGNÉTICO PARA ESTUDO DAS PERDAS MAGNÉTICAS NO FERRO	174
A.1 Introdução	174
A.2 Um simples modelo eletromagnético para o toróide	176
A.2.1 Cálculo da energia envolvida	178
A.2.2 Análise aplicada ao quadro de Epstein padrão 25cm	179
A.3 Modelos e simulações do sistema levando em conta medidas realizadas no quadro de Epstein	179
A.3.1 Aplicação do modelo em um programa de simulação sem levar em conta as perdas magnéticas	179
A.3.2 O esquema do modelo elétrico que leva em conta as perdas modeladas por resistências elétricas equivalentes	184
A.3.3 Aplicação do modelo em um programa de simulação levando em conta as perdas por histerese modeladas por uma resistência elétrica equivalente	187
A.3.4 Modelo elétrico do dispositivo eletromagnético contemplando as perdas por histerese e por correntes de Foucault no núcleo magnético	190
A.3.5 Modelo elétrico do sistema eletromagnético completo: magnetização do material e as perdas totais no núcleo magnético	196
A.4 Influência da resistência elétrica do fio da bobina no comportamento do modelo elétrico do sistema	198
A.7 Sobre a curva sem histerese experimental	202
A.6 Considerações finais	202
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	204

Listas de Siglas, Abreviaturas e Símbolos

α	Parâmetro do modelo de histerese JA ou JA ⁻¹ .	[adimensional]
	Expoente da indução no modelo de Steinmetz da perda de histerese.	[adimensional]
α_{st}	Expoente de Steinmetz.	
β	Coefficiente empírico.	
δ	Parâmetro de direção do modelo de histerese JA ou JA ⁻¹	
ΔB_i	Varição da indução.	[T]
Δt	Intervalo de tempo.	
ΔT	Largura dos pulsos de tensão.	[s]
η_a	Fator de correção das perdas anômalas	
η_{st}	Coefficiente de Steinmetz.	
η_{PB}	Coefficiente de anomalias das perdas.	
μ	Permeabilidade magnética de um material.	[H/m]
μ_o	Permeabilidade magnética do vácuo	[H/m]
μ_r	Permeabilidade de um material relativa à do vácuo.	[adimensional]
ν	Relutividade	[m/H]
ν_d	Relutividade diferencial	[m/H]
ξ	Parâmetro de relação entre a anisotropia do material e a magnetização na saturação do mesmo.	
σ	Condutividade elétrica do material.	[Ωm] ⁻¹
τ	Intervalo de tempo correspondente à rampa de subida da indução no regime sob tensão pulsada ou em que a tensão é diferente do valor nulo.	[s]
τ_i	Largura do iésimo impulso.	[s]
ν	Variável que designa a fração do volume ocupado pelas inclusões não magnéticas.	[m ³]
ν'	Variável que designa a fração do volume submetido às tensões internas no material.	[m ³]
ϕ	Fluxo magnético	[Wb]
ϕ_k	Ângulo de fase da respectiva ordem da harmônica k da indução.	[radianos] ou [graus]
χ_m	Susceptibilidade magnética do material.	[adimensional]
ψ	Fadiga interna.	[kg/mm ²]
$\langle s \rangle$	Tamanho do grão magnético	
a	Parâmetro do modelo de histerese JA ou JA ⁻¹	[A/m]
A^{cte}	Constante efeito da textura (ligação dos grãos)	
B_k	Amplitudes da fundamental da indução e suas harmônicas.	[T]
B_m	Indução máxima.	[T]
B_r	Indução magnética remanente.	[T]
B_s	Indução de saturação.	[T]
c	Parâmetro do modelo de histerese JA ou JA ⁻¹	[adimensional]
C_f	Capacitor de filtro ou no “link dc”.	[F]
c^{nte}	constante	
d	Espessura da lâmina.	[m]
D	Razão cíclica (razão entre o intervalo de condução do interruptor t_c e o período fixo de comutação T_s).	[adimensional]
dB	Varição infinitesimal da indução magnética	[T]
D_{ef}	Razão cíclica efetiva.	[adimensional]

E	Fonte de tensão cc.	[V]
	Campo elétrico	[V/m]
e_{relativo}	Erro relativo entre dois valores	[%]
F	Fator de forma de uma forma de onda periódica.	[adimensional]
f	Frequência.	[Hz]
F_c	Coefficientes de fator de forma	[adimensional]
f_o	Frequência base	[Hz]
	Frequência da fundamental.	
F_r	Fator de forma para uma onda retangular.	[adimensional]
f_s	Frequência de comutação.	[Hz]
f_t	Frequência da forma de onda triangular.	[Hz]
G	Constante que representa o coeficiente de atrito do OM.	
H_{ah}	Campo magnético referente à condição ideal sem histerese	[A/m]
H_c	Campo magnético coercitivo ou campo coercitivo global.	[A/m]
H_{ci}	Campo coercitivo local de uma dada parede.	[A/m]
$H_e(t)$	Campo magnético por excesso.	[A/m]
H_f	Campo magnético referente à perda por correntes de Foucault	[A/m]
H_m	Campo magnético máximo, ou amplitude do campo magnético	[A/m]
H_o	Constante que expressa o efeito das impurezas.	
i_{ah}	Corrente elétrica de magnetização sem histerese	[A]
i_e	Corrente elétrica provocada pelas perdas por excesso	[A]
i_f	Corrente elétrica induzida clássica (Foucault)	[A]
i_h	Corrente elétrica produzida pela histerese magnética	[A]
$i_p(t)$	Corrente no enrolamento primário.	[A]
J	Densidade de corrente.	[A/m ²]
K	Constante.	
k	Parâmetro do modelo de histerese JA e JA ⁻¹ .	[A/m]
	Constante.	-
	indexador.	-
K_{cmg}	Constante relativa ao circuito magnético.	
K_{din}	Constante de correções para as perdas dinâmicas.	
k_e	Constante relativa às perdas por correntes induzidas por excesso no regime senoidal	
k_f	Constante relativa às perdas por correntes induzidas clássicas no regime senoidal	
k_h	Constante relativa às perdas por histerese no regime senoidal.	
L	Distância entre paredes de domínios do modelo de Pry e Bean.	-
	Indutância.	[H]
L_{larg}	Largura da lâmina.	[m]
l_m	Caminho magnético médio.	[m]
L_o	Indutor do filtro.	[H]
L_t	Comprimento total das lâminas.	[m]
M	Magnetização	[A/m]
M_f	Razão de modulação.	[adimensional]
M_i	Índice de modulação.	[adimensional]
M_s	Magnetização de saturação do material; ou magnetização correspondente à indução de saturação B_s .	[A/m]
M_v	Massa específica do material.	[kg/m ³]
n	Ordem do harmônico.	
$n_{om}(t)$	Número de OMs.	[adimensional]
N_p	Número de espiras do enrolamento primário.	[espiras]
$N_{paredes}$	Número de domínios ou paredes.	
N_s	Número de espiras do secundário.	[espiras]
OM	Objeto magnético, ente definido por Bertotti.	

P	Potência	[W]
P_{tot}^d	Perdas totais por ciclo para uma indução não senoidal.	[W/kg] ou [W/m ³]
P_f	Potência dissipada por efeito Joule por correntes induzidas clássicas ou de Foucault no material.	[W/kg] ou [W/m ³]
P_h	Potência perdida histerese.	[W/kg] ou [W/m ³]
P_{din}^s	Perdas dinâmicas (por correntes induzidas).	[W/kg] ou [W/m ³]
P_{tot}^s	Potência total perdida por ciclo sob regime senoidal.	[W/kg] ou [W/m ³]
P_{tot}^{tr}	Perdas totais no ferro sob uma indução da forma trapezoidal.	[W/kg] ou [W/m ³]
R^2	Coeficiente de determinação	
R_{cu}	Resistência elétrica do enrolamento primário.	[Ω]
R_e	Raio externo	[m]
R_i	Raio interno	[m]
R_{med}	Raio médio	[m]
R_{shunt}	Resistor utilizado como sensor de corrente	[Ω]
<s>	Tamanho do grão magnético	
S	Seção transversal referente à indução magnética.	[m ²]
S1,S2,...	Interruptores do inversor de potência	
S_{ef}	Área efetiva magnética relativa à seção transversal da indução.	[m ²]
T	Tempo	[s]
t_1, t_2, \dots	Instantes de tempo	[s]
t_c	Intervalo de condução do interruptor.	[s]
T_o	Período de operação ou período da fundamental ou período base.	[s]
T_s	Período fixo de comutação dos interruptores estáticos.	[s]
V_e	Fator de distorção da tensão	[%]
V_k	Amplitudes da fundamental da tensão e suas harmônicas.	[V]
V_o	Ente equivalente a um campo coercitivo do objeto magnético.	
V_{ol}	Volume.	[m ³]
$v_p(t)$	Tensão no enrolamento primário.	[V]
$v_q(t)$	Tensão de forma de onda quadrada.	[V]
$V_R(t)$	Tensão sob o resistor de mensuração da corrente	[V]
$v_{ref}(t)$	Forma de onda de tensão de referência.	[V]
$v_s(t)$	Tensão de saída	[V]
	Tensão no secundário.	
$v_t(t)$	Tensão da forma de onda triangular.	[V]
V_{tp}	Amplitude do sinal triangular.	[v]
W	Energia.	[J]
W_e^s	Perdas excedentes no ferro sob o regime puramente senoidal.	[J/kg] [J/m ³]
W_f^s	Perdas no ferro por correntes induzidas sob o regime puramente senoidal.	[J/kg] [J/m ³]
W_h^s	Perdas no ferro por histerese sob o regime puramente senoidal.	[J/kg] [J/m ³]
W_{tot}^s	Perda no ferro total sob o regime puramente senoidal.	[J/kg] [J/m ³]

ABREVIATURAS

2D	Duas Dimensões.
ABNT	Associação Brasileira de Normas Técnicas.
CA	Corrente Alternada.
CC	Corrente Contínua.
Fe-Si	Ferro Silício.
GNO	Grão Não Orientado.
GO	Grão Orientado.
GRUCAD	Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos, do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Santa Catarina.
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo.
JA	Modelo de Histerese de Jiles-Atherton.
JA ⁻¹	Modelo de Histerese inverso de Jiles-Atherton (proposto por Sadowski e Lajoie-Mazenc).
MEF	Método por Elementos Finitos.
MSE	Mean Squared Error – Erro Médio Quadrático.
OM	Objeto Magnético.
PWM	Pulse Width Modulation (Modulação por Largura de Pulsos).
THD	Total Distortion Harmonic- Taxa Total de distorção Harmônica.
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina.

CONVENÇÕES

- Variável escrita em **negrito** se refere à vetor.
- Variável escrita normalmente se refere a escalar.
- Variável ou Grandeza com sobrescrito “^s” se refere a regime senoidal.
- Variável ou Grandeza com sobrescrito “nd” se refere a regime não senoidal.
- Variável ou Grandeza com sobrescrito “^q” se refere a regime sob tensão na forma de onda quadrada.
- Variável ou Grandeza com sobrescrito “^{tr}” se refere a regime sob tensão na forma de onda trapezoidal.
- Variável ou Grandeza com sobrescrito “^{PWM}” se refere a regime sob tensão na forma de onda PWM.

1. Introdução

A observação do fenômeno ferromagnético tem sua origem, talvez, alguns séculos antes de Cristo, na Grécia antiga, em uma região chamada Magnésia (pertencente à “Graecia Magna” – Grande Grécia – ou antiga Lídia na região da Ásia Menor, cuja cidade tinha o nome de Magnésia), onde certas “pedras” atraíam ou repeliam outras semelhantes. A palavra “magnetismo” tem sua origem etimológica em latim “Magnetis lapis” (pedra da Magnésia), oriunda do grego “Μαγνης λιθος”- “Magnés lithos”-, isto é, pedra da cidade de Magnésia [1]. Hoje, o lugar em que havia a cidade de nome Magnésia está no país de nome Turquia [2]. Há também indícios de que em torno de 4000 AC, na China, já haviam descoberto os fenômenos magnéticos [3]. Muito tempo depois, no século das navegações, as grandes descobertas de “terras novas” se devem, entre outros fatores, à máquina magnética chamada “bússola”. Em 1820, Hans Christian Oersted descobriu que a corrente elétrica produz um campo magnético [2], sendo a primeira associação intelectual entre os fenômenos magnéticos e elétricos. Hoje em dia, o magnetismo é estudado até a região subatômica, no “spin” do elétron. Na tecnologia hodierna, o fenômeno magnético é utilizado em vários produtos e em distintas áreas de aplicação, por exemplo, em motores e geradores elétricos, em aparelhos hospitalares, na transmissão de energia elétrica, na comunicação de dados.

Na eletrotécnica e nas suas áreas adjacentes, os materiais magnéticos exercem um papel importante na confecção de um dispositivo eletromagnético, tanto no essencial de sua natureza ou como sendo um elemento junto aos que o compõe, pois, são os responsáveis pela ordenação das linhas de fluxo no circuito magnético. O material magnético desejável seria aquele em que não houvesse saturação do número de linhas de fluxo possíveis que atravessam seções transversais do circuito magnético, e que a existência da alternância deste fluxo não causasse perdas energéticas. Devido à não idealidade existente na natureza, tem-se um finito valor de permeabilidade magnética, uma saturação dada pelo valor máximo da magnetização do material, correntes parasitas induzidas no material magnético, um fenômeno de magnetização do material sob um fluxo alternado causando uma perda neste processo, e fenômenos ainda não conhecidos e modelados na sua totalidade, os quais alguns deles causam as nomeadas “perdas anômalas”.

Há três grandes campos da ciência que estudam os materiais magnéticos: a Ciência Física, a Ciência dos Materiais e a Engenharia Elétrica. Cada ciência tem um enfoque distinto, possuindo objetivos intrínsecos diferentes, embora sejam complementares. Em resumo, a Ciência Física, a mais geral de todas, objetiva conhecer os fenômenos físicos, até as suas últimas conseqüências, modelando matematicamente as causas e efeitos através de leis universais. A Ciência dos Materiais tem por escopo descobrir e produzir materiais magnéticos com melhores qualidades. A Engenharia Elétrica, a área em que faz parte este trabalho, tem como objetivo compreender e realizar a melhor utilização dos mesmos. Em todas, o processo de modelagem é importante, e não

muito menos na Engenharia Elétrica, a qual utiliza-se de modelos/ferramentas para projetar e construir os dispositivos eletromagnéticos, antes a serviço das tarefas humanas. Nas máquinas elétricas que utilizam circuitos magnéticos, os materiais magnéticos têm uma importância na medida que os mesmos podem determinar a eficiência, o custo e o tamanho (ou peso) das mesmas.

Dentre os vários tipos de materiais magnéticos, as lâminas de aço silício são os mais utilizados na eletrotécnica (baixa frequência). Os usuários destas lâminas, com o passar do tempo, perceberam um aumento sensível das perdas magnéticas em relação às perdas especificadas a cada tipo de lâmina em particular. A deterioração do desempenho das mesmas, depois da sua montagem, inicialmente foi atribuída apenas à distorção local dos fluxos magnéticos. A geometria do circuito magnético, o corte das lâminas e a prensagem mecânica são, entre outros, a origem desta deformação. Vários trabalhos de pesquisa foram e estão sendo dedicados ao aperfeiçoamento de materiais magnéticos e do circuito magnético, bem como à quantificação das taxas de deformação dos fluxos locais e das perdas decorrentes disso. Com a evolução na aplicação e na pesquisa deste material, percebeu-se a existência de outros tipos, causas e formas de perda além das conhecidas até então.

Este trabalho aborda apenas uma gama de aços ao silício, os de grãos não orientados. Porém, o estudo pode ser estendido com adequação aos aços ao silício de grãos orientados ou para outros tipos de materiais, como o ferrite utilizado em altas frequências.

1.1 Posicionamento do problema e motivação da pesquisa

Desde que surgiram no início deste século em 1900 [2], melhorando significativamente o desempenho dos núcleos magnéticos, as lâminas de aço silício são quase sempre destinadas a operar com fluxo senoidal. Antigamente, os dispositivos eletromagnéticos, especialmente as máquinas elétricas girantes e os transformadores, funcionavam com tensões de alimentação senoidais, e absorviam correntes também na forma senoidal. Os circuitos magnéticos eram percorridos por um fluxo de forma de onda geralmente senoidal, pois eram projetados para operar na faixa linear da curva de saturação magnética dos materiais (curva B-H), isto é, com o valor da permeabilidade do material constante em toda a faixa de operação. Uma das especificações de projeto era garantir que o valor da indução magnética estivesse aquém da região chamada “joelho” da curva de magnetização do material (por isso também os motores antigos e custosos eram mais “robustos” e volumosos). Hoje, os dispositivos magnéticos, com muito mais ênfase, são projetados em função do custo de manufatura, do tamanho e do volume, e assim são otimizados para operarem o mais próximo do joelho da curva de magnetização, ou seja, onde acaba a relação linear entre fluxo magnético no material e sua força magnetomotriz para criá-lo. A cerca de três décadas atrás, introduziu-se maneiras de alimentação de cargas proveniente de conversores estáticos, juntamente com o desenvolvimento de sistemas de acionamento à velocidade variável em motores, resultando uma forma de onda de fluxo diferente da senoidal [4]. Com o advento da Eletrônica de Potência e

as cargas não-lineares, outros dispositivos eletromagnéticos, por exemplo os transformadores, passaram cada vez mais a operar com fluxos com formas não senoidais. Assim, as lâminas de aço ao silício são atualmente submetidas a diversas formas de excitação, as quais são, em muitos casos, não senoidais e até com formas de ondas pulsadas. Esses regimes têm conseqüências sobre o desempenho das lâminas: as perdas no ferro aumentam geralmente em proporções mais ou menos importantes, dependendo da taxa de distorção do fluxo magnético.

Mesmo com uma alimentação puramente senoidal, em razão da especificidade do circuito magnético, o fluxo local pode ser distorcido em algumas regiões do circuito magnético de um transformador ou de uma máquina elétrica girante. Essencialmente, isto é provocado pelo surgimento das harmônicas nas quinas (cantos) e nas juntas em “T” de transformadores [5, 6, 7], ou nos dentes das ranhuras das máquinas. Isto é causado pela saturação local provocada pela não homogeneidade do caminho magnético e da variação da anisotropia [7]. Nestas regiões, as perdas no ferro são, em geral, maiores que a média das perdas no resto do circuito. Este fenômeno da saturação, provavelmente, soma-se à conseqüência da presença de um já fluxo distorcido. Assim, o conhecimento da distribuição local da indução em cada região do circuito magnético permitiria prever o ambiente real da operação do material e, portanto, projetar o circuito magnético tendo em vista um melhor desempenho. Existem ainda fluxos com variação de sentido não apenas longitudinal, mas também rotacional, provocando as chamadas “perdas rotacionais”. Disso, conclui-se: é necessário modelar com satisfatória precisão os fenômenos magnéticos nos materiais e conhecer a distribuição local do fluxo magnético.

O estudo moderno de máquinas elétricas requer estratégias e métodos para "projetos ótimos", tendo em vista uma otimização global dos sistemas acoplados, suas funcionalidades, custos de manufatura e de operação, estratégias para desenvolvimento, e desempenho. A otimização "clássica" já não atende mais às necessidades técnico científicas sobre desenvolvimento dos mesmos. Assim, a pesquisa neste campo tem uma boa perspectiva, bem como urgente necessidade. Disto provém a meta geral da tese, de interesse acadêmico e industrial. Objetiva-se gerar subsídios para o projeto otimizado de máquinas eletromagnéticas e seu sistema acoplado. O estudo se baseia no conhecimento efetivo das perdas por histerese, por correntes de Foucault e das perdas anômalas, as quais podem crescer com a presença de um conteúdo harmônico junto com a forma de onda da fundamental proveniente da alimentação por conversores estáticos ou da especificidade própria do circuito magnético.

Diversos trabalhos foram publicados analisando o comportamento das perdas no ferro de máquinas elétricas alimentadas por conversores estáticos (tipo de alimentação PWM) [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]. Até alguns anos atrás, o número de trabalhos científicos publicados sobre perdas em núcleos laminados submetidos a tensões não senoidais era maior com o enfoque dado pelo lado do conversor de alimentação [8]. Resultados mostram que, comparada com alimentação senoidal, as

perdas são maiores quando existe um conteúdo harmônico presente na alimentação, caso típico da forma de onda de tensão do tipo PWM da saída de um conversor de frequência usado em acionamento de motores de indução, por exemplo. O acionamento das máquinas elétricas através de conversores estáticos torna o ambiente das lâminas magnéticas perturbado. De fato, as alimentações por inversores de tensão do tipo PWM impõem aos circuitos magnéticos fluxos não senoidais. Na literatura especializada, não existe uma metodologia consolidada, e portanto uma conclusão, de como avaliar, caracterizar, determinar e aferir quais são os fenômenos e parâmetros relacionados às perdas em lâminas de aço ao silício em circuitos eletromagnéticos quando submetidos a tensões não senoidais. Nos trabalhos realizados por Boglietti et alii [12], são analisadas as influências dos parâmetros do conversor sobre as perdas no ferro, mas deixando ainda muitas dúvidas [13]. Dentre elas, analisa-se a influência do índice de modulação sobre as perdas, mas sem defini-lo e não mantendo outros parâmetros fixos (exemplo, corrente fundamental). Assim, as conclusões derivadas do trabalho de Boglietti et alii [10] podem não ser verdadeiras para todos os casos, sendo até de difícil aplicabilidade no projeto de máquinas elétricas. Baseando em [13, 15], Boglietti et alii [14] propõe dois métodos para predição das perdas no ferro quando as lâminas estão submetidas à alimentação por inversores de tensão do tipo PWM. Afirmam que este é um campo ainda aberto para a pesquisa, haja visto o interesse e a grande quantidade de publicações atuais. Eles julgam que, em muitas publicações, a obtenção dos parâmetros do material não é reportada ou é obscura, dificultando a reprodução e utilização por outros pesquisadores. Além disso, devido à complexidade do fenômeno das perdas sob formas de ondas de tensão pulsadas, os métodos de predição não são simples, afirmam. Opinião que também este autor compartilha. Apesar de que os pesquisadores julguem seus métodos simples e/ou que requerem instrumentação não tão específica e economicamente cara, há um compromisso das soluções apresentadas entre precisão, simplicidade, simplificações, generalidade ou especificidade dos métodos, recurso humano específico, custos, aplicação tecnológica e industrial. A referência [14] simplifica a questão das harmônicas de fluxo àquelas causadas pelas harmônicas nas formas de onda de alimentação, negligenciando o outro lado do problema, talvez mais complexo e importante, que são as distorções no fluxo magnético causado pela especificidade do circuito magnético, como por exemplo sua forma espacial, tipo de material, parâmetros de manufatura, juntas “T”, ranhuras em máquinas eletromagnéticas com movimento. Os distúrbios externos acoplados aos internos dos dispositivos eletromagnéticos levam a sistemas de complexidade indefinida.

Há muitos parâmetros que influenciam o processo de caracterização de materiais magnéticos, particularmente as perdas no ferro. Necessita-se que se faça o ensaio experimental, a modelagem e a análise com critérios rigorosos e com muito cuidado quando da influência de procedimentos, instrumentos, parâmetros, teorias e fenômenos supostamente possíveis de serem negligenciados e aplicados em sua totalidade.

1.2 Proposta de tese e objetivos

A presente tese se constitui na medição, na modelagem e seus procedimentos de identificação de parâmetros, na formulação e na aplicação das características eletromagnéticas de materiais ferromagnéticos moles, em específico das lâminas de aço ao silício de grãos não orientados, sujeitos a fluxos magnéticos com formas de onda senoidais ou não. Vale sublinhar que o autor não teve a intenção de fornecer uma obra inédita, já porque, em tal matéria dificilmente se pode ser absolutamente original, e já porque preferiu o autor ater-se à tradição, aproveitando também impessoalmente, o que os modernos estudos oferecem de seguro e aceitável, e também sabê-lo ser um simples e esforçado restaurador. Junto à equipe onde esta tese está inserida, não empregando de falsa modéstia, os resultados contribuem ao trabalho original de pesquisa do GRUCAD.

Enumera-se as metas da tese, ressaltando que o escopo do trabalho é *fornecer subsídios ao estudo teórico e experimental das perdas magnéticas no ferro e dos parâmetros constituintes dos materiais magnéticos a fim de serem aplicados também no cálculo numérico de estruturas eletromagnéticas através do método por elementos finitos.*

1.2.1 Aquisição e atualização de conhecimentos sobre caracterização magnética e perdas no ferro

O primeiro objetivo da tese é *adquirir conhecimentos científicos e tecnológicos no que tange os aços para fins elétricos.* A abordagem é realizada sob o enfoque da engenharia elétrica, valendo-se o mínimo possível dos objetos próprios da Física e da Ciência dos Materiais. Baseando-se no estado da arte, um modelo de separação em que três tipos contribuintes das perdas magnéticas [19] é escolhido. O modelo sobre as perdas no ferro empregado por Fiorillo [19] tem tido o aval dos pesquisadores recentes, incluindo os físicos [14].

Dentro desta mesma linha de pesquisa, e com a intenção de simplificar a avaliação do comportamento das lâminas de aço ao silício, Amar [20] formulou a predição das perdas magnéticas para várias frequências de operação e também para quando o dispositivo for submetido a tensões com formas de onda não senoidais, incluindo as formas de onda pulsadas. Juntou-se, assim, a necessidade de *avaliar a funcionalidade, eficácia e veracidade da formulação de Amar.*

1.2.2 Implementação de uma bancada experimental

Após definido os trabalhos de referência de alicerce, foi necessário *estudar como realizar experimentalmente a separação das perdas magnéticas nas três componentes e as implicações práticas e tecnológicas que envolvem a questão.* Definiu-se a necessidade de se impor a forma de onda de tensão no secundário do quadro de Epstein padrão, ou em outro transformador adequado à pesquisa, sendo esta onda variável em frequência e amplitude máxima. Sabe-se que as maneiras normalizadas para caracterizar magneticamente o material, incluindo o método NBR 5161 da norma brasileira da ABNT, não são adequadas à pesquisa. Além disso, o modo geralmente

empregado pelos pesquisadores, em alimentar o dispositivo eletromagnético através de amplificadores lineares de tensão, não é interessante. Pois os amplificadores lineares necessitam ser adaptados a esta finalidade, tornando-os de projeto único e, portanto, caros economicamente, bem como tendo um controle da malha fechada com desempenho incerto, devido a própria natureza deste “atuador” em termos do atraso de tempo da resposta. Um outro problema, são os instrumentos de medida tradicionais, não adequados, e aqueles dedicados ao assunto em questão, como os aparelhos traçadores de histerese. Estes últimos se constituem instrumentos de medição não transparentes – “caixas pretas”. Deste modo, tornou-se condição ***criar e implementar instrumentos virtuais***, de fácil adequação à realidade e que fosse possível o entendimento e a intervenção no processo de medição. Mas o cerne da bancada é sem dúvida a maneira de impor a forma de onda de tensão induzida tanto em altas e baixas frequências, altas e baixas amplitudes, incluindo a região de saturação não-linear. Assim, foi necessário ***projetar e implementar um inversor de tensão com filtro, incluindo uma malha de realimentação para o sistema com resposta rápida, precisa e com robustez***. Também, teve-se a atenção de ***definir, isolar e evidenciar problemas dos testes de caracterização e dos processos de medida***.

1.2.3 Uma metodologia de separação das perdas

O modelo básico das perdas no ferro, do qual se faz uso neste trabalho, tem dependência de parâmetros químicos e físicos próprios da característica magnética do material. Assim, ou tem-se um conhecimento “a priori” dos mesmos, ou deve-se medi-los. Ora, alguns deles são relacionados com a natureza da micro estrutura do material, ou por outro lado, são parâmetros que dificilmente se tem em mãos. Surgiu, então, a necessidade de ***propor uma metodologia de separação das perdas (determinar as suas constantes características) e determinar os parâmetros constituintes do modelo básico***.

1.2.4 Análise, síntese e aplicação do conhecimento adquirido

Com a bancada de caracterização e de testes acoplada à teoria, é possível ***analisar os modelos propostos na literatura***, ou sugerir adequações nos mesmos buscando ***sintetizar os conhecimentos adquiridos em novos modelos***. Dentro da vocação da engenharia, deve-se ter a preocupação latente para ***aplicar os conhecimentos que resulte em melhoria de procedimentos, de processos, de normas e de equipamentos***. Obviamente, a aplicação dos novos conhecimentos não depende da vontade e disponibilidade do autor, mas ele se comprometeu, como contrapartida de seu salário e por dever, em ***transferir e publicar as conclusões atingidas***, ciente de que isso mais o beneficia do que o contrário.

1.2.5 Método de obtenção de parâmetros magnéticos dos materiais para serem aplicados no cálculo por elementos finitos

Este foi um trabalho realizado dentro de uma equipe de pesquisa, a qual possui estratégias e metas a serem atingidas. O Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos –

GRUCAD - possui e desenvolve ferramentas destinadas ao Eletromagnetismo, teórico ou aplicado. Dentro deste contexto, este trabalho teve por objetivo também realizar uma ponte entre a experiência e a simulação, dentro do assunto em questão. Assim, a tese destinou-se a *fornecer parâmetros provenientes das características magnéticas dos materiais e validar as ferramentas numéricas de representação da operação dos equipamentos eletromagnéticos, sob o ponto de vista das perdas magnéticas e do comportamento dos materiais magnéticos.*

1.2.6 Validade e limite da tese proposta e indicação de continuidade

Esta pesquisa de tempo limitado, ao chegar a este ponto considerado razoável, abriu intrinsecamente horizontes, mesmo que não intencionalmente, e assim deve *indicar a continuidade do trabalho, no que compõe a parte experimental, os modelos, e as perspectivas de solução das questões levantadas, como imprecisões e limites de validade das soluções apresentadas.* Este objetivo, quando não estiver expresso claramente, estará incluso de maneira difusa na argumentação desenvolvida. Pois, antes de se afirmar, procura-se mostrar o contexto que envolve a questão.

1.3 Metodologia da investigação e da prática na tese

No caminho, o qual se fez a si próprio ao se percorrer neste estudo, confunde-se o conhecimento em si, a postura do elaborador e a obra (no sentido grego da palavra). Recorrendo-se a Aristóteles [21]: “Todo o processo artesanal e toda investigação, de modo semelhante o bom agir e a decisão, parece tender a um certo bem. Por isso caracterizam com acerto o bem, o qual tudo tende... Os fins surgem dos que são agir, das artes e das ciências, ... Tais fins estão debaixo de uma única força (dinâmica)... e, em todos os fins, os arquitetônicos (originais, os do princípio) são os escolhidos...”. Com a consciência associada a esta ética, o autor se colocou numa postura de serviço ao objeto último de todo o conjunto da obra técnico-científica, ou seja, a afloração do bem nos entes escondidos e desvelados. Sabendo deste conceito grego sobre a física, a força originária do surgir em evidência, transcende-se a matéria em si, e sua mutabilidade, e valoriza-se a razão pura (no sentido kantiano), o extraordinário visitando o ordinário. Trabalha-se no ordinário, e procura-se traír o fenômeno (“φαινόμενον”, manifestação (do oculto) no conceito latino). A ciência de hoje teima em ter, claramente ou em seu subterrâneo, um caráter empírico como fundamento, isto é, estende-se a fundamentação da ciência e de seus conceitos gerais como um caminho e obra da experiência [22], até atingir o grau denominando “ciência positiva”, em detrimento e desprezo de uma “ciência metafísica”, agora a galope para o esquecimento na civilização. Toma-se a palavra “positivo” como ser sujeito ao empírico, “uma coisa sensível” ou argumentos matemáticos que podem ser mensurados. O meio acadêmico atual, inclusive o das ciências humanas, não efetuando uma auto avaliação de suas concepções e exigências, despreza a palavra “empírico”, tomando-a por conchamblança científica ou técnica. Não assume que só realiza o seu julgamento com uma “prova” empírica, inclusive para a lógica utilizada. Da falta do

conhecimento de si próprias, as ciências positivas aplicadas travam uma ilusória guerra entre teoria e prática. Geralmente, utiliza uma comparação relativa de erros entre uma situação sensível e um raciocínio. Exemplificando este perigo da falta de autoconsciência: pode ser que o valor dado a um conjunto de medidas, sensoreadas dentro de padrões aceitáveis e tidas como corretas, é tornando mais imperativo que a pura razão, na realidade sendo ainda obscura ao investigador. Então, o conjunto de medidas possui uma significação e atribuição enganosas. Esta postura científica tolhe a criatividade, correndo o risco julgar verdadeiro e benéfico só o sensível. Além da questão da sobrevalorização da matéria sobre a razão pura em si, “a investigação das leis naturais sobre as bases da abstração matemática, e sua verificação através do medir, do pensar e do contar, se encontra na origem das ciências naturais modernas. Ela possibilitou a plena aplicação da ciência para a reelaboração técnica da natureza voltada para fins humanos. ... Foi, especialmente, a idéia do método, ou seja, o assegurar a via do conhecimento, através do ideal superior da certeza, o que deu validade a um novo conceito de unidade de saber e conhecimento...” [22]. Mas quando se tem certeza? Ou quanto dura uma lei natural formulada pelo homem? Quantas leis naturais são válidas amanhã? E o saber, não tem mais o conceito judaico de “saborear” e nem o grego de buscar-se na simbologia (“lançar-se junto com”) do conhecimento? Saber não é ter posse do conhecimento... Assim, com as Regras de Descartes, - tal pensador, coitado, é entendido mais como um legislador, do que um leal e elegante pensador -, a ciência pode optar mais por uma atitude cética e de relativismo do que ter uma postura intencional para o encontro da evidência se manifestando a si própria. Descartes duvidou de tudo, menos do ponto de partida, do originário. E a ciência hoje, principalmente na engenharia, procura compor o relativo e desdenha o absoluto, tornando-o um simples ponto de referência se assim o for conveniente. Não há mais lugar para o exercício da busca do absoluto, apenas uma ciência escrava do materialismo e do ilusório antropocentrismo. Talvez, a profissão do engenheiro é ser um operário, como o autor assim se julga que o é, daqueles que residem dentro da caverna de Platão (Mito da Caverna) achando que a sombra é a realidade.

Este trabalho, mesmo sabendo-se fugas, está inserido dentro do contexto científico-social atual e está preocupado, humildemente, em atender os seus requisitos. Porém, sente-se receoso, semelhante ao que teve o inigualável, irônico e humorado Johannes de Silentio (Kierkegaard) no prólogo de seu livro *Temor e Tremor*, de que esta obra seja mais um número na estatística da produção intelectual brasileira, fazendo parte de uma ciência subjugada por interesses alheios ao seu fim último. Segundo ele [23], “processa-se nesta época uma verdadeira liquidação que tanto exige o mundo das idéias como o mundo dos negócios. Tudo se obtém por preços tão irrisórios que cabe perguntar se, depois, haverá ainda um ofertante - (Nota: corrigiu-se “comprador” do original do tradutor para “ofertante”). O árbitro da especulação, muito conscienciosamente aplicado em assinalar as etapas mais significativas da evolução da filosofia, o professor, o mestre de estudos, o estudante e enfim o filósofo, amador ou formado, não ficam na dúvida radical – vão

mais longe. ... Em vão se busca, com minucioso cuidado, uma pequena luz, um ligeiro indício, a mais simples prescrição dietética sobre a conduta que se deva seguir nesta imensa tarefa. ...Tal era o *terminus* a que chegava o velho lutador já retirado dos combates, depois de haver negado infalivelmente a certeza dos sentidos e do pensamento, de haver desafiado, sem fraqueza, os tormentos do amor-próprio e as insinuações de simpatia – tarefa que a todos e para todos serve de iniciação”. Sábia e de um humor irônico é a oração escolhida por kierkegaard para iniciar sua obra maior: “O que Tarquíno o Soberbo pretendia designar com as papoulas do seu jardim, compreendeu-o o filho, não o mensageiro” (Hamann) [23]. Mas aqui, neste simples e escondido estudo de engenharia, levando-se a contemplação grega da realidade de forma amadora no caminho, tem-se por dever, e por vocação, de servir como um primeiro tato aos próximos trabalhos a serem realizados no grupo de pesquisa onde esta tese está inserida. E assim se espera que o seja, dentro do que o autor tentou compreender neste sistema ainda não concluso, ...e haverá ainda alguém que o compreenda plenamente?

Retocando a postura metodológica científica positiva assumida, a investigação baseia-se nas leis físicas, como as de Maxwell, e procura modelar as situações onde o emprego das leis sejam de difícil aplicabilidade. Um modelo não é uma lei (aplicável e reproduzível em todo o universo) e, portanto, não é válido em todas as situações, e muitas vezes de difícil reprodutividade. Dentro da ciência positiva, o modelo é uma redução da lei. Nesta sina, procurou-se apresentar a natureza do modelo, como obter os parâmetros do mesmo, sua validade e suas limitações, bem como os procedimentos teórico e experimentais que envolvem estas ações. Apesar de que este trabalho tenha um cunho bastante experimental, próprio de um estudo de modelagem, a parte teórica latente pode ser mais exigente do que se fosse uma investigação de pura abstração. Pois o processo de identificação requer o conhecimento “a priori” daquilo que se vai identificar. Do contrário, por exemplo ao se observar bolas em uma mesa de bilhar se chocando, sem um conhecimento de antemão de causa e efeito, muitas versões descritivas do fato de bolas se chocarem e suas trajetórias seriam possíveis, toleráveis e aceitas, talvez, como verdadeiras. Se o assunto em questão não tiver alguns conhecimentos solidificados, poder-se-ia produzir uma variedade de publicações sobre os fenômenos, e sempre diferentes, e ilusoriamente comprovados. Assim, o autor teve a preocupação de mostrar detalhes, muitas vezes salientando-os e os criticando, com a intenção de conduzir o leitor a ver as incertezas existentes nesta área e a dificuldade inerente do processo na sua abordagem, e não simplesmente mostrar algo que dê bons resultados imediatos.

1.4 Simplificações, considerações e restrições

Primeiramente, o estudo experimental, sendo a fonte e o substrato do trabalho, não levou em conta cuidados a cerca de procedimentos e de conhecimentos oriundos da parte metalúrgica do material. Assim, efeitos de corte, do grau de decarbonetação do material, de tipos de isolação elétrica na superfície da lâmina, de temperatura, de envelhecimento, de tensões, de características

anisotrópicas elétricas e magnéticas, assim por diante, foram relegadas a um segundo plano, ou simplesmente desprezadas. No nível atual do trabalho, necessita-se incluir os conhecimentos e procedimentos metalúrgicos, inclusive para validar modelos que talvez não estejam contemplando certos fenômenos ignorados, como também explicar certos comportamentos do sistema eletromagnético.

Na experimentação, uma série de fenômenos elétricos são desprezados, por exemplo o efeito pelicular e de proximidade das correntes elétricas nos enrolamentos e das correntes induzidas no cobre da bobina. Fenômenos magnéticos de campos dispersos e de indutâncias parasitas não são sequer abordados. Os campos dispersos são atenuados no ensaio com o quadro de Epstein utilizando as bobinas de compensação.

Em termos do processo de medição, também por não se objetivar se ter uma precisão padronizada, não se averiguou erros no processo de mensuração e quantificação. Procurou-se, embora, realizá-las com atenção, a fim de se ter conjuntos de valores que pudessem ser utilizados sem comprometimento da aplicação e da validação de modelos. Por exemplo, quando o dispositivo está saturado, desde o sensor, o analisador, o mostrador utilizados deveriam ter respostas lineares e com precisão em toda a faixa. Há regiões, em um período da corrente elétrica, que seus valores instantâneos relativos à amplitude máxima são quase da ordem da precisão de fundo de escala da instrumentação, pois é necessário utilizar a mesma escala de medida em todo o período. Além disso, dependendo do ponto de operação do sistema, outros fenômenos eletromagnéticos possuem ordem de grandeza superiores à das variáveis de interesse que estão sendo observadas e determinadas.

Relembrando, o trabalho restringe-se a aços ao silício de grão não orientado. Não se pode afirmar e aplicar o mesmo para outros materiais ferromagnéticos, porém sua utilização parcial e/ou adaptada pode contribuir em uma abordagem.

1.5 Considerações finais

Resta o autor agradecer e aceitar, desde já, as possíveis críticas justas e construtivas, incluindo as correções que surgirão ao longo do desdobramento da pesquisa posterior. Como se está a serviço da verdade, elas, além de honrarem o esforço e a obra do autor, são imperativas na efetividade do processo do conhecimento e da aplicação do assunto em questão.

2. As perdas magnéticas em lâminas de aço ao silício e seus modelos

2.1 Introdução

As lâminas de aço ao silício são caracterizadas, por norma e por costumes comerciais, sob uma forma de indução (supostamente) senoidal, para induções máximas na região de saturação, de aproximadamente 1,5 [T], e/ou em torno do início do “joelho” da curva de magnetização inicial, de aproximadamente 1,0 [T], e nas frequências industriais. Entretanto, os dispositivos eletromagnéticos operam nas mais variadas regiões sob os mais variados regimes de fluxo, e também sob frequências diferentes daquelas comerciais. Assim, torna-se interessante estimar as perdas no circuito magnético em toda a região de amplitude de indução, sob regimes também não senoidais e em frequências diferentes da rede de energia elétrica comercial. Para isso, é necessário conhecer o mecanismo das perdas no ferro sob os possíveis regimes de operação. Numerosos estudos têm sido dedicados à caracterização e à predição das perdas sob os regimes não senoidal. Os estudos mais significativos serão expostos brevemente e sob o enfoque da Engenharia Elétrica, sem aprofundar o assunto no que tange à Ciência dos Materiais e às leis, modelos e hipóteses da Física Elementar. Através do que foi desenvolvido pelos pesquisadores, dar-se-á uma idéia do assunto em questão, não se prendendo tanto à cronologia dos estudos, mas sim na evolução da abordagem e na importância dos conhecimentos. Assim, inicialmente se situará o estado da arte.

As *perdas magnéticas clássicas* são divididas em duas naturezas distintas, a perda *quase estática* de histerese magnética e a perda *dinâmica* por correntes induzidas chamadas de Correntes de Foucault.

2.2 Perda magnética por Correntes de Foucault e seu modelo clássico

As perdas magnéticas por Correntes de Foucault (“eddy currents” na língua inglesa) provêm como consequência das correntes induzidas no núcleo ferromagnético quando este é percorrido por um fluxo variável no tempo (Lei de Ampère). A tendência do caminho da corrente, visto em uma seção transversal, é a formação de anéis de correntes induzidas perpendiculares à direção do fluxo. Por isso, lamina-se o material ferromagnético a fim de dificultar a formação das indesejáveis correntes parasitas. Além de se procurar uma otimização pela forma da lâmina, nada mais lógico que para dificultar a geração de valores relevantes de corrente é acrescer também a resistividade elétrica do material através da inclusão de silício (ou outros materiais adequados) no ferro. Mesmo assim, com o processo de laminação e inclusão de substâncias de alta resistividade elétrica no material magnético, o fenômeno das correntes induzidas produz perdas significativas por efeito “Joule”.

Para o desenvolvimento do modelo da perda por correntes de Foucault, tem-se uma lâmina de material ferromagnético, mostrada na Fig. 2.1, sob a ação de um vetor de indução variável no

tempo $\mathbf{B}(t)$ e de direção \mathbf{Oz} . Como a lâmina é fina, supõe-se que o vetor densidade de corrente \mathbf{J} só depende da variável na direção y , pois a componente principal do vetor \mathbf{J} está na direção \mathbf{Oy} . Esta já é uma primeira aproximação do fenômeno das perdas magnéticas produzidas pelas correntes induzidas clássicas. Pela equação (2.1), nota-se que o mesmo ocorre com o vetor campo elétrico \mathbf{E} . Assim, pode-se escrever os vetores campo elétrico e indução magnética pelas equações (2.2) e (2.3), respectivamente, pela condição da distribuição no domínio destes vetores.

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E} = (0, E, 0) \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B} = (0, 0, B) \quad (2.3)$$

Da equação de Maxwell (2.4), obtém-se a equação (2.5) na forma matricial.

$$\text{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\begin{bmatrix} \rho_i & \rho_j & \rho_k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & E & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{\partial B}{\partial t} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

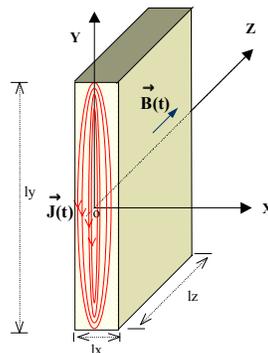


Fig. 2.1 - Lâmina de material ferromagnético, suposto linear e isotrópico, preenchida por uma campo magnético variável no tempo, com a condição de $l_x < l_y$.

Resolvendo o determinante da matriz do lado esquerdo, tem-se a equação diferencial (2.6), cuja solução é dada por (2.7).

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$E(x) = \frac{\partial B}{\partial t} x + c^{nte} \quad (2.7)$$

Como a corrente não é descontínua em um condutor, também o vetor densidade de corrente \mathbf{J} não o é, e conseqüentemente o vetor campo elétrico \mathbf{E} . O valor “ c^{nte} ” é uma constante qualquer de condição de contorno. Como não há descontinuidade da corrente elétrica no meio da lâmina, é necessário que se tenha $E = 0$ para $x = 0$, e portanto $c^{nte} = 0$ [24].

A potência dissipada no volume da lâmina por efeito Joule P_f [W] é expressa pela equação (2.9), onde σ é a condutividade elétrica do material.

$$E(x) = \frac{\partial B}{\partial t} x \quad (2.8)$$

$$P_f = \iiint \sigma E^2 dv \quad (2.9)$$

Substituindo (2.8) em (2.9), resulta (2.10), cuja solução da integral de volume é dada por (2.11), onde adotou-se $l_x = d$ como sendo a espessura da lâmina.

$$P_f = \sigma \int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \int_{-d/2}^{d/2} \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 x^2 dx dy dz \quad (2.10)$$

$$P_f = \sigma \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 l_y l_z \frac{d^3}{12} \quad (2.11)$$

O volume da lâmina é dado por (2.12). Dividindo a equação (2.11) pelo volume V_{ol} , obtém-se a expressão final das perdas por correntes de Foucault por volume. O valor médio das perdas por correntes de Foucault é dado pela equação (2.14) em $[W/m^3]$. O valor médio das perdas por efeito Joule das correntes de Foucault em $[W/kg]$ é dada pela equação (2.15), onde m_v é a massa específica do material. A equação (2.16) dá a perda magnética por efeito Joule na grandeza energia eletromagnética dissipada por unidade de massa de material $W_f [J/kg]$.

$$V_{ol} = d l_y l_z, \quad [m^3] \quad (2.12)$$

$$\frac{P_f}{V_{ol}} = \frac{\sigma d^2}{12} \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2, \quad [W/m^3] \quad (2.13)$$

$$\frac{P_f}{V_{ol}} = \frac{\sigma d^2}{12} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 dt \quad (2.14)$$

$$P_f = \frac{\sigma d^2}{12 m_v} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 dt, \quad [W/kg] \quad (2.15)$$

$$W_f = \frac{\sigma d^2}{12 f m_v} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 dt, \quad [J/kg] \quad (2.16)$$

A energia dissipada por efeito Joule provocada pelas correntes induzidas no material é diretamente proporcional à condutividade elétrica do material $\sigma [\Omega m]^{-1}$, ao quadrado da espessura da lâmina $d [m]$ e ao quadrado da variação da indução no tempo, e inversamente proporcional à massa específica. Eis os motivos, deduzidos de maneira matemática, que conduzem ao processo de laminação e ao aumento da resistividade elétrica do material. Já a variação da indução depende das grandezas elétricas tensão e corrente que são caracterizadas pela natureza da fonte de energia e determinadas concomitante pela forma e natureza do circuito eletromagnético.

No desenvolvimento do modelo, foi considerado que a condutividade elétrica do material é constante, em um material linear na forma e na substância e isotrópico magnética e eletricamente. Também não se leva em consideração efeitos peliculares na distribuição da corrente. Apesar que na dedução do modelo considera-se que as correntes tenham apenas uma direção – resultando no modelo uma fórmula em função da espessura cujas correntes neste sentido são desprezadas -, é uma razoável aproximação, pois na caracterização e modelagem de lâminas de ferro ao silício, utiliza-se

um valor de condutividade média. Uma avaliação da precisão do modelo é de difícil abordagem, não sendo um objetivo deste trabalho. Porém, atenta-se que o modelo é utilizado em larga escala sem ser questionado, geralmente, na sua precisão e nos limites de validade, ou em quanto as aproximações utilizadas afetam na não conformidade em um processo de medida e caracterização das perdas no ferro em um modelo global. Talvez este seria um dos assuntos a serem abordados com maior profundidade, requerendo uma multidisciplinaridade.

2.3 O ferromagnetismo e a perda magnética pelo fenômeno de histerese magnética do material

Dentro da teoria atômica de Rutherford e Bohr, um elétron ao girar ao redor de seu núcleo é semelhante ao efeito de uma corrente elétrica em forma de anel. A corrente elétrica produz um campo magnético, Lei de Ampère. Assim, os materiais, que são compostos por átomos com seus elétrons girando em torno do núcleo, possuem internamente campos magnéticos mais ou menos ordenados. Em certas substâncias, este efeito é fraco, enquanto que em outras os efeitos são pronunciados. Estas são chamadas de *materiais ferromagnéticos*. Embora o efeito do movimento de um elétron neste material seja pequeno, somando campos magnéticos conseqüentes de bilhões, resulta o fenômeno de magnetização \mathbf{M} [A/m] do material. A indução magnética \mathbf{B} [T], linhas de fluxo de campo magnético atravessando uma superfície, é a soma dos efeitos de um campo magnético \mathbf{H} [A/m] produzido por uma corrente mais o efeito da magnetização do material (efeito de “spins” alinhados), dada pela relação (2.17). Esta relação pode ser tratada na formulação mais complexa de maneira vetorial, ou de um modo mais simples pela resultante média dos efeitos das grandezas como escalares. Neste trabalho, as grandezas serão tratadas de maneira vetorial só quando for estritamente necessário. A susceptibilidade magnética χ_m de um material é a sua capacidade de “ampliar” o número das linhas de fluxo que passam por ele, dependendo da possibilidade e capacidade de número de “spins” se alinharem. Obviamente, para o vácuo a susceptibilidade χ_m é nula ($\chi_{m0}=0$). A relação entre intensidade de campo magnético \mathbf{H} e magnetização \mathbf{M} é, então, a susceptibilidade magnética do material, dada pela relação (2.18). A permeabilidade magnética do vácuo μ_0 ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m]) diz como se distribui quantitativamente as linhas de fluxo magnético ao atravessarem uma superfície no vácuo. A permeabilidade de um material μ é dada pela soma dos efeitos da distribuição do fluxo magnético no vácuo e da susceptibilidade magnética do material, conforme a relação (2.19) (o modelo físico da composição das substâncias no espaço atômico supõe que os materiais são compostos por vácuo e elementos subatômicos). A permeabilidade relativa ao vácuo de um material μ_r é dada pela equação (2.20).

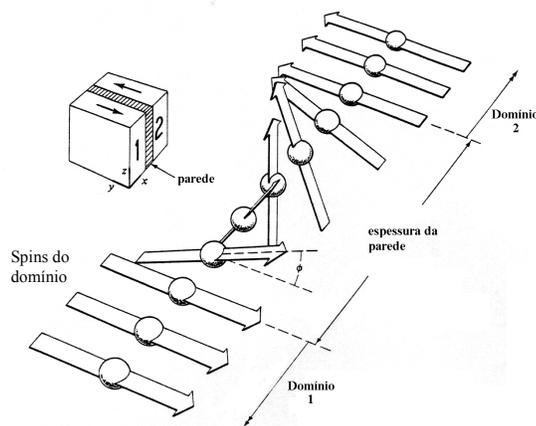
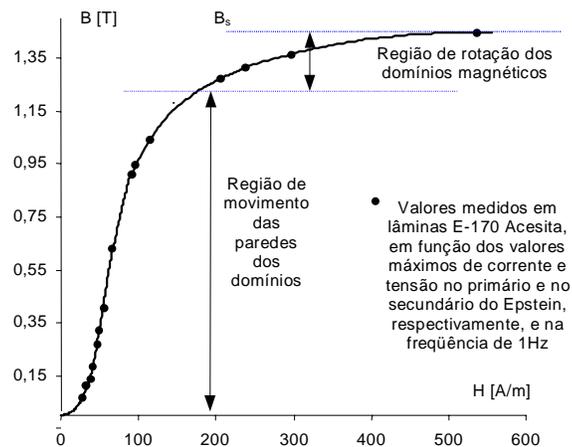
$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 \left(1 + \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \right) \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (2.17)$$

$$\chi_m = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \quad (2.18)$$

$$\mu = \mu_o + \mu_o \chi_m = \mu_o (1 + \chi_m) \quad (2.19)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_o} \quad (2.20)$$

Vários “spins” de elétrons orientados em uma mesma direção no cristal de ferro formam o que se chama de *domínio magnético*. Este termo foi cunhado por Weiss em 1906, ainda como sendo uma hipótese e que a magnetização espontânea dos domínios e seus limites é realizada por campo molecular [2]. Somente em 1949 apareceu a evidência experimental do conceito de domínio magnético, demonstrado por Williams, Borzort e Shockley [2][25]. Em um pedaço de material, existem muitos domínio magnéticos. Os domínios são delimitados pelas *paredes de domínio*. As parede dos domínios são interfaces entre as regiões, as quais são espontaneamente magnetizadas, resultando diferentes direções de magnetização [2], como mostrado na Fig. 2.3. O processo de magnetização do material é realizado pela movimentação destes domínios e pela rotação dos mesmos, vide Fig. 2.2. Idealmente, a saturação do material é atingida quando os “spins” do material estão alinhados em uma mesma direção, tendo um só sentido para os vetores de magnetização \mathbf{M} de cada domínio, ou seja, no valor M_s correspondente a uma indução de saturação B_s .



As perdas por histerese são atribuídas às descontinuidades elementares das paredes dos domínios magnéticos [2, 20], ou seja, à própria existência dos domínios magnéticos. Essas descontinuidades, muito particularmente localizadas no tempo e no espaço, são fortemente influenciadas pelos parâmetros micro estruturais do material, tais como as inclusões não magnéticas (impurezas), as pressões internas, os tamanhos e as ligações dos grãos e todas as imperfeições térmicas e mecânicas [20, 26]. (Os grãos são cristais de várias orientações, sendo que no interior do grão todos os átomos estão arranjados conforme um único modelo, procurando ter um única orientação do vetor de magnetização. A razão da existência dos grãos são as imperfeições da estrutura cristalina do metal, ou chamadas também de defeitos de fronteira. O tamanho do grão é delimitado pelos defeitos ou linhas no plano atômico da estrutura cristalina do ferro [27]). Por conseqüência, esses são também os fatores que originam o campo coercitivo local H_{ci} de uma dada parede. O campo magnético coercitivo é o valor (com direção e sentido no caso de uma abordagem vetorial) necessário para vencer a magnetização espontânea e/ou previamente magnetizada da região em questão. Assim, a modelagem das perdas por histerese pode ser a partir do campo coercitivo global H_c , o qual representa a média estatística dos campo coercitivos locais, dado pela relação (2.21) [4, 26], formulada por Herpin.

$$H_c = \sqrt{\overline{H_{ci}^2}} \quad (2.21)$$

Kersten [28, 20] estabeleceu uma relação aproximada para o campo coercitivo máximo $(H_c)_{\max}$ em função das inclusões não magnéticas, as quais tem por efeito bloquear o movimento das paredes dos domínios magnéticos no processo de magnetização. Se há dificuldade de movimentação de uma dada parede, também há um aumento do campo coercitivo correspondente, obviamente. Kersten supõe que a parede seja plana e que ela atravesse um conjunto de impurezas de forma esférica e distribuída no material conforme uma função cúbica (Fig. 2.4). Nesta relação (2.22), o parâmetro ξ depende da relação entre a constante de anisotropia do material e a magnetização na saturação do mesmo. A variável v designa a fração do volume ocupado pelas inclusões não magnéticas. (A anisotropia é a qualidade dos corpos apresentarem propriedades físicas dependentes da direção dos fenômenos físicos a que estão sendo submetidos, e diz-se corpos anisótopos os que apresentam o fenômeno de anisotropia; contrariamente são os materiais isotrópicos, nos quais suas características não dependem de direção e sentido nos mesmos. Geralmente, os corpos cristalizados, no caso o Fe-Si, são anisótopos [2]). No estudo de Kersten, as lâminas de aço ao silício têm anisotropia magnética, ou seja, as propriedades magnéticas dependem da direção de magnetização e/ou da direção da medida das grandezas [20].

$$(H_c)_{\max} \approx \xi v^{2/3} \quad (2.22)$$

Em um exemplo da aplicação deste modelo frente a um experimento correspondente, no caso do ferro contendo inclusões heterogêneas de cobre, origina-se um campo coercitivo máximo estimado, pelo cálculo através da equação (2.22), muito superior ao medido, vide Fig. 2.5. Assim,

as hipóteses pressupostas por Kersten estão longe da realidade, pois as paredes não são planas e rígidas, porém deformadas (onduladas) e as inclusões estão dispersas de uma forma aleatória, e não conforme uma função cúbica de distribuição no material [20].

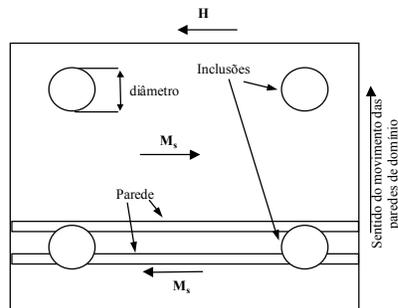


Fig. 2.4 - Modelagem das inclusões não magnéticas, onde \mathbf{H} é o campo aplicado e \mathbf{M}_s é a magnetização na saturação [20].

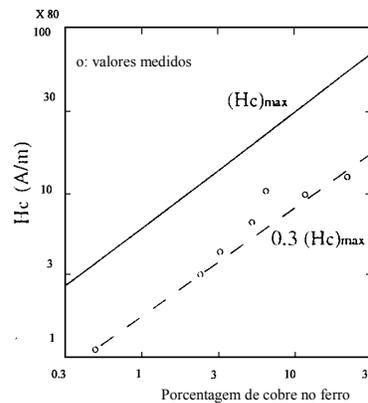


Fig. 2.5 - Comparação entre os valores medidos (o) e calculados para o campo coercitivo no caso de um ferro contendo inclusões de cobre, conforme o modelo de Kersten [28, 20].

Kersten [20, 28] também levantou e pôs em evidência a influência da fadiga interna sobre o campo coercitivo. O autor estabeleceu uma relação linear entre o campo coercitivo e a variação da fadiga. O fator de proporcionalidade entre eles depende da relação entre a constante de magnetostricção do material e o valor da magnetização na saturação do mesmo. (Magnetostricção é a capacidade dos corpos se deformarem quando submetidos a um campo magnético. Este efeito tem sua origem, principalmente, no acoplamento das órbitas “spins” dos elétrons ao formarem o cristal [2]). Essa modelagem levando em conta a fadiga interna foi validada para o níquel, onde o efeito da fadiga interna é predominante em razão de sua forte magnetostricção [20]. O comportamento do campo coercitivo foi observado sobre duas amostras de níquel submetida a uma tração mecânica ψ com amplitude variável, mostrado na Fig. 2.6. Esse estudo revelou que H_c aumenta com a fadiga mecânica (curvas “a” e “b” da Fig. 2.6). Esse aumento é menos acentuado quando a amostra é submetida a um recozimento (curva “a”), o qual atenua o efeito das tensões internas [20, 28].

Néel [29] propôs uma formulação do campo coercitivo que leva em consideração tanto os efeitos das impurezas como das fadigas internas [20]. O modelo de Néel supõe, contrariamente ao de Kersten, a existência de paredes onduladas, como também uma dispersão aleatória das

impurezas e das tensões internas do material. As relações (2.23) e (2.24) são estabelecidas pelo autor da referência [29]. Nestas relações, ν é a fração do volume da amostra ocupado pelas inclusões não magnéticas e ν' é a fração do volume submetido às tensões internas. Os resultados de Néel refletem, de acordo com a experimentação, o papel predominante das impurezas sobre o campo coercitivo do ferro e das tensões internas sobre aquele do níquel [29, 20].

$$H_c = 80(360\nu + 2,1\nu'), \quad [\text{A/m}] \Rightarrow \text{para o ferro} \quad (2.23)$$

$$H_c = 80(97\nu + 330\nu'), \quad [\text{A/m}] \Rightarrow \text{para o níquel} \quad (2.24)$$

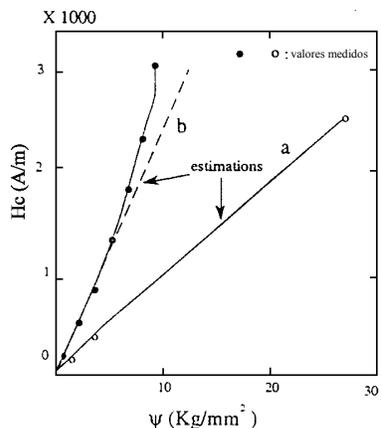


Fig. 2.6 - Variação do campo coercitivo com a fadiga interna no níquel realizada por Kersten [28, 20].

Guillaud [30] é o primeiro autor a correlacionar o campo coercitivo ao tamanho dos grãos. Utilizando o material de MnBi (Manganês - Bismuto), obteve uma função entre H_c e o inverso do tamanho dos grãos, a qual foi validada experimentalmente com este material [20].

Os trabalhos experimentais de Bertotti et alli [31] e de Shimazu et alli [32], efetuados sob as lâminas Fe-Si de grãos não orientados, mostram que as perdas por histerese, em uma certa indução máxima, variam inversamente com a raiz quadrada do diâmetro médio dos grãos (Fig. 2.7) [20]. Bertotti [31] propôs, a partir dos resultado experimentais da Fig. 2.7, uma formulação empírica para H_c em função do diâmetro médio dos grãos $\langle s \rangle$, dada pela equação (2.25). As constantes H_0 e A^{cte} expressam, respectivamente, o efeito das impurezas e da textura (ligação dos grãos). O efeito do tamanho dos grãos é, em parte, análogo ao das impurezas: os grãos mais finos implicam uma multiplicação das ligações, o que intensifica a amarração das paredes e, portanto, aumentam o H_c . Esta equação parece ser mais precisa que as outras formulações propostas por Néel e Kersten [20].

$$H_c = H_0 + \frac{A^{cte}}{\sqrt{\langle s \rangle}} \quad (2.25)$$

As perdas por histerese são independentes da frequência e relacionadas unicamente ao valor máximo da indução de operação. Nas frequências industriais (60Hz, por exemplo), as proporções da potência gasta pelo efeito da histerese em relação à potência total dissipada em lâminas de Fe-Si variam conforme o tipo do material. Nas lâminas a grãos orientados (GO), essas

perdas representam até 40% das perdas totais. Por outro lado, elas atingem até 70% do total das perdas em lâminas a grãos não orientados (GNO) [20]. Essa diferença também é atribuída à taxa das impurezas, as quais são menos elevadas nas lâminas de grãos orientados, e ao tamanho dos grãos, que são menores em lâminas de grão não orientados. A Tabela 2.1 [20] apresenta alguns exemplos. Um grau elevado de silício, mas não excessivo por razões metalúrgicas, permite também reduzir o campo coercitivo e, então, as perdas por histerese, conforme mostrado na Fig. 2.8. Isso é atribuído à diminuição das constantes de anisotropia e de magnetostrição do material, as quais facilitam o deslocamento das paredes dos domínios magnéticos [20].

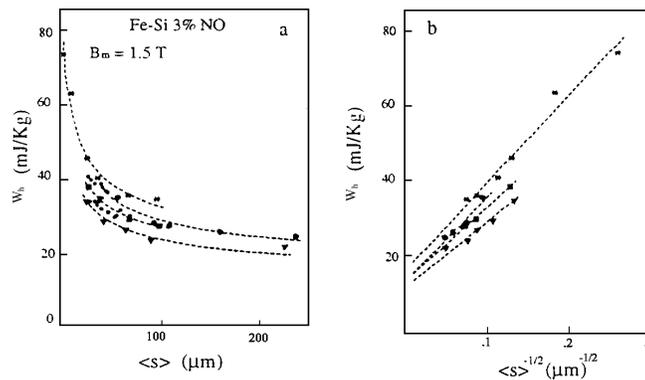


Fig. 2.7 – Perdas por histerese em lâminas em função do tamanho dos grãos em quatro amostras de Fe-Si de grãos não orientados [31].

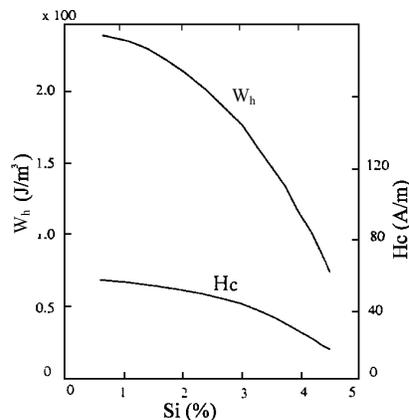


Fig. 2.8 – variação das perdas por histerese W_h e do campo coercitivo H_c em função da quantidade de silício nas amostras de Fe-Si a grãos não orientados [33, 20].

Tabela 2.1 [20] – Ordem das grandezas das taxas de impurezas, dos tamanhos dos grãos e do campo coercitivo das lâminas de Fe-Si GO e GNO. Fonte: (*) [34], (**) [35] e (***) [2].

Impurezas (%)*	GRÃOS ORIENTADOS	GRÃOS NÃO ORIENTADOS
Carbono	menos de 0,003	0,005
Enxofre	0,02	0,008
Manganês	0,08	0,05
Oxigênio	Menos de 0,01	0,01
Chumbo	-	0,015
Grãos [μm]***	de 1000 a 5000	menos de 350
Quantidade de Si(%)**	3 a 4,5	1 a 3
H_c [A/m]*	6 a 10	25 a 80

Em resumo, a dificuldade de predição do campo coercitivo é, então, relacionada à complexidade da estrutura metalúrgica do material magnético e à impossibilidade de quantificar o efeito de todos os parâmetros que influenciam o valor de H_c . Para estimar o campo coercitivo H_c com exatidão, seria necessário levar em consideração, em um único modelo, todos os fatores micro estruturais, o que não é fácil. Atualmente, no estado da arte, não existe uma modelagem rigorosa do campo coercitivo [20]. Do ponto de vista da determinação quantitativa das perdas por histerese, este caminho parece ser um tanto difícil, porém ele parece ser bom para a análise qualitativa de materiais sob o enfoque das perdas. O tamanho dos grãos, as inclusões não magnéticas, as fadigas internas, as ligações dos grãos e todas as imperfeições térmicas ou mecânicas são preocupações próprias da Ciência dos Materiais (neste trabalho, contenta-se em tê-los como ajuda na análise, no conhecimento e na utilização de materiais de Ferro-Silício). Há, entretanto, uma observação interessante que pode ser obtida destes estudos [20]: o campo coercitivo diminui para os grãos de tamanhos maiores e, por outro lado, os grãos maiores tendem a aumentar as correntes induzidas. Isto é, quando os grãos têm um tamanho grande, os domínios magnéticos são maiores e as correntes induzidas criadas pelos movimentos das paredes aumentam [20].

Geralmente, o campo coercitivo é estimado a partir da medida do ciclo de histerese estático obtido na saturação do material, vide Fig. 2.9. Uma vez determinado H_c , resta ainda como calcular as perdas. Para isto, certos autores utilizam o modelo de Preisach para simular o ciclo de histerese em função da indução máxima de operação [20]. No modelo de Preisach, o material é subdividido em domínios elementares. O comportamento magnético de cada domínio é definido por um ciclo retangular. Cada domínio pode ocupar um dos dois estados magnéticos $+M_s$ ou $-M_s$, sendo M_s a magnetização na saturação do material. A mudança de estado corresponde ao campo coercitivo local direto ou inverso. A distribuição e a largura dos domínios determinam a probabilidade de uma variação de estado. Essa função é geralmente uma Gaussiana relacionando o campo coercitivo à magnetização de saturação. Ela permite traçar o ciclo de histerese estático na indução máxima de operação e, assim, pode-se deduzir a área correspondente às perdas no ferro pelo fenômeno de histerese [20]. Neste caso, as perdas são obtidas a partir da área do ciclo, traçada em uma frequência muito baixa de modo que se possa desprezar as correntes induzidas e não levar em consideração os saltos individuais das paredes, conseqüentemente, os efeitos da micro-estrutura (relacionados às perdas anômalas) [20, 36]. O modelo de Preisach é algo bem mais complexo do que o apresentado aqui, não sendo objetivo deste trabalho realizar aqui uma abordagem bem mais incisiva, porém apenas citá-lo, pois se constitui em um método muito utilizado e estudado na literatura mundial.

A equação (2.26) define a energia envolvida para variar a indução magnética de um valor inicial B_1 à B_2 [24]. Esta equação não é prática, não fornecendo uma quantificação relativa e sendo uma lei aplicável ao trabalho magnético. Assim, quantificando para um dado material, a perda

ocorre envolvendo uma massa de material ou seu volume (o campo magnético H é função do caminho magnético e a indução magnética B é função da área que as linhas de fluxo atravessam). A equação (2.27) dá a perda por histerese relativa a um certo material, ou seja, resulta a energia magnética por unidade de massa perdida no laço da curva BH de histerese desenvolvido em um período de operação T_o . A grandeza m_v é a massa volumétrica (densidade específica) do material.

$$W_h = \int_{B_1}^{\Delta B_2} H dB, \quad [J] \quad (2.26)$$

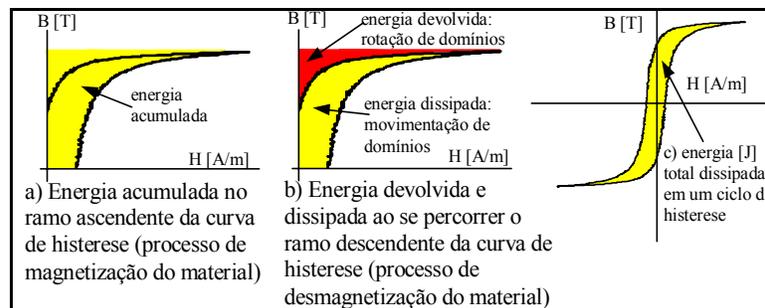
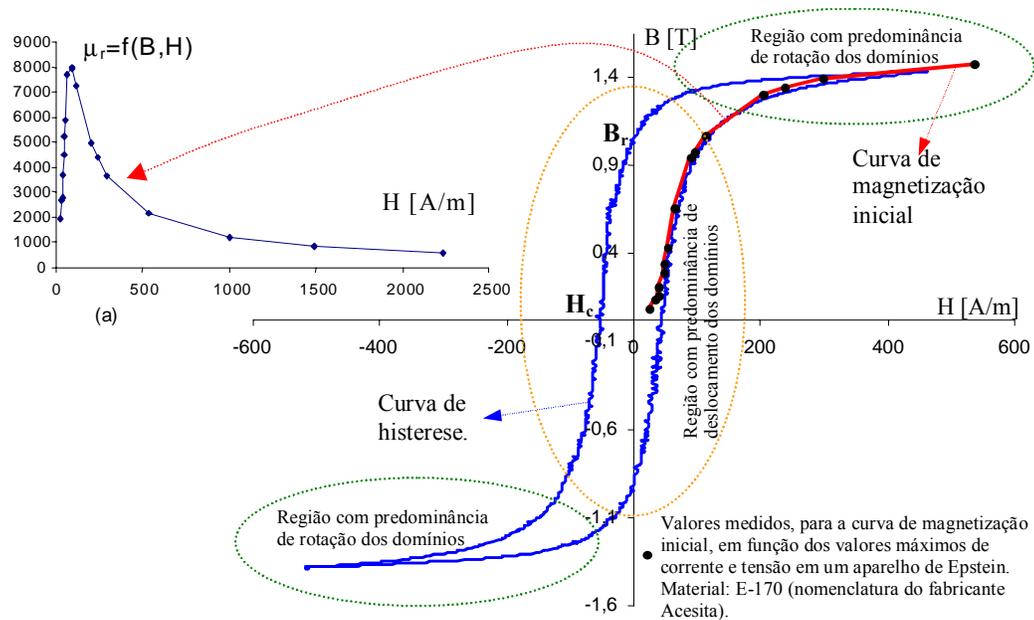
$$W_h = \frac{1}{m_v} \int_{B|_0}^{B|_{T_o}} H dB, \quad [J/kg] \quad (2.27)$$

A Fig. 2.9 é o resultado de uma medida de uma amostra de lâminas de Ferro-Silício E-170 do fabricante Acesita, realizado sob tensão senoidal no secundário de um quadro de Epstein à 1Hz. A curva de magnetização inicial foi obtida através da variação da indução máxima B_m (em vários pontos de operação), com o material desmagnetizado inicialmente. Os valores da indução B e campo H foram obtidos em função da tensão e corrente máximas medidas, respectivamente, no secundário e primário do transformador. A Fig. 2.9 apresenta a permeabilidade relativa μ_r em função da intensidade de campo magnético H_m obtida da curva de magnetização inicial. A permeabilidade do material μ é dada pela relação (2.28) e a permeabilidade relativa do material está definida na relação (2.20) [24]. O valor lido do catálogo do fabricante [37] para a máxima permeabilidade relativa é cerca de 6600 ($H=85$ [A/m], $B=0,7$ [T] e à 60Hz). O valor medido na empresa Weg, em amostra do mesmo material, é de 8966 ($H=75$ [A/m], $B=0,845$ [T] e à 60Hz). O valor medido no Grucad e apresentado na curva da Fig. 2.9a é de 8003 ($H=90,85$ [A/m], $B=0,91$ [T] e à 1Hz). Analisando estes valores, o valor de catálogo do fabricante deve ser menor que qualquer valor medido em qualquer amostra deste material, pois o catálogo deve apresentar, a princípio, o “pior caso”, por motivo de segurança, ou um valor típico. Assim, os valores obtidos na Acesita e WEG são, a princípio, coerentes (valor obtido pela Weg é cerca de 35% superior ao da Acesita. Nota: os três ensaios foram realizados com instrumentação e amostras diferentes, o que acarreta em valores medidos também distintos). Na Fig. 2.9, o valor da indução magnética remanescente B_r ($B_r = f(0,B)$) medida é de 1,00 [T]; e para o campo magnético coercitivo H_c ($H_c = f(H,0)$) é de 41,70 [A/m].

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2.28)$$

A curva BH devido ao fenômeno de histerese da Fig. 2.9 corresponde à energia dissipada no ferro em um ciclo pelo processo de magnetização do material, definida pela equação 2.27. Como já dito anteriormente, esta perda se deve ao processo de magnetização do material, onde há dois fenômenos de perda: por movimentação e por rotação de domínios, como mostrado na Fig. 2.9. Na região de deslocamento de domínio, a energia utilizada no processo é perdida, enquanto

que o processo de rotação é classicamente tido como conservativo, isto é, a energia é devolvida à fonte, vide Fig. 2.10.



Um dos métodos mais utilizados no cálculo da perda devido ao fenômeno de histerese é a

fórmula empírica (2.29) encontrada por Steinmetz em 1892 [39], para regimes de forma senoidais. A constante η_{st} , chamada de coeficiente de Steinmetz, depende do material e do sistema de unidades utilizado, e o expoente α_{st} , chamado de expoente de Steinmetz, depende apenas do material. Esta forma, expressa na entidade energia, pode ser em função da frequência de operação f_o na equação (2.30), expressa em potência. A referência [39] diz que a variação do expoente de Steinmetz está entre 1,4 a 1,8 para aços ao silício de grão não orientado.

$$W_h = \eta_{st} (B_m)^{\alpha_{st}} \quad (2.29)$$

$$P_h = \eta_{st} f_o (B_m)^{\alpha_{st}} \quad (2.30)$$

Pesquisadores constataram experimentalmente que a perda por histerese obedece à fórmula de Steinmetz até certos valores de indução, sendo também uma das conclusões deste trabalho. O

modelo de Steinmetz se mostrou válido para induções máximas, na forma de onda senoidal, na faixa de 0,2 [T] a 1,2 [T], para aço ao silício de grãos não orientados. Para as altas induções, ele não se tem mostrado eficaz. Richter [41] propõe a fórmula (2.31) para o cálculo da perda por histerese P_h , conhecida como fórmula de Richter. Para induções máximas B_m inferiores a 1 [T], o segundo termo em “ B_m^2 ” contribui em pequenas proporções com o aumento de B_m . Porém para Induções máxima superiores a 1T, a contribuição passa a ser significativa, pois a indução máxima B_m no segundo termo é quadrática. Os coeficientes “a” e “b” são constantes dependentes do material. Aqui cabe levantar uma questão: dentro da teoria dos domínios magnéticos, no processo de rotação dos domínios, vide Fig. 2.9, o qual é tido como um fenômeno caracterizado por envolver energia conservativa, a rotação rápida não criaria correntes induzidas no ferro em valores significativos e/ou outros fenômenos de perdas a nível micro-estrutural e até mesmo subatômico? Ora, geralmente na natureza um processo forçado de translação, transformação ou de qualquer mudança química ou física da substância exige uma energia consumida. A magnetização total do material supõe-se só ocorrer com uma aplicação de um campo magnético externo elevado. Assim, até que ponto, dentro do modelo da rotação de domínios, não estariam presentes atritos de dipolos magnéticos e aqueles próprios da fricção da matéria e de outras forças? Parece que mesmo onde predomina a magnetização por rotação de domínio (região de saturação) ocorre uma energia dissipada, pois o ramo descendente da curva de histerese não volta sobre o ramo ascendente da curva de histerese. Esta perda pode ser devida a uma parcela de energia dissipada em rotações irreversíveis, e/ou à movimentação de paredes de domínio durante aniquilação de domínios (ramo ascendente) e/ou durante a nucleação de domínio (ramo descendente). Estas questões pertinentes, parecem ser ainda a serem estudadas. A equipe do IPT, sob a orientação do Dr. Landgraf, tem apresentado esta idéia em seus cursos de transferência tecnológica. Em publicações, eles propõem separar as perdas de histerese em duas componentes: em “baixas induções” e em “altas induções”, sob a hipótese das duas regiões serem delimitadas pela região da permeabilidade máxima [38].

$$P_h = af_o(B_m) + bf_o(B_m)^2, \quad [\text{W/kg}] \quad (2.31)$$

Sobre esta questão de modelos matemáticos, de Steinmetz ou de Richter, e sobre uma não conformidade com a tendência das perdas sob altas induções, uma reflexão pode ser realizada:

- a) Intuitivamente e por definição, ao se aumentar a indução na região de saturação, a área correspondente ao aumento da indução B e sua correspondente intensidade de campo magnético H não é tão significativa. Ou em outras palavras, a uma dada indução B, a evolução da perda por histerese deveria apresentar uma certa saturação, pois a área não aumentaria muito a princípio. Assim, por definição e por princípios físicos, a perda por histerese deveria ser limitada em um valor máximo de perda quando o material chegasse a atingir uma saturação completa.

- b) A fórmula de Steinmetz tem seu expoente variando para lâminas de Ferro-Silício, geralmente, entre valores 1,4 a 1,8. Ora, a tendência da previsão de perda por histerese dada por este método é sempre crescer “ad infinitum” e de maneira exponencial. A fórmula de Richter aumenta ainda mais o valor da perda estimada com o aumento do valor da indução máxima.
- c) Porém, pesquisadores perceberam experimentalmente (incluindo este trabalho) que a perda em altas induções é maior que a estimada pela fórmula de Steinmetz, quando obtida suas constantes sob toda a variação da indução magnética.
- d) Deste modo, algumas questões podem ser levantadas: os ensaios estão medindo realmente só a perda por histerese? Os modelos da perda por histerese são verdadeiros? Fenômenos a nível da estrutura do material não começam a ter uma influência que não se pode desprezar? Com prudência e sabendo-se não ser capacitado a formular e a responder, ousa-se questionar: não existe outro fenômeno ou mecanismo de perda em altas induções? Ou, a rotação de domínios magnéticos é um processo realmente conservativo?

Há muito que se conhece sobre o fenômeno da perda por histerese, desde sua natureza até os métodos de ensaio para sua determinação qualitativa e quantitativa. Provavelmente, esta é uma tarefa multidisciplinar.

2.3 A evolução dos métodos e dos modelos de estimação das perdas no ferro até atingir o conceito das perdas magnéticas excedentes

Os usuários de lâminas de aço ao silício perceberam que, quando havia regimes de fluxo não senoidais, as perdas aumentavam em valores além daqueles obtidos classicamente por histerese e por correntes de Foucault. Assim, iniciou-se um estudo da perda magnética sob os regimes de fluxo não senoidais. Percebeu-se distintamente que as perdas estimadas tradicionalmente através da separação clássica, perdas por histerese e por correntes de Foucault, eram diferentes dos valores medidos experimentalmente sob este regime. Além do mais, no transcorrer do desenvolvimento dos métodos e modelos de predição das perdas, notou-se que, mesmo em regimes na forma de onda senoidal de tensão (ou indução), ocorre uma diferença no balanço entre o valor da perda total estimado tradicionalmente (utilizando o modelo de Steinmetz e o modelo para as correntes parasitas calculadas classicamente) e o medido nos ensaios. O valor encontrado para a parcela da perda medida, o qual é superior frente ao valor estimado até então, foi chamado de *perda magnética anômala*.

A primeira tentativa da compreensão dos efeitos do conteúdo harmônico do fluxo magnético sobre as perdas em lâminas magnéticas remonta ao ano de 1969 [20]. Hollitscher [42] avalia experimentalmente as perdas no ferro com a presença de harmônicos de baixa ordem no fluxo, controlando-os em módulo e em fase. Este estudo concluiu que os harmônicos acarretam

sistematicamente um forte aumento nas perdas do ferro. O efeito das fases nos harmônicos de fluxo não foi bem explorado e as conclusões são pobres [20]. Posteriormente, Newbury [43] analisou, essencialmente, o efeito da fase do terceiro harmônico do fluxo sobre as perdas em uma amostra de Fe-Si a grãos orientados. Muito interessante foi sua constatação que, para um terceiro harmônico de amplitude igual a 10% da fundamental e para certos valores de fase, as perdas diminuem. Elas se tornam inferiores àquelas obtidas sob um regime senoidal à mesma frequência e na mesma indução máxima. - Talvez este estudo poderia ser levado a ajudar a compreensão e a justificação, bem como no aprimoramento da aplicação do acionamento do motor de indução trifásico por conversores de frequência com a inclusão do terceiro harmônico no sinal de referência para a formação da forma de onda de tensão do tipo PWM. Na literatura, o terceiro harmônico injetado está em fase com a fundamental. Esta técnica de acionamento de motores de indução é largamente utilizada na indústria.

A seguir, apresenta-se alguns estudos e trabalhos desenvolvidos pela comunidade científica mundial, iniciando com os regimes senoidais com distorção.

Os trabalhos mais detalhados de Moses et alli [7][44] sobre a influência da defasagem do terceiro harmônico (tradicionalmente o mais importante harmônico de fluxo encontrado nos transformadores) confirmam os resultados de Newbury [20]. Eles mostram que as perdas no ferro na presença do terceiro harmônico podem ser reduzidas ou aumentadas conforme a defasagem deste último, vide Fig. 2.11. Os autores chamam a atenção: quanto mais as lâminas são de melhor qualidade (grãos orientados de alta permeabilidade), mais as perdas são sensíveis às deformações do fluxo magnético.

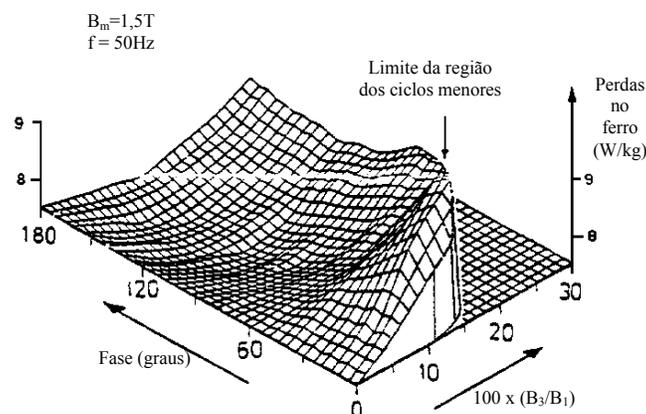


Fig. 2.11 – Perdas em lâminas de Fe-Si de grão não orientado submetidas a uma indução composta pela fundamental e seu terceiro harmônico, controlando a fase e a amplitude do mesmo [44].

Assim, após a evidência do problema das perdas sob a presença de regime com fluxo magnético distorcido apresentada nos trabalhos referentes a este assunto, começaram a surgir métodos de predição das perdas em lâminas de Fe-Si, diferentes do clássico. Tendo o objetivo de estimar o aumento das perdas no ferro, Lavers, Biringer e Hollitscher em 1978 [45] propuseram uma correção empírica das perdas obtidas em regime de indução senoidal de um modo bastante

simples. O modelo [45] tem por ponto de partida a separação das perdas totais por ciclo P_{tot}^s , obtidas em regime senoidais, em duas componentes. Elas são dadas pela equação (2.32): 1ª) perdas por histerese P_h , relacionada unicamente com a indução máxima, e 2ª) perdas dinâmicas (por correntes induzidas) P_{din}^s , as quais dependem linearmente da freqüência e do quadrado da indução máxima.

$$P_{tot}^s = P_h + P_{din}^s \quad (2.32)$$

As perdas totais por ciclo P_{tot}^d para uma forma de onda indução distorcida são estimadas pela equação (2.33), conforme correção para a equação (2.32) sugerida pelos autores. Os coeficientes K_h e K_{din} são as correções para as duas componentes de perdas. P_h corresponde a área do ciclo de histerese medido em regime estático na indução máxima B_m . A parcela P_{din}^s é obtida retirando-se a parcela P_h da medida das perdas totais no ferro no mesmo valor máximo da indução senoidal e na mesma freqüência. N_M é o número de mínimos (ou de máximos) da indução relativos a meio período (por exemplo, $N_M = 2$ na Fig. 2.12), onde há formação de laços menores na curva de histerese devido aos ΔB_i existentes. A constante K_{lavers} depende do tipo do material utilizado, tendo valores dentro da faixa 0,6 a 0,7 conforme sugerido pelos autores [45]. Os autores não dão nenhuma explicação de como determinar com exatidão a constante K_{lavers} .

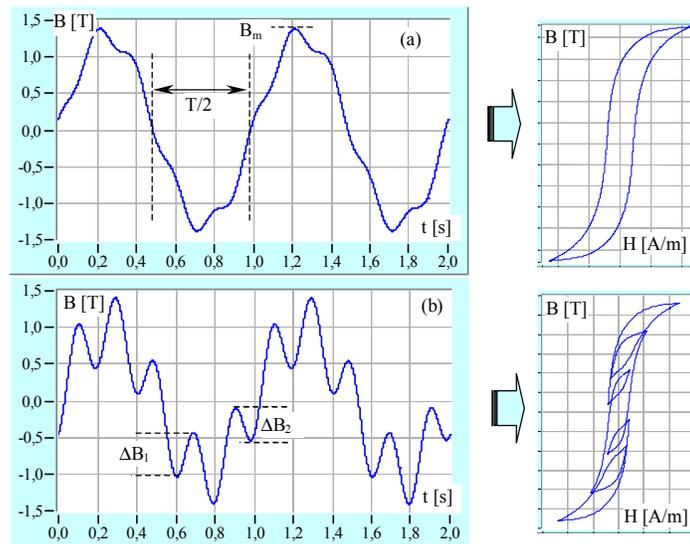


Fig. 2.12 – Os dois tipos básicos de forma de distorção da indução magnética na formação de laços menores na curva de histerese magnética: (a) sem extremos locais e (b) quatro variações extremas no período.

$$P_{tot}^d = K_h P_h + K_{din} P_{din}^s \quad (2.33)$$

Onde,

$$K_h = 1 + K_{lavers} \left(\sum_1^{N_M} \Delta B_i / B_m \right) \quad (2.34)$$

$$K_{din} = \sum_1^n (k B_k / B_m)^2 \quad (2.35)$$

Na equação (2.35), k é a fundamental ($k = 1$) ou a ordem da harmônica e n é o número total de harmônicas. Este modelo supõe a proporcionalidade das perdas dinâmicas com o quadrado da indução máxima, o que não corresponde com a realidade dos valores medidos de perda. Além

disso, a correção das perdas por histerese em presença de ciclos menores não leva em conta a posição desses ciclos no laço maior. Por causa da não linearidade do material, dois ciclos menores tendo o mesmo ΔB_i terão as áreas mais ou menos importantes conforme sua proximidade com a indução máxima [20], o que pode ser verificado na Fig. 2.12. Nos trabalhos realizados por Atallah et alli [46, 47, 48] utiliza-se a equação (2.34) para corrigir a perda por histerese calculada conforme a fórmula de Steinmetz em simulações numéricas utilizando elementos finitos e levando em conta, assim, a perda local. Os autores não indicam como realizam a detecção dos ΔB_i na simulação. Ferreira da Luz et alli [49, 50], realizando o cálculo das grandezas eletromagnéticas por elementos finitos, utilizam o método conhecido como “rain-flow” para a detecção dos ΔB_i na forma de onda da indução.

Simultaneamente a Lavers, Newbury [43] em 1978 propôs um método de predição das perdas no ferro semelhante ao anterior. As perdas no ferro por ciclo sob uma tensão distorcida P_{tot}^d são estimadas pela separação em duas componentes, dadas pela equação (2.36): um primeiro termo identificado como sendo as perdas por histerese e independe da frequência; e um segundo termo dependente da frequência, das ordens k e das amplitudes B_k dos diversos harmônicos presentes na forma de onda da indução, o qual representa as correntes parasitas. A constante K' é obtida em função das características das lâminas de Fe-Si. A equação (2.36) pode ser rescrita como a equação (2.37), pois os harmônicos pares não estão presentes em uma forma de onda com o valor médio nulo, ou melhor, quando a forma de onda é simétrica em relação ao eixo dos tempos.

$$P_{tot}^d = P_h + K' f \sum_{k=1}^n (k B_k)^2 \quad (2.36)$$

$$P_{tot}^d = P_h + P_{din1} + 9 P_{din3} + 25 P_{din5} + \dots \quad (2.37)$$

$$P_{dink} = K' f B_k^2 \quad (2.38)$$

Assim, as perdas em regime de indução distorcida são obtidas pela soma das perdas por histerese (no regime quase estático) com aquelas devido à fundamental e aos harmônicos. Para determinar a constante P_{dink} são propostos dois métodos: 1^a) mede-se um único valor para o termo P_{dink} e deduz-se todos os outros valores utilizando a proporcionalidade entre P_{dink} e B_k^2 e 2^a) mede-se todos os termos P_{dink} da equação (2.37) nas frequências e nas amplitudes da fundamental e dos diferentes harmônicos.

A aproximação de Newbury ignora a eventual presença de ciclos menores quando a indução possui os extremos locais e não leva em consideração a fase dos harmônicos na estimação das perdas. Ela supõe também a proporcionalidade das perdas dinâmicas com a frequência e com o quadrado da indução de pico, o que não é o caso quando comparadas com as perdas efetivamente medidas [20]. Conforme o autor, utilizando o primeiro método para estimar as perdas, o erro é da ordem de 2% (vide também Fig. 2.20).

Posteriormente, Takach et alli [51] em 1985 realizaram um estudo dos métodos de Lavers e Newbury, comparando-os para confirmar a validade e considerações assumidas. É feita uma abordagem da evolução das perdas com a variação da temperatura, e talvez aí resida a contribuição deste trabalho. Segundo os autores, as perdas totais diminuem com o acréscimo de temperatura. Há um decréscimo de cerca de 6% (60Hz, 1T) na perda para a temperatura variando de 25°C a 100°C. Isto parece coerente sob o ponto de vista das perdas dividido às correntes induzidas, pois o aumento de temperatura faz com que a resistência elétrica do material aumente a princípio. Porém em relação aos outros tipos de perda, isto não é tão evidente.

A equipe do Laboratório de Eletrotécnica de Grenoble publicou em 1984 [52][53] um modelo simples no que se refere à estimação das perdas em regime de indução trapezoidal, como mostrado na Fig. 2.14. Para este regime de indução, utiliza-se uma tensão alternada e periódica na forma de degrau, de certa duração τ , que gera no circuito magnético uma indução de forma trapezoidal, tendo um tempo de subida (ou de descida) igual ao intervalo de tempo τ , vide Fig. 2.14. A caracterização das perdas sob este tipo de regime tem os seguintes atrativos e objetivos:

- compreender o mecanismo que gera as perdas a partir de um processo de magnetização relativamente simples (duas etapas de magnetização: uma primeira etapa à velocidade (taxa) de magnetização constante, e uma segunda, à indução máxima constante);
- analisar e estimar a evolução das perdas no ferro sob tais tipos de regimes, pois são os que ocorrem no acionamento por conversores estáticos de máquinas elétricas girantes.

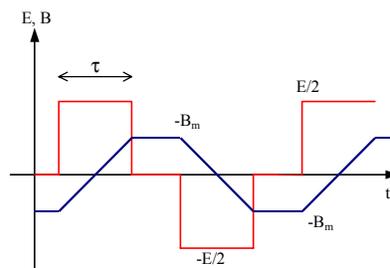


Fig. 2.14 – Formas de onda de tensão de excitação e sua correspondente indução.

O cálculo do modelo de Brissonneau e Lebouc [53] supõe um deslocamento uniforme das paredes dos domínio magnéticos sob o campo aplicado, isto é, não há irregularidade no tamanho, forma e consistência destes domínios [20]. As perdas por ciclo são obtidas pela equação (2.39), em função da indução máxima de trabalho B_m e da equação da rampa (de subida) da indução no intervalo de tempo τ , dada por $(2B_m/\tau)$. Os coeficientes α e β são determinados experimentalmente. Nos resultados mostrados na Fig. 2.15a, variou-se a frequência de operação f e o intervalo τ . Já na Fig. 2.15b, variou-se a amplitude da tensão E e o valor do intervalo τ , obtendo-se a variação de dB/dt , para manter a indução constante em 1,6T.

$$W_{\text{tot}} = 4 B_m \left(\alpha \frac{2 B_m}{\tau} + \beta \right) \quad [\text{J/kg}] \quad (2.39)$$

Este estudo de Brissonneau e Lebouc resultou em duas interessantes conclusões sob o ponto de vista da Engenharia Elétrica. a) Para uma indução máxima fixa, as perdas no ferro por ciclo variam inversamente com o tempo de subida da indução τ e linearmente com a taxa de subida da indução (dB/dt), equação (2.39). b) Para um τ fixo, as perdas no ferro por ciclo não variam com a frequência. Normalmente, neste sistema eletromagnético, quando não há tensão aplicada no dispositivo, a princípio não há transferência de energia entre fonte e carga, e portando não há perdas no processo.

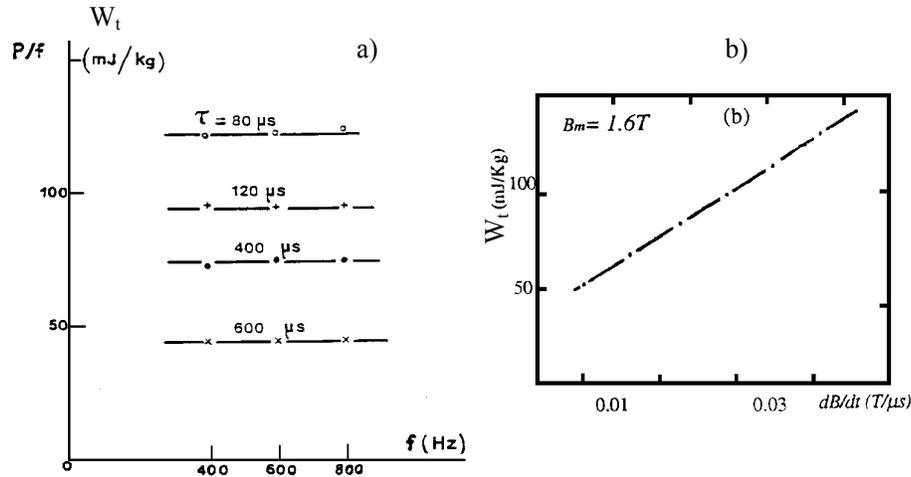


Fig. 2.15 – Resultados experimentais das perdas no ferro por ciclo obtidas em lâminas Fe-Si GO [20, 52,53] com B_m à 1,6T: a) perdas no ferro em função da frequência e para vários valores de intervalo τ ; b) perdas no ferro em função da taxa de variação de $B(t)$ no tempo.

Nakata et alli [54] estudaram o desvio das perdas no ferro obtidas sob a tensão na forma retangular P_{tot}^d , levando em conta sua taxa de deformação, com as perdas obtidas sob a forma de onda de tensão senoidal P_{tot}^s . São utilizadas para isso três formas diferentes da tensão de excitação, vide Fig. 2.16a. Seus fatores de distorção V_ϵ e seus coeficientes de fator de forma F_c são calculados, respectivamente, pelas equações (2.40) e (2.41). O coeficiente de fator de forma F_c representa a taxa de deformação de uma forma de onda de indução retangular em relação à indução máxima. V_k e B_k são as amplitudes da fundamental e suas harmônicas da tensão e da indução, respectivamente; k é relativo à fundamental e à ordem de suas harmônicas, com $k=1,3,5,7... n$.

$$V_\epsilon (\%) = 100 \frac{\sqrt{|V_3|^2 + |V_5|^2 + \dots}}{|V_1|} = 100 \frac{\sqrt{\sum_{k \geq 3} |V_k|^2}}{|V_1|} \quad (2.40)$$

$$F_c = \frac{\sqrt{B_1^2 + 9B_3^2 + 25B_5^2 + \dots}}{B_m} = \frac{\sqrt{\sum_{k \geq 1} (kB_k)^2}}{B_m} \quad (2.41)$$

Utilizando-se de lâminas de Fe-Si a grãos orientados e não orientados, Nakata et alli [54] estabeleceram, de maneira experimental, a dependência das perdas em relação aos parâmetros V_k e B_k . A Fig. 2.16b ilustra a razão P_{tot}^d/P_{tot}^s entre as perdas medidas para estes três tipos de tensão não senoidal em relação às perdas com indução senoidal. Estas medidas mostram que, quanto mais

baixo for o coeficiente do fator de forma da tensão, mais as perdas são reduzidas. Com efeito, uma tensão tendo um fator de forma inferior àquele de uma senóide induzirá perdas no ferro inferiores àquelas que induziria sob uma tensão senoidal para a mesma frequência e para a mesma indução máxima. Esta condição é dada pela relação (2.42), e é confirmado, experimentalmente, para uma forma de onda triangular com $F_c=0,91$ da Fig. 2.16. Para uma forma de onda triangular, o somatório dos valores das amplitudes das harmônicas com o valor da fundamental tem uma amplitude resultante maior que a amplitude da fundamental da senoidal B_m^s . E para uma amplitude da triangular igual à da senóide, a fundamental da triangular é menor. Portanto, para amplitudes iguais tanto para a senóide como para a fundamental da triangular, a amplitude da forma de onda triangular é menor.

$$\text{Se } \sqrt{\sum_{k \geq 1} (kB_{k_m})^2} = B_m^s \text{ então, } B_{1m}|_{\text{triangular}} < B_m^s \quad (2.42)$$

$$f_{\text{triangular}}(x) = \frac{4}{\pi} \left[\frac{\cos x}{1} + \frac{\cos 3x}{3^2} + \frac{\cos 5x}{5^2} + \Lambda \right] \quad (2.43)$$

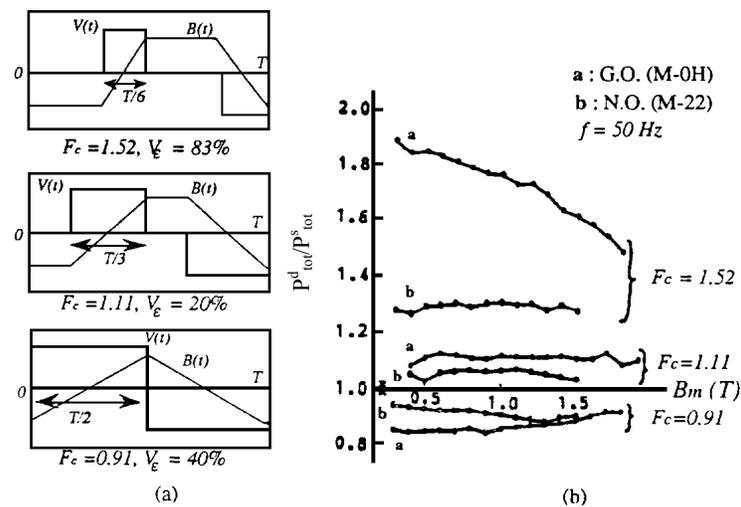


Fig. 2.16 – Formas de onda dos três tipos de tensões de alimentação com seus respectivos coeficientes de fatores de forma, e as perdas no ferro medidas em relação às perdas sob regime senoidal [54].

A grande contribuição de Nakata et alli [54] é a utilização do fator de forma para estimar a evolução das perdas em regimes com indução magnética distorcida.

Antes de abordar a tendência atual de modelagem física das perdas, separando-as em três tipos incluindo a por excesso, far-se-á uma abordagem rápida dos métodos utilizados apresentados até aqui para exprimir a diferença entre as perdas dinâmicas realmente medidas e as perdas clássicas obtidas com sendo uma função linear da frequência. Nas abordagens anteriores, com exceção do trabalho de Nakata et alli [54], são realizadas sob um valor de fluxo magnético máximo constante, não aplicando o método/modelo variando o valor da indução magnética máxima, após terem obtido as constantes para o modelo experimentalmente. No caso da referência [54], a metodologia tem um cunho bastante experimental, sendo um indicativo de comparação para a perda total medida sob certas formas de onda distorcidas com a senoidal.

No caso de uma indução senoidal, as perdas dinâmicas P_{din}^s são obtidas pela diferença entre as perdas por histerese e as perdas totais medidas, em uma forma de onda de indução senoidal com uma frequência de operação f e uma indução máxima B_m . Há um coeficiente de correção, o qual é chamado de “coeficiente de perdas anômalas”, o qual se origina das imperfeições dos métodos de estimação. A diferença entre as perdas dinâmicas medidas (perdas realmente dissipadas) e as perdas clássicas (perdas calculadas sob a hipótese de um material linear, dada pela equação (2.15)) é nomeada por “perdas anômalas” (vide Fig. 2.17). A relação entre as perdas dinâmicas e as perdas clássicas define o coeficiente de anomalia das perdas η_a . Esse coeficiente se apresenta variável de um material a outro [20]. Como este fator de correção η_a é maior que a unidade, este fato sugere a origem de perdas por “excesso”, e é devido à fenômenos na complexidade micro-estrutural dos materiais [2][20]. Portanto, as perdas totais por ciclo na indução senoidal, de frequência f e de valor máximo B_m , são corrigidas pela relação (2.45).

$$(\eta_a = P_{\text{din}}^s / P_{\text{cl}}^s) \quad (2.44)$$

$$P_{\text{tot}}^s(f) = P_h + \eta'_a B_m^2 f, \quad [\text{J/kg}] \quad (2.45)$$

$$\eta'_a = \eta_a \sigma \frac{(\pi d)^2}{6m_v} \quad (2.46)$$

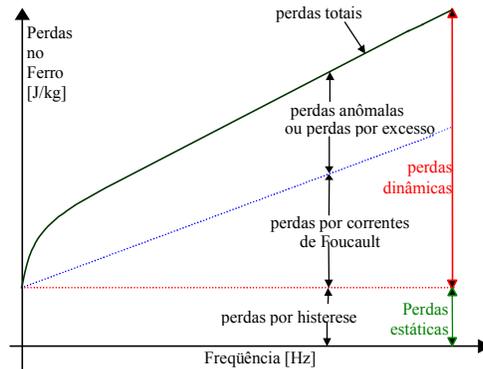


Fig. 2.17 – Esboço das três componentes das perdas no ferro em função da frequência [2][20].

Seguindo a abordagem de Nakata et alli [54], quando a forma da indução não é senoidal, no caso particular de uma tensão na forma de degrau, pode-se associar as perdas dinâmicas ao fator de forma F_c da tensão. O fator de forma F_c é definido pela relação entre o valor eficaz e o valor médio da tensão sobre meio período. O fator F_s é o fator de forma de uma tensão senoidal, e F é o fator de forma da onda em questão. As perdas totais no ferro são dadas pela relação (2.47) para tensões não senoidais [20].

$$P_{\text{tot}}^d(f) = P_h + \eta'_a \left(\frac{F}{F_s} \right)^2 B_m^2 f, \quad [\text{J/kg}] \quad (2.47)$$

Entretanto, as perdas dinâmicas medidas não variam linearmente com a frequência e com o quadrado da indução máxima, algo verificado experimentalmente [2,20]. Assim, o coeficiente η_a não é constante com a variação de f e/ou B_m . Para remediar este fato, o coeficiente η_a poderia ser

corrigido em frequência e em indução. Desta forma, o método se torna exaustivo para se obter o modelo completo de caracterização de um material (para vários pontos de operação), além de ser de difícil análise e aplicação.

Os recentes trabalhos sobre a modelagem das perdas eletromagnéticas apresentam uma formulação de cunho mais físico para as perdas anômalas, como denominada pela referência [2]. Esta formulação foi desenvolvida pela equipe de pesquisadores do “Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris” de Turim [20]. Essas perdas são classificadas com uma nova nomenclatura “*perdas por excesso*”, sendo um termo semântico menos misterioso que o antigo, e mais coerente com sua origem física [16, 17, 18, 20]. A sua suposta origem é decorrência do excesso de correntes induzidas, além das calculadas de maneira clássica, devido ao fenômeno de deslocamento das paredes dos domínios magnéticos. A separação em três tipos de perdas no ferro, o qual tem sido muito tempo considerado como um artifício na caracterização e modelo, tem encontrado, talvez, seu fundamento físico [20] no trabalho de Bertotti. De ora em diante neste trabalho, o termo “perda anômala” passa a ser chamado o tipo de perda por *excesso de correntes induzidas*. Assim, as perdas totais por ciclo W_{tot} são expressas pela soma das três componentes, descritas pela equação (2.48). Essas são perdas por histerese W_h , perdas clássicas (por correntes de Foucault) W_f e perdas por excesso W_e , e não só pela soma tradicional das perdas provocadas pelos fenômenos de histerese e correntes induzidas de Foucault (clássicas).

$$W_{\text{tot}} = W_h + W_f + W_e, \quad [\text{J/kg}] \quad (2.48)$$

As aplicações desta estratégia de modelagem para a predição das perdas no ferro sob os regimes não senoidais geraram resultados satisfatórios [12, 14, 47, 50]. Este sucesso é um motivo de encorajamento para se adotar este modelo, como também para generalizar e simplificar sua utilização para todos os regimes não senoidais, como foi realizado em parte por Amar e Boglietti [20, 14].

O comportamento de uma estrutura de domínios em um material magnético, face a uma excitação qualquer, é muito complexa. A cada instante, o número de paredes muda, ou seja, as que participam efetivamente do processo de magnetização. No processo de magnetização (ou desmagnetização), paredes ou domínios são criados (nucleação de domínios), e outros desaparecem (aniquilação de domínios) [2, 20]. Entretanto, este mecanismo não é aleatório. Ele é um resultado de uma correlação entre as paredes organizadas tanto pela micro-estrutura do material, como pelo tipo e parâmetros da excitação. Para uma magnetização sob um regime senoidal de frequência f , alguns pesquisadores [55, 56, 57] observaram que o número de domínios ou paredes N_{paredes} , os quais participam da inversão da magnetização, evolui segundo o inverso da raiz quadrada da frequência, expressa na relação (2.49). Utilizando o modelo das paredes paralelas [58], estes autores [55, 57] afirmaram a proporcionalidade inversa entre as perdas dinâmicas e o número de paredes.

$$N_{\text{paredes}} \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \quad (2.49)$$

Dentro do levantamento bibliográfico realizado por Amar [20], Williams, Shockley e Kittel [59] e, mais tarde, Pry e Bean [58] foram os primeiros pesquisadores que tentaram predeterminar as perdas dinâmicas calculando as correntes induzidas para o movimento de uma parede ou de um conjunto de paredes, a 180° regularmente espaçados. O modelo de Pry e Bean [58], o mais conhecido, tem sua importância devido à utilização de uma estrutura ideal de domínios, a qual é bastante próxima à estrutura real das lâminas de aço ao silício de grãos orientados (o modelo está mostrado na Fig. 2.18). Esse modelo associa o coeficiente de anomalias das perdas η_{PB} dado pela relação (2.50) em função de $2L/d$, onde $2L$ é a distância inicial entre duas paredes.

$$\eta_{\text{PB}} = \frac{48}{\pi^3} \frac{2L}{d} \sum_{n \geq 1} \frac{1}{(2n-1)^3} \coth\left((2n-1) \frac{\pi}{2} \frac{2L}{d}\right) \quad (2.50)$$

A fórmula (2.50) tem os casos particulares dados pelas relações (2.51) e (2.52), resultando uma regra simples de diminuir a relação $2L/d$ para atenuar o processo das perdas dinâmicas. Este trabalho deu origem a uma série de numerosos melhoramentos metalúrgicos [20]. Do ponto de vista da Engenharia Elétrica, esse modelo não pode explicar nem a não linearidade da curva das perdas em função da frequência, nem a persistência das perdas por excesso nos materiais com domínios pequenos [20].

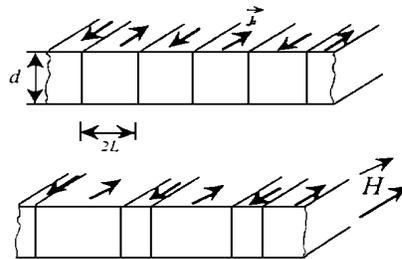


Fig. 2.18 – Modelo de Pry e Bean utilizando uma estrutura ideal dos domínios magnéticos [58].

$$\eta_{\text{PB}} \approx 1,63 (2L/d) \quad \text{para } 2L/d > 1 \quad (2.51)$$

$$\eta_{\text{PB}} \approx 1 \quad \text{para } 2L/d \ll 1 \quad (2.52)$$

Muitos trabalhos tentaram melhorar esse modelo e também incorporar outros fenômenos, tais como a deformação das paredes [60, 61], o aumento do número das paredes [62] e o aumento dos domínios magnéticos [63]. Os resultados obtidos ainda deixam a questão inacabada e permanecendo em parte desconhecida para a engenharia [20].

G. Bertotti [17, 18] abordou de uma forma estatística o processo de magnetização dinâmica e as perdas por excesso. Ele definiu uma nova entidade física, o “objeto magnético” ou OM, pelo qual a magnetização se inverte. A noção dos OMs e a justificação se deve ao fato de que o deslocamento de uma parede, ou segmento de parede, a qual é a origem da variação da magnetização no material, não pode ser feita de forma isolada. O deslocamento de uma certa

parede pode provocar um deslocamento de outros segmentos da mesma parede e/ou de várias paredes. Neste caso, diz-se que os diferentes segmentos de uma mesma parede e/ou conjunto dessas paredes são correlacionados [16, 17, 20]. A cada região de correlação corresponde um OM caracterizado pelo campo coercitivo local médio. Este campo vence um certo estado de magnetização ao “ativar” o OM. Ou seja, para ativar um OM é necessário um campo magnético para fazer a parede participar do processo de magnetização. Dentro do modelo de Bertotti, o OM é o ente conceitual responsável por toda a modificação da magnetização, e por consequência das perdas do material causadas pelo fenômeno de magnetização. Assim, o estado magnético do material será caracterizado pelo número de OMs que participam do processo de magnetização (chamados OMs ativos). Esta noção de OM é interessante para analisar os mecanismos das perdas no material [20].

Seja uma lâmina magnética de condutividade σ e seção magnética S , submetida a uma indução periódica alternada $B(t)$, de frequência f e de valor máximo B_m . A cada instante t , a variação da indução é gerada por um número $n_{om}(t)$ de OMs, aqueles que participam do processo de magnetização. Seja $H_e(t)$, chamado de *campo por excesso*, a parte necessária do campo aplicado para contrabalançar o campo de frenagem produzido pelas correntes induzidas dos OMs em movimento. O valor médio das perdas por excesso produzidas nas lâminas pelos $n_{om}(t)$ OMs ativos é expresso pela equação (2.53), proposta por Bertotti [15] e Fiorillo [12].

$$W_e = \frac{1}{T} \int_0^T H_e(t) \frac{\partial B(t)}{\partial t} dt, \quad [J] \quad (2.53)$$

A questão é como determinar este campo de excesso $H_e(t)$. De acordo com o trabalho de Williams et alli [59], o campo magnético necessário para que uma parede se desloque é proporcional a velocidade da variação do fluxo induzido pelo movimento da parede. Esta proporcionalidade foi estabelecida sob a hipótese de uma parede plana em movimento uniforme. Bertotti aplicou a mesma propriedade aos OMs, supondo que a correlação entre os elementos do mesmo objeto permitisse um deslocamento uniforme. Neste caso, o campo por excesso $H_e(t)$ será proporcional a velocidade da variação do fluxo local $d\phi/dt$ induzido pelo deslocamento do OM. Esta proporcionalidade é expressa pela equação (2.54), onde G representa o coeficiente de atrito do OM, igual a 0,136 no caso onde o OM corresponde a uma parede [20].

$$H_e(t) = G \sigma \frac{d\phi}{dt} \quad (2.54)$$

Quando cada OM participa com uma variação $d\phi/dt$ no processo global de magnetização, a velocidade da variação do fluxo global SdB/dt resulta da contribuição do número $n_{om}(t)$ dos OMs ativos. Isto é formulado na equação (2.55).

$$S \frac{dB(t)}{dt} = n_{om}(t) \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.55)$$

Com (2.55) e (2.54), o campo por excesso é expresso pela equação (2.56).

$$H_c(t) = \sigma G S \frac{1}{n_{om}(t)} \frac{dB(t)}{dt} \quad (2.56)$$

Nota-se que levando em conta a relação (2.56), o valor médio das perdas por excesso expresso pela equação (2.53) é inversamente proporcional ao número de OMs ativos dados para um $dB(t)/dt$. Este resultado concorda com as conclusões dos trabalhos realizados sobre o modelo de paredes paralelas de Haller e Kramer [55] e Sakaki [56] [20].

Supõe-se que inicialmente apenas um OM esteja ativo. Quando $dB(t)/dt$ cresce, o campo $H_c(t)$ necessário para contrabalançar a frenagem aumenta segundo a relação (2.56). Uma vez que ele seja suficientemente grande, este campo exerce sobre os outros OMs uma pressão para torná-los ativos. Os novos OMs ativos vão agir da mesma maneira sobre os outros OMs passivos, e assim por diante. Progressivamente, o número de OMs que participam do processo aumenta e a magnetização se torna homogênea. A entrada em atividades dos OMs é tanto mais fácil quanto seus campos coercitivos forem fracos. A experiência mostra que a relação entre o número de OMs ativos e o campo $H_c(t)$ é linear em numerosos materiais cristalinos, e também nas lâminas de aço ao silício [17]. Isto é mostrado na Fig. 2.19, obtidas por Bertotti. Esta relação é traduzida pela equação (2.57), onde o parâmetro V_0 equivale a um campo coercitivo e caracteriza a oposição dos OMs a se ativar, quando influenciados por um campo externo aplicado. A equação (2.57) pode ser interpretada da seguinte maneira: para um $dB(t)/dt$ dado, quanto mais V_0 for pequeno, maior é o número de OMs ativos, e da equação (2.56), mais fraco é o campo por excesso, restando um processo de magnetização mais suave, e conseqüentemente, menores são as perdas por excesso [20].

$$n_{om}(t) = \frac{H_c(t)}{V_0} \quad (2.57)$$

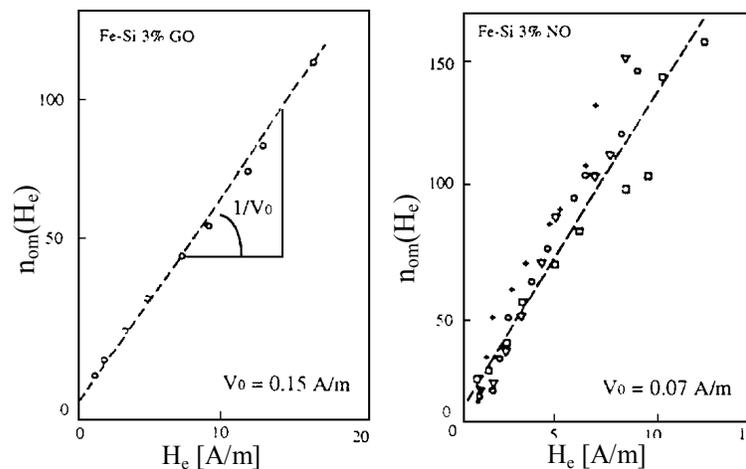


Fig. 2.19 – Variação do número de OMs ativos com o campo por excesso em lâminas de Fe-Si

Das relações (2.53), (2.56) e (2.57), o valor médio das perdas por excesso por período e por unidade de massa é dado pela equação (2.58), para qualquer regime de indução magnética.

$$W_e = \frac{1}{f m_v} \sqrt{\sigma G V_o S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1.5} dt, \quad [\text{J/kg}] \quad (2.58)$$

Para uma indução na forma de onda senoidal, de frequência f e valor máximo B_m , as perdas por excesso por período são expressas pela equação (2.59).

$$W_e = \frac{8,76363}{m_v} \sqrt{\sigma G V_o S} (B_m^{1.5} \sqrt{f}), \quad [\text{J/kg}] \quad (2.59)$$

A equação (2.59) representa a primeira formulação física das perdas por excesso [20]. A determinação do parâmetro V_o necessita da medida do número de OMs ativos e do campo $H_e(t)$. Esta medida, efetuada por Bertotti para a lâminas de Fe-Si de grãos orientados e não orientados, mostra uma relação linear entre as duas variáveis [16, 17, 18, 20]. A dependência das perdas por excesso face a raiz quadrada da frequência, conforme a equação (2.59), é coerente com os resultados obtidos por outros pesquisadores, como Haller e Kramer [55, 56, 63, 20].

A metodologia de Bertotti para a abordagem das perdas excedentes foi mundialmente consagrada, e corrige os métodos anteriores na estimação da perda dinâmica. Falta ainda abordar os métodos de fácil utilização, os quais não necessitam de medidas de parâmetros micro-estruturais, e aqueles que a aplicam para regimes de indução distorcidos. Fiorillo e Novikov [19] foram os primeiros a utilizarem esta metodologia, tanto para caracterizar o material como na aplicação em regimes de indução não linear. Inicialmente, modelaram as perdas no ferro para uma indução senoidal com a presença de um conteúdo harmônico, baseada na teoria de Bertotti. Seja uma indução distorcida $B(t)$, de valor máximo B_m e de frequência f , expressa pela equação (2.60), a qual é a soma de suas componentes em série de Fourier, onde k , B_k e φ_k são respectivamente, a ordem, a amplitude e a fase das n componentes harmônicas da indução, com $\varphi_1=0$. A equação da evolução das perdas em $[\text{W/kg}]$ é dada pela fórmula (2.61) em função da fundamental e suas harmônicas na forma de onda da indução magnética.

$$B(t) = \sum_1^n B_k \text{sen}(2\pi k f t + \varphi_k) \quad (2.60)$$

$$P_{\text{tot}}^d(f) = f \left(C'_1 + C'_2 f \sum_1^n \frac{(kB_k)^2}{B_m^2} + C'_3 \sqrt{f} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \sum_1^n 2\pi k \frac{B_k}{B_m} \cos(2\pi k f t + \varphi_k) \right|^{3/2} dt \right) \quad (2.61)$$

Os termos C'_1 e C'_2 são obtidos sob uma forma de onda senoidal com uma indução máxima B_m e uma frequência f a partir da medida da área do ciclo de histerese estático, C'_1 , e do cálculo para as correntes de Foucault, C'_2 , que leva em conta as características da lâmina magnética, respectivamente. O termo C'_3 é deduzido por separação das perdas totais medidas C'_{tot} no ferro nas mesmas indução máxima e frequência ($C'_3 = C'_{\text{tot}} - (C'_1 + C'_2)$).

Fiorillo et Novikov aplicam seu modelo para estimar as perdas no ferro em presença do terceiro harmônico variando a amplitude e a fase. O autores concluem que há muita boa concordância dos valores estimados com os valores medidos, quando a indução magnética não tem extremos locais (formação de laço menores). Na Fig. 2.20, está mostrado este estudo, comparando

ainda com o método de Newbury [43], dado pela fórmula (2.36). Realmente, os valores para as perdas obtidas com a formulação de Fiorillo e Novikov são muito próximos aos valores medidos, e contrariamente, as estimações de Newbury apresentam discordâncias. O método de Newbury ainda é utilizado no meio industrial [2] e é semelhante aos métodos utilizados na norma brasileira [64] para a caracterização de materiais de aço ao silício no quadro de Epstein (relembrando, Newbury afirma que o erro relativo entre medida e estimação, conforme seu método, é da ordem de 2% [43]).

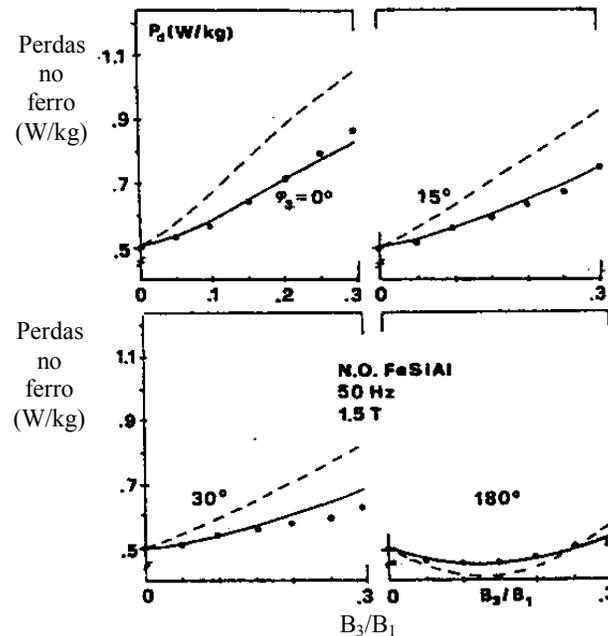


Fig. 2.20 – Comparação entre as perdas estimadas pela equação (2.61), representada pela linha cheia, com as perdas estimadas a partir da equação (2.36) de Newbury, representada pela linha tracejada. As perdas medidas estão representadas pelos pontos. (Fiorillo e Novikov [19]).

Contudo, na presença de ciclos menores de histerese, as estimações conforme o modelo e Fiorillo e Novikov se afastam das medidas, pois os mesmos não são considerados no modelo. Esse método, tal como foi exposto por seus autores Fiorillo et Novikov, tem o inconveniente de ser de difícil utilização, pois a integral da equação (2.61) é de difícil solução, além da necessidade de se conhecer bem a forma de onda da indução. Sua grande vantagem, é que o método resulta de uma modelagem física do mecanismo das perdas na escala microscópica, baseado no trabalho de Bertotti.

Fiorillo e Novikov [12] generalizaram o método da equação (2.61) pela equação (2.62). Este modelo permite estimar as perdas totais no ferro sob uma indução da forma trapezoidal, P_{tot}^{tr} , com um valor de indução de pico B_m , em função da frequência f e do tempo de subida τ . A equação (2.62) estima as perdas totais para a forma de onda de indução magnética trapezoidal. As constantes C_1 , C_2 e C_3 são obtidas de maneira análoga às constantes C_1' , C_2' e C_3' .

$$P_{\text{tot}}^{\text{tr}}(f, \tau) = f \left(C_1 + \frac{C_2}{\tau} + \frac{C_3}{\sqrt{\tau}} \right) \quad [\text{W/kg}] \quad (2.62)$$

$$\frac{P_{\text{tot}}^{\text{tr}}(f, \tau)}{f} = \left(C_1 + \frac{C_2}{\tau} + \frac{C_3}{\sqrt{\tau}} \right), \quad [\text{J/kg}] \quad (2.63)$$

A equação (2.62) evidencia a relação entre as perdas totais e os tempos de subida (ou descida) da indução magnética (vide Fig. 2.14). A Fig. 2.21, resultado da aplicação do modelo conforme a equação (2.62), mostra as curvas de predição das perdas [W/kg] para uma indução máxima de 1,5T no plano $f\tau$. Com uma série de ábacos semelhante a este, seria possível a leitura direta das perdas no ferro para um ponto de funcionamento da lâmina magnética em função de B_m .

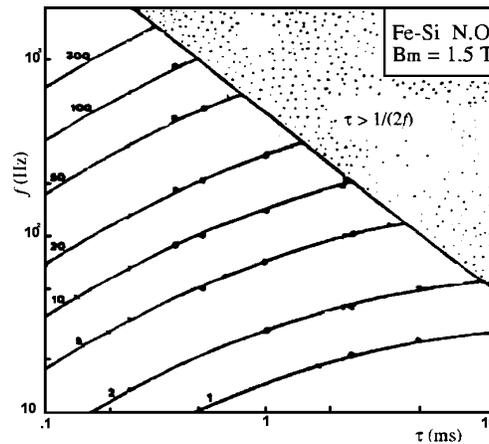


Fig. 2.21 – Ábaco para estimação das perdas no ferro sob uma indução trapezoidal obtidas em lâminas de Fe-Si GO em curvas de potência constante em W/kg [65].

2.4 Considerações finais

Os aspectos físicos das perdas estáticas e dinâmicas foram abordados neste capítulo, levando em conta os métodos e modelos de previsão das perdas no ferro sob regimes de indução senoidais e não senoidal. A predição eficaz da evolução das perdas no ferro sob regimes senoidais baseia-se no conceito de separação de perdas. As perdas no ferro por ciclo sob uma indução na forma de onda senoidal são separadas em perdas estáticas e perdas dinâmicas. A primeira componente modela a histerese do material e é independente da frequência, e a segunda, relacionada com a frequência, modela o caráter de condutância elétrica do material e os demais fatores de perda decorrentes do processo de magnetização. Assim, há as perdas dinâmicas clássicas calculadas pela abordagem tradicional de correntes induzidas de Foucault e as perdas por excesso.

Da análise bibliográfica realizada baseada na referências [14, 20], ressalta-se os seguintes pontos:

- a) A tendência dos métodos atuais de predição das perdas no ferro são baseados no conceito de separação das perdas. Por outro lado, esses métodos são aproximativos como resultados de modelos simplificados, e em outros casos, difíceis de serem aplicados, sejam por causa dos parâmetros empíricos relacionados ao tipo de material

ou pela necessidade de um conhecimento rigoroso de todo o espectro harmônico da indução.

- b) As perdas no ferro em regime de indução trapezoidal foram analisadas e os parâmetros correlacionados a sua evolução foram determinados: o tempo de subida da indução magnética (τ) e o valor da taxa de variação da mesma (dB/dt). Entretanto, o funcionamento do material magnético sob um regime de tensão PWM só foi timidamente explorado, sem encontrar um modelo eficaz para a estimação das perdas no ferro.
- c) Percebe-se uma inter-relação entre as várias abordagens sobre as perdas. Na medida em que os modelos evoluíram, incorporou-se novos conceitos. Eles são concatenados da seguinte forma: perda por correntes de Foucault e perda por histerese; correção das perdas dinâmicas pelo conteúdo harmônico e através da modelagem dos laços menores de histerese; relação entre as perdas dinâmicas com o fator de forma de onda; perdas por excesso; relação das perdas dinâmicas com o tempo de subida da indução quando na forma trapezoidal.

3. Sobre a perda no ferro sob regime de tensão na forma PWM

3.1 Introdução

O interesse do estudo sobre as perdas magnéticas sobre a forma de tensão PWM se deve ao fato de que os motores elétricos são submetidos cada vez mais a este tipo de alimentação. O emprego dos equipamentos chamados “conversores de frequência”, ou simplesmente “inversores” e “conversores”, possibilita atuar na amplitude e frequência da forma de onda para acionar adequadamente uma máquina elétrica. O inversor é o elemento fundamental destes equipamentos. Ele transforma uma variável contínua em amplitude (uma fonte de energia na forma de corrente contínua - cc) para uma grandeza variável em amplitude e frequência, quando seus interruptores de potência são devidamente comandados. Ele pode ser monofásico (Fig. 3.2) ou polifásico, dependendo da aplicação. Uma das questões mais importantes do inversor é como comandá-lo adequada e eficazmente na comutação dos seus interruptores. A modulação é uma das soluções mais importantes e empregadas para a lógica de comando dos interruptores de potência [66, 67, 68, 69], possibilitando regular a amplitude e a frequência da forma da onda de saída e permitindo uma forma de onda mais próxima à forma senoidal, com o mínimo de harmônicas da fundamental (menor Taxa total de Distorção Harmônica – THD). Ela desloca o conteúdo harmônico de baixa ordem no espectro de frequência para ordens próximas à frequência de comutação f_s , e seus múltiplos.

O inversor de tensão com modulação, Fig. 3.1, em malha fechada ou não, é composto por: a) uma fonte de energia com sua corrente elétrica na forma contínua; b) um sinal de referência a ser modulado; um sinal modulador de maior frequência que o sinal de referência, ou uma técnica a qual realize esta função; c) um demodulador, cuja função é entregar à carga somente o sinal de referência acrescido quantitativamente em potência. Muitas vezes não há um demodulador no sistema, sendo a carga que realiza também esta função.

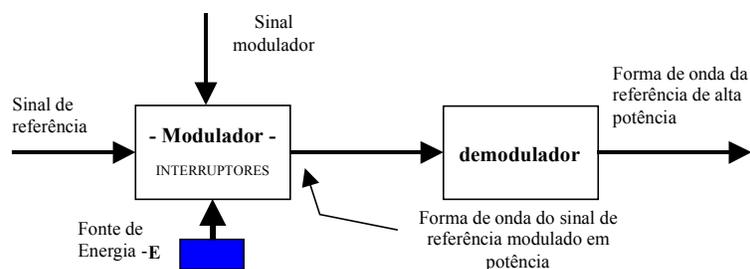


Fig. 3.1 – Diagrama de blocos funcional de um inversor com modulação.

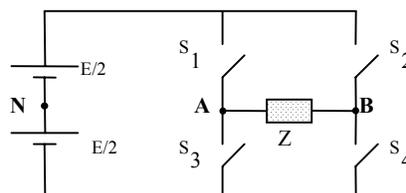


Fig. 3.2 – Inversor de tensão monofásico em ponte completa.

Devido às suas características inerentes, o controle de um sistema inversor/máquina elétrica por modulação vem sendo de longe o mais empregado. Um exemplo é o controle do motor de indução, tanto de maneira escalar ou vetorial [66, 67]. Eles dependem de serem implementados e realizados por meio de uma estratégia de geração de pulsos do tipo PWM. O termo PWM – “Pulse Width Modulation” (Modulação por Largura de Pulso) – é genérico e erroneamente usado para a maioria dos tipos de modulações utilizadas nos inversores de tensão, onde o intervalo de condução dos interruptores é controlado. Por exemplo, é usado quando existe também uma modulação em frequência (a modulação PWM sigma-delta [70] caracteriza bem este fato). O termo PWM se popularizou em seu uso sempre que há uma espécie de controle do intervalo de condução de um interruptor, em uma forma de onda pulsada alternada no período. Entretanto, o termo PWM é empregado corretamente quando os interruptores comutam em frequência fixa, isto é, a comutação ocorre dentro de um período fixo, e apenas o intervalo de condução varia dentro deste mesmo período, definindo assim a razão cíclica D . A razão cíclica D é a razão entre o intervalo de condução do interruptor t_c e o período fixo de comutação T_s . Algumas das possíveis técnicas de modulação chamadas habitualmente de PWM se pode denominar um PWM típico, em outras, estão presentes também uma modulação em frequência. Nas técnicas de geração de pulsos do tipo PWM, há variações em suas implementações e em suas estratégias de geração/controle. Por exemplo, há várias maneiras de se obter a modulação senoidal clássica, seja na sua estratégia e/ou na sua implementação [8, 66, 67, 68]. Cada técnica tem resultados diferentes para o seu conteúdo harmônico. Uma abordagem aqui profunda destas diferenças fugiria do escopo deste trabalho.

$$D = \frac{t_c}{T_s} \quad (3.1)$$

Um dos parâmetros mais utilizados para a regulação da amplitude da fundamental é o *índice de modulação* M_i , definido pela equação (3.2) – razão entre a amplitude do sinal de referência (podendo ser com qualquer forma de onda) e a amplitude do sinal triangular (ou sinal dente-de-serra), onde V_{refp} é a amplitude da onda de referência e V_{tp} é a amplitude do sinal triangular ou de um sinal dente-de-serra. O número de pulsos por meio período N_T é dado pela equação (3.3), onde é definida a *razão de modulação* M_f [68, 69].

$$M_i = \frac{V_{refp}}{V_{tp}} \quad (3.2)$$

$$N_T = \frac{M_f}{2} = \frac{1}{2} \frac{f_t}{f_o} \quad (3.3)$$

As estratégias de implementação da técnica de modulação PWM baseiam-se, geralmente, na “senoidal clássica”. Em termos de análise na formação dos pulsos da estratégia PWM senoidal clássica, a lei da formação das larguras dos pulsos é transcendental, sendo de difícil manuseio. Pois, como pode ser notado na Fig. 3.3, as distâncias e a largura dos pulsos são variáveis dentro do

período da fundamental. A largura dos pulsos ΔT , Fig. 3.3, é função dos tempos t_1 e t_2 determinados pela comparação do sinal triangular com o sinal senoidal. Nota-se que os centros dos pulsos da forma de onda pulsada não são equidistantes (uniformemente espaçados) e não é possível determinar a largura dos pulsos utilizando uma expressão analítica. A equação (3.4) expressa a lei da formação dos pulsos para a PWM senoidal a dois níveis [68].

$$\Delta T = t_2 - t_1 = \frac{1}{2f_t} \left[1 + \frac{V_{\text{ref.pico}}}{2} (\text{sen } 2\pi f_o t_1 + \text{sen } 2\pi f_o t_2) \right] \quad (3.4)$$

A modulação pode ser realizada por duas estratégias diferentes gerando dois tipos diferentes de pulsos: PWM senoidal a dois níveis (Fig. 3.3) e PWM senoidal a três níveis (Fig. 3.4). A modulação a dois níveis é formada da seguinte maneira: os pulsos de comando dos interruptores são gerados pela comparação entre uma onda senoidal de referência $v_{\text{ref}}(t)$ com uma onda triangular $v_t(t)$ de frequência superior à de referência. Da comparação resulta os pulsos para os interruptores, de maneira que para o inversor da Fig. 3.2, S_1 e S_4 obedecem este comando, e os interruptores S_2 e S_3 o complementar (simultaneamente, enquanto S_1 e S_4 fecham, S_2 e S_3 abrem, e vice e versa). O número de pulsos da saída do modulador está ligado diretamente com a frequência da triangular, e o espectro harmônico está concatenado com eles. Ao se aumentar a frequência da triangular, o número de pulsos aumenta, e as harmônicas de baixa ordem se deslocam para frequências em torno da frequência da triangular e seus múltiplos. Por outro lado, é interessante o inversor operar com índice de modulação elevado. Um índice de modulação elevado gera pulsos de intervalos reduzidos, muitas vezes não podendo ser implementados devido ao tempo necessário à comutação dos próprios interruptores e a outros fatores indesejáveis, como sobretensão entre espiras de bobinas de uma carga ou uma alta poluição eletromagnética na região circunvizinha.

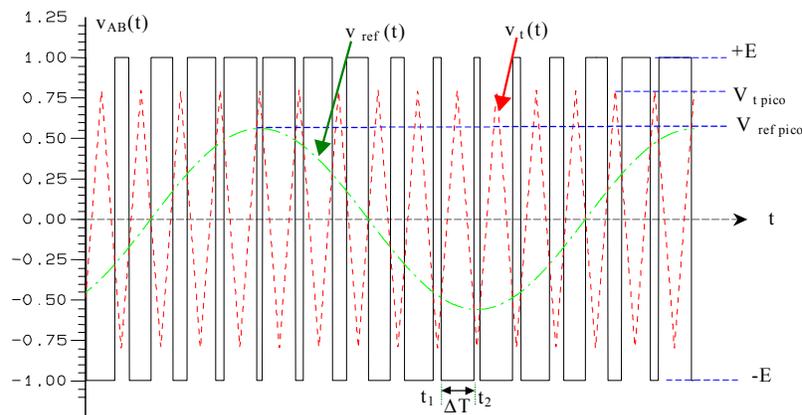


Fig. 3.3 - PWM senoidal a dois níveis – sinal de referência $v_{\text{ref}}(t)$ e sinal triangular $v_t(t)$ que são usados na comparação para a geração do comando dos interruptores.

O tipo de modulação PWM senoidal a dois níveis é gerada da comparação de dois sinais de referência senoidais defasados entre si de 180 graus com um sinal triangular de frequência elevada, definindo os sinais de comando para os interruptores de potência do inversor [68]. O comando para os interruptores estáticos de um dos braços do inversor da Fig. 3.2, S_1 e S_3 por exemplo,

resulta da comparação de um dos sinais de referência com o sinal triangular. S_1 é comandado pelo sinal resultante da comparação e S_3 pelo seu complementar. O comando dos interruptores do outro braço é gerado de maneira análoga, mas pela comparação do outro sinal de referência senoidal, defasado de 180° , com o mesmo sinal triangular. Do ponto de vista da tensão de saída do inversor, $V_{AB}=v_s(t)$, ela é a soma das tensões geradas nos pontos “A” e “B” (Fig. 3.2), isto é $V_{AN}-V_{BN}=V_{AB}$. Desta soma resulta uma sinal de tensão de saída a três níveis: “+E”, “zero” e “-E”. Além desta vantagem de que no meio ciclo positivo da fundamental não há tensão negativa aplicada na carga (Fig. 3.4) - dificultando a formação de laços menores de histerese magnética -, com a mesma frequência de comutação dos interruptores do método PWM senoidal a dois níveis, tem-se uma tensão de saída do inversor de duas vezes esta frequência.

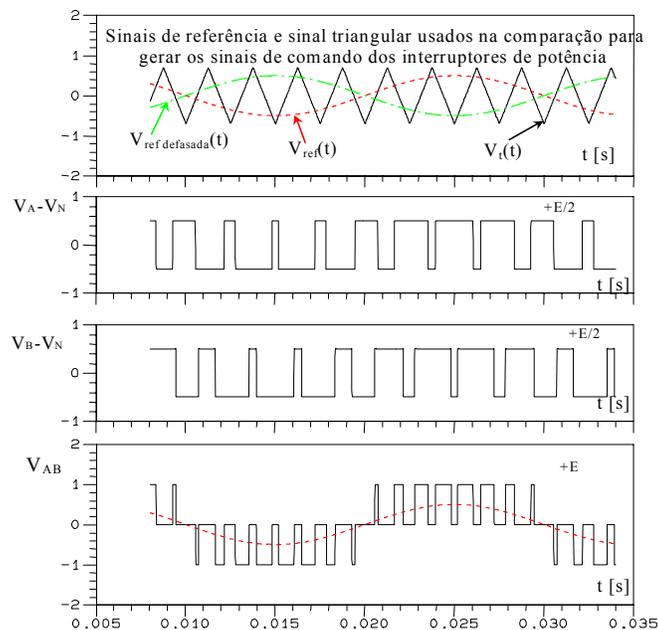


Fig. 3.4 - PWM senoidal a três níveis – princípio de geração e tensão de saída do inversor $V_{AB}=v_s(t)$ – sinais de referência $v_{ref}(t)$ e sinal triangular $v_t(t)$ que são usados na comparação para a geração do comando dos interruptores e a tensão de saída do inversor $v_s(t)=V_{AB}(t)$.

A amplitude da fundamental em relação ao conteúdo harmônico é função mais do índice de modulação do que da razão de modulação. Isto é, para M_i elevado, a amplitude relativa da fundamental com a tensão contínua E é maior tendo um conteúdo harmônico com amplitudes das harmônicas menores, geralmente.

3.2 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Sakaki e Takada

Sakaki e Takada [71] analisaram experimentalmente a evolução das perdas no ferro sobre uma excitação em tensão do tipo PWM utilizando a modulação senoidal clássica a três níveis. Nesta análise, a variável de interesse é a razão de modulação M_f , variando de 1 ao valor 48 (respectivamente, PWM1 à PWM48). Se a razão de modulação M_f for ímpar, o espectro do sinal modulado tem um conteúdo harmônico também ímpar. Ao contrário, se ela for par, há uma

componente contínua além de harmônicas pares. A frequência da fundamental é igual a 50 [Hz]. O índice de modulação M_i utilizado foi de 1,0. As perdas no ferro medidas são mínimas no caso onde $M_f=1$, chamado PWM1 (correspondendo a um fluxo de forma triangular) e máxima no caso onde $M_f=2$, chamado PWM2, ver Fig. 3.4. Para valores elevados de M_f , a indução magnética tende progressivamente para uma forma senoidal, e as perdas diminuem, aproximando daquelas obtidas sob indução senoidal. O aumento relativo das perdas em excitação PWM em relação a uma excitação senoidal, obtida pelos autores, variam entre 15 [%] e 5 [%] para M_f variando de 4 a 48. Ele é de 25 [%] para $M_f=3$ e atinge um máximo de 50 [%] para $M_f=2$ (caso PWM2 mostrado na Fig. 3.4a).

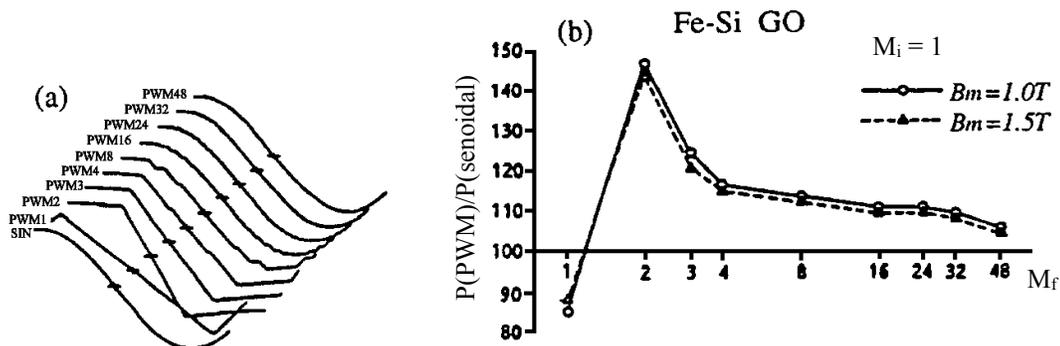


Fig. 3.4 - (a) Formas de indução em função da razão de modulação M_f para formas de tensão do tipo PWM a três níveis, e (b) as perdas no ferro em porcentagem relativa a cada forma de tensão com a senoidal [71].

Convém salientar que, para uma indução na forma triangular (PWM1), as perdas relativas foram menores que a senoidal. Este estudo concorda com a conclusão que chegou Nakata et alli [54], onde a perda total para uma forma de onda de tensão quadrada ($F_c=0,91$) é menor que a senoidal.

3.3 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Boglietti

Boglietti et alli, nas referências [9, 10, 11], desenvolveram seus trabalhos sob um enfoque predominantemente experimental. A referência [10] apresenta um método de estimação das perdas através de cálculo por elementos finitos no domínio da frequência, o qual leva em conta as correntes parasitas e a perda por histerese. O modelo de histerese utilizado é Preisach clássico. Constata-se que os resultados simulados frente aos medidos são coerentes qualitativamente, porém a perda calculada é considerável menor. Provavelmente, o resultado de cálculo seria melhor se as perdas excedentes fossem levadas em conta. Nas referências [9, 10], o dispositivo básico onde são efetuadas as medidas é o quadro de Epstein. Na referência [11] as medidas são realizadas em uma bancada composta por um motor de indução padrão acoplado mecanicamente em um motor síncrono, a fim de se obter as perdas no ferro da máquina assíncrona.

No trabalho experimental utilizando o aparelho de Epstein padrão [9], são analisadas as perdas sob três tipos de alimentação: senoidal, tensão de linha típica de um inversor trifásico de seis pulsos e do tipo PWM. A tensão de linha típica de um inversor de seis pulsos tem uma forma

de onda trapezoidal, a três níveis. Os testes são efetuados em amostras de material aço silício de grão orientado e material amorfo, na frequência de operação de 50 [Hz] e variando a indução máxima da fundamental. Os resultados mostram que a diferença entre a perda medida sob alimentação nas formas senoidal e de seis pulsos pode ser negligenciada. Sob a alimentação do tipo PWM ($f_t=2N_p f_o=2100$ [Hz], 42 pulsos por período de operação T_o), a perda magnética é considerável maior: tem um aumento de cerca de 100 [%] para amostra de grão orientado e cerca de 42% para amostras de material amorfo, conforme os autores. Os autores justificam que o acréscimo das perdas é devido às correntes parasitas, já que a forma de onda do fluxo é senoidal com um pequeno “ripple” e a forma da corrente tem uma envoltória semelhante a da alimentação senoidal, mas com muitos pulsos (“spikes”).

Na continuidade do trabalho [11], Boglietti et alli estudam a influência dos parâmetros do inversor PWM - índice de modulação, frequência de comutação dos interruptores (razão de modulação), diferentes formas e estratégias de modulação - nas perdas magnéticas em um motor de indução padrão ($f_n=50$ Hz) em função da variação de sua velocidade. Antes do estudo com a forma de onda do tipo PWM, eles realizaram uma comparação entre o acionamento com forma de onda senoidal, com um inversor trifásico de seis pulsos e com um inversor do tipo PWM. A única curva de perda que difere uma das outras é aquela do acionamento com a forma do tipo PWM.

Para vários índices de modulação mantidos fixos, variou-se a fonte de entrada do inversor de tensão contínua E e a frequência para manter a relação V/f constante. Constatou-se que a perda magnética é menor para índices de modulação tendendo a unidade. Ora, isto vem de encontro ao que foi apresentado, quanto maior o índice de modulação, menor o conteúdo harmônico e maior o valor absoluto da fundamental.

Em um segundo estudo, variou-se a frequência de operação da máquina de 10 a 50 [Hz] mantendo a relação V/f [V/Hz] constante. O valor da fundamental da tensão foi regulada através de dois métodos: a) mantendo um índice de modulação constante (igual à unidade, pois aí há as melhores condições referente as perdas), variou-se o valor da tensão contínua E na entrada do inversor; b) manteve-se o valor constante da tensão contínua E e se regulou o valor da fundamental de tensão pelo índice de modulação (como geralmente é realizado pelos conversores de frequência comerciais). Como espera-se, os autores mostram experimentalmente que as perdas são menores quando controla-se o valor da fundamental através do valor da tensão contínua de entrada E mantendo o índice de modulação fixo na unidade. Sempre que o índice de modulação for alto, o conteúdo harmônico se apresenta melhor.

O terceiro parâmetro estudado foi a frequência de comutação, ou número de pulsos por período. Manteve-se fixo o índice de modulação em $M_r=0,9$, e variou-se o nível da tensão E para manter o fluxo constante no entreferro da máquina. Variou-se a frequência da triangular de 500 [Hz] até 20 [kHz]. Os ensaios realizados pelos autores mostram que a partir de 5 [kHz] a perda

magnética é praticamente constante. Para frequências da triangular abaixo de 5 [kHz], a perda magnética começa a aumentar. Talvez isto se deva ao crescimento dos laços menores de histerese.

As formas/estratégias da modulação do tipo PWM foram o quarto fator estudado. Comparou-se três tipos: senoidal clássica, senoidal com injeção do terceiro harmônico e controle vetorial. Manteve-se fixos: a frequência de comutação $f_i = 8575$ [Hz], a fonte de tensão E , a frequência da fundamental de saída em 50 [Hz]. Variou-se o índice de modulação. Praticamente não houve diferença nas perdas magnéticas medidas no motor referentes a cada método.

O trabalho realizado por Boglietti et alli mostra experimentalmente que a perda total no ferro é afetada pelo conteúdo harmônico. Porém, a forma de onda mais rica em seu conteúdo harmônico é a quadrada, mas nem por isso faz com que afete as perdas no ferro tanto como as formas do tipo PWM. Nos trabalhos de Boglietti et alli, a perda magnética sob forma de onda quadrada (inversor a seis pulsos) é muito próxima àquela sob a alimentação senoidal. Quando há uma forma de onda quadrada, os laços de histerese menores não são formados, assim como ocorre com a forma de onda triangular. Quando se começa a acrescentar variações de tensão abruptas no período, principalmente como as do tipo PWM a dois níveis, a possibilidade de formação de laços de histerese é maior. Provavelmente, isto explica a aparente contradição do trabalho de Boglietti et alli que para formas de onda próximas à quadrada a perda diminua e quando utiliza-se formas de onda do tipo PWM menos ricas em seu conteúdo harmônico as perdas no ferro são maiores. Mas aumentando a frequência dos pulsos, a impedância elétrica na entrada do dispositivo faz com que esta possibilidade de formação dos laços menores diminua. As perdas magnéticas são maiores para baixas frequências de comutação do que para frequências elevadas. Estas conclusões são vistas claramente no trabalho de Sakaki e Takada [71]. A análise da perda apenas levando em conta parâmetros da alimentação do dispositivo eletromagnético é interessante, porém não é conclusiva se não levar em conta as características do dispositivo eletromagnético. Ora, o comportamento das grandezas elétricas tensão e corrente em um circuito eletromagnéticos depende do tipo da fonte elétrica e das características elétricas e magnéticas do dispositivo eletromagnético (e da carga a ele acoplada). Certas conclusões obtidas até aqui na literatura são de difícil aplicabilidade e, talvez, carecem de serem universais. Pois os dispositivos eletromagnéticos ensaiados ou simulados por métodos numéricos possuem características eletromagnética distintas. Por exemplo, o conteúdo harmônico de uma forma de onda de tensão pode afetar de maneira distinta a evolução das perdas em diferentes dispositivos eletromagnéticos. Também é importante frisar que nas máquinas elétricas girantes, os harmônicos de fluxo devido às ranhuras de construção das mesmas são, geralmente, mais imperativos que os provenientes das formas de alimentação. A interação entre ambos é que deveria ser levada em conta em um estudo efetivo. Porém, isto só é possível através de uma análise utilizando cálculo numérico por meio de elementos finitos, ou de outra técnica. Inclusive, os métodos analíticos de predição das perdas na literatura, incluindo os mais recentes

[14], são eficazes e válidos até que não haja formação de laços menores de histerese [4, 5, 7, 9, 11, 12, 13, 19, 20]. Por outro lado, seria de grande valia para os projetistas de máquinas eletromagnéticas que os catálogos dos fabricantes de laminas de aço ao silício fornecessem dados relativos a casos padronizados de alimentação sob diferentes formas de tensão para um dispositivo eletromagnético padrão.

3.4 Tensões do tipo PWM e as perdas no ferro no enfoque de Amar e Protat

Amar e Protat [13, 20, 72] desenvolveram uma metodologia de previsão da evolução das perdas para regimes do tipo PWM a três níveis baseada, principalmente, nos trabalhos de Bertotti [17, 18] (modelos das perdas do tipo excedente), de Fiorillo e Novikov [12] (intervalo de tempo de subida τ da indução tendo uma forma trapezoidal) e de Nakata et alli [54] (coeficiente do fator de forma). A grande idéia foi relacionar a evolução da perdas em regime distorcido da indução magnética em relação à forma da onda senoidal através do coeficiente de fator de forma. Para definir este coeficiente para a forma PWM, eles utilizam o parâmetro intervalo de tempo “ τ ”, como Fiorillo e Novikov [54] e Brissonneau e Lehoc [53], para explorar a forma de onda da indução triangular e trapezoidal, como também os outros pesquisadores anteriores o fizeram. Esta metodologia de Amar e Protat só é possível de ser aplicada após ter sido realizada a caracterização do material magnético, pelo método de separação das perdas de Fiorillo e Novikov [12], baseado no modelo das perdas excedentes de Bertotti, sob o regime senoidal.

Amar e Protat concentraram seus esforços em duas idéias básicas para as pesquisas: 1^o) obter uma formulação geral, simples e precisa, da estimação das perdas no ferro, aplicadas a todas as formas de onda de fluxo magnético e 2^o) relacioná-la com os parâmetros que influenciam as perdas sob tensões do tipo PWM a três níveis. Este trabalho de tese se baseia em termos de modelo analítico das perdas, como uma última referência, nas conclusões de Amar e Protat.

3.4.1 Equação geral das perdas magnéticas sob qualquer tipo de indução

As perdas totais no ferro W_{tot} , por período e por unidade de massa, em uma lâmina magnética submetida a uma indução periódica alternada são dadas pela soma das perdas por histerese W_h , perdas por correntes induzidas calculadas classicamente W_f e excedentes W_e . De acordo com o estudo realizado por Bertotti e, posteriormente, por Fiorillo et alli, elas são obtidas através da equação (3.5). Esta equação (3.5) é função da variação de indução no tempo, e válida para qualquer forma de onda no tempo. Geralmente, a aplicação desta equação não é fácil, pois além do conhecimento pleno da forma da indução no tempo, as integrais podem ser de solução complexa. Amar e Protat a utilizam de uma maneira simples, formulando-a para vários regimes em particular, até mostrar que o coeficiente de fator de forma é um parâmetro adequado para a previsão da evolução das perdas totais no ferro.

A perda por histerese, a equação (3.6), dá o valor da área da curva de histerese com a dos seus laços menores, se existirem. O emprego e/ou a solução da equação (3.6) para o laço maior e para os laços menores não é tão factível.

$$W_{\text{tot}}|_T = W_h|_T + \frac{\sigma d^2}{12f m_v} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt + \frac{\sqrt{\sigma G V_o S}}{f m_v} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1,5} dt, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.5)$$

$$W_h|_T = \frac{1}{m_v} \int_{B_0}^{B_T} H(t) dB(t), \quad [\text{J/kg}] \quad (3.6)$$

A relação (3.5) será aplicada para calcular as perdas no ferro sob os diversos tipos de regimes de tensões, com formas de onda distorcidas em relação à forma senoidal. Ela é o ponto de partida para o desenvolvimento da formulação para a predição das perdas em função dos vários regimes de indução, necessitando um mínimo de parâmetros, conforme o trabalho de Amar e Protat. As perdas por histerese da equação (3.5) dependem unicamente da indução máxima nas lâminas. Neste caso, aonde a indução magnética se comporta entre valores extremos, sem haver laços menores, as perdas por histerese variam em função das amplitudes destes extremos. Na modelagem de Amar e Protat, como também de Fiorillo e Novikov, considera-se que no regime distorcido não há a formação de laços menores dentro do laço maior de histerese, e portanto, negligencia um acréscimo nas perdas por histerese devido a esses pequenos laços.

3.4.2 Perdas no ferro sob regime senoidal puro, o regime de referência

As características eletromagnéticas, aquelas fornecidas pelos fabricantes de lâminas magnéticas, são estabelecidas supostamente sob um regime senoidal da indução, conforme as normas que regulamentam os ensaios de qualificação e quantificação de grandezas eletromagnéticas em lâminas de aço ao silício. As características eletromagnéticas e as perdas no ferro são, geralmente, dadas em função de um valor de indução próximo ao joelho (próximo do valor em que a permeabilidade do material é máxima em função do campo magnético aplicado) e em torno da máxima indução que o material suporta (chamada de saturação magnética), na região magnética não linear. Um outro dado importante fornecido pelo fabricante é a “curva de magnetização inicial” e outras grandezas correlacionadas. Esta curva é obtida medindo valores máximos de campo (corrente) e indução (tensão), no ensaio utilizando o quadro de Epstein sob tensão alternada. Nem sempre a forma de onda do campo (corrente) é senoidal, como também a forma de onda da indução. São necessários instrumentos de medida modernos, os quais podem medir valores chamados “verdadeiros” na nomenclatura hodierna.

A perda total sob o regime puramente senoidal $W_{\text{tot}}^s(B_m, f_o)$ em um ponto de operação com o valor de indução máxima B_m e de frequência f_o , é calculada através da equação (3.7), desenvolvida a partir da equação (3.5).

$$W_{\text{tot}}^s(B_m, f_o) = W_h^s + \sigma \frac{(\pi d)^2}{6 m_v} B_m^2 f_o + \frac{8,76363}{m_v} \sqrt{\sigma G V_o S} B_m^{1,5} \sqrt{f_o}, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.7)$$

As perdas por correntes induzidas clássicas, segundo termo aditivo da equação (3.7), variam linearmente com a frequência, e são denotadas por $W_f^s(B_m, f_o)$. As perdas excedentes, terceiro termo da equação (3.7), variam com a raiz quadrada da frequência, e são denotadas por $W_e^s(B_m, f_o)$. Para aplicar a equação (3.7), necessita-se conhecer: 1ª) as perdas por histerese W_h em função de B_m ; 2ª) as perdas por correntes de Foucault $W_f^s(B_m, f_o)$, com seus parâmetros condutividade elétrica σ , espessura da lâmina d e densidade de massa específica m_v ; 3ª) as perdas excedentes $W_e^s(B_m, f_o)$, com seus parâmetros condutividade elétrica σ , coeficiente de atrito do objeto magnético G , seção referente à indução magnética S , densidade de massa específica m_v e o ente equivalente a um campo coercitivo do objeto magnético V_o . Como se percebe, para a determinação de alguns dos parâmetros das perdas excedentes é necessário uma alta tecnologia e conhecimento adequado para medi-los. Por sorte, já para as perdas por correntes induzidas calculadas de maneira clássica, o parâmetro mais difícil de ser obtido é a condutividade elétrica do material. Mesmo assim, acredita-se que não é tão fácil de ser medido e com uma certa precisão adequada. Além do mais, o cálculo das perdas por correntes induzidas clássicas é um modelo, e a condutividade elétrica no material não é homogênea e isotrópica. No meio industrial como no acadêmico na área da Engenharia Elétrica, a determinação dos parâmetros referente às características micro-estruturais do material é evitada ao máximo possível. Então, levanta-se experimentalmente a equação (3.7) em função de coeficientes relativos a cada tipo de perda, em um ponto de operação definido pela indução máxima B_m e frequência f_o , conforme Fiorillo [54] e Amar [20]. Rescreve-se a equação (3.7) em função destes coeficientes. A perda por histerese é medida em uma frequência baixíssima, chamada de operação quase estática, em uma metodologia experimental mais apurada, ou por um método mais simples, pelo prolongamento da tendência da perda total, obtida em função da frequência, até ao regime contínuo ($f=0$ [Hz]). A equação (3.8) tem seus coeficientes escritos também em função da frequência base f_o . Em Amar [20], eles não são escritos em função da frequência base, apenas dos outros parâmetros da equação (3.7).

$$W_{\text{tot}}^s(B_m, f_o) = W_h^s + k_f B_m^2 + k_e B_m^{1,5}, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.8)$$

$$W_f^s = k_f B_m^2, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.9)$$

$$W_e^s = k_e B_m^{1,5}, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.10)$$

A perda total no ferro, equação (3.8), pode ser obtida em outras frequências de operação f , diferentes da frequência base f_o em que foram determinadas as constantes k_f e k_e . Protat e Amar [13, 20, 72] utilizam a proporcionalidade entre frequências envolvidas (f/f_o) na equação (3.5), proveniente do trabalho de Fiorillo e Novikov [54], resultando a equação simplificada de estimação das perdas (3.11). Esta equação de previsão das perdas só é válida para operação sob a forma de onda senoidal (lembrete: W_h , W_f^s e W_e^s são função da indução máxima B_m e da frequência base f_o).

$$W_{\text{tot}}^s(f) = (W_{\text{h}}^s) + \left(W_{\text{f}}^s \frac{f}{f_0} \right) + \left(W_{\text{e}}^s \sqrt{\frac{f}{f_0}} \right), \quad [\text{J/kg}] \quad (3.11)$$

3.4.3 Perdas no ferro sob regime de tensão na forma de onda retangular (indução magnética na forma de onda trapezoidal)

As equações (3.8) e (3.11) não podem ser aplicadas no regime com fluxo magnético na forma de onda trapezoidal (ou triangular). Assim, Amar e Protat [20, 72], utilizando-se da idéia de Nakata et alli [54] sobre o coeficiente de fator de forma F_c , o qual é um coeficiente de relação com a forma de onda senoidal, propõem uma formulação de previsão da evolução das perdas para o regime de indução trapezoidal, baseada na equação (3.11) e seus coeficientes. Eles aplicam a idéia do fator de forma no estudo da tensão de alimentação, pois o fluxo é a integral da tensão elétrica induzida em um circuito eletromagnético (vide Fig. 3.5).

Seja uma tensão alternada impulsiva (ou também chamada de forma de onda retangular) de frequência f , de duração do impulso τ , tendo uma razão cíclica D definida aqui pela equação (3.12), conforme mostrado na Fig. 3.5. No caso particular quando $\tau = T/2$, tem-se uma forma de onda quadrada de tensão e a forma de onda da indução é triangular.

$$D = 2\tau f = \frac{2\tau}{T} \Rightarrow \tau = \frac{DT}{2}, \quad [\text{s}] \quad (3.12)$$

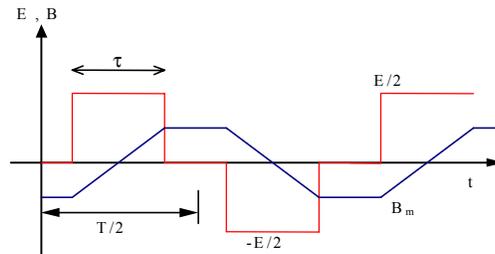


Fig. 3.5 - Formas de onda estilizadas de tensão de excitação e sua correspondente indução.

Por definição [73], o “fator de forma” F de uma forma de onda periódica é dado pela equação (3.13). Isto é, o fator de forma de uma onda simétrica em relação ao eixo dos tempos é a razão entre seu valor eficaz e seu valor médio relativo a meio período [73].

$$F \triangleq \frac{V_{\text{ef}}}{V_{\text{med}}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} v^2(t) dt}}{\left| \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T/2} v(t) dt \right|} \quad (3.13)$$

Da definição (3.13), o fator de forma de uma onda senoidal F_s é dado pela relação (3.14) e o fator de forma para uma onda retangular F_r é dado pela relação (3.15), dada em função da razão cíclica efetiva D .

$$F_s = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \quad (3.14)$$

$$F_r = \frac{\sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} v^2(t) dt}}{\left| \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T/2} v(t) dt \right|} = \frac{\sqrt{\frac{\frac{T}{4} \frac{\tau}{2}}{T} \int E^2 dt}}{\frac{\frac{T}{4} \frac{\tau}{2}}{T} \int E dt} = \frac{1}{\sqrt{D}} \quad (3.15)$$

O coeficiente do Fator de Forma F_c para uma tensão impulsiva (retangular) em relação a senoidal é, então, dado pela equação (3.16).

$$F_c = \frac{F_r}{F_s} = \left(\frac{1}{\frac{\pi}{2\sqrt{2}}} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{D}} \right) = \left(\frac{2\sqrt{2}}{\pi} \right) \left(\sqrt{\frac{1}{2\tau f}} \right) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{f}} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (3.16)$$

A indução do circuito magnético excitado por este tipo de tensão na forma retangular tem uma forma trapezoidal (vide Fig. 3.5) com um tempo de subida (ou descida) τ e um valor máximo B_m . A inclinação da subida ou descida da indução é dada pela equação (3.17).

$$\left| \frac{dB(t)}{dt} \right| = \frac{2B_m}{\tau}, \quad [T/s] \quad (3.17)$$

Substituindo a equação (3.17) na equação (3.5), obtém-se as perdas energéticas por período e por unidade de massa dissipadas nas lâminas sob este modo de operação, dada pela equação (3.18) em função de τ .

$$W^r_{tot} = W^s_h + \left[\sigma \frac{2d^2}{3m_v} B_m^2 \left(\frac{1}{\tau} \right) \right] + \left[\frac{4\sqrt{2}}{m_v} \sqrt{\sigma G V_o S} B_m^{1,5} \left(\sqrt{\frac{1}{\tau}} \right) \right], \quad [J/kg] \quad (3.18)$$

Esta equação expressa que as perdas dependem do valor máximo da indução B_m de trabalho e do seu tempo de subida (ou de descida) τ , isto é, da taxa de variação da indução no tempo. A frequência não intervém nesta expressão, a qual é idêntica à expressão (2.63) formulada por Fiorillo e Novikov [19] deduzida por outro caminho. Este fato concorda com os resultados experimentais publicados por Lebouc e Brissonneau [53], apresentados na Fig. 2.15. No intervalo de tempo onde não há variação da indução, ou seja $(T/2 - \tau)$, a indução é máxima e as perdas são nulas, como era de se esperar já que não há variação de indução (vide equação (3.5)).

Rescreve-se a equação (3.18) em termos do coeficiente k_f e k_e obtido no regime senoidal, em função de uma frequência qualquer f para uma forma de onda de tensão alternada do tipo retangular. A referência [20] apresenta a dedução da equação (3.19).

$$W^r_{tot}(f, \tau) = W^s_h + \left(\frac{4}{\pi^2 f_o} \right) \left(\frac{f}{f_o} \right) \left(\frac{1}{\tau} \right) k_f B_m^2 + \left(\frac{2}{\pi \sqrt{f_o}} \right) \left(\sqrt{\frac{f}{f_o}} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} \right) k_e B_m^{1,5}, \quad [J/kg] \quad (3.19)$$

A equação (3.19) das perdas totais em função de uma frequência qualquer f para uma forma de onda de tensão alternada do tipo retangular pode também ser rescrita considerando o

coeficiente do fator de forma F_c , dada pela equação (3.16) obtida através de manipulações algébricas aplicando a equação (3.12).

$$W^r_{\text{tot}}(f, F_c) = W^s_h + (F_c)^2 \left(\frac{f}{f_0} \right) k_f B_m^2 + F_c \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} \right) k_e B_m^{1,5}, \quad [\text{J/kg}] \quad (3.20)$$

Uma conclusão deduzida das equações (3.20) e (3.11) pode ser obtida: para um fator de forma da onda retangular F_r igual ao do regime senoidal, isto é $F_c=1$ para $D=0,8186$, as perdas geradas por estas duas formas de tensões são iguais. Este fato é válido, pois neste regime de forma de onda trapezoidal de indução, laços menores de histerese não são formados. Esta constatação é utilizada por Amar e Protat para generalizar esta mesma equação para um regime submetido a uma forma de tensão com a presença de um conteúdo harmônico proveniente da forma PWM a três níveis.

3.4.4 Perdas no ferro sob regime de tensão na forma de onda PWM a três níveis

a) Determinação das perdas a partir da duração dos pulsos

A modelagem matemática de Amar e Protat é realizada supondo uma tensão pulsada a três níveis, de frequência fundamental f_1 e com n impulsos em um meio período, e sendo τ_i a largura do $i^{\text{ésimo}}$ impulso. A indução gerada em um circuito magnético por este tipo de tensão possui uma envoltória na forma trapezoidal tendendo à senoidal, com patamares de valores de indução constante, vide Fig. 3.6. Se forem somados todos os intervalos τ_i no meio período, equivale a ter um tempo de subida (ou descida) igual a um pulso retangular de tensão de duração igual ao somatório dos τ_i , isto é, iguais à duração global do impulso sobre o meio período. Então, pode-se escrever a equação (3.17) em função da somatório dos intervalos τ_i dada pela equação (3.21). Se o valor da indução permanecer constante nos patamares, não haverá a formação de laços menores no laço maior de histerese delimitado pelos valores máximos extremos da indução.

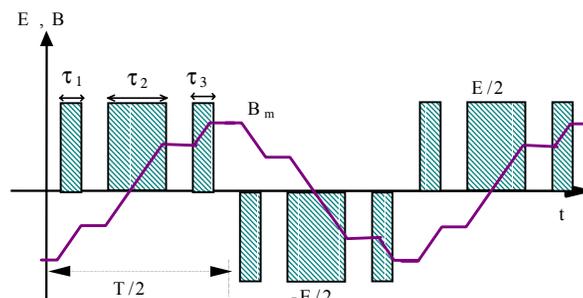


Fig. 3.6 - Formas de onda estilizadas de tensão PWM a três níveis e sua correspondente indução.

$$\left| \frac{dB(t)}{dt} \right| = \frac{2B_m}{\sum_1^n \tau_i}, \quad [\text{T/s}] \quad (3.21)$$

Levando em consideração as equações (3.5) e (3.21), obtém-se a relação (3.22), a qual fornece uma estimativa para as perdas no ferro por ciclo e por unidade de massa, geradas por uma tensão do tipo PWM a três níveis, com uma indução de pico B_m . Se a soma dos intervalos τ_i for

igual ao intervalo τ da equação das perdas (3.18), a relação (3.22) é estritamente idêntica à relação (3.18) de uma indução da forma trapezoidal, mostrada no caso estudado anteriormente. Rescrevendo a equação (3.22) em função das constantes k_f e k_e , tem-se a equação (3.23) e, utilizando a proporcionalidade entre as frequências, a equação (3.24).

$$W^{PWM}_{tot} = W^{s_h} + \sigma \frac{2d^2}{3m_v} B_m^2 \frac{1}{\sum_1^n \tau_i} + \frac{4\sqrt{2}}{m_v} \sqrt{\sigma G V_o S} B_m^{1,5} \sqrt{\frac{1}{\sum_1^n \tau_i}}, \quad [J/kg] \quad (3.22)$$

$$W^{PWM}_{tot} = W^{s_h} + \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{1}{\sum_1^n \tau_i} \right) k_f B_m^2 + \frac{2}{\pi} \left(\sqrt{\frac{1}{\sum_1^n \tau_i}} \right) k_e B_m^{1,5}, \quad [J/kg] \quad (3.23)$$

$$W^{PWM}_{tot}(f, \tau) = W^{s_h} + \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{f}{f_o} \right) \left(\frac{1}{\sum_1^n \tau_i} \right) k_f B_m^2 + \frac{2}{\pi} \left(\sqrt{\frac{f}{f_o}} \right) \left(\sqrt{\frac{1}{\sum_1^n \tau_i}} \right) k_e B_m^{1,5}, \quad [J/kg] \quad (3.24)$$

Da equação (3.23), conclui-se que as perdas no ferro dependem unicamente da duração total dos impulsos, pois quando a indução é constante (os intervalos de tempo complementares aos intervalos τ_i), as perdas no ferro são nulas (vide equação (3.5)) [13, 20, 72]. Para uma mesma indução máxima B_m , as perdas no ferro devido a uma tensão PWM a três níveis são iguais àquelas relativas a uma tensão retangular de duração do intervalo de tempo τ igual ao somatório dos impulsos τ_i . Também se pode concluir que se duas tensões PWM a três níveis diferentes, tendo cada uma $2n$ e $2m$ impulsos por período da fundamental, para uma mesma indução máxima, e que o somatório dos intervalos τ_{ni} e τ_{mi} sejam idênticos, as perdas no ferro serão iguais também. A conclusão do trabalho de Boglietti et alli [11], de que a partir de uma dada frequência de comutação, as perdas magnéticas passaram a serem praticamente de mesmo valor, vem de encontro a esta conclusão atingida por Amar e Protat sobre o somatório dos intervalos de pulsos para formas diferentes de PWM. Porém, quando se muda o índice de modulação, também muda-se o valor do somatório de pulsos em meio período. Desta forma, nota-se que a frequência de comutação, mantendo o mesmo índice de modulação, e desde que não ocorra laços menores de histerese, a perda magnética deve-se manter praticamente constante. Esta análise de Amar e Protat, com suas conclusões, leva a considerar a duração total dos impulsos como um parâmetro de identificação das perdas no ferro de um circuito magnético submetido a tensões da forma PWM a três níveis.

b) As perdas no ferro para PWM em função de uma razão cíclica equivalente aplicada na definição do coeficiente de fator de forma

Na intenção de aproximar a abordagem da evolução das perdas no ferro sob regime PWM em um parâmetro mais usual da Eletrônica de Potência, definiu-se a razão cíclica equivalente D_{eq} , dada em função do tempo total que a tensão na carga tem o valor diferente de zero, em meio

período da fundamental. Assim, o coeficiente do fator de forma da tensão PWM pode ser expresso pela equação (3.25). Substituindo a equação (3.25) na equação (3.24), tem-se a equação (3.26) para as perdas PWM a três níveis em função do coeficiente de fator de forma F_c e para qualquer frequência fundamental de operação f .

$$F_c = \frac{F_{PMW}}{F_s} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\frac{1}{2f \sum_1^n \tau_i}} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\frac{1}{D_{eq}}} \quad (3.25)$$

$$W^{PWM}_{tot}(f, F_c) = W^s_h + (F_c)^2 k_f B_m^2 \frac{f}{f_o} + F_c \sqrt{\frac{f}{f_o}} k_c B_m^{1,5}, \quad [J/kg] \quad (3.26)$$

Se os coeficientes dos fatores de forma das equações (3.26) e (3.20) forem iguais, o somatório dos intervalos τ_i é igual ao intervalo τ , e então as perdas no ferro estimadas também são iguais.

3.4.5 Perdas no ferro sob regime de tensão com um conteúdo harmônico qualquer

Seja uma tensão alternada $v(t)$, de amplitude V_m e de frequência fundamental f_1 , expressa por sua decomposição em série de Fourier dada pela relação (3.27). V_k é a amplitude de tensão do harmônico k , e φ_k é a defasagem em relação à fundamental, com $\varphi_1=0$ e k um número inteiro e ímpar. A indução $B(t)$, de amplitude B_m e frequência fundamental f_1 relativas à tensão $v(t)$, é desenvolvida em série de Fourier da mesma maneira que para a tensão $v(t)$, equação (3.28). Igualando a relação (3.29) com a relação (3.27), obtém-se a relação (3.30). Os valores V_k e B_k são, respectivamente, as amplitudes das harmônicas de tensão e de indução. Assim, $K_{cmg} = NS$ é uma constante do circuito magnético. Supõem-se o circuito magnético operando na região linear. O coeficiente do fator de forma da tensão $v(t)$ pode ser expresso diretamente em função das componentes harmônicas e do valor máximo da indução magnética. Rescrevendo a equação (3.27) como sendo $v(t)=K_{cmg}(dB/dt)$ e utilizando a equação (3.13), obtém-se a expressão para o fator de forma (3.31) de uma onda com um conteúdo harmônico qualquer decomposta em série de Fourier.

$$v(t) = \sum_{k \geq 1} V_k \cos(2\pi f k t + \varphi_k), \quad [V] \quad (3.27)$$

$$B(t) = \sum_{k \geq 1} B_k \sin(2\pi f k t + \varphi_k), \quad [T] \quad (3.28)$$

$$v(t) = \frac{dN\phi}{dt} = NS \frac{dB}{dt} = (NS) 2\pi f k \sum_{k \geq 1} B_k \cos(2\pi f k t + \varphi_k), \quad [V] \quad (3.29)$$

$$B_k = \frac{1}{K_{cmg}} \frac{V_k}{2\pi f k}, \quad [T] \quad (3.30)$$

$$F_{\text{ham}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \left(\sum_{k \geq 1} 2\pi f k B_k \cos(2\pi f k t + \varphi_k) \right)^2 dt}}{\left| \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{dB(t)}{dt} dt \right|} \quad (3.31)$$

$$F_{\text{harm}} = \frac{\frac{2\pi f}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum_{k \geq 1} (kB_k)^2}}{\frac{2}{T} \left| B\left(t_o + \frac{T}{2}\right) - B(t_o) \right|} = \frac{\pi f}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sum_{k \geq 1} (kB_k)^2}}{B_m} \quad (3.32)$$

$$B_m = B\left(t_o + \frac{T}{2}\right) = -B(t_o), \quad [T] \quad (3.33)$$

O coeficiente do fator de forma para este tipo de forma de onda em relação à forma senoidal é dado pela equação (3.34), a qual é a relação (2.41) proposta por Nakata et alli [54], de onde Amar e Protat obtiveram a idéia de analisar as perdas em regimes distorcidos utilizando o coeficiente de fator de forma.

$$F_c = \frac{F_{\text{harm}}}{F_s} = \frac{\sqrt{\sum_{k \geq 1} (kB_k)^2}}{B_m} \quad (3.34)$$

A equação (3.5) pode ser também reescrita em função da frequência e dos parâmetros da fundamental da indução e seu conteúdo harmônico, conforme a equação (3.35). Esta fórmula também foi encontrada por Fiorillo e Novikov e permite estimar as perdas apenas quando se conhece o comportamento da indução no tempo, isto é, quando se conhece bem o conteúdo harmônico da indução. Além do mais, a integral no termo das perdas excedentes só pode ser resolvida numericamente.

$$W_{\text{tot}}(f, k, B_k, \varphi_k) = W^s_h + \left(\sigma \frac{(\pi d)^2}{6m_v} \right) \sum_{k \geq 1} (k^2 B_k^2) f + \frac{\sqrt{\sigma G V_o S}}{m_v} \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T \left| \sum 2\pi k B_k \cos(2\pi k f t + \varphi_k) \right|^{1.5} dt \right\} \sqrt{f}, \quad [J/kg] \quad (3.35)$$

3.4 – Considerações finais

Os aspectos físicos das perdas estáticas e dinâmicas foram abordados neste capítulo, levando em conta o métodos e modelos de previsão das perdas no ferro sob regimes de indução não senoidal. A predição eficaz da evolução das perdas no ferro sob regimes senoidais baseia-se no conceito de separação de perdas. As perdas no ferro por ciclo sob uma indução na forma de onda senoidal são separadas em perdas estáticas e perdas dinâmicas. A primeira componente modela a histerese do material e é independente da frequência, e a segunda, relacionada com a frequência, modela o caráter de condutância elétrica do material e os demais fatores de perda decorrentes do processo dinâmico de magnetização. Assim, há as perdas dinâmicas clássicas, calculadas pela abordagem tradicional de correntes induzidas de Foucault, e as perdas por excesso.

Da análise bibliográfica realizada, ressalta-se os seguintes pontos:

- d) A tendência dos métodos atuais de previsão das perdas no ferro é que eles sejam baseados no conceito de separação das perdas. Por outro lado, esses métodos são aproximativos como resultados de modelos simplificados, e em outros casos, difíceis de serem aplicados, sejam por causa dos parâmetros empíricos relacionados ao tipo de

material ou pela necessidade de um conhecimento rigoroso de todo o espectro harmônico da indução.

- e) As perdas no ferro em regime de indução trapezoidal ou por formas de onda de tensão de excitação pulsadas foram analisadas, e os parâmetros correlacionados a sua evolução são definidos pelo tempo de subida da indução magnética τ e o valor da taxa de variação da própria indução dB/dt.
- f) Percebe-se uma inter-relação entre as várias abordagens sobre as perdas, havendo uma conformidade entre elas.

As técnicas e/ou estratégias para a geração das ordens de comando dos interruptores do inversor de tensão fundamentam-se na técnica PWM senoidal clássica. Cada solução é particular, apenas tomando a PWM senoidal como referência para a implementação. Os fenômenos que envolvem as perdas magnéticas não são totalmente aplicados e até mesmo conhecidos, como por exemplo, a geração de laços menores de histerese magnética. E quando junta-se a parte elétrica no estudo dos dispositivos sob o enfoque das perdas, as dificuldades crescem. O comportamento das grandezas elétricas tensão e corrente em um circuito eletromagnéticos depende do tipo da fonte elétrica e das características elétricas e magnéticas do dispositivo eletromagnético. Como os dispositivos eletromagnéticos ensaiados ou analisados possuem características eletromagnética distintas, certas conclusões obtidas até aqui na literatura são de difícil aplicabilidade e, talvez, careçam de serem universais. Para cada material, há um comportamento diferente do dispositivo padrão de medida.

A análise teórica e experimental realizada por Amar e Protat dos regimes de tensões de onda senoidal pura, de onda na forma retangular e de onda do tipo PWM, levou a uma formulação bastante simples para estimar as perdas no ferro. Conforme esta modelagem e seus procedimentos, para se estimar as perdas no ferro são necessários:

a) As perdas por histerese no ponto de operação em função da indução máxima, que pode ser obtida com a medida da área do ciclo de histerese no regime quase estático. Desconsidera-se, nesta formulação, a existência de laços menores de histerese.

b) Os coeficientes k_f e k_e obtidos através da medida das perdas totais em regime de indução senoidal de frequência fixa ($f_0 = 50\text{Hz}$, por exemplo) e para a indução máxima considerada. Calcula-se k_f , e realiza-se o balanço energético $W_e^s = W_{\text{tot}}^s - (W_h^s + W_f^s)$, de onde se obtém k_e no valor de B_m em que foram realizadas as medidas de W_h^s e W_{tot}^s . Neste procedimento de Amar e Protat é necessário o conhecimento da condutividade elétrica do material.

c) O intervalo de tempo, ou os intervalos de tempo ou sua somatória para a forma de tensão do tipo PWM a três níveis, em que a tensão aplicada na carga é diferente de zero, no caso de

formas de onda de tensão pulsada. É o somatório dos tempos τ_i que define a evolução das perdas no ferro, conforme a análise de Amar e Protat.

Esta excelente e elegante modelagem desenvolvida por Amar e Protat, a qual foi baseada em trabalhos bem fundamentados de outros autores, foi o ponto de partida deste trabalho. Para tensões na forma pulsada, o parâmetro utilizado para a estimação das perdas (o somatório dos intervalos de tempo em que a tensão aplicada é diferente do valor zero) pode ser expresso em função do coeficiente de fator de forma F_c . Em uma tentativa rápida de compreensão do significado físico do fator de forma, pode-se dizer que ele é uma medida relacionada com o quanto a grandeza em questão tem componentes “não eficazes” na transferência de energia. Pois, por exemplo, o fator de forma da onda quadrada equivale à unidade ($F_q=1$). Neste caso da forma de onda quadrada, o valor médio é igual ao valor eficaz, transferindo energia com uma taxa constante ao longo do tempo. Ou, por exemplo, o fator de forma de uma senóide, o qual também é igual ao fator de forma de uma onda senoidal com retificação completa ($F_s=1,41$), diz que em determinados instantes há maior potência transferida do que em outros intervalos. Em outras palavras, em certos intervalos de tempo, a transferência de energia é menor que o valor médio retificado de um período. Para se transferir uma quantidade de energia igual à forma de onda quadrada, há uma compensação com valores maiores para as amplitudes instantâneas da forma de onda senoidal.

As abordagens apresentadas na literatura, tanto aquelas aplicando método de cálculo por elementos finitos, ainda carecem de uma solução satisfatória para os laços menores de histerese quando eles são formados. Algumas conclusões dos pesquisadores são aparentemente contraditórias ou parecem que não tem relação entre si. Por exemplo, nas abordagens de formas de onda pulsadas de Lehoc e Brissonneau, Fiorillo e Novikov, Nakata et alli e Amar e Protat, o parâmetro relacionado à perda magnética é o intervalo de tempo τ , ou o somatório dos τ_i , e na abordagem experimental de Boglietti et alli é o índice de modulação M_i . Ora, o índice de modulação M_i afeta o somatório dos intervalos de tempo τ_i no período da fundamental. Simplificando, quando M_i diminui, o tempo com a tensão diferente de zero sob a carga também diminui, o que deveria diminuir as perdas conforme Amar e Protat. Mas, para manter o mesmo fluxo de energia, a amplitude da tensão aumenta e, conseqüentemente, um dB/dt equivalente no período é maior, aumentando a perda tanto pela variação como pela amplitude maior da indução. Este fato, então, relaciona as conclusões de Fiorillo e Novikov e de Sakaki e Takada, na análise utilizando a razão de modulação M_f , com o trabalho de Boglietti et alli, sobre a amplitude da tensão aplicada e a variação da indução no período.

As abordagens, deduções e conclusões obtidas pelos pesquisadores apresentados são válidas desde que não ocorram laços menores de histerese. Além disso, com uma forma de indução que provoque laços menores de histerese dentro do laço maior, também as perdas dinâmicas reais

por correntes de Foucault e excedentes serão afetadas de maneira não prevista e analisada por eles. Para que as abordagens apresentadas sejam válidas, o dispositivo eletromagnético deverá ter uma constante de tempo, vista pela fonte de tensão, suficientemente superior ao intervalo de tempo em que a tensão aplicada apresente “buracos” (depleções) em sua evolução ao longo do tempo. Por outro lado, as abordagens não levam em conta as características físicas do circuito magnético, que por si só podem afetar mais as perdas magnéticas do que harmônicas na tensão de alimentação. Existência de laços menores, a geometria e a constituição física do circuito magnético não são contempladas integralmente pelas as formulações analíticas.

Nota: sob uma indução na forma senoidal, o resultado da integral das perdas do tipo excedente para o coeficiente 8,76363, equação (3.7), é diferente em vários autores, mas com variação inferior a 1%.

4. Bancada de ensaios para medição das perdas magnéticas em lâminas de aço ao silício e metodologia de obtenção das mesmas

4.1 Introdução

Para atingir os objetivos do trabalho, o qual tem um cunho bastante experimental, montou-se uma bancada de ensaios especialmente destinada para o estudo das perdas magnéticas no ferro e para a caracterização magnética do material.

Nos modelos apresentados nos capítulos anteriores, a perda magnética é função da variação da magnetização do material, ou da indução magnética no mesmo. Quando se atinge a saturação do material, mesmo aumentado o campo magnético aplicado, a variação no tempo da magnetização torna-se nula, mantendo uma magnetização constante, a de saturação. Mas, a indução magnética (linhas de fluxo atravessando uma seção transversal do material) aumenta em uma proporção relativa não mais ao material ferromagnético. Desta maneira, e também como os modelos são formulados em função da indução magnética e sua taxa de variação no tempo, a variável a ser controlada no sistema é a própria indução magnética. Não é prático (factível) o controle direto da magnetização.

O aparelho padrão de caracterização das propriedades estáticas e dinâmicas das lâminas magnéticas de aço ao silício é o quadro de Epstein, o qual é um transformador com primário e secundário construídos de maneira a ter o maior acoplamento magnético possível, e que o vetor indução magnética tenha, sempre que possível, a direção paralela ao campo magnético resultante gerado pela corrente elétrica no enrolamento. A alimentação do dispositivo é realizada através do enrolamento primário, e no secundário colhe-se uma imagem da forma de onda da indução magnética no material, através da tensão elétrica induzida. Ora, se é possível controlar a tensão induzida no secundário, controla-se simultaneamente a forma de onda da indução. Desta forma, atingi-se o objetivo de manter controlada a indução magnética no material. O ideal no processo de caracterização do material é que a magnetização seja homogênea e controlada em todo o volume do material. Por isso, o quadro de Epstein foi desenvolvido para satisfazer este objetivo ao máximo, sendo uma das suas vantagens principais. Infelizmente, como se controla a tensão induzida, sendo um controle indireto da indução média distribuída ao longo das infinitas seções transversais que compõe o quadro de Epstein, não se garante a homogeneidade da magnetização em todo o volume do material ferromagnético. Entretanto, se a tensão induzida no enrolamento secundário não for controlada precisamente, não poder-se-á garantir as condições mínimas de um ensaio destinado à pesquisa, à caracterização magnética, à modelagem e à validação de modelos destinados à estimação da evolução das perdas no ferro.

Uma das contribuições deste trabalho é a maneira de como se efetua a alimentação do dispositivo de caracterização eletromagnética a fim de garantir o melhor controle possível da

magnetização no volume do material, mesmo que haja um fator imperativo da distribuição homogênea da indução no material em função da estrutura eletromagnética, do quadro de Epstein e da amostra do material, ou de um outro dispositivo adequado.

4.2 O quadro de Epstein e as amostras de lâminas de aço para fins elétricos

Os dispositivos eletromagnéticos utilizados normalmente para a caracterização dos materiais aços moles para fins elétricos possuem um enrolamento primário responsável pela criação do campo magnético (ou da força magnetomotriz) e um enrolamento secundário, responsável pela medida da densidade de fluxo magnético nas amostras que formam o núcleo. O dispositivo utilizado pelas normas é o quadro de Epstein, como mostrado na Fig. 4.1. O quadro de Epstein utilizado neste trabalho é um transformador padrão tipo B-EP-25cm (1968), da marca Yokogawa Electric Works Ltda, com o número de 700 espiras no enrolamento primário N_p , tendo o mesmo número de espiras no secundário N_s (vide Fig. 4.1). O caminho magnético médio l_m padrão é de 0,94 [m] e a resistência do enrolamento primário R_{cu} é de 0,691 [Ω]. Um primeiro ponto de imprecisão na utilização deste dispositivo é o caminho magnético l_m . Sabe-se que ele pode não ser constante em relação à variação da indução magnética máxima no material, e há também o problema da existência dos cantos do aparelho de Epstein.



Fig. 4.1 - Quadro de Epstein utilizado tipo B-EP-25cm (1968), da marca Yokogawa Electric Works Ltda.

A indução magnética, imagem da tensão induzida no secundário do transformador de Epstein, depende da quantidade de lâminas utilizadas, pois elas determinam a seção efetiva por onde o fluxo no ferro se distribui. O método utilizado neste trabalho para determinar a área efetiva transversal ao pacote de lâminas é baseado na espessura de cada lâmina e no número de lâminas por braço do quadro de Epstein. Mede-se a largura da lâmina l_{larg} e com a espessura da lâmina d , fornecida pelo fabricante, se calcula a área efetiva magnética S . Por exemplo, para lâminas padrão do tipo E-170 de 0,5mm (466-50TP, especificação conforme a ABNT NBR 9025), o fabricante Acesita fornece o valor de 0,5mm \pm 0,04 (um grau de incerteza de 8%). Com a quantidade de lâminas de cada braço do quadro de Epstein N_{lam} , obtém-se a seção transversal efetiva S , equação (4.1). Também se pode obter a seção transversal efetiva em função da massa total de lâminas m , do comprimento total das lâminas l_t e da densidade específica do material m_v , equação (4.2). A equação (4.2) é uma das maneira de se calcular a seção transversal efetiva dada pela ABNT NBR 5161 [64].

$$S = N_{\text{lam}} d l_{\text{arg}} \quad (4.1)$$

$$S = \frac{m}{m_v l_t} \quad (4.2)$$

O aparelho de Epstein apresenta o problema das juntas, tanto em relação a fenômenos magnéticos (tais como variação do caminho do fluxo magnético médio padrão, da direção do vetor de magnetização em relação ao eixo do comprimento da lâmina, e a existência de pequeníssimos entreferros, entre outros), como também para o cálculo da área efetiva. Devido à transposição das lâminas, há uma massa de ferro “a mais” que participa diferentemente do processo de magnetização do que uma quantidade de massa de ferro na região central da perna do quadro, como mostrado na Fig. 4.2. Este fato gera conseqüências de difícil análise, sendo uma inconveniência aos ensaios. Com uma certa incerteza portanto, pode-se descontar esta massa na equação (4.2), constituindo-se em um valor de aproximação à quantidade de massa que poderia ser utilizada.

A tabela 4.1 compara os métodos de cálculos da área efetiva para uma amostra descarbonetada de lâminas da Acesita E-170. A massa corrigida é calculada em função da densidade específica, da espessura da lâmina e da largura da mesma. Os dados utilizados são:

- $l_t = 4 \times 28 \text{ [cm]} = 1,12 \text{ [m]}$
(valor médio medido do comprimento da lâmina: 28,01 [cm] com precisão de 0,05 [mm])
- $m_v = 7,70 \text{ [g/cm}^3\text{]}$
(valor fornecido pelo fabricante Acesita para o material E-170)
- $m = 904,39 \text{ [g]}$
(valor medido para as 28 lâminas com precisão de 0,01 [g])
- $N_{\text{lam}} = 28$ lâminas
- $d = 0,5 \text{ [mm]}$
(valor medido com precisão de 0,05 [mm])
- $l_{\text{lag}} = 3,02 \text{ [cm]}$
(valor medido com precisão de 0,05 [mm])
- massa “corrigida” 806,7 [g]
(massa total menos 28 vezes a massa do pedaço de lâmina sobreposto no canto).

Tabela 4.1 – Comparação entre os métodos de determinação da seção transversal efetiva S_{ef}

	Método aplicado Equação (4.1)	Método da ABNT Equação (4.2)	Método com “correção” da massa Equação (4.2)
S_{ef}	1,057 [cm ²]	1,049 [cm ²]	0,9347 [cm ²]
Diferença relativa com o método aplicado		0,785 [%]	11,6 [%]

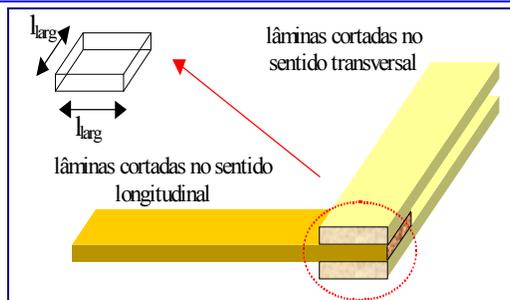


Fig. 4.2 – Transposição das lâminas de material ferromagnético no quadro de Epstein. O tipo de corte das lâminas e suas disposições estão conforme a padronização da norma brasileira (50 [%] estampadas no sentido de laminação, e as outras 50 [%] no sentido transversal ao da laminação).

Como se pode averiguar na tabela 4.1, a precisão da medida da indução magnética pode ser afetada significativamente pela determinação da seção transversal efetiva. A maneira de determinar a seção transversal conforme a equação (4.1) foi escolhida devido a dois fatores: 1^o) a incerteza sobre a precisão da densidade específica do material dada no catálogo do fabricante [37] – utilizou-se uma amostra específica de material; e 2^o) as dificuldades práticas pertinentes ao laboratório experimental do GRUCAD por falta de equipamentos e condições apropriadas.

4.3 Medida e aquisição das grandezas elétricas e das grandezas magnéticas

As grandezas magnéticas são medidas a partir das grandezas elétricas envolvidas, tensão e corrente. Mede-se simultaneamente tensão e corrente em dois canais de um osciloscópio (2430A (150 [MHz]) da Tektronix). Cada curva de dados contém 1024 pontos, com resolução de 8 bits, que são enviados para uma placa General Purpose Interface Bus (GPIB) ANSI/IEEE Standard 488.1-1987 residente no microcomputador hospedeiro do software LabView [74]. As curvas de dados são tratadas com 1024 pontos no máximo e com uma resolução de 8bits. Como o cálculo das potências envolvidas é feito em um período, como será visto adiante, raramente são utilizados os 1024 pontos. Entretanto, procura-se garantir o máximo de pontos por período da forma de onda em questão. Nas aquisições realizadas neste trabalho, o número de pontos é sempre maior que 500 e, geralmente, elas são tratadas com 1000 pontos.

A corrente é medida através de uma sonda de corrente por efeito “hall” (ponteira de corrente A6302 da Tektronix - faixa passante: de valores contínuos até 50 [MHz] - acoplada ao amplificador TM 502A, também da Tektronix).

A corrente no primário do transformador de Epstein é a imagem do campo magnético H , aqui suposto uma grandeza escalar. A integral da tensão no secundário do quadro de Epstein é a imagem da indução magnética B . Para o quadro de Epstein, a indução e a intensidade de campo magnético são obtidas por meio de um “instrumento virtual” (VI – Virtual Instrument – é um programa computacional próprio do ambiente LabView) [74], respectivamente calculados pelas relações (4.3) e (4.4). A integração da tensão medida no secundário do quadrado de Epstein é realizada por um método numérico calculado ponto a ponto, dada pela equação de integração discreta (4.5), onde n é o número de pontos, Δt é o intervalo de tempo entre dois pontos e y_i é o valor pontual integrado do vetor X . Caso a forma de onda da fundamental da tensão $v(t)$ não estiver no seu valor máximo no primeiro ponto de integração, a forma de onda resultante terá um nível contínuo.

$$B(t) = \frac{1}{N_s S} \int v_s(t) dt = \frac{1}{700 S} \int v_s(t) dt, \quad [T] \quad (4.3)$$

$$H(t) = \frac{N_p}{l_m} i_p(t) = \frac{700}{0,94} i_p(t), \quad [A/m] \quad (4.4)$$

$$F(t) = \int f(t)dt \Rightarrow y_i = \frac{1}{6} \sum_{j=0}^i (x_{j-1} + 4x_j + x_{j+1}) \Delta t \quad \text{para } i = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (4.5)$$

4.3 A alimentação elétrica do dispositivo eletromagnético de teste e seu controle

Para a separação das perdas nas lâminas de aço ao silício, isto é, das constantes necessárias para o formulário apresentado no capítulo antecedente, deve-se manter a tensão induzida no secundário do quadro de Epstein (imagem da indução magnética) sempre com a forma de onda senoidal, algo muito difícil de ser atingido quando não há um controle em malha fechada com uma realimentação adequada. A dificuldade inerente ao sistema é manter a tensão no secundário do transformador na forma senoidal, pois como o circuito magnético não possui entreferro e o material não é linear, a tensão induzida tende a não ter forma senoidal. Isto ocorre principalmente nos altos valores de indução, na região de saturação. A maneira sugerida pela norma brasileira [64], onde se corrige o valor da tensão induzida pelo fator de forma da onda, é um procedimento inadequado para ser aplicado à metodologia de separação das perdas. Pois conforme deduzido, as perdas totais são função da variação da indução no tempo e o conteúdo harmônico interage distintamente em cada tipo de perda. Ou melhor, caso houver um conteúdo harmônico na forma de onda da indução, os coeficientes das perdas individuais medidos são diferentes daqueles sob o regime senoidal puro, só com a presença da fundamental. Portanto, manter a tensão na forma de onda senoidal no secundário do quadro de Epstein é imperativo para o processo de separação das perdas magnética. Além disso, para se poder avaliar a evolução das perdas sob outras formas de regimes da indução, a tensão no secundário deve ser estreitamente adequada ao regime em questão. Procura-se fornecer também uma corrente drenada pelo enrolamento primário $i_p(t)$ do dispositivo de teste (o quadro de Epstein ou um outro aparelho adequado) com sua evolução no tempo o mais livre possível, vide Fig. 4.3. Isto é, do ponto de vista do enrolamento primário do dispositivo de teste, procura-se obter uma fonte de tensão ideal de alimentação (impedância de saída do inversor nula dentro da faixa de operação).

Para atingir as metas adequadas à alimentação, ter uma forma de onda de tensão senoidal no secundário (ou outra forma de onda arbitrária) e evolução livre da corrente no primário, optou-se pela implementação de um inversor de tensão monofásico em ponte completa com um filtro LC em sua saída (vide Fig. 4.3 e Fig. 4.4). A tensão no capacitor do filtro de saída do inversor é a forma de onda da alimentação em tensão aplicada na entrada do aparelho de Epstein (ou outro dispositivo). Para manter uma tensão na forma desejada nos terminais secundários do aparelho, utiliza-se uma malha de realimentação com um controle do tipo robusto, o Controle por Modo Deslizante – “Sliding Mode Control” - SMC [75, 76, 77, 78, 79]. Ele obriga o inversor de tensão a impor a forma de onda da tensão na saída do aparelho de teste, apesar da não linearidade do mesmo e dos outros elementos do sistema. Havendo energia suficiente no sistema, juntamente com nenhum controle pragmático da corrente como no modo tradicional do SMC [69, 77], o controle

impõe indiretamente a corrente necessária no primário (ou do ponto de vista eletromagnético, da força magnetomotriz) para manter a tensão adequada no secundário do transformador. Assim, a característica principal desta estratégia de controle é tornar a saída do inversor de baixa impedância, além de dar robustez ao sistema de controle. Pelo lado da planta (do dispositivo de teste), o filtro LC e as impedâncias parasitas envolvidas limitam a evolução rápida da corrente drenada $i_p(t)$ da fonte de tensão contínua E até a carga. Intuitivamente, o capacitor do filtro C_o deve ter um valor suficientemente elevado para armazenar energia, principalmente na operação em baixas frequências, e um indutor de filtro L_o com um valor menor possível para não dificultar a evolução da corrente no sentido fonte de tensão contínua E para o capacitor C_o e carga. As vantagens de se utilizar um inversor de tensão com filtro em sua saída é a facilidade de projeto e implementação de controles não lineares, os quais apresentam características de robustez, de rapidez (serem preditivos), e de versatilidade em termos da saída seguir um sinal de referência variável em forma, amplitude e frequência. Na solução empregada neste trabalho, de alimentar o dispositivo eletromagnético através de um inversor monofásico de tensão, como mostrado na Fig. 4.5, além de se poder operar facilmente em baixas frequências (menores que 5Hz), tem-se uma resposta dinâmica, inerente ao sistema completo, bem mais rápida que a de um amplificador de potência linear. A resposta praticamente é limitada somente pelo próprio dispositivo eletromagnético de testes. Na Fig. 4.4, S_i são os interruptores comandados de potência, D_i são os diodos de potência de roda livre, i_p é a corrente no primário do quadro de Epstein, e V_{ab} é tensão PWM entre os pontos "a" e "b". A metodologia de projeto do compensador segundo a estratégia desenvolvida para o controle por modo deslizante está apresentada nas referências [75, 78, 79]. A estratégia do controle SMC utilizado pelas referências [75, 78, 79] gera bons resultados em termos da amplitude do sinal de referência para um ponto de operação fixo. Porém, variando a amplitude do sinal de referência, aparece um erro estático. Ora, nos ensaios de caracterização do material magnético e de determinação das perdas no ferro, necessita-se variar a amplitude do sinal de referência para impor os valores de indução magnética próprios ao experimento, ou operar com a injeção de um conteúdo harmônico ou com formas de ondas pulsadas. Assim, acrescenta-se uma malha no controle da tensão no secundário feita por um compensador do tipo PI (Proporcional e Integral), sendo seu pólo sintonizado em uma frequência superior à do filtro LC do inversor. Assim, assegura-se que o controlador PI não acrescenta lentidão ao sistema total, não comprometendo o fundamento do SMC de ser preditivo. Há um outro inconveniente para o controle do sistema. O nível contínuo no primário não é transmitido para o secundário do transformador de Epstein. É necessário uma malha para compensar o nível de tensão contínua aplicada na entrada do quadro de Epstein (ou de outro dispositivo de teste). Do contrário, como há um curto circuito magnético (ausência de entreferro), com um nível contínuo na tensão facilmente se está na região de saturação do material. Esta malha é implementada por um compensador com

duplo integrador. Como é um controlador de nível contínuo, a constante de tempo principal desta malha é necessariamente superior ao período da fundamental do sinal de referência, e só colabora de maneira lenta para a correção do nível contínuo, não afetando a parte dinâmica. Em suma, do ponto de vista da implementação do controle, existe a atuação simultânea dos efeitos e características dos três tipos de compensadores: SMC, PI e duplo integrador.

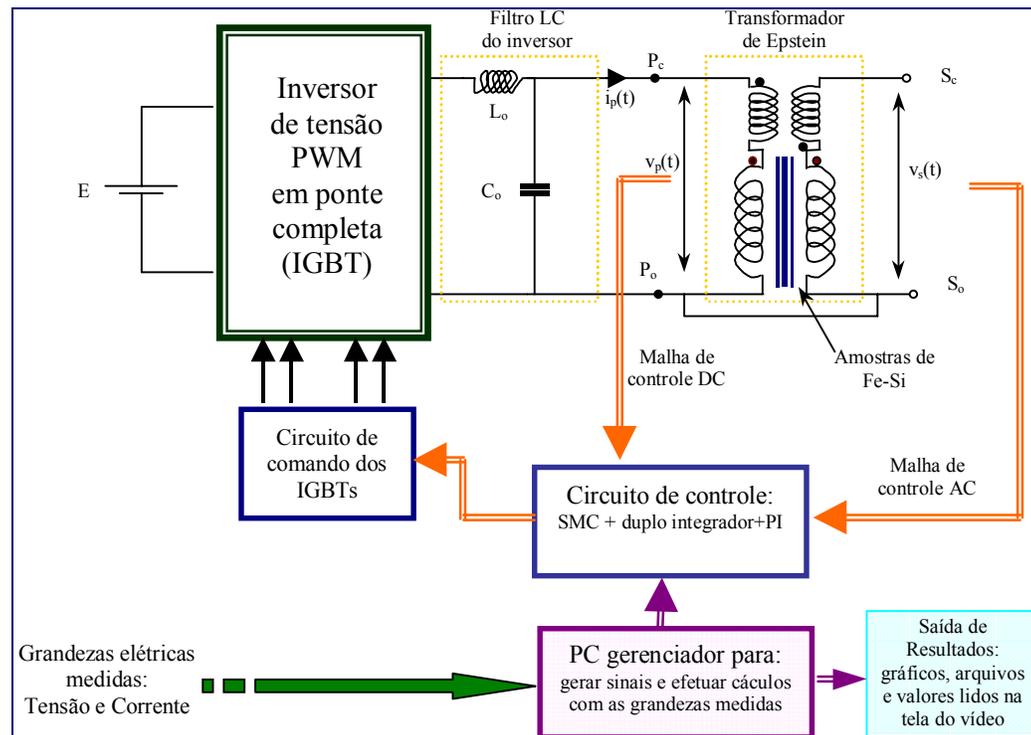


Fig. 4.3 - Esquema funcional da bancada protótipo de ensaios: do gerenciamento, da alimentação, do controle e da ligação do aparelho de teste (quadro de Epstein).

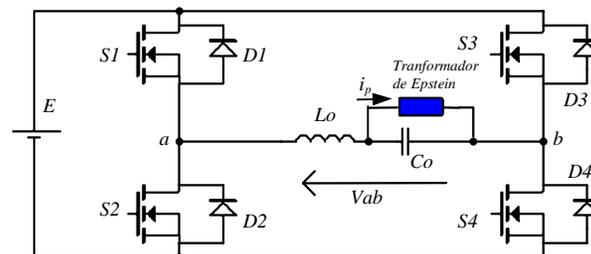


Fig. 4.4 - Topologia do circuito de potência: inversor de tensão monofásico em ponte completa.

O principal motivo da escolha de se utilizar um inversor estático com filtro na saída para o alimentação do dispositivo de teste em lugar de um amplificador de potência linear, ou amplificador de áudio (a qual é a maneira empregada geralmente [4, 12, 13, 19, 20, 53, 62, 72, 85, 113, 116, 119, 128, 129]), vem da dificuldade deste em reproduzir formas de onda em baixas frequências, e dele possuir intrinsecamente uma resposta lenta. Para contornar este problema adequando-o, também, à operação em baixas frequências, o amplificador linear deveria ser projetado especialmente para este fim. Por exemplo, um excelente amplificador de áudio tem uma banda passante linear de cerca de 20Hz a 20kHz. Ele se mostra um tanto instável no seu ponto de

operação, pois se mostra em sua natureza muito sensível à mudança de temperatura dos transistores bipolares, principalmente na operação em baixas amplitudes de tensão e baixas frequências. Um amplificador de potência linear necessita, por natureza, que haja um casamento de impedância entre ele e a carga. Levando-se em conta estas características próprias do amplificador linear de potência, o controle em malha fechada é de difícil projeto e implementação, devido ao casamento de impedância e à sintonização de um controle do tipo linear (PID). Para frequências altas, maiores que cerca de 20Hz ele parece ser uma solução se seu controle em malha fechada for bem projetado (acredita-se também que se deva utilizar técnicas de controle moderno). Quando se opera com frequências acima de 10 [Hz], um simples transformador isolador é suficiente para não deixar o nível contínuo afetar os ensaios. Por exemplo, na bancada de ensaios de Amar [20] foi utilizado um amplificador de áudio comum de grande potência com um transformador isolador em cascata. Ele realiza ensaios até 1 [Hz], mas não mostra formas de onda de tensão e corrente envolvidas nos ensaios. Ora, o transformador operando em torno de 1 [Hz] praticamente não desempenha sua função adequadamente na transferência de energia, tornando-se um elemento de difícil assimilação por uma malha de controle.

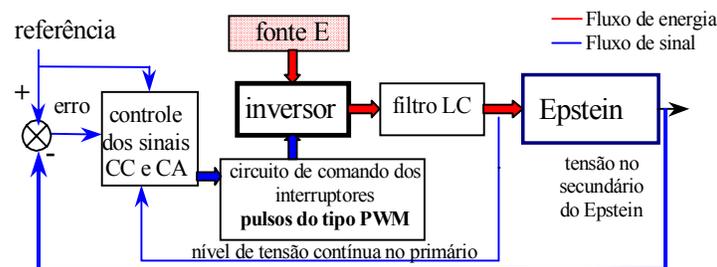


Fig. 4.5 – Sistema e sua malha de controle.

Finalmente, o sinal de referência é gerado por uma placa PCI-6110E da National Instruments controlada pelo software LabView residente no microcomputador pessoal hospedeiro. Ela tem as seguintes características: 5MS/s de amostragem, 12-Bit de resolução, duas saídas analógicas utilizadas para a geração de sinais e quatro canais analógicos de entrada.

4.4 Metodologia de medida e determinação da perda magnética

Quando se mantém a tensão na forma senoidal no enrolamento secundário do aparelho de Epstein, a tensão no primário não é puramente senoidal devido à queda de tensão na resistência do cobre do enrolamento primário e/ou à não linearidade inerente do sistema. O controle deve compensar a não idealidade magnética do material (histerese e saturação). Na relação entre a causa e efeito, a deformação da tensão ocorre para compensar a queda de tensão na resistência elétrica distribuída no enrolamento. A não linearidade do material faz com que a corrente absorvida pelo transformador de Epstein não seja senoidal, provocando maior deformação da tensão em conjunto com a resistência do enrolamento primário. Obviamente, os fenômenos indesejáveis não podem afetar a operação do sistema ou o processo de medição. Os fenômenos magnéticos precisam ser

estudados com a mínima interferência e/ou composição com outros fenômenos que aí possam ocorrer. Deve-se procurar ter um sistema de alimentação do aparelho de testes e de medidas que no mínimo atenuem os inconvenientes práticos.

As formas de onda envolvidas na entrada do transformador não são senoidais, e os instrumentos de medida devem, necessariamente, tratá-las como tal. Assim, os instrumentos convencionais não medem com uma precisão adequada. Na metodologia proposta para a determinação da perda no ferro, as grandezas tensão e corrente devem ser adquiridas simultaneamente, pois através delas são determinadas as potências envolvidas e delas se obtêm diretamente as grandezas magnéticas, por exemplo aquelas referentes ao traço da curva BH. O osciloscópio digital utilizado tem a característica de aquisição simultânea dos seus dois canais de entrada. Os sinais medidos são de baixa frequência, e assim as imperfeições nos conectores e nos cabos entre o ponto e o equipamento de medida podem ser desprezadas. Mede-se a corrente de entrada $i_p(t)$ e a tensão de saída do transformador de Epstein $v_s(t)$ para a obtenção da curva BH, ou a corrente de entrada $i_p(t)$ com a tensão de entrada do mesmo $v_p(t)$ para a determinação quantitativa das potências envolvidas.

Um primeiro objetivo da parte experimental é separar os três tipos de perdas nas lâminas magnéticas devidas aos fenômenos de histerese, aos provocados por correntes de Foucault e aos devido às perdas excedentes. Efetivamente, para a separação das perdas sob o regime senoidal, isto é, para caracterizar a amostra do material em questão, é necessário determinar os coeficientes relativos a cada tipo de perda. Um segundo objetivo, é confirmar as equações propostas para estimar as perdas em lâminas de aço ao silício sob vários tipos de regime de indução. Um terceiro objetivo, é obter laços de histerese a fim de relacionar parâmetros de modelos com curvas experimentais. Um quarto objetivo é validar experimentalmente programas numéricos que calculam localmente a indução em um dispositivo eletromagnético e as perdas magnéticas decorrentes da utilização de modelos de perdas inseridos nas rotinas dos programas.

Os coeficientes das perdas por correntes induzidas calculadas classicamente $W_i^s(B_m, f_o)$ e das perdas excedentes $W_e^s(B_m, f_o)$ são obtidos em função de uma frequência de ensaio f_o (por exemplo 50Hz) e em uma indução máxima B_m . E a perda por histerese é medida no regime chamado “quase estático”. Até as primeiras publicações decorrentes deste trabalho [80, 81, 82, 83] os autores de outros trabalhos sobre caracterização magnética e separação das perdas não apresentavam um estudo experimental do material em função da variação da indução, ou seja, para vários pontos de operação. Recentemente, alguns trabalhos sobre perdas magnéticas têm realizado uma caracterização em função da faixa de variação da indução [14, 84]. Na referência [14], Boglietti et alli aplicam um processo de separação das perdas um pouco semelhante ao sugerido neste trabalho. As faixas utilizadas nas medidas são de 10 [Hz] à 150 [Hz] e de 0,6 [T] até 1,7 [T]. Utilizando um processo de minimização para obter os parâmetros relativos aos três tipos de perda

magnética, mas sem revelar o método e as considerações do processo de minimização. Eles criticam, com razão, que em muitos trabalhos publicados até então os autores não apresentam os métodos de como são obtidos os parâmetros relativos aos modelos utilizados para as perdas magnéticas.

Amar e Protat [13, 20, 72], assim como Fiorillo e Novikov [12, 19], obtêm as constantes em um único ponto de operação em função da indução máxima no material. Os seguintes passos são sugeridos por Amar [20] para a determinação dos coeficientes:

a) Determinar a perda por histerese W_h^s através da medida da área do círculo de histerese realizado em uma frequência de 1 [Hz];

b) Determinar a perda total W_{tot}^s através da medida da energia dissipada na frequência base f_0 e na mesma amplitude de indução B_m em que foi determinada a perda por histerese, sendo f_0 superior à 1 [Hz];

c) Calcular a constante k_f na frequência base f_0 e na amplitude da indução B_m em que foi medida a perda por histerese, utilizando o modelo matemático para W_f^s (equação 3.5) ou (3.7);

d) Determinar k_e através do balanço energético realizado pela diferença entre as perdas totais medidas na indução máxima de operação B_m e à frequência f_0 , e a soma dos dois termos obtidos nos passos anteriores “a” (W_h^s) e “c” (W_e^s), conforme a equação (4.6).

$$W_e^s \Big|_{B_m, f_0} = W_{tot}^s \Big|_{B_m, f_0} - \left(W_h^s \Big|_{B_m, 1Hz} + W_f^s \Big|_{B_m, f_0} \right), \quad [J/kg] \quad (4.6)$$

4.4.1 Dois métodos possíveis de medição das perdas magnéticas

O laço de histerese é dado em função da integral da tensão no secundário do transformador e da corrente absorvida no primário. Se obtido à baixa frequência, mede-se a perda por histerese. Se medido em uma frequência em que as perdas dinâmicas são pronunciadas, mede-se a perda total magnética. Por definição do eletromagnetismo, a expressão clássica (4.7) determina a perda magnética, tanto a total como a por histerese.

$$W = \frac{1}{m_v} \int_{B|_0}^{B|_r} H(t) dB(t), \quad [J/kg] \quad (4.7)$$

Serge Errard, na sua tese de doutorado [85], utiliza a maneira expressa pela equação (4.7) para a determinação da perda magnética. Este é o método utilizado normalmente, e está presente no trabalhos das referências [4, 12, 13, 19, 20, 32, 65, 72, 86]. Para a medida da corrente no enrolamento do primário, utiliza-se um resistor padrão “shunt” R_{shunt} [20, 85], de onde provém o valor do campo magnético instantâneo $H(t)$ (equação (4.8)). A tensão $v_R(t)$ é a queda de potencial sob o resistor de medida de corrente. A taxa de variação temporal da indução é dada pela equação (4.9) em função da tensão induzida no enrolamento secundário do dispositivo de teste. O inverso da densidade volumétrica é dado pela equação (4.10).

$$H(t) = \frac{N_1}{l_m} i_p(t) = \frac{N_1}{l_m} \frac{v_R(t)}{R_{shunt}}, \quad [A/m] \quad (4.8)$$

$$dB(t) = \frac{1}{N_2 S} v_s(t) dt, \quad [T/s] \quad (4.9)$$

$$\frac{1}{m_v} = \frac{l_m S}{m} \quad (4.10)$$

Aplicando as equações (4.8), (4.9) e (4.10) na equação (4.7) resulta a equação (4.11), a qual fornece a potência magnética média dissipada. Ou pela equação (4.12), mede-se a energia magnética por ciclo (ou média) dissipada.

$$P_{fe} = \frac{N_1}{N_2 m} \left(\frac{1}{R_{shunt}} \frac{1}{T} \int_0^T v_R(t) v_s(t) dt \right) \quad [W/kg] \quad (4.11)$$

$$W = \frac{1}{f} \frac{N_1}{N_2 m} \left(\frac{1}{R_{shunt}} \frac{1}{T} \int_0^T v_R(t) v_s(t) dt \right) \quad [J/kg] \quad (4.12)$$

Neste trabalho optou-se em utilizar uma outra estratégia para obtenção da medida da perda magnética. Mede-se simultaneamente a tensão e a corrente no primário do aparelho de Epstein (ou de outro dispositivo) em função do tempo, obtendo-se a evolução da tensão e da corrente em um período. Calcula-se a potência aparente $S(t)$ fornecida ao aparelho de teste (quadro de Epstein) com as duas formas de onda. Em seguida, subtrai-se da curva da potência aparente consumida a parcela de perda por efeito Joule no resistor $P_{cu}(t)$ devido à resistência elétrica do enrolamento primário. Desta operação, resta uma curva de potência aparente magnética $S_{epstein}(t)$, a qual contém uma parcela correspondente à energia magnética armazenada e uma parcela de perda magnética P_{fe} nas amostras de material. A Fig. 4.6 mostra um exemplo contendo as curvas das grandezas envolvidas, em função do número de pontos para um período, utilizadas no cálculo mostrado no fluxograma da Fig. 4.7. Na curva da potência dissipada no resistor, vê-se claramente que há um nível contínuo na corrente e na tensão na alimentação do quadro de Epstein (compare os máximos da curva da potência dissipada na resistência elétrica do enrolamento da Fig. 4.6). Esta diferença dificilmente é detectada na forma de onda de $v_p(t)$ e $i_p(t)$. O fluxograma da Fig. 4.7 expõe detalhadamente o processo de determinação da perda no ferro proposto neste trabalho.

Fez-se uma comparação entre os dois métodos de medida e de determinação da perda magnética. Na comparação, a medição da corrente é feita através de uma sonda de corrente (não se utiliza em nenhum dos métodos o resistor “shunt”). O valor de placa da resistência do enrolamento do quadro de Epstein R_{cu} é de 0,691 $[\Omega]$. Na realidade, utilizou-se um valor mais adequado ao ensaio, isto é, um valor relativo aos instrumentos utilizados nas medidas. Este valor é julgado mais coerente com o objetivo da comparação. Aplicou-se uma fonte de tensão contínua no enrolamento do quadro de Epstein e, através da corrente e tensão, determinou-se o valor médio de 0,6914 $[\Omega]$ para vários pontos medidos com amplitudes de corrente diferentes. Para se ter um indicativo na

comparação entre os valores obtidos com o método tradicional, “Valor_{Errad}”, com o utilizado neste trabalho, “Valor”, calculou-se o erro relativo dado pela equação (4.13).

$$e_{\text{relativo}} = \frac{\text{Valor}_{\text{Errad}} - \text{Valor}}{\text{Valor}} 100, \quad [\%] \quad (4.13)$$

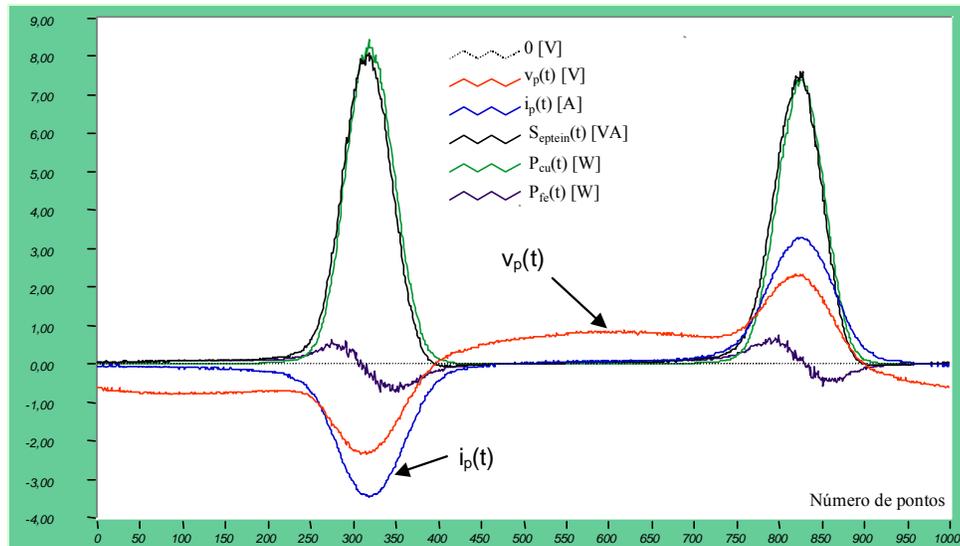


Fig. 4.6 – Formas de ondas envolvidas no cálculo conforme método da Fig. 4.7 (material A, 1[Hz] e 1,6[T]).

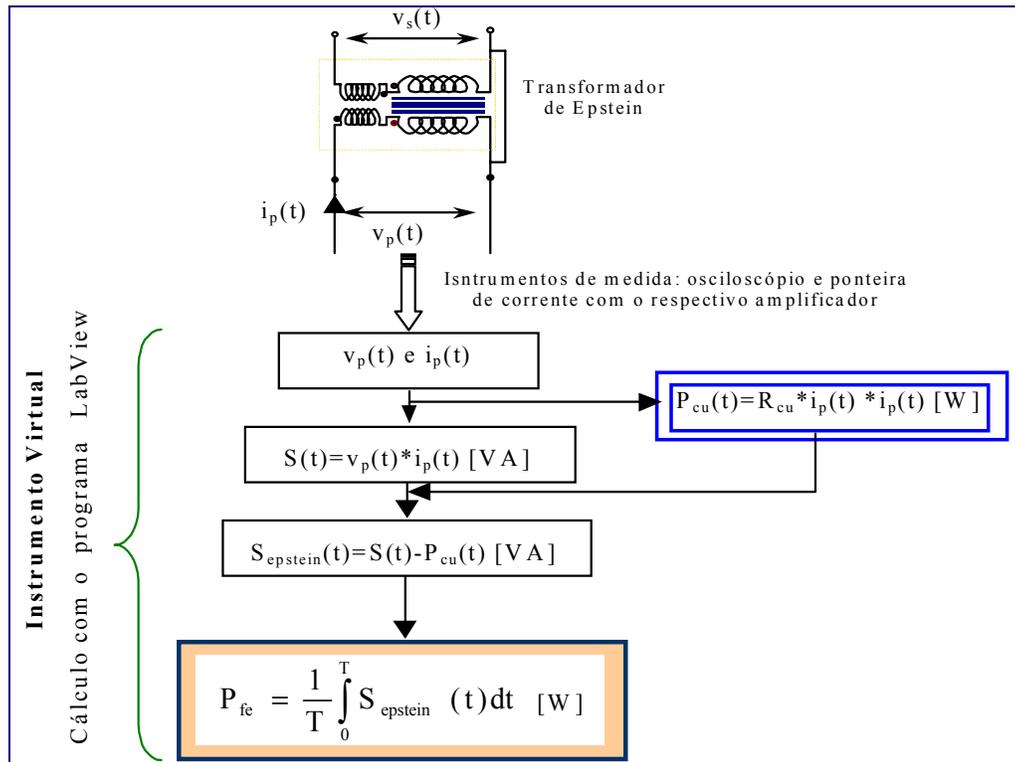


Fig. 4.7 - Fluxograma do processo medida e determinação da perda no ferro.

A Fig. 4.8a mostra a diferença entre os dois métodos na determinação da perda pelo fenômeno de histerese para uma amostra de material A (E -170, do tipo GNO E-170 - 0,5mm da Acesita (466-50TP, especificação conforme a ABNT NBR 9025)). As medidas foram feitas em

uma frequência de 1 [Hz]. A comparação entre os resultados obtidos com os dois métodos mostra que a perda medida pelo método de Errard é ligeiramente superior. A Fig. 4.8b apresenta o erro relativo entre os dois métodos. Observa-se que o erro relativo tende a aumentar na saturação e na região de baixa indução magnética.

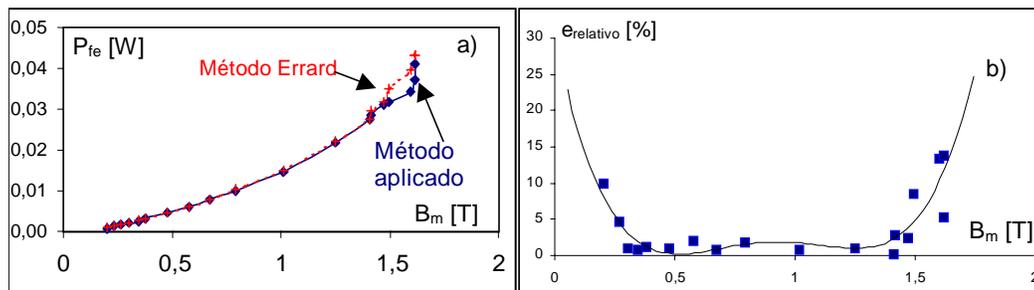


Fig. 4.8 – a) Potência dissipada no ferro medida através dos dois métodos com $f=1$ [Hz] para uma quantidade de material A. b) Diferença relativa entre os métodos.

A fim de averiguar se este comportamento ocorre em outro material, fez-se a mesma comparação utilizando um aço ao silício nomeado B-0°, com as lâminas estampadas no sentido de laminação. A Fig. 4.9 mostra os pontos medidos com os dois métodos à 50 [Hz]. O erro relativo apresentado se distribui aleatoriamente em torno de $-2,0$ [%] a $+2,0$ [%]. Teoricamente, este deveria ser o comportamento do erro em uma comparação entre os dois métodos. Pois ambos os métodos estão corretos conforme a teoria. A distribuição aleatória dos erros de medida em torno do valor nulo é normal e mostra que os métodos não estão sendo viciosos em suas medidas. Submeteu-se a mesma amostra de material B-0° à 1 [Hz]. A Fig. 4.10 mostra o resultado do ensaio. O erro relativo entre os dois processos de medida tende a crescer com o aumento do valor da indução, de maneira semelhante ao apresentado pelo material A.

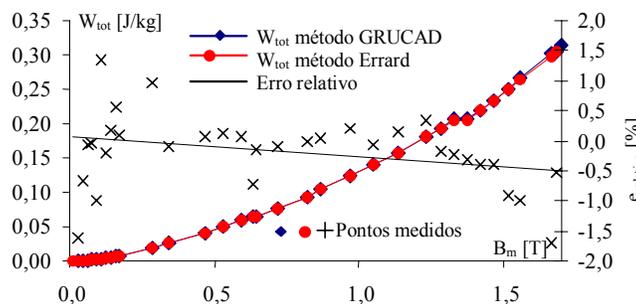


Fig. 4.9 – Perda magnética total medida através dos dois métodos e o erro relativo para o material B-0°.

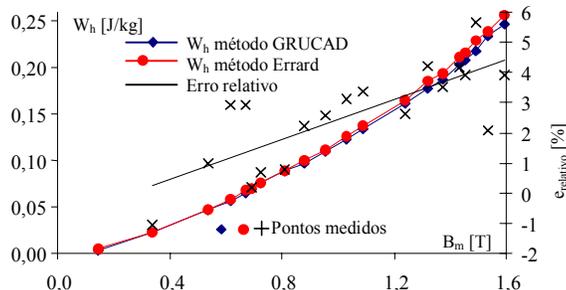


Fig. 4.10 – Perda por histerese medida através dos dois métodos e o erro relativo para o material B-0°.

Para o mesmo material B, mas com amostras cortadas a 45° do sentido de laminação (as quais são nomeadas B-45°), realizou-se o ensaio com o mesmo objetivo de averiguação dos métodos. A Fig. 4.11 mostra o ensaio à 50 [Hz] e a Fig. 4.12 à 1 [Hz]. No ensaio à 50 [Hz], o erro entre os dois métodos se comportou com uma distribuição aleatória em torno do valor nulo. Porém à 1 [Hz], nas altas induções novamente a perda no ferro medida pelo método utilizado por Errard foi superior ao método proposto neste trabalho. Inclusive, a tendência crescente do erro nas baixas induções nesta amostra é semelhante ao apresentado pela amostra de material A.

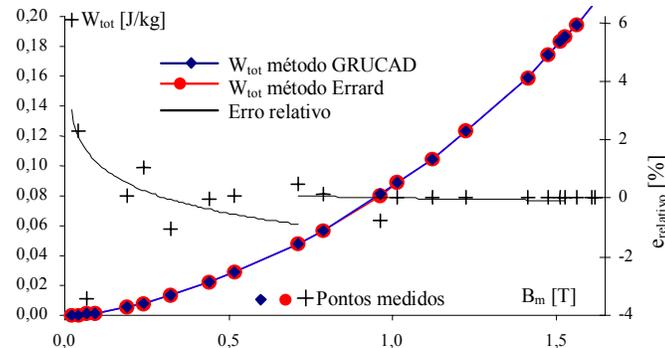


Fig. 4.11 – Perda magnética total medida através dos dois métodos e o erro relativo para o material B-45°.

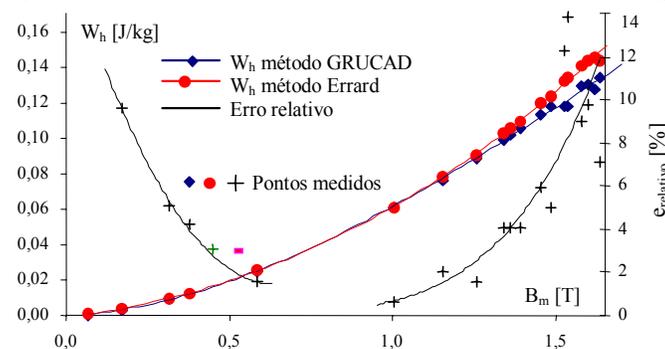


Fig. 4.12 – Perda por histerese medida através dos dois métodos e o erro relativo para o material B-45°.

Teoricamente, os dois métodos são corretos, e na experimentação esta coerência se revela bem na mensuração à 50 [Hz]. Porém, em baixas frequências as medidas das perdas no ferro são diferentes. Então, surge naturalmente uma questão pertinente: qual seria o método que mede e determina a perda em baixas frequências mais próxima da real? – No capítulo seguinte, ver-se-á que a perda por histerese medida em altas induções cresce com uma tendência diferente. E, como discutido no capítulo 2, ela deveria começar a apresentar uma certa saturação na sua evolução na região de saturação magnética do material. (A única referência encontrada na literatura que apresenta uma tendência de saturação da perda medida de histerese é o trabalho de Clénet et alli [104]). Pelo método utilizado por Errard, este crescimento se acentua, de maneira que se optou em utilizar o método proposto neste trabalho para a medida da perda no ferro.

Aproveitando os resultados deste ensaio, faz-se um estudo breve da corrente do primário $i_p(t)$. A Fig. 4.13 mostra o comportamento da corrente de entrada do quadro de Epstein em função

da indução magnética. Até o valor de cerca de 1,2 [T], a corrente cresceu com uma taxa de variação em função da indução relativamente baixa. Na região de saturação, a taxa de variação é muito superior a da região chamada linear. Percebe-se, também, algo interessante e que não se encontrou uma explicação verossímil: para um mesmo valor de indução na região de saturação ($B_m > 1,3$ [T]), a corrente de pico à 1 [Hz] é superior à corrente de pico à 50 [Hz]. Como se impõe a indução através da tensão no secundário, isto está significando que à 1 [Hz] foi necessário um campo magnético superior ao campo à 50 [Hz] para produzir o mesmo valor de indução. A Fig. 4.14 mostra a taxa de distorção harmônica total (“Total Harmonic Distortion” – THD, equação (4.14)) da corrente elétrica em função da indução máxima B_m para o material B-45°. A THD aumenta com o aumento do valor da indução. A Fig. 4.15 mostra o conteúdo harmônico para o ensaio à 1 [Hz] do material B-45°. Em torno de $B_m = 1,5$ [T], a terceira harmônica tem uma amplitude de cerca de 50 [%] da fundamental. Aqui reside a razão de que desaconselha-se o uso de instrumentos convencionais para medir a corrente de entrada no quadro de Epstein, ou em outro dispositivo, na investigação da perda magnética.

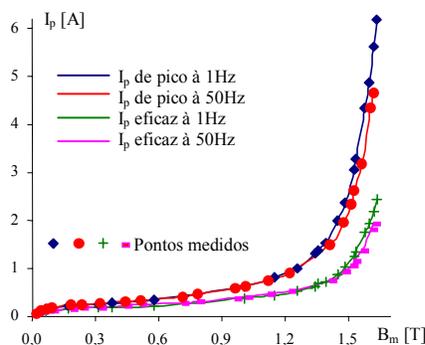


Fig. 4.13 – Correntes de pico e eficaz para às frequências de 1 [Hz] e 50 [Hz] para o material B-45°.

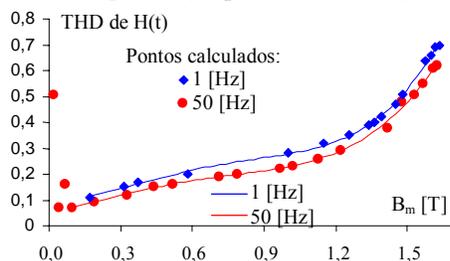


Fig. 4.14 - Taxa de distorção harmônica total para o material B-45° à 1Hz e 50 [Hz].

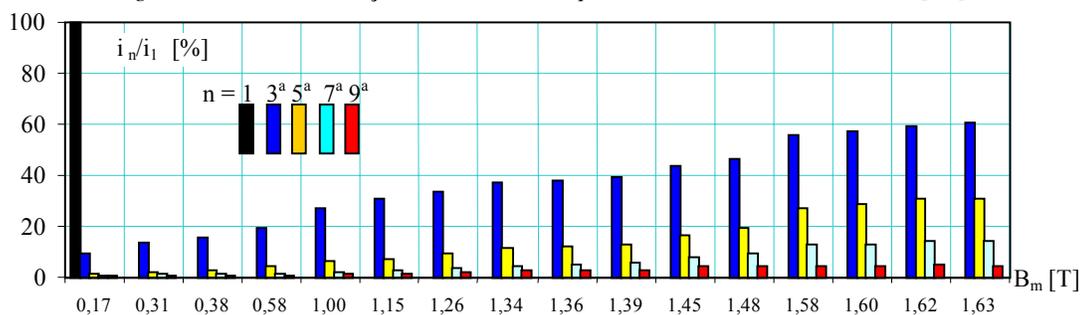


Fig. 4.15 - Distribuição harmônica relativa da corrente para o material B-45° à 1 [Hz] em função de B_m .

$$\text{THD} = \sqrt{\frac{\text{Valor}_{\text{eficaz total}}^2 - \text{Valor}_{\text{eficaz fundamental}}^2}{\text{Valor}_{\text{eficaz fundamental}}^2}} \quad (4.14)$$

Um outro problema na medida da corrente provém da natureza dos instrumentos de medida em ter sua precisão maior no fundo da escala. Na saturação, a parcela da corrente relativa à perda magnética tem praticamente seus valores instantâneos no início da escala. Por exemplo, na medida da perda por histerese, quase a totalidade da área do laço é delimitada para um campo elétrico menor que cerca de três vezes o valor de H_c . Ora, o valor de corrente relativo ao valor de H_c é cerca de mais de dez vezes inferior ao valor relativo ao campo na saturação. Esta inconveniência também pode ser inferida da curva da corrente de pico da Fig. 4.13, onde na região de saturação ela tem valores de cerca de dez vezes os valores na região linear. Caberia realizar um estudo de análise sob o enfoque dos Processos Estocásticos de medida e de sua precisão, fugindo ao escopo deste trabalho, em que se está preocupado primeiramente com uma análise qualitativa dos procedimentos de medida.

4.4.2 Os métodos para a determinação da perda pelo fenômeno de histerese magnética

Os instrumentos dedicados à medida da histerese magnética, os antigos histerisímetros e histeresígrafos, têm uma faixa de operação em frequência até cerca de 10Hz. Os equipamentos novos podem operar até 0,01 [Hz], mas não são transparentes ao usuário, dificultando um estudo de pesquisa, e por outro lado, requerem procedimentos bastante específicos, até mesmo na confecção de dispositivos de testes com formas de amostras de material particulares (além disso, eles são caros economicamente) [87].

Como a perda pelo fenômeno de histerese teoricamente independe da frequência e as perdas dinâmicas tendem para o valor “nulo” quando a frequência se aproxima do valor “zero”, procura-se obter a perda por histerese na frequência mais baixa possível, onde convenientemente se pode desprezar as perdas dinâmicas. Teoricamente, na frequência nula haveria somente a perda por histerese. Infelizmente, não havendo alternância do fluxo magnético, não se forma o círculo de histerese, pois não há variação na magnetização do material, obviamente. Assim, é necessário existir um fluxo alternado no ferro e, a princípio quanto mais baixo o valor da frequência atingida para a medição, mais preciso será o valor da perda medida pelo fenômeno de histerese. Há dois métodos possíveis para a determinação da perda por histerese, através do prolongamento da perda até a frequência “nula” e através da medida da perda no regime “quase estático”. Usualmente, o método para a determinação da perda por histerese é prolongar a curva da evolução da perda medida em função da frequência. Este tipo de método é aplicado no meio industrial e realizado conforme sugere a norma brasileira [64]. No meio acadêmico ou de pesquisa, o método mais utilizado é a medida direta da perda no ferro no regime denominado “quase estático”, onde ainda existe uma frequência. A questão é definir qual é esta frequência. Alguns pesquisadores a medem à 0,01 [Hz] [89] e à 0,005 [Hz] [88]. Embora mostrem curvas de histerese obtidas nestas

freqüências, não são apresentadas as curvas de tensão e corrente no dispositivo nesta freqüência, a qual julga-se de difícil operação tanto para a parte de alimentação e controle do dispositivo como para a medição. No próximo capítulo serão abordados novamente os dois métodos em uma aplicação da caracterização do material A.

4.5 Considerações Finais

Neste capítulo, apresentou-se a bancada protótipo de ensaios e a maneira de como se obtém as medidas das grandezas que envolvem a caracterização de materiais magnéticos e a medida das perdas no ferro.

O objetivo principal da bancada protótipo desenvolvida é adequar alimentação e medição com a determinação das perdas no ferro. Para por em evidência a natureza dos fenômenos, aflorando-os para a observação sem que suas origens sejam conturbadas ou encobertas, depara-se na existência de implicações de precisão, de interferências entre os próprios fenômenos e de dificuldades analíticas devido à complexidade provenientes das não linearidade e outros fatores desconhecidos inerentes à questão. O conhecimento qualitativo e quantitativo dos mecanismos que geram as perdas é o objetivo último de um ensaio com caráter científico. E o fato de conhecê-los devidamente proporciona a formulação, através de leis, que os relacionam com suas conseqüências.

Na confecção e utilização da bancada, percebeu-se que os procedimentos de caracterização das perdas no ferro conforme a norma brasileira, e utilizando instrumentos convencionais, não atendem à necessidade técnico-científica de uma pesquisa. Através do que foi exposto e já mesmo antes de fazer a análise dos resultados obtidos, conclui-se que o quadro de Epstein não é um dispositivo ideal, possuindo inconveniências para a medida das perdas no ferro e conseqüente caracterização do material. Ele mascara tanto a precisão em uma análise quantitativa, por exemplo devido ao problema da massa de material em seus cantos, como pode estar acrescentando fenômenos diversos na análise qualitativa, por exemplo de pequenos entreferros em seus cantos e saturações locais nos cantos diferentes da região central de uma perna em que há uma distribuição homogênea satisfatória da indução. Por outro lado, ele foi escolhido devido à facilidade da mudança de material ferromagnético através da simples troca de lâminas e à dificuldade de se obter amostras e confeccionar um outro dispositivo com formato diferente de núcleo. Ele possui as vantagens sobre um outro dispositivo de manter a magnetização praticamente homogênea no material (com exceção dos cantos) e assim reduzir a variação do caminho médio magnético com a variação da indução. Em um outro dispositivo, a variação do caminho médio magnético devido a distribuição não homogênea na área transversal ao sentido do campo magnético pode conduzir a imprecisões (vide anexo A sobre o estudo analítico de um núcleo magnético na forma toroidal). Enfim, o quadro de Epstein é um instrumento padronizado.

Em termos de precisão de medida, deve-se atentar quando se opera em frequências em torno de 1 [Hz], ou inferiores, e com induções inferiores à 0,2 [T]. Nestas condições, o nível de tensão induzida no secundário do quadro de Epstein possui uma relação sinal/ruído baixa, afetando a precisão. Por outro lado, na região de saturação, a ordem das grandezas envolvidas frente à perda no ferro fazem com que ocorram problemas de precisão devido à resolução na medida instantânea da corrente elétrica. Na operação nesta região, a parte da corrente elétrica (ou campo magnético) relativa à perda magnética está no início da escala, sendo a parcela que praticamente forma a maior parte da área do laço BH de perda magnética.

5. O procedimento de separação das perdas no ferro e aplicação experimental das equações analíticas de Amar e Protat

5.1 Introdução

Esta tese propõe uma maneira de caracterizar o material, um procedimento de separação das perdas em função de suas evoluções através da variação da indução máxima. O procedimento proposto da separação das perdas magnéticas será relatado na seqüência de seu desenvolvimento, acreditando-se que revelará com maior facilidade as dificuldades inerente ao processo. Também serão mostrados os resultados de ensaios e a comprovação da estimação das perdas em lâminas de aço ao silício submetidas a vários tipos de regime, conforme a modelagem analítica de Amar e Protat.

Os materiais ensaiados no quadro de Epstein são denominados A e B. O material A é composto por amostras de lâminas fabricadas pela Acesita do tipo GNO E-170 - 0,5mm (466-50TP, especificação conforme a ABNT NBR 9025). O material A foi cortado com direção paralela e perpendicular ao sentido de laminação, e ensaiado com 50% das laminas estampadas na direção perpendicular ao da laminação e outras 50% na direção transversal, como está na norma brasileira. O material B é desconhecido em sua origem e classificação. Sabe-se que sua espessura é de 0,6 [mm] e que suas lâminas foram estampada na direção longitudinal, transversal e à 45° da direção de laminação. Nos ensaios com o material B, 100 [%] das lâminas utilizadas no quadro de Epstein foram em uma única direção, de modo que o material B foi caracterizado por três modelos contemplando sua anisotropia. Provavelmente, o material B não sofreu nenhum tipo de tratamento metalúrgico após a laminação e o corte.

5.2 O procedimento de separação das perdas através de métodos apresentados na literatura

5.2.1 Determinação da perda por histerese e o modelo de Steinmetz

Para o estudo de como determinar e modelar a perda pelo fenômeno de histerese, utilizou-se amostras do material A. As amostras ensaiadas possuem uma indução máxima de saturação B_s em torno de 1,7 [T], como se pode constatar na curva BH da Fig. 5.1 à 25 [Hz], com a indução magnética na forma senoidal. O fabricante fornece o valor para $B_s=1,72$ [T] [37].

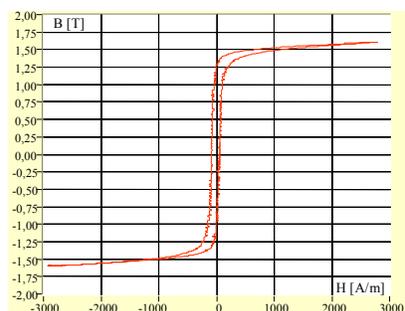


Fig. 5.1 – Forma da curva BH para as amostras de material A ensaiada à 25 [Hz] sob indução senoidal.

a) Modelo de Steinmetz para a perda magnética por histerese

Um primeiro ensaio foi realizado na frequência de 1 [Hz], variando-se a amplitude da indução magnética B_m . Obteve-se a perda W_h^s em função da amplitude da indução B_m . Foram utilizadas neste ensaio 28 lâminas com a massa total de $m = 0,90439$ [kg]. A seção transversal efetiva utilizada foi de $1,057$ [cm²]. Os resultados estão apresentados na tabela 5.1. Conforme a equação de Steinmetz (vide Fig. 5.2), obtida pela tendência da perda para toda a variação da amplitude da indução B_m para o ponto de operação à 1 [T], tem-se $17,5$ [mJ/kg] de energia dissipada por ciclo. Neste mesmo ponto, foi medido o valor de $16,4$ [mJ/kg]. Há uma diferença relativa de 6,7%. Esta diferença também se deve em tentar enquadrar todos os pontos medidos pela fórmula de Steinmetz. Há uma desconformidade com os valores medidos com a tendência da evolução das perdas conforme modelo de Steinmetz. A perda medida cresce numa quantidade superior àquela da tendência dada pela equação de Steinmetz para induções máximas na região de saturação. Este fato vem de encontro ao que já foi discutido, onde Richter [41] propõe uma correção na fórmula de Steinmetz. *Observação:* os três últimos e os três antepenúltimos pontos medidos foram realizados após mudanças de escala de corrente.

Tabela 5.1 – Medidas efetuadas para 1 [Hz], variando a indução magnética no núcleo do quadro de Epstein (“#” e “*” correspondem a mudanças de escala no amplificador de corrente Tektronix TM502A).

V_s [V _{eficaz}]	B_m [T]	I_p [A _{eficaz}]	P_{fe}^s [W/kg]	P_{cu} [W]
0,066	0,200	0,037	0,00098	0,00089
0,075	0,230	0,040	0,00145	0,00131
0,087	0,270	0,042	0,00189	0,00171
0,099	0,300	0,044	0,00242	0,00219
0,113	0,340	0,047	0,00296	0,00268
0,124	0,380	0,049	0,00345	0,00312
0,156	0,480	0,053	0,00501	0,00454
0,188	0,580	0,058	0,00668	0,00605
0,220	0,670	0,063	0,00860	0,00778
0,259	0,790	0,071	0,01100	0,00999
0,332	1,020	0,089	0,01640	0,01480
0,409	1,250	0,130	0,02410	0,02180
0,460	1,410	0,206	0,03040	0,02750
0,462	#1,410	0,224	0,03170	0,02860
0,480	#1,470	0,311	0,03450	0,03120
0,488	#1,490	0,397	0,03530	0,03190
0,523	*1,600	0,688	0,03780	0,03420
0,528	*1,620	1,210	0,04120	0,03720
0,528	*1,620	1,250	0,04530	0,04090

Na Fig. 5.2 são mostrados os valores medidos para a perda magnética, para a tensão eficaz induzida no secundário do quadro de Epstein e para a correspondente corrente eficaz no primário, em função da variação da amplitude da forma de onda senoidal da indução magnética à 1 [Hz]. A tensão eficaz para valores menores que 0,2 [T] passa a ser da ordem do ruído ($\approx 0,05$ [V]).

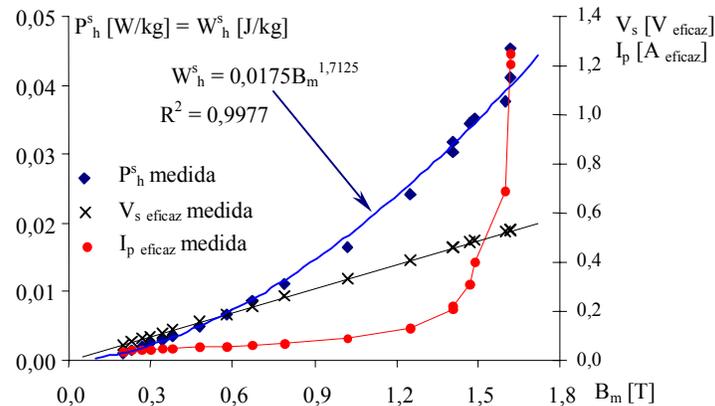


Fig. 5.2 – Modelo de Steinmetz obtido à 1 [Hz] para amostras do material A para toda faixa de variação de B_m e tensão eficaz no secundário e corrente eficaz no primário do quadro de Epstein.

b) Obtenção da perda por histerese através do método do prolongamento da curva de perda obtida em função da variação da frequência

Como independe da frequência, e as outras perdas são praticamente nulas para a frequência tendendo ao valor zero, procura-se obter a perda por histerese na frequência mais baixa possível, onde convenientemente se pode desprezar as outras perdas. Teoricamente, na frequência nula haveria somente a perda por histerese. Infelizmente, não havendo alternância do fluxo magnético, não se forma o ciclo de histerese. Assim, é necessário existir um fluxo alternado no ferro e, a princípio quanto mais baixo o valor da frequência atingida para a medição, mais preciso será o valor da perda medida pelo fenômeno de histerese. Usualmente, o método para a determinação da perda por histerese é determinada pelo valor lido quando se prolonga a curva da evolução da perda medida em função da frequência. No ensaio realizado, em vez de se utilizar uma gama de frequência relativamente altas, por exemplo com a variação de 10 [Hz] à 40 [Hz], restringiu-se os ensaios aplicando este método de 1 à 5 [Hz]. Determinou-se dois valores da perda por histerese W_h^s utilizando este método, para a indução máxima de 1 [T] e de 1,6 [T].

• Ensaio para $B_m = 1,0$ [T] com o material A

Na Fig. 5.3, observa-se como se comporta a perda em função da frequência para uma forma de onda senoidal da indução. Na Fig. 5.3a, a potência dissipada começa a ter uma tendência na forma potencial em função da frequência para os pontos medidos com $f > 5$ [Hz]. Ela começa a deixar a tendência da reta obtida com pontos medidos variando a frequência de 1 a 5 [Hz]. Isto é devido aos outros tipos de perdas que começam a influenciar. Da Fig. 5.3b, obtém-se a energia dissipada por histerese em Joules por ciclo e por unidade de massa, prolongando-se a tendência da evolução da perda para uma frequência tendendo ao valor nulo. O valor da perda para uma indução máxima com $B_m = 1$ [T] é de 15,5 [mJ/kg] para o material A.

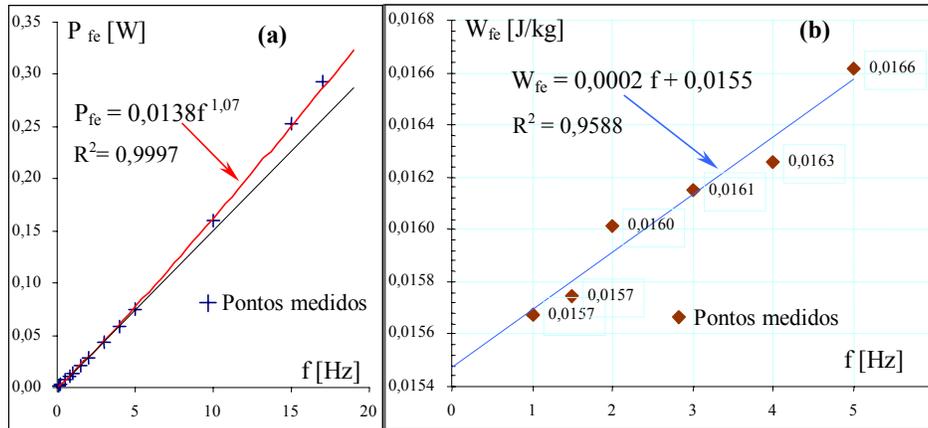


Fig. 5.3 - $B_m=1$ [T]: a) a potência dissipada em uma quantidade de massa em função da frequência de operação f e b) Energia dissipada no ferro por unidade de massa em função da frequência de operação.

- **Ensaio para $B_m = 1,6$ [T] com o material A**

Da curva apresentada na Fig. 5.4a, obtém-se a perda de energia em Joules, por ciclo de histerese e por unidade de massa, prolongando-se a tendência da evolução da perda para a frequência tendendo ao valor nulo. O valor lido para uma indução máxima $B_m=1,6$ [T] é de 18,3 [mJ/kg]. A Fig. 5.4b mostra os valores de indução magnética máxima medida para os pontos de operação em que se efetuaram as medidas das perdas.

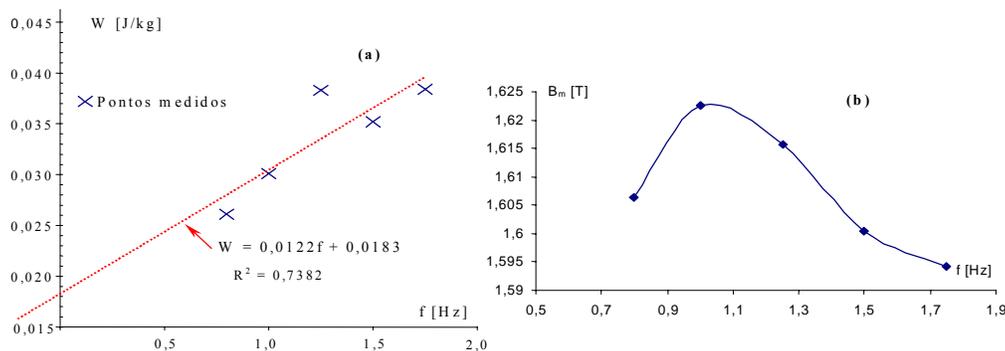


Fig. 5.4 - $B_m=1,6$ [T]: a) Energia dissipada no ferro por unidade de massa em função da frequência de operação. b) Valores de indução máxima medida para a obtenção da curva mostrada na Fig. 5.4a.

A Fig. 5.6 e a Fig. 5.7 mostram, respectivamente, as grandezas indução magnética e campo magnético, as quais representam o fenômeno de histerese grafado na Fig. 5.8. A Fig. 5.7 é uma imagem da corrente no primário do transformador de Epstein, na qual se observa a distorção devida à saturação. A Fig. 5.5 mostra a tensão no secundário do transformador. Para atenuar o ruído de modo diferencial de alta frequência, utiliza-se um divisor resistivo no secundário de Epstein. A distorção da forma de onda da tensão induzida é baixa, revelando a eficiência do controle impondo a forma senoidal mesmo para o sistema operando na região não linear, como está enfatizado na Fig. 5.7 e na Fig. 5.8. Na frequência de 1 [Hz] e sob uma indução máxima de 1,6 [T], aparece um defeito simultaneamente quando na forma de onda da tensão ocorre o máximo valor negativo da corrente. Isto se deve à por falta de energia disponível para a atuação do controle, vide Fig. 5.5.

Apresentemente, isto não afetou os ensaios. A corrente máxima da fonte de tensão contínua E utilizada no experimento é de 3,2 [A]. A Fig. 5.7 mostra que a corrente máxima é maior que o valor de 3,2 [A] ($I_{p \text{ pico}} = 0,94H_m/700 \approx 3,5$ [A]). É utilizada a energia armazenada em alguns filtros passivos para atingir os valores superiores a 3,2 [A] para a carga e também suprir a corrente drenada pelo filtro do inversor de tensão.

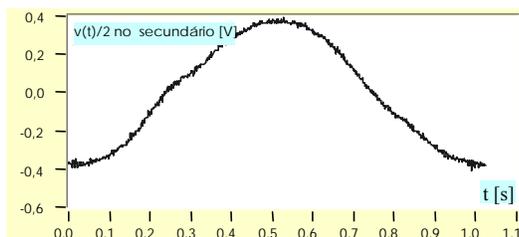


Fig. 5.5 – Tensão induzida no secundário do quadro de Epstein para $f = 1$ [Hz] atenuada em 50%.

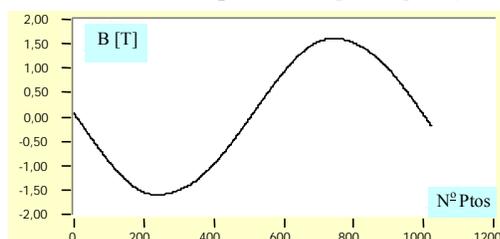


Fig. 5.6 - Indução magnética em função do número de pontos de aquisição para $f = 1$ [Hz] e $B_m = 1,6$ [T].

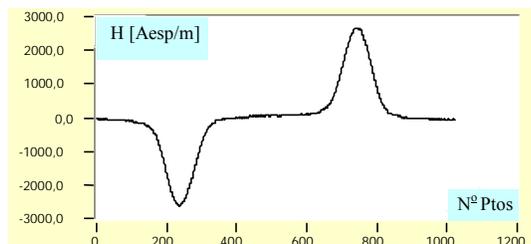


Fig. 5.7 – Campo magnético em função do número de pontos de aquisição para $f = 1$ [Hz] e $B_m = 1,6$ [T].

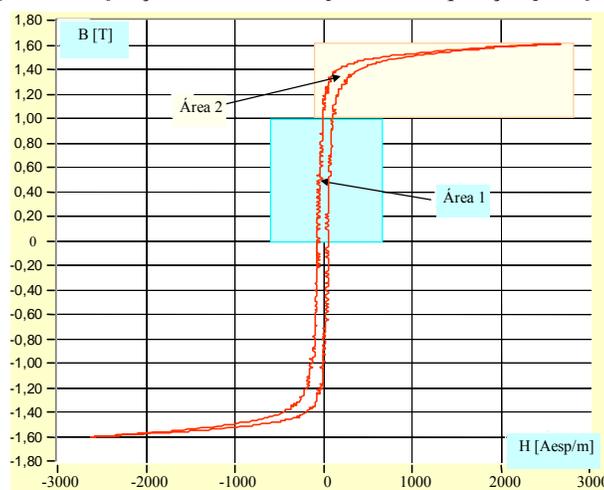


Fig. 5.8 – Curva BH para $f = 1$ [Hz] e $B_m = 1,6$ [T].

Os resultados apresentados na Fig. 5.9, na Fig. 5.10 e na Fig. 5.11 são para o ponto de operação com $B_m = 1,6$ [T] e $f = 1,75$ [Hz]. Na Fig. 5.9, a tensão induzida no secundário praticamente

não apresenta aquele defeito da Fig. 5.5, sendo senoidal. Aumentando um pouco a frequência de operação, a energia suplementar armazenada nos filtros praticamente satisfaz à necessidade de suprir a demanda, comprovando que a distorção na Fig. 5.5 é por falta de fluxo de energia (um problema de corrente máxima instantânea).

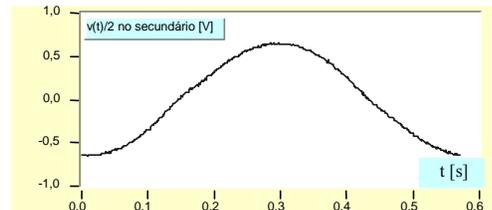


Fig. 5.9 – Tensão induzida no secundário do quadro de Epstein para $f = 1,75$ [Hz] e $B_m = 1,6$ [T].

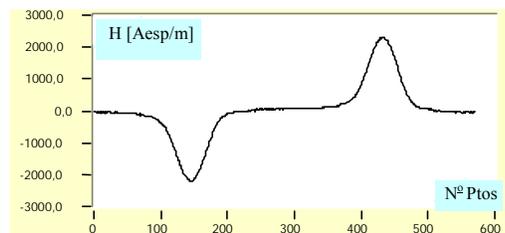


Fig. 5.10 – Campo magnético para $f = 1,75$ [Hz] e $B_m = 1,6$ [T].

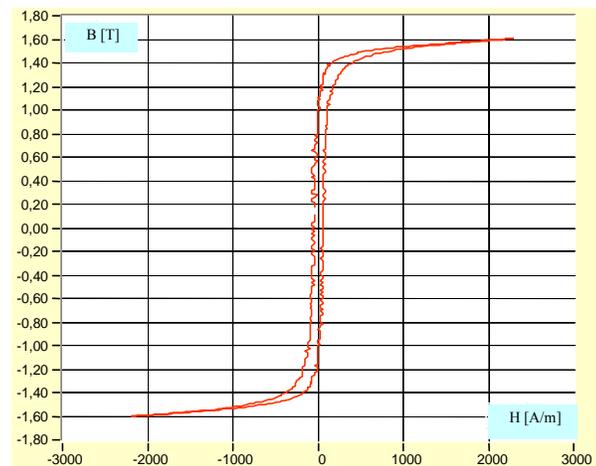


Fig. 5.11 – Curva BH para $f = 1,75$ Hz.

Comparando a Fig. 5.8 e Fig. 5.11, obtidas respectivamente em 1 [Hz] e 1,75 [Hz], não há uma aparente diferença de área. Entretanto, devido à escala do eixo do campo magnético, o qual esconde o aumento real da área, a energia perdida passa de 30,1 [mJ/kg] ($B_m = 1,61$ [T] e $f = 1$ [Hz]) para 38,4 [mJ/kg] ($B_m = 1,59$ [T] e $f = 1,75$ [Hz]). É um aumento de cerca de 28%. Mesmo em baixas frequências e bastantes próximas, há uma significativa variação da perda.

5.2.2 Determinação da constante referente às perdas por correntes induzidas de Foucault

A parcela referente à perda de energia nas lâminas magnéticas devido às correntes de Foucault é calculada pela relação clássica apresentada na equação (5.1). A frequência base f_0 escolhida é de 50 [Hz]. É necessário apenas o valor da condutividade elétrica do material. O fabricante do material A forneceu o valor da resistividade ρ de $0,45 \cdot 10^{-6}$ [Ωm]. Este valor, baseado

na norma da ASTM – código A712-75, é definido pelo teor de alumínio e de silício no material que compõe a amostra. A referência [2] fornece uma gráfico da resistividade elétrica, cuja fonte está em [33], em função da porcentagem de silício. A obtenção do valor da condutividade elétrica do material não é fácil, necessitando-se instrumentação e procedimentos específicos e adequados. O valor da equação (5.3) é a densidade específica do material dada no catálogo do fabricante, e a equação (5.4) fornece o valor obtido por meio de medidas realizadas no GRUCAD.

$$W^s_f(f_o) = \sigma \frac{(\pi d)^2}{6 m_v} B_m^2 f_o, \quad [\text{J/kg}] \quad (5.1)$$

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \approx 2,22 \cdot 10^6 \quad [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (5.2)$$

$$m_v|_{\text{Acesita}} = 7700 \quad [\text{kg}/\text{m}^3] \quad (5.3)$$

$$m_v|_{\text{calculado}} = \frac{m}{\text{vol}} = \frac{0,9439}{(4 \cdot 0,28)(0,0005 \cdot 7)0,03} = 8026,3 \quad [\text{kg}/\text{m}^3] \quad (5.4)$$

A diferença entre os dois valores de densidade específica é de aproximadamente 4%. Para manter coerência com as medidas efetuadas neste trabalho, optou-se pelo valor da densidade específica do material dado pela relação (5.4). Assim, para a frequência base de 50 [Hz], a energia por unidade de massa perdida por ciclo devido às correntes parasitas calculadas pela relação clássica resulta nos valores apresentados em (5.5) e (5.6), respectivamente para 1 [T] e 1,6 [T].

$$W^s_f(50\text{Hz})|_{B_m=1,0\text{T}} = 5,69 \quad [\text{mJ}/\text{kg}] \quad (5.5)$$

$$W^s_f(50\text{Hz})|_{B_m=1,6\text{T}} = 14,57 \quad [\text{mJ}/\text{kg}] \quad (5.6)$$

5.2.3 Determinação da constante referente às perdas excedentes

O valor da constante das perdas excedentes é calculado pela equação (5.7). Subtrai-se do valor da energia total, medida na frequência f_o e na indução B_m , com o valor da soma das outras duas parcelas de perda, no mesmo ponto de operação, e obtém-se o valor da perda excedente. O valor da perda total medido é dado pela média de medidas realizadas na frequência base em $f_o=50$ [Hz] mostradas na Fig. 5.12 e na Fig. 5.13, respectivamente para $B_m=1,0$ [T] e $B_m=1,6$ [T].

Utilizando-se a estratégia de prolongamento da curva da perda para uma frequência tendendo a zero (regime contínuo), tem-se os valores das perdas excedentes dados nas relações (5.8) e (5.9).

$$W^s_e(f_o, B_m) = W^s_{\text{tot}}|_{\text{J/kg}} - \left(W^s_h|_{\text{J/kg}} + W^s_f(f_o)|_{\text{J/kg}} \right), \quad [\text{J/kg}] \quad (5.7)$$

$$W^s_e(50\text{Hz})|_{B_m=1,0\text{T}} = 24,23 - (15,5 + 5,69) = 3,04 \quad [\text{mJ}/\text{kg}] \quad (5.8)$$

$$W^s_e(50\text{Hz})|_{B_m=1,6\text{T}} = 70,24 - (18,3 + 14,57) = 37,37 \quad [\text{mJ}/\text{kg}] \quad (5.9)$$

Finalmente com a determinação da perda excedente se caracterizou o material conforme o modelo da equação (5.10), utilizando o método do prolongamento da evolução das perdas.

Conhece-se W_h , k_f . Da equação (5.8), o coeficiente k_e é dado por $W_e^s = k_e(1,0)^{1,5}$, resultando $k_e=3,04 \cdot 10^{-3}$ [J/T^{1,5}]. Se aplicar esta constante na equação (5.10) e calcular o valor da perda total para 1,6 [T], resulta o valor de 22,5 [mJ/kg] que é menor que 70,2 [mJ/kg] medido e apresentado na Fig. 5.13. Isto poderia levar a uma conclusão de que o modelo das perdas no ferro não é correto, ou expoente “1,5” da perda excedente também não o é, ou é um problema de medida ou do procedimento de separação. Analisando os resultados das equações (5.8) e (5.9), a perda excedente cresce em cerca de 1200 [%] para uma variação da indução de 1,0 [T] à 1,6 [T].

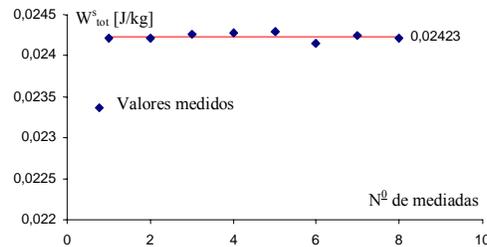


Fig. 5.12 – Média da medida da energia total dissipada nas lâminas por ciclo para $B_m=1,0$ [T] e $f_o=50$ [Hz].

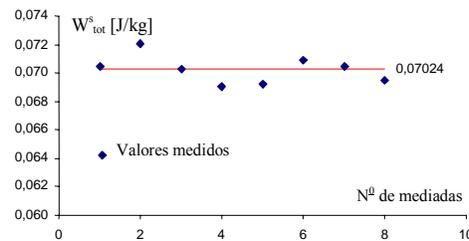


Fig. 5.13 – Média da medida da energia total dissipada nas lâminas por ciclo para $B_m=1,6$ [T] e $f_o=50$ [Hz].

$$W_{\text{tot}}^s(B_m, f_o) = W_h^s + k_f B_m^2 + k_e B_m^{1,5}, \quad [\text{J/kg}] \quad (5.10)$$

$$W_{\text{tot}}^s(1,6\text{T}, 50\text{Hz}) = 18,3 + 5,69 \cdot 1,6^2 + 3,04 \cdot 1,6^{1,5} = 22,5 \quad [\text{mJ/kg}] \quad (5.11)$$

Na procura do problema, inicia-se pela medida da perda por histerese. A forma de histerese apresentada na Fig. 5.8 mostra que a diferença entre as áreas (que representam a perda no ferro pelo fenômeno de histerese) correspondentes aos valores de indução de 1,0 [T] (duas vezes a Área 1 interna ao laço) e 1,6 [T] (duas vezes a soma da Área 1 interna ao laço com a Área 2 interna ao laço) graficamente é maior que a variação da perda entre os valores obtidos conforme a estratégia de prolongamento da curva da perda por histerese para a frequência tendendo ao valor nulo ($B_m=1$ [T], $W_h^s=15,5$ [mJ/kg]; e $B_m=1,6$ [T], $W_h^s=18,3$ [mJ/kg]). Com a estratégia do prolongamento da curva, o aumento foi de apenas 18%, não sendo coerente com a diferença gráfica das áreas na forma da histerese mostrada na Fig. 5.8 à 1 [Hz].

Utiliza-se a outra estratégia possível para a medida da perda por histerese. Conforme a fórmula de Steinmetz obtida na Fig. 5.2 para este material, determina-se novos valores para a perda por histerese a ser utilizada no processo de separação, dados pela equações (5.12) e (5.13), respectivamente para 1,0 [T] e 1,6 [T]. O aumento da perda por histerese medida cresce cerca de 123 [%] de 1,0 [T] para 1,6 [T], que é superior ao valor obtido pelo método do prolongamento da evolução da perda.

$$W_h^s \Big|_{1,0T} = 17,5 \text{ [mJ/kg]} \quad (5.12)$$

$$W_h^s \Big|_{1,6T} = 39,1 \text{ [mJ/kg]} \quad (5.13)$$

Aplicando respectivamente estes valores na relação (5.7), tem-se os novos valores para a perda excedente em (5.14) e (5.15), respectivamente para uma indução máxima de 1,0 [T] 1,6 [T]. A constante k_e passa a ter o valor de $1,04 \cdot 10^{-3} [\text{J/T}^{1,5}]$. Mesmo assim, os valores para a perda excedente não se comportam adequadamente. Quando a indução passa de 1,0 [T] para 1,6 [T], a perda excedente deveria sofrer um aumento de 202% (valor proveniente do próprio modelo das perdas excedentes de Bertotti), e o aumento resultante do processo de separação das perdas foi de 1593 [%].

$$W_e^s \Big|_{1,0T} = 1,04 \text{ [mJ/kg]} \quad (5.14)$$

$$W_e^s \Big|_{1,6T} = 16,57 \text{ [mJ/kg]} \quad (5.15)$$

Levanta-se a hipótese de que o processo de medida e as medidas realizadas não estão corretos. A Tabela 5.2 mostra valores obtidos para a perda total em 50 [Hz] para pontos de operação na faixa de 1,0 [T] até 1,7 [T]. São medidas, para o mesmo material E-170/0,5mm da Acesita. Um conjunto é obtido no catálogo do fabricante [37], o outro conjunto é proveniente de ensaios realizados por engenheiros na empresa Weg e o outro conjunto são os valores medidos na bancada do GRUCAD. As medidas levantadas não são para as mesmas amostras, mas somente para o mesmo material. A Fig. 5.14 mostra a tabela 5.2 na forma de gráfico da tendência das perdas no ferro em função da variação da indução máxima B_m . Constata-se que não há grandes discrepância na comparação entre as três fontes e, portanto, julga-se que não há erro de medida ou do processo de medição.

Tabela 5.2 - Perda total [W/kg] à 50 [Hz] para B_m variando entre 1,0 [T] e 1,7 [T] para o material A.

Catálogo do fabricante		Medida na empresa WEG		GRUCAD	
$B_m=1,0$ [T]	1,49 [W/kg]	$B_m=0,8$ [T]	0,940 [W/kg]	$B_m=0,89$ [T]	1,03 [W/kg]
		$B_m=1,0$ [T]	1,404 [W/kg]	$B_m=1,08$ [T]	1,40 [W/kg]
		$B_m=1,2$ [T]	1,874 [W/kg]	$B_m=1,19$ [T]	1,70 [W/kg]
$B_m=1,5$ [T]	3,43 [W/kg]	$B_m=1,5$ [T]	3,049 [W/kg]	$B_m=1,53$ [T]	3,04 [W/kg]
		$B_m=1,7$ [T]	4,301 [W/kg]	$B_m=1,62$ [T]	3,60 [W/kg]

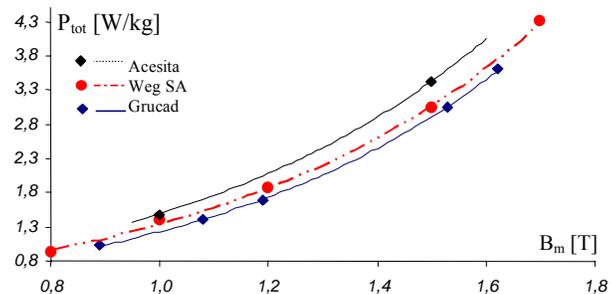


Fig. 5.14 – Valores medidos por Acesita, Weg e Grucad para a perda total em função de B_m para $f_o=50$ [Hz].

A suspeita da não conformidade na separação das perdas recai sobre o modelo das perdas excedente de Bertotti. Poder-se-ia achar que o expoente da indução na fórmula das perdas excedentes não é “1,5”. Por outro lado, constata-se nos trabalhos experimentais e teóricos de Bertotti que o modelo tem coerência. Além do mais, esta modelagem já é aceita pela comunidade científica mundial, com trabalhos que a comprovam.

Há dois possíveis fatores de erro que ainda não foram explorados, os quais são a frequência de medida das perdas por histerese e o modelo clássico das perda por correntes induzidas, principalmente no valor da condutividade elétrica.

Pergunta-se qual deve ser a frequência para se medir a perda por histerese. Por que medi-la em 1 [Hz]? Por que não escolher outra frequência baixa? O que dá a certeza de qual é a frequência adequada? - Já se constatou que, para esta amostra de material, as outras perdas começam a influenciar após a frequência de cerca de 5 [Hz], vide Fig. 5.3a. Optou-se, então, fazer um estudo para frequências inferiores a 1 [Hz]. A Fig. 5.15 mostra o comportamento da perda medida no ferro variando a frequência em torno de 1 [Hz] para a amostra de material A. Manteve-se uma indução na forma senoidal com o valor máximo à 1 [T], conforme mostrado na Fig. 5.15b. Na Fig. 5.16a, há duas tendências para energia dissipada. Percebe-se uma tendência para a frequência menores que 1 [Hz], a qual evolui ao valor “nulo”; e isso parece ser correto, pois na forma de alimentação com corrente contínua de um dispositivo eletromagnético não existe perda pelo fenômeno de histerese. Vê-se uma outra tendência de crescimento a partir de 1 [Hz], onde as outras perdas começam a terem efeito. Para esta amostra de material, analisando o resultado mostrado na Fig. 5.15a, julga-se que a frequência de cerca de 1 [Hz] é um divisor de regiões, havendo uma mudança abrupta da tendência da evolução da perda.

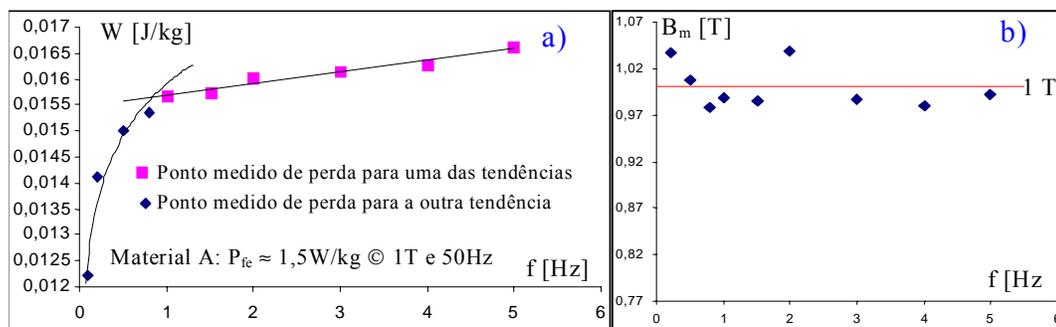


Fig. 5.15 - a) Energia dissipada no ferro para o material A em função da frequência de 0,1 [Hz] a 5 [Hz].
b) Valores de indução magnética máxima medida para os pontos referentes à Fig. 5.15a.

Resolveu-se fazer o mesmo estudo para um material B. A Fig. 5.16 mostra o resultado deste estudo para uma indução máxima senoidal de 1,0 [T]. Para este material o fenômeno de decréscimo acentuado da perda na faixa estudada não se repetiu. Até cerca de 5 [Hz], a perda magnética se manteve praticamente constante. Não se conhece nenhum trabalho na literatura que aborde experimental e teoricamente qual a frequência efetiva para a determinação da perda por

histerese. Também não se conhece nenhum trabalho que enfoque a característica apresentada pelo material A de que, para a frequência tendendo ao valor nulo, a perda magnética tem uma tendência acentuada de decrescimento, e que para o material B a perda se manteve constante. Talvez, este seja um problema da Física ou da Ciência dos Materiais. Quiçá, pode também ser um problema prático de medida ou da bancada de ensaio em função de certos materiais. Entretanto, sugere-se ao engenheiro fazer uma varredura do comportamento da perda para baixas frequências antes de definir qual a frequência adequada para se determinar a perda por histerese, como uma postura de prudência.

Assim, voltando ao processo de caracterização magnética do material através do modelo de separação das perdas, constatou-se que mesmo medindo a perda por histerese à 1 [Hz] o modelo ou o processo de separação não se mostrou eficiente. Partiu-se então para um estudo do comportamento da tendência das perdas em toda a faixa da indução. Evidenciou-se que tanto a perda por histerese medida quanto a perda total medida não possuem a mesma tendência em toda a faixa da indução (em algumas amostras de materiais, e conforme o corte das lâminas para o quadro de Epstein em relação à direção de laminação, a mudança de tendência é mais acentuada que em outras).

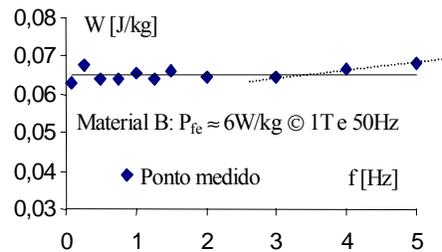


Fig. 5.16 - Energia dissipada no ferro em função da frequência de 0,1 [Hz] a 5 [Hz] para o material B.

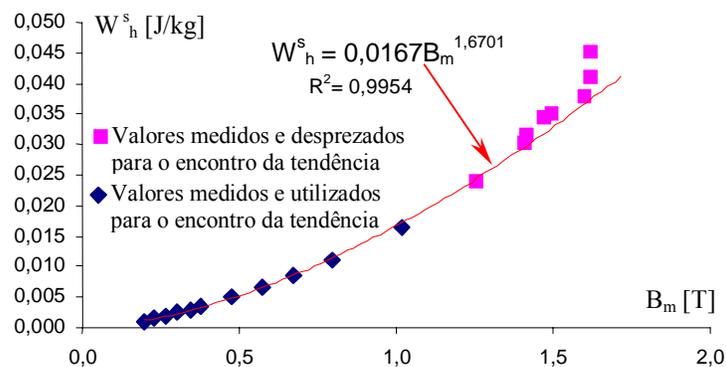


Fig. 5.17 - Equação de Steinmetz para a perda por histerese para $0,2 [T] < B_m < 1,2 [T]$ e para $f = 1 [Hz]$.

Na Fig. 5.17 e na Fig. 5.18, observa-se que a mesma tendência da perda não se mantém nas altas induções. Não se conseguiu determinar o motivo deste fato. Poder-se-ia ainda desconfiar da bancada de testes e dos instrumentos de medida. Na Fig. 5.19 estão apresentadas as medidas realizadas no GRUCAD em comparação com as fornecidas no catálogo do fabricante para este material. Os valores do catálogo do fabricante apresentam também o mesmo fenômeno. Para este

material, as curvas de tendência mostrada na Fig. 5.17 e na Fig. 5.18 foram obtidas considerando apenas os pontos medidos de perda magnética dentro da faixa de variação da indução máxima de 0,2 [T] à 1,2[T].

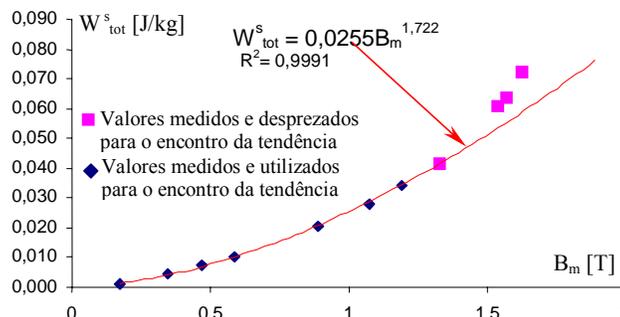


Fig. 5.18 - Energia total dissipada por do ciclo para $0,2 [T] < B_m < 1,2 [T]$ e para $f = 50 [Hz]$.

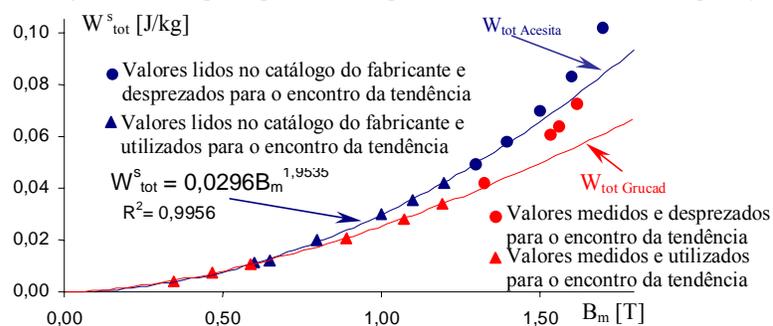


Fig. 5.19 - Comparação entre os valores medidos no GRUCAD e valores obtidos no catálogo do fabricante para material A em 50 [Hz].

5.3 O procedimento proposto de separação das perdas

Tendo em vista ao que foi apresentado, onde deve-se investigar qual é frequência adequada para a determinação da perda por histerese e qual é a faixa de indução na qual a perda medida apresenta a mesma tendência, passou-se a desenvolver uma estratégia de caracterização do material do ponto de vista da separação das perdas. Até as primeiras publicações deste trabalho, não se teve conhecimento de algum trabalho sobre a separação das perdas magnéticas que utilizasse em conjunto o modelo por histerese de Steinmetz, o modelo clássico das perdas por correntes de Foucault e modelo das perdas excedentes de Bertotti, e nem que fosse realizado em função da faixa de variação da indução. Recentemente, Boglietti et alli publicaram um método que utiliza estes três modelos simultaneamente, acrescentando um modelo para o efeito pelicular das correntes induzidas nas lâminas [14] (para o encontro dos coeficientes das perdas utilizam um processo de minimização). Realizam a aplicação do modelo nas faixas de 10 [Hz] à 150 [Hz] e de 0,6 [T] à 1,7 [T], utilizando um fonte de tensão senoidal sem controle da tensão induzida no quadro de Epstein. Os resultados apresentados (sem o efeito pelicular) tiveram boa concordância, com um erro médio entre perda prevista e medida menor que 5 [%], segundo os autores. Conforme os autores, o modelo para o efeito pelicular em pouco contribui para uma melhor precisão, tendo uma diferença média de cerca de $\pm 1,7$ [%].

Após definido o método e a frequência para a medida da perda por histerese, apresenta-se o método de caracterização do material magnético com sua estratégia de separação das perdas. A estratégia se fundamenta em fazer a separação das perdas em função da variação da amplitude da indução. Não é necessário se conhecer “a priori” nenhum parâmetro magnético ou elétrico do material, bastando os pontos medidos de perda magnética total e por histerese. Esta vantagem é um subproduto do método de separação proposto. Ele fornece os outros parâmetros desconhecidos, tal como a condutividade elétrica do material adequada ao modelo clássico para as perdas de Foucault. Se há efeitos negligenciados de anisotropia elétrica do material, efeitos peliculares, ou outros mais atuantes na faixa de variação da indução utilizada, eles são contemplados no valor da condutividade elétrica média do material σ . O motivo principal de realizar a caracterização do material em função da variação da indução máxima é a segurança no que se está medindo e analisando. Põe-se em evidência uma série de implicações e incertezas próprias ao processo de medida, do método de separação e dos modelos. Pois por exemplo, se fosse realizado como apresentado na literatura, ou como definem as normas para a caracterização dos materiais, não se poderia perceber que em altas induções existe uma mudança de tendência, a qual pode ser um outro fenômeno de perda, ou um problema no processo de medida, ou ainda, a existência de fenômenos que são desprezados erroneamente e indevidamente no dispositivo eletromagnético onde são alojadas as amostras de material.

Em uma primeira etapa, mostrar-se-á o que acarreta incertezas no valor da condutividade elétrica do material utilizado no cálculo da perda por correntes de Foucault, ou nos outros parâmetros constituintes da fórmula (5.1). A perda por correntes de Foucault é calculada, como foi apresentado, em função da indução ao quadrado, da densidade específica do material, da espessura da lâmina e da condutividade do material.

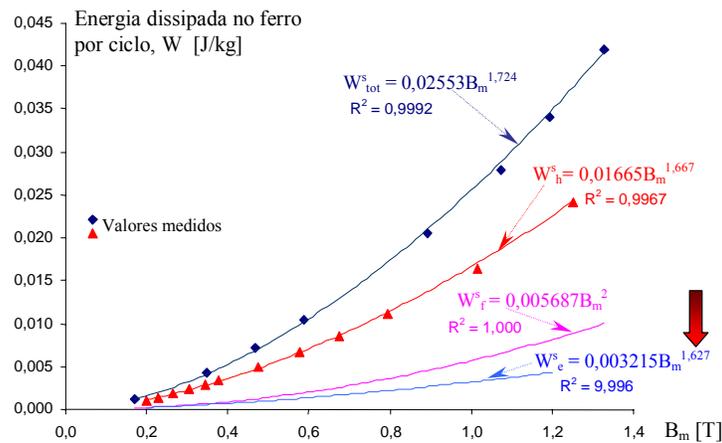


Fig. 5.20 - Energia dissipada no ferro por ciclo [J/kg] total e de suas componentes individuais para a frequência de 50 [Hz] com o valor da condutividade do material fornecida pelo fabricante. Caracterização não condizente com o modelo das perdas magnéticas devido ao expoente errôneo das perdas excedentes.

Um primeiro resultado de uma primeira tentativa de separação através do procedimento proposto está apresentado na Fig. 5.20, com $W_e^s(B_m) = W_{tot}^s(B_m) - (W_h^s(B_m) + W_f^s(B_m))$. Com a equação da perda total $W_{tot}^s(B_m)$ juntamente com a equação da perda por histerese $W_h^s(B_m)$ (as linhas de tendência também atenuam erros de medida) mais a equação teórica da perda por corrente de Foucault $W_f(B_m)$ (5.1), obtém-se a perda excedente $W_{ex}^s(B_m)$. O resultado apresentado para as perdas excedentes é função da indução máxima elevada a um expoente diferente do valor “1,5” do modelo de Bertotti; - Bertotti em seus estudos sobre perdas excedentes concluiu teórico e experimentalmente, como exposto anteriormente, que o número dos objetos magnéticos (variável de natureza estatística que ocasiona a perda excedente) é linear em função do campo magnético externo aos domínios, resultando o valor de potência de “1,5” para a indução. Como a única grandeza envolvida que não foi medida para o cálculo da constante da perda excedente é a condutividade do material, resolveu-se variá-la em torno do valor fornecido. O valor da resistividade elétrica fornecida pelo fabricante é de 4,5 [$\mu\Omega m$] (que foi utilizado na primeira tentativa de caracterização do material), e para um valor de 4,063 [$\mu\Omega m$] (uma variação menor que 10%), obtém-se a expressão para a perda excedente com a indução máxima elevada no expoente “1,5”. Certamente há outras imprecisões relevantes no processo de medida, tais como área efetiva relativa à indução magnética, caminho magnético médio do campo, densidade específica do material, a frequência exata em que deveria ser determinada a perda por histerese, assim por diante... A Fig. 5.21 apresenta a caracterização adequada para a amostra de material A pela metodologia de separação dos tipos de perdas magnéticas em função da variação da amplitude da indução.

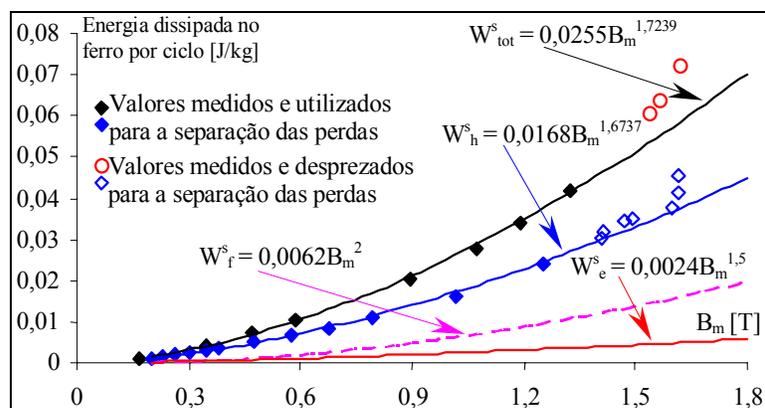


Fig. 5.21 – Caracterização das amostras de material A em função energia magnética dissipada [J/kg] por ciclo total e de suas componentes individuais para a frequência de 50 [Hz], obtida com o valor da condutividade do material corrigida em cerca de 10%. Nota: o processo de separação dos três tipos de perda foi para a faixa de indução magnética $0,2 [T] < B_m < 1,2 [T]$.

A estratégia proposta possui as seguintes vantagens: a) fornecer um valor médio para as constantes relativas a cada tipo de perda magnética. Não há a necessidade de realizar várias medidas em um mesmo ponto de operação, e posteriormente fazer uma média dos valores medidos. b) Em sua natureza, o processo de separação pode se auto corrigir, pois se há medidas errôneas, ou

um outro problema no ensaio ou no procedimento de separação, existe uma grande possibilidade de que este erro sobressaia com evidência. Isto é, não se consegue adequar as medidas ao modelo.

Havendo uma boa precisão dos outros fatores e parâmetros constituintes do processo de separação das perdas, a medida da resistividade elétrica do material pode ser obtida para uma dada amostra sem que seja necessário fazer uma decomposição do material para ver o teor das impurezas e depois definir o valor da resistividade elétrica através da norma ASTM, ou como apresenta as referências [2, 33]. Talvez este produto do processo de separação das perdas, do ponto de vista da resistividade elétrica do material, possa gerar uma metodologia para indústria a fim de averiguar a qualidade e padrão da produção das lâminas magnéticas no controle da composição dos elementos químicos do material.

5.3.1 Algoritmo e diretrizes para efetuar a separação das perdas

A Fig. 5.22 apresenta um algoritmo da metodologia proposta para a separação das perdas no material. Deve-se ter em mãos os pontos medidos da energia [J/kg] por ciclo referentes à perda por histerese e à perda total, em função da amplitude da indução na forma senoidal. Estes são os únicos dados de entrada do algoritmo.

A idéia central é encontrar a faixa da indução na qual o modelo é válido. Busca-se os limites do domínio da variação da indução de modo que a perda passa a ser vista como um fenômeno determinístico (isto equivaleria a se ter um modelo perfeito). Como todos os valores das perdas medidas não satisfazem o modelo, diz-se que a estimativa da perda não está perfeitamente correlacionada com a variável independente indução magnética, ou em outras palavras, ainda não se encontrou o modelo perfeito. O ponto chave para encontrar os valores dos coeficientes das perdas é forçar o sistema a ser perfeitamente correlacionado. É necessário, então, estabelecer uma medida para definir qual é a faixa de validade do modelo. Uma das medidas possíveis é o “coeficiente de correlação”. Como ele é sempre positivo, é representado por R^2 e passa a chamar-se por “coeficiente de determinação” [90]. A “variação total” de W é definida pela equação (5.16) como sendo a soma dos quadrados dos desvios dos valores de W em relação à média aritmética de W . O primeiro termo do lado direito da expressão (5.16) é chamado de variação “não explicada” (pois comporta-se de maneira imprevisível), e o segundo de variação “explicada” (pois tem um padrão definido, a referência na média de W). Assim o coeficiente de correlação é dado pelo quociente da variação explicada para a total, equação (5.17). Se a variação explicada for nula, isto é, se a variação total for toda não explicada, esse coeficiente será igual a zero. Do contrário, se a variação não explicada for nula, isto é, se a variação total for toda explicada, o coeficiente de correlação será igual a 1. Por definição, o desvio padrão σ_W de W é dado pela relação (5.18) e o desvio padrão das estimativas em relação à variável dependente é dada por (5.19). Com as relações (5.18) e (5.19) em (5.16), e depois aplicadas na definição do coeficiente de correlação, resulta o coeficiente de determinação R^2 da equação (5.20). Assim,

quanto mais próximo da unidade for o valor de R^2 , maior é o valor da medida de quanto o sistema é determinado.

A subrotina “MelhorFaixaDe B_m ” tem como função a) encontrar a melhor faixa da indução em que o modelo matemático $W_{tot}(B_m)=k_{tot}B_m^{x_{tot}}$ tenha o valor mais próximo de 1 para R^2 . Quando R^2 atinge o valor mais elevado, determina-se o coeficientes da perda total k_{tot} e o expoente x_{tot} . O mesmo procedimento é realizado para os pontos medido relativos à perda por histerese. Geralmente, para a perda total, a faixa de indução pode ser utilizada deste o primeiro ponto medido à baixa indução. Já para a determinação dos parâmetros relativos à fórmula de Steinmetz relativa à perda por histerese, a indução mínima a ser utilizada é da ordem de 0,2 [T]. Para as amostras ensaiadas de aços ao silício de grãos não orientados, a faixa de validez de B_m está compreendida entre 0,2 [T] a 1,2 [T], como regra geral.

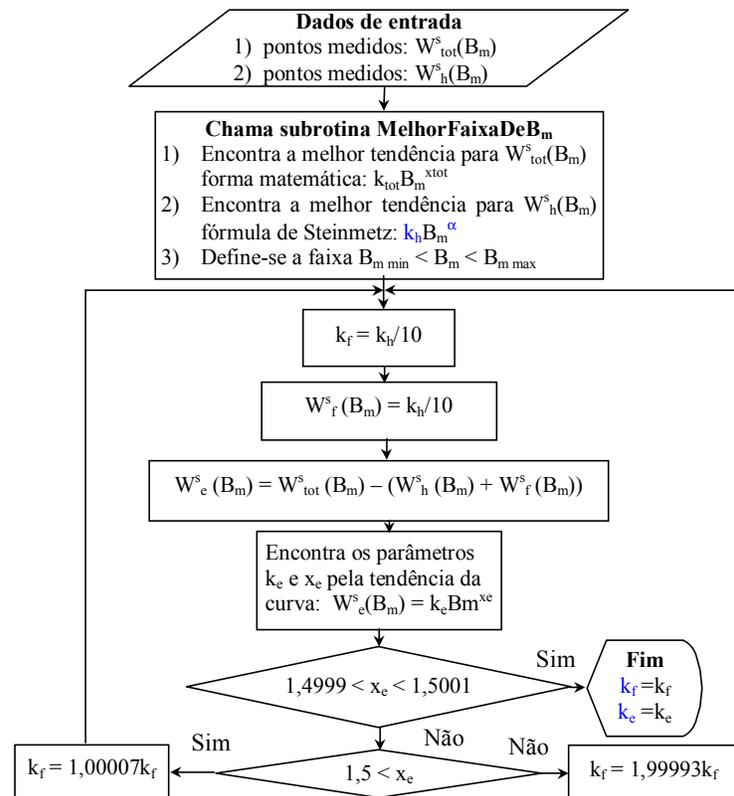


Fig. 5.22 – Fluxograma do algoritmo para determinação das constantes k_h , k_f , k_e , do expoente da fórmula de Steinmetz α e da faixa de indução da validade do modelo.

$$\left[\sum_n \left(W - \frac{\sum W}{n} \right) \right]^2 = \sum_n (W - W_{\text{estimado}})^2 + \sum_n \left(W_{\text{estimado}} - \frac{\sum W}{n} \right)^2 \quad (5.16)$$

$$R = \sqrt{\frac{\sum_n \left(W_{\text{estimado}} - \frac{\sum W}{n} \right)^2}{\sum_n \left(W - \frac{\sum W}{n} \right)^2}} \quad (5.17)$$

$$\sigma_w = \sqrt{\frac{\sum_n \left(W - \frac{\sum W}{n} \right)^2}{n}} \quad (5.18)$$

$$\sigma_{\text{estimativa}} = \sqrt{\frac{\sum_n (W - W_{\text{estimado}})^2}{n}} \quad (5.19)$$

$$R^2 = 1 - \frac{\sigma_{\text{estimativa}}}{\sigma_w} \quad (5.20)$$

A Fig. 5.23 mostra a caracterização para a amostra de material B-0° (lâminas cortadas na direção de laminação), a Fig. 5.24 para a amostra B-90° (lâminas cortadas perpendicularmente à direção de laminação), e a Fig. 5.25 para a amostra B-45° (lâminas cortadas a 45° da direção de laminação), utilizando a metodologia proposta de separação das perdas. A melhor faixa da indução para que R² atinja o maior valor é diferente para a curva de histerese em relação a da curva da perda total, como também para cada amostra de material. Por exemplo, para a amostra B-0°, pode-se utilizar todos os pontos medidos na faixa de variação da indução.

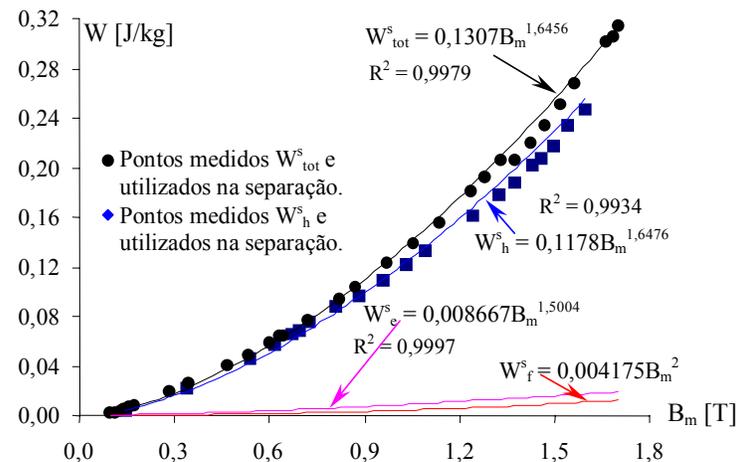


Fig. 5.23 - Caracterização das amostras de material B-0° em função energia magnética dissipada [J/kg] por ciclo total e de suas componentes individuais para a frequência de 50 [Hz].

Tabela 5.3 – Condutividade elétrica estimada das amostras do material B e a respectiva perda à 1 [T].

Amostra	condutividade σ [Ωm]	Diferença relativa com σ_{45}	Perda total à 1 [T] e à 50 [Hz]
B-0°	$1,11 \cdot 10^6$	-67 [%]	6,0 [W/kg]
B-90°	$7,64 \cdot 10^6$	121 [%]	5,5 [W/kg]
B- 45°	$3,45 \cdot 10^6$	-	4,5 [W/kg]

As três amostras apresentadas na Fig. 5.23, Fig. 5.24 e Fig. 5.25 são do mesmo material B. O valor da resistividade elétrica do material é diferente em cada caracterização do material B em

função do sentido do corte das lâminas. As diferenças podem ser devido à anisotropia elétrica do material. Porém, os valores são bastante diferentes, embora estejam dentro da ordem de grandeza. No gráfico apresentado pela referência [33], a condutividade elétrica está entre cerca de $10 \cdot 10^6$ $[\Omega\text{m}]^{-1}$ a $1,4 \cdot 10^6$ $[\Omega\text{m}]^{-1}$, para o teor de silício aumentado de zero até 5 [%]. A condutividade elétrica estimada para a amostra B-0° se encontra fora destes valores. Para este caso, a separação das perda foi obtida em toda a faixa de variação da indução, e o coeficiente de determinação R^2 para a perda por histerese é de 0,9934, considerado um baixo valor para o objetivo do procedimento de separação (vide Fig. 5.23). Este material B, talvez, seja um dos piores tipos para ser submetido ao procedimento de separação, pois a perda por histerese é alta, acima de 90 [%] da perda total. Exceção é a amostra B-45°, porém tendo seu valor acima de 60 [%] da perda total. Convém também alertar que a perda total é significativamente diferente para cada amostra sob o ponto de vista da direção do corte das lâminas. A menor perda ocorre na amostra B-45°, onde a perda por histerese tem um peso menor relativo a das outras amostras. Contudo, alheio às características do material, o procedimento de separação sob o ponto de vista da Engenharia Elétrica, deve ser possível de ser empregado para qualquer amostra, mesmo as não tratadas e com outras imperfeições metalúrgicas.

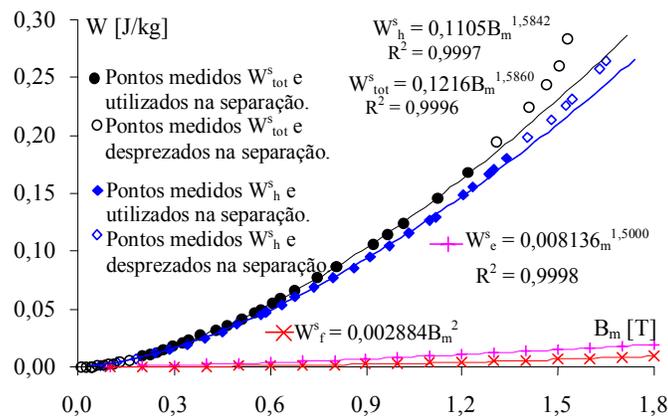


Fig. 5.24 - Caracterização das amostras de material B-90° em função energia magnética dissipada [J/kg] por ciclo total e de suas componentes individuais para a frequência de 50 [Hz].

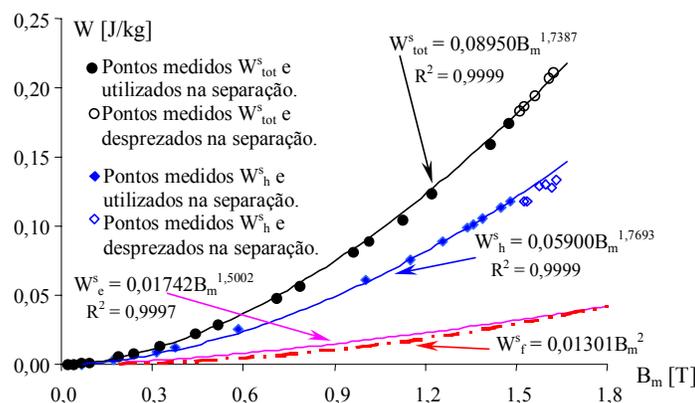


Fig. 5.25 - Caracterização das amostras de material B-45° em função energia magnética dissipada [J/kg] por ciclo total e de suas componentes individuais para a frequência de 50 [Hz].

5.4 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 0,8$ [T]

Uma das vantagens da separação das perdas é poder avaliar a evolução das mesmas para outros pontos de operação, diferentes daqueles em que o material foi caracterizado. A modelagem em função da variação da frequência foi proposta por Fiorillo et alli [12, 19, 20]. O interesse da aplicação deste método aqui, além de analisá-lo e explorá-lo, é verificar a validade do processo de separação das perdas. Pois, os parâmetros e os coeficientes relativos à cada tipo de perda são constantes, mas a contribuição de cada tipo de perda em função da frequência é diferente. Caso um dos coeficientes não fosse adequado, variando-se a frequência o modelo utilizando os parâmetros da caracterização do material não representaria a evolução da perda experimental.

Em um primeiro ensaio para validar, tanto a equação (5.21) de estimação das perdas no ferro em função da frequência como o processo de caracterização do material, manteve-se a tensão induzida no quadro de Epstein na forma senoidal, variando a sua frequência e sua amplitude para fixar $B_m = 0,8$ [T]. A amostra de material utilizada foi a da caracterização apresentada na Fig. 5.21, do material A. A Fig. 5.27 e a Fig. 5.31 mostram as curvas BH, respectivamente para $f=10$ [Hz] e $f=100$ [Hz] sob a forma de indução senoidal. O campo magnético coercitivo para a frequência de 10 [Hz] $H_c(10\text{Hz})$ é cerca de 38 [A/m] e para uma frequência de 100Hz $H_c(100\text{Hz})$ é aproximadamente de 70 [A/m]. Aumentando a frequência, a curva BH tende a ter uma forma circular devido à mudança da forma de onda da corrente para suprir as outras perdas. Analisando também as formas do campo magnético na Fig. 5.30 e na Fig. 5.34, nota-se que na frequência de operação à 100 [Hz], a área sob a curva de um semicírculo é maior que àquela à 10 [Hz], com a mesma amplitude para manter a mesma indução máxima de 0,8 [T]. O resultado da perda total no ferro por ciclo em [J/kg] em função da frequência de operação f está apresentada na Fig. 5.26. Observa-se que o modelo analítico da equação (5.21) (linha contínua) de Amar e Protat e a caracterização do material estimam satisfatoriamente a tendência da evolução da perda em função da frequência.

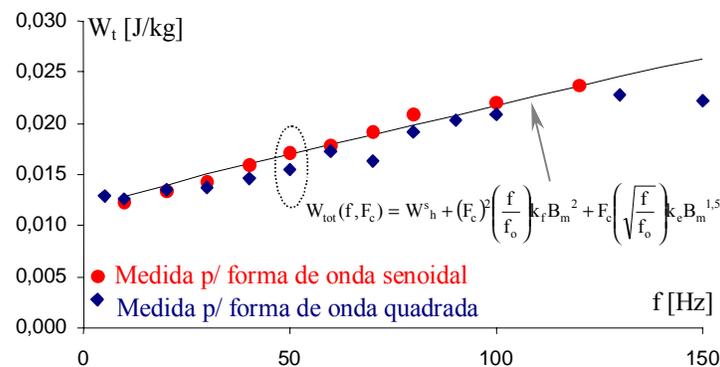


Fig. 5.26 – Energia dissipada em função da frequência para uma indução máxima de 0,8 [T] para as formas de onda de tensão no secundário do transformador senoidal e quadrada utilizando amostras do material A.

$$W_{\text{tot}}(f, F_c) = k_h B_m^\alpha + (F_c)^2 \left(\frac{f}{f_0} \right) k_r B_m^2 + F_c \left(\sqrt{\frac{f}{f_0}} \right) k_e B_m^{1,5}, \quad [\text{J/kg}] \quad (5.21)$$

Para um forma de onda quadrada, mantendo a indução máxima de 0,8 [T], variou-se a frequência de operação f . A Fig. 5.26 mostra também os valores de perda magnética medidos para uma forma de onda de tensão quadrada induzida no secundário. Modelo e caracterização do material se mostram coerentes com os valores medidos. No trabalho realizado por Nakata et alli [54], e exposto no capítulo 2 na Fig. 2.16, a perda para a forma de onda quadrada é menor que a perda para a forma de onda senoidal para uma mesma amplitude de indução. Na Fig. 2.16 para o ponto de operação de 0,8 [T] e 50 [Hz], comparando a perda total para a forma de onda senoidal e a forma de onda quadrada ($F_c^q=0,91$), constata-se que a perda para a forma de onda quadrada é menor que para a forma de onda senoidal. Este fato está presente também aqui nas medidas no ponto de operação à 50 [Hz] mostradas na Fig. 5.26. Nas frequências baixas, esta diferença não é acentuada porque as perdas dinâmicas têm menos influência. Pois, como em ambos os casos só há os laços de histerese da fundamental possuindo praticamente a mesma área nas baixas frequências, a perda por histerese pesa mais no balanço energético que as perdas dinâmicas.

A Fig. 5.28 mostra a forma de onda da tensão induzida senoidal no tempo no quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, com frequência de 10 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T]. A Fig. 5.32 mostra a forma de onda de tensão senoidal no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, na frequência de 100 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T].

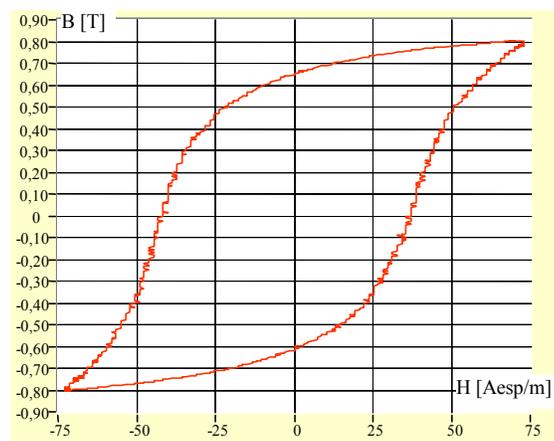


Fig. 5.27 - Forma da curva BH da amostra de material A para uma forma de tensão senoidal à 10 [Hz].

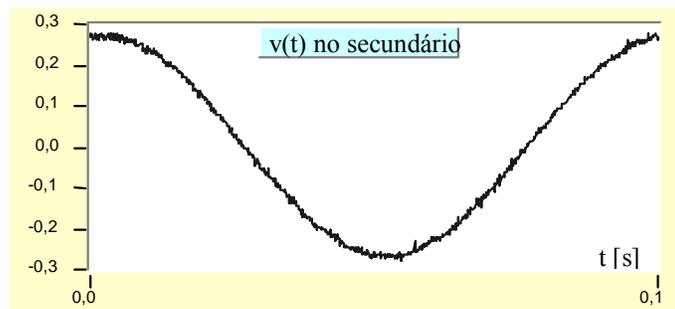


Fig. 5.28 – Forma de onda de tensão [V] senoidal no tempo [s] no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, com frequência de 10 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T]. Material A.

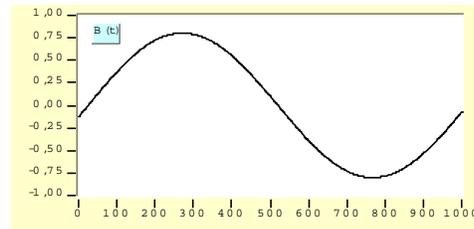


Fig. 5.29 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos amostrados para a forma de onda de tensão senoidal à 10 [Hz]. Material A.

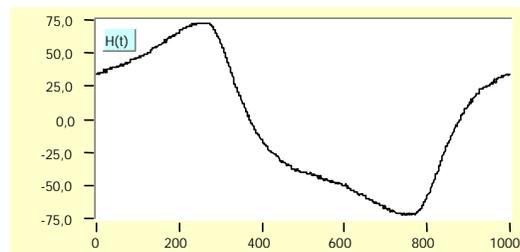


Fig. 5.30 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos amostrados para a forma de onda de tensão senoidal à 10 [Hz]. Material A.

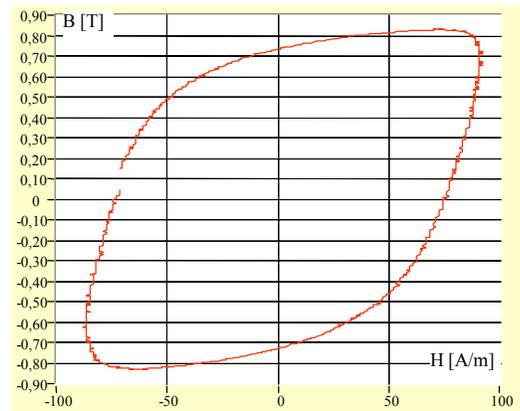


Fig. 5.31 - Forma da BH da amostra de material A para uma forma de tensão senoidal à 100 [Hz].

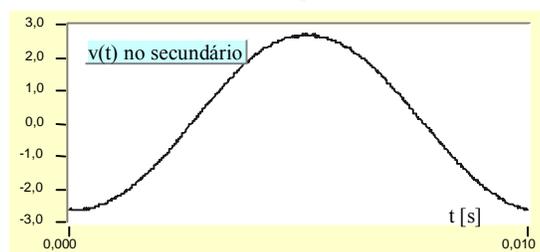


Fig. 5.32 - Forma de onda de tensão [V] senoidal no tempo [s] no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, com frequência de 100 [Hz] para uma indução máxima de 0,8T. Material A.

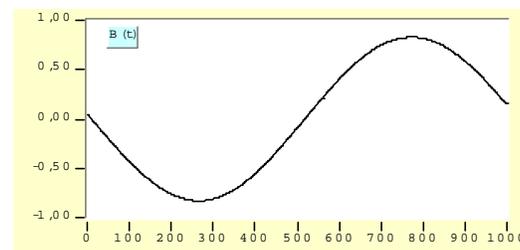


Fig. 5.33 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão senoidal à 100 [Hz] em amostras de material A.

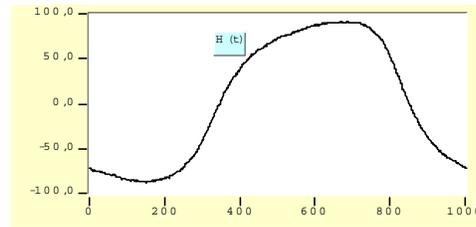


Fig. 5.34 – Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão senoidal à 100 [Hz] em amostras de material A.

A Fig. 5.35 e a Fig. 5.39 mostram a curva BH para as respectivas formas de onda quadrada, para 10 [Hz] e 130 [Hz]. Comparando as curva BH para tensão induzida na forma senoidal (Fig. 5.27) e quadrada (Fig. 5.35) à 10 [Hz], praticamente não há diferença entre as áreas.

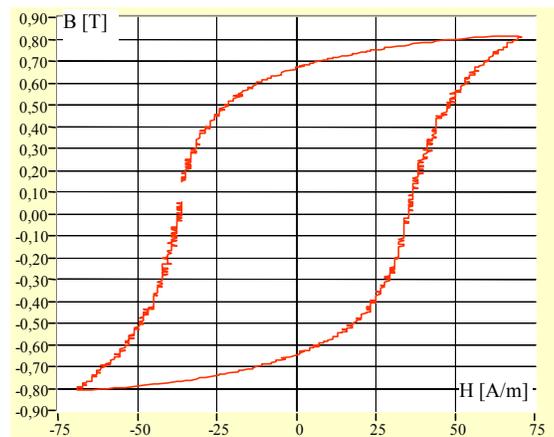


Fig. 5.35 - Forma da histerese magnética da amostra de Fe-Si para uma forma de tensão quadrada a 10Hz.

A forma de onda quadrada de tensão induzida no secundário do quadro de Epstein mostrada na Fig. 5.36 é de boa qualidade. Isto revela o bom funcionamento da alimentação e seu controle do dispositivo eletromagnético. Para frequências superiores a 100 [Hz], como apresentado na Fig. 5.40, há problemas de sobretensão e de tempo de subida do pulso. Isto revela que há necessidade de ajustes do filtro LC na saída do inversor de alimentação do quadro de Epstein para pontos de operação de frequências superiores. Entretanto, este fato não apresentou indícios de afetar os objetivos dos ensaios. As formas de onda da indução para este regime de tensão possuem a forma triangular, pois são a integral da tensão (vide Fig. 5.37). Já as formas de onda do campo magnético, Fig. 5.38 e Fig. 5.42, tendem a terem a forma quadrada.

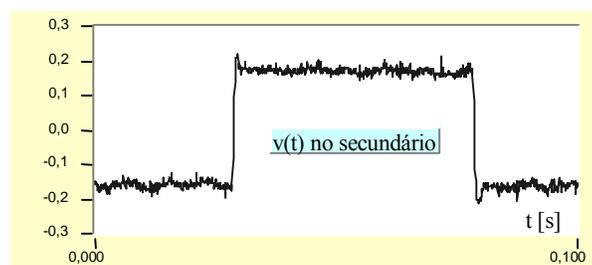


Fig. 5.36 - Forma de onda de tensão quadrada no tempo [s] no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator de 2, à frequência de 10Hz para uma indução máxima de 0,8 [T] no material A.

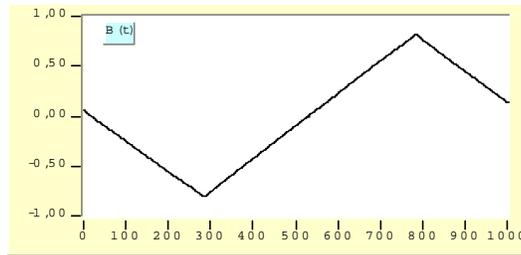


Fig. 5.37 – Forma de onda da indução magnética [T] em amostras do material A em função do número de pontos para a forma de onda de tensão quadrada à 10 [Hz]. A indução tem a forma de onda triangular.

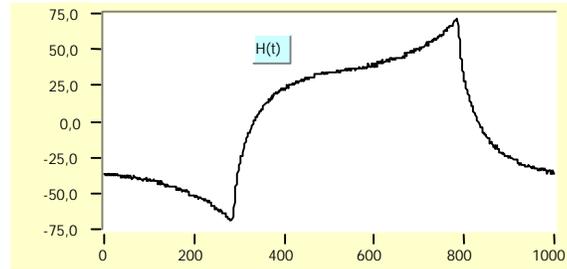


Fig. 5.38 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão quadrada à 10 [Hz].

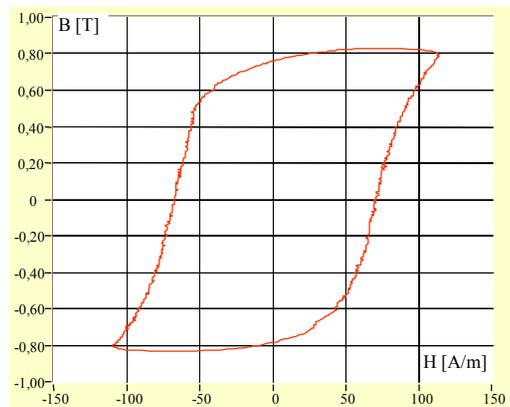


Fig. 5.39 - Forma da curva BH da amostra de material A para uma forma de tensão quadrada à 130 [Hz].



Fig. 5.40 - Forma de onda de tensão [V] quadrada no tempo induzida no quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, na frequência de 130 [Hz] e uma indução máxima de 0,8 [T].

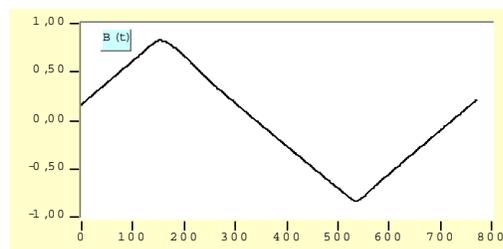


Fig. 5.41 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão quadrada à 130 [Hz].

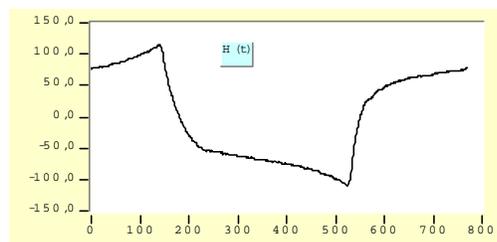


Fig. 5.42 - Forma de onda da indução magnética [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão quadrada à 130 [Hz].

5.5 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 1,2$ [T]

Utilizando a caracterização das amostras do material A, fez-se um estudo em um outro ponto de operação, para a indução máxima de 1,2 [T]. A Fig. 5.43 mostra a evolução das perdas conforme a modelagem de Amar e Protat, baseada em Fiorillo e Novikov, para a forma de onda senoidal neste ponto de operação.

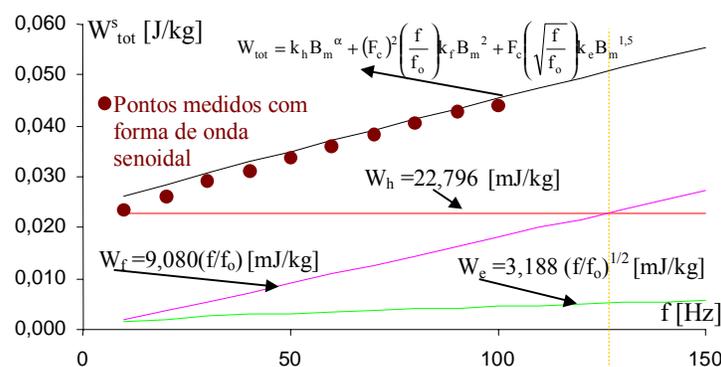


Fig. 5.43 – Energia magnética dissipada em função da frequência para uma indução máxima de 1,2 [T] para uma forma de onda de tensão senoidal induzida no secundário do quadro de Epstein.

Na Fig. 5.43, os valores medidos possuem a mesma tendência que a equação de estimação proposta por Fiorillo e Novikov. Esta metodologia de estimação das perdas no ferro em função da frequência, através da caracterização do material e posterior aplicação da equação (5.21), apresenta-se confiável. Um dado interessante apresentado na Fig. 5.43 é o valor da frequência em que a perda por correntes induzidas clássicas passa a ser maior que a do tipo por histerese. Em aproximadamente 130 [Hz], a perda clássica é maior que a perda pelo fenômeno de histerese do material. A importância deste estudo reside em gerar subsídios tanto para o usuário de lâminas de aço ao silício, como também para o fabricante. Para o projetista, ele poderá escolher melhor o tipo de material e/ou espessura da lâmina. Para o fabricante, ele poderá direcionar sua pesquisa, desenvolvimento e produção de materiais no sentido de melhor atender as necessidades e aplicações do usuário.

5.6 Evolução das perdas no ferro em função da frequência mantendo $B_m = 0,8$ [T] e aplicando a caracterização do material para formas de tensão não senoidais

5.6.1 Forma de onda de tensão retangular (forma de onda trapezoidal para a indução magnética)

O estudo é realizado para uma forma de onda de tensão induzida no secundário do quadro de Epstein retangular, onde a indução no circuito magnético excitado por este tipo de tensão tem uma forma trapezoidal, com um tempo de subida (ou descida) τ e um valor máximo B_m . Para comparar com a senoidal e ver também a validade do coeficiente de fator de forma F_c na estimação da evolução das perdas para regimes de indução não senoidais, manteve-se F_c na unidade ($F_c=1$, então $\tau=4/(\pi^2 f)$). Para manter a condição de estudo, $F_c=1$, controla-se o tempo de subida da indução (tempo em que a tensão é diferente do valor nulo), de maneira a que ele seja igual a 81 [%] da metade do período da forma de onda da tensão ($\tau=0,81T/2$ [s]). O resultado obtido com o modelo analítico de Amar e Protat para este ensaio está mostrado na Fig. 5.44, onde compara-se a perda medida e estimada com a forma de onda senoidal mantendo $F_c=1$.

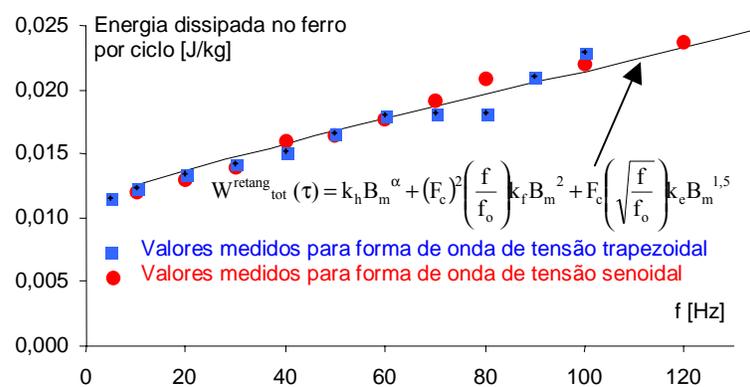


Fig. 5.44 – Energia magnética dissipada em função da frequência para uma indução máxima de 0,8 [T] e $F_c=1$ para formas de onda de tensão no secundário do quadro de Epstein senoidal e retangular (a indução possui uma forma de onda trapezoidal): valores teóricos pela curva da equação (5.21) e medidos.

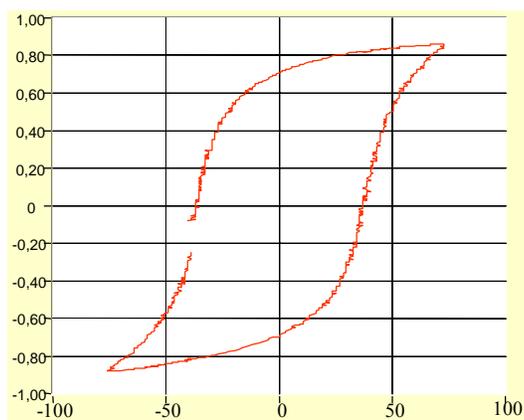


Fig. 5.45 - Curva BH do material A para uma forma de tensão retangular à 5 [Hz], à 0,8 [T] e $F_c=1$.

A Fig. 5.45 mostra a curva BH para uma frequência de 5 [Hz] para a forma de indução trapezoidal apresentada na Fig. 5.47. Comparando esta curva de histerese, onde as perdas no ferro devidas aos outros tipos de perda tem um valor relativamente baixo, com a Fig. 5.52 à 50 [Hz],

percebe-se o acréscimo da área do laço. Está evidenciado que o valor medido do campo magnético é superior àquele à frequência de 5 [Hz]. A Fig. 5.46, a Fig. 5.50 e a Fig. 5.54 mostram a forma de tensão induzida no enrolamento secundário do quadro de Epstein.

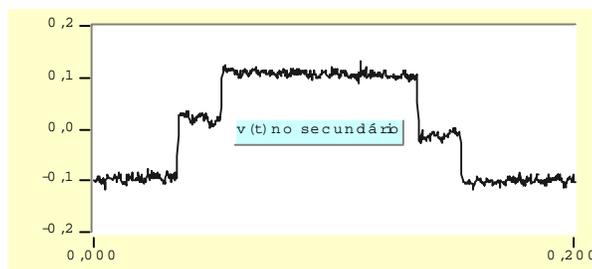


Fig. 5.46 - Forma de onda de tensão [V] retangular induzida no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, na frequência de 5 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T].

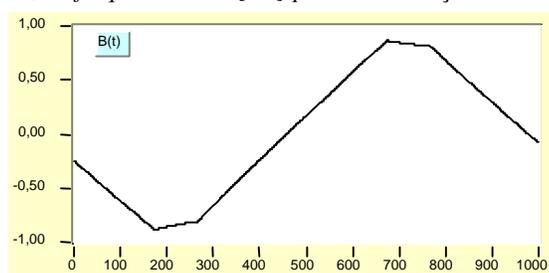


Fig. 5.47 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão retangular à 5 [Hz].

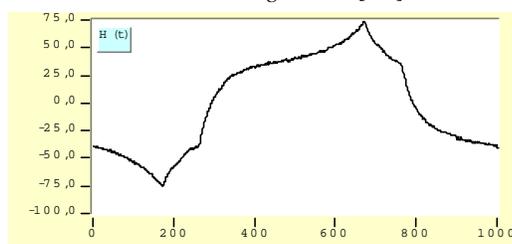


Fig. 5.48 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão retangular à 5 [Hz].

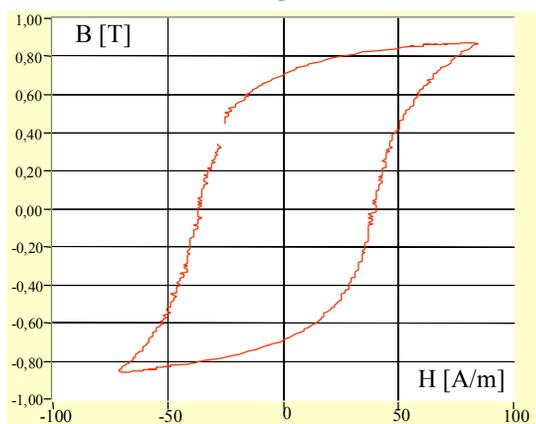


Fig. 5.49 - Curva BH para o material A para uma tensão retangular à 10 [Hz], $B_m = 0,8$ [T] e $F_c = 1$.

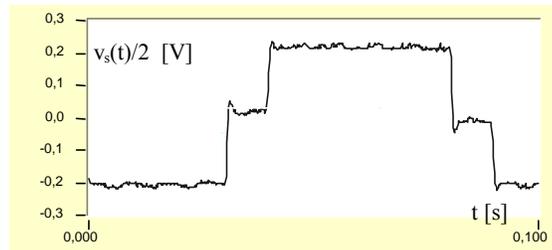


Fig. 5.50 - Forma de onda de tensão [V] retangular no tempo [s] no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, na frequência de 10 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T] e $F_c=1$.

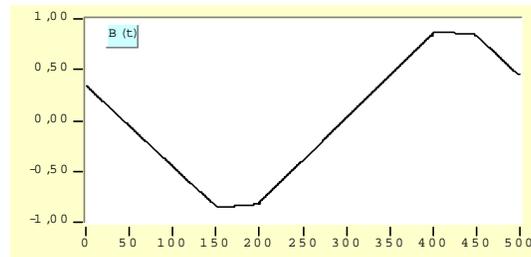


Fig. 5.51 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão retangular à frequência de 10 [Hz] e $F_c=1$.

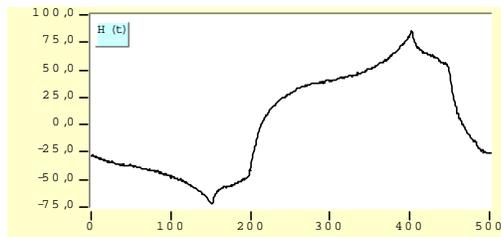


Fig. 5.52 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão retangular à 10 [Hz] e $F_c=1$.

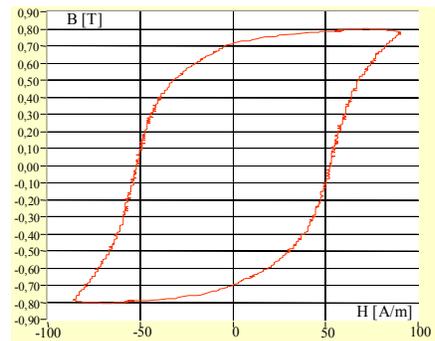


Fig. 5.52 - Curva BH da amostra de material A sob forma de tensão retangular à 50 [Hz] e $F_c=1$.

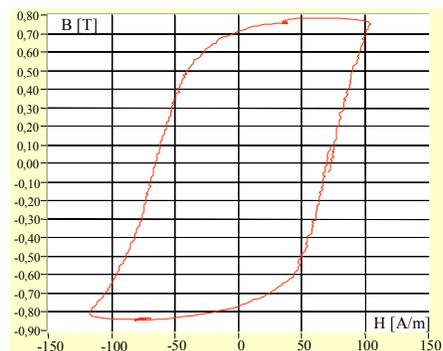


Fig. 5.53 - Curva BH da amostra de material A sob forma de tensão retangular à 100 [Hz] e $F_c=1$.

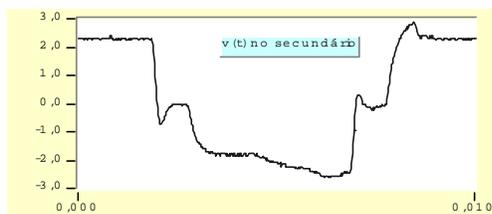


Fig. 5.54 - Forma de onda de tensão [V] retangular no tempo [s] no secundário do quadro de Epstein, atenuada por um fator 2, na frequência de 100 [Hz] para uma indução máxima de 0,8 [T] e $F_c=1$.

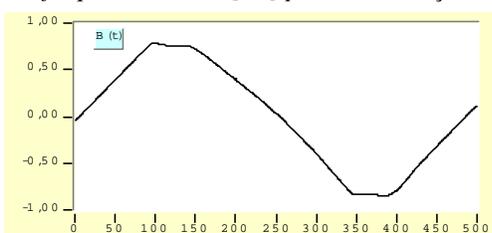


Fig. 5.55 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão induzida no secundário do quadro de Epstein retangular à 100 [Hz], à 0,8 [T] e $F_c=1$.

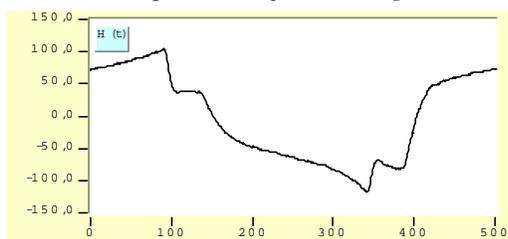


Fig. 5.56 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos para a forma de onda de tensão retangular à 100 [Hz] e $F_c=1$.

5.6.2 Forma de onda de tensão PWM a três níveis

Valendo-se da modelagem analítica de Amar e Protat, apresenta-se um estudo sobre o comportamento das perdas no ferro sob uma alimentação do tipo PWM a três níveis de tensão. Utilizou-se o inversor PWM com filtro LC em malha fechada para impor no secundário do quadro de Epstein a forma de onda PWM a três níveis, a fim de verificar a validade da formulação analítica para a estimação das perdas no ferro de Amar e Protat. Mantém-se o coeficiente de fator de forma na unidade $F_c=1$ para comparar com as perdas devido a forma de onda de tensão senoidal induzida. A Fig. 5.57, 5.58 e 5.59 ilustram o modo do comportamento das grandezas medidas para uma frequência do sinal da triangular à 300 [Hz], uma frequência da fundamental de 10 [Hz], um índice de modulação de 0,8, uma indução máxima de 0,8 [T] e $F_c=1$.

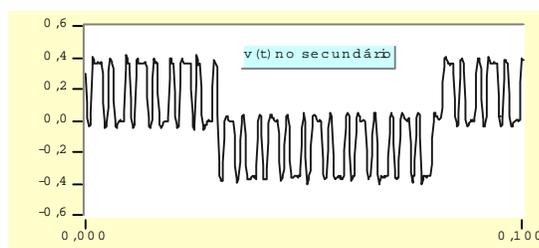


Fig. 5.57 - Forma de onda de tensão [V] PWM a três níveis no tempo [s] no secundário do Epstein, atenuada por um fator 2, com frequência de 10 [Hz] da fundamental e 300 [Hz] da triangular ($F_c=1$).

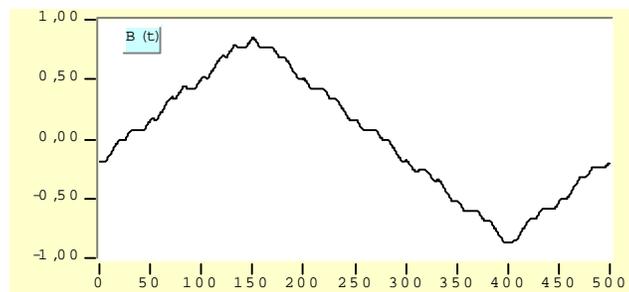


Fig. 5.58 - Forma de onda da indução magnética [T] em função do número de pontos relativa à Fig. 5.57.

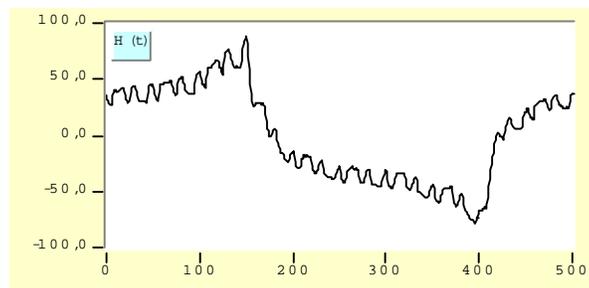


Fig. 5.59 - Forma de onda do campo magnético [A/m] em função do número de pontos relativa à Fig. 5.57.

A perda no ferro sob um regime de tensão PWM a três níveis é modelada matematicamente utilizando o somatório dos intervalos de tempo τ_i em que a tensão é diferente de zero, em meio período. Para o ensaio realizado, cujos resultados estão mostrados na Fig. 5.61, manteve-se uma indução máxima em torno de 0,8T, com um índice de modulação em torno de 0,8 e com uma frequência da triangular 10 vezes superior à fundamental, o que dá cinco pulsos por meio período. Este ensaio valida a tendência da evolução da perda através da formulação de Amar e Protat para este tipo de forma de onda PWM imposta no secundário do quadro de Epstein. Entretanto, devido às dificuldades práticas, os resultados, embora condizentes, são aproximados. Isto porque a forma de onda no secundário é um tanto falha (devido ao filtro do inversor não deixar variar bruscamente a tensão). Há uma dificuldade de precisar a indução máxima para cada ponto ensaiado, e também fixar o coeficiente de fator de forma F_c , no caso deste ensaio no valor unitário. Por causa do tempo de resposta do inversor, só se conseguiu fazer o ensaio até à fundamental de 40 [Hz]. Controlou-se o coeficiente de fator de forma experimentalmente pelo valor da tensão eficaz PWM. O valor eficaz foi controlado pelo valor da tensão contínua E , e não pelo somatório dos tempos τ_i . Isto também leva a manter o coeficiente de fator de forma unitário (vide definição do coeficiente de fator de forma, equação (3.16)). Para o gráfico da curva de tendência do modelo de Amar e Protat, foram utilizados os valores dos somatórios dos intervalos de τ_i resultantes da medição de cada ensaio.

A modelagem de Amar e Protat, bem como as conclusões de Nakata et alli e de Fiorillo et alli, são válidas para estas formas de onda porque não há formação de laços menores de histerese devido às harmônicas. Com este fato, é possível entender fisicamente o coeficiente de fator de forma do ponto de vista da indução magnética. Quando se impõe, por exemplo, que o coeficiente

de fator de forma seja igual a unidade, está se impondo que um valor qualitativo e quantitativo da forma de onda de tensão distorcida seja o mesmo que o da tensão senoidal. Ora, isto faz com que indiretamente a amplitude da forma de onda da indução seja a mesma que a de uma senóide. Aproveitando o gráfico da forma de onda da indução apresentada na Fig. 5.58, se os patamares constante tendessem à um valor infinitesimal, a forma de onda da indução magnética seria senoidal. Ainda mais, pela modelagem das perdas dinâmicas como função da variação da indução magnética no tempo, quando a indução tem o patamar constante equivale à perda magnética instantânea nula. Neste intervalo também não ocorre a perda por histerese, pois não há variação da magnetização no material. Isto pode ser constatado na curva BH da Fig. 5.60, onde há uma tentativa de criação de laços menores. Analisando um daqueles ingressos do traçado BH no sentido para o interior da área do laço BH da fundamental, nota-se que o valor de $B(t)$ em função da variação de $H(t)$ mantém-se praticamente constante. Estes valores constantes são os patamares da curva da indução que aparecem na Fig. 5.58 (ou mais nitidamente na Fig. 5.51 para uma outra forma de onda pulsada). Com este tipo de forma de onda de tensão não se formarão laços menores completos na curva BH. Observando as curvas da indução magnética da Fig. 5.51 e do campo magnético da Fig. 5.52, quando o “patamar” da indução está praticamente constante em um valor, o campo magnético cai de maneira exponencial. Isto é correto, pois o circuito elétrico correspondente neste intervalo de tempo é uma tensão de valor nulo em série com uma resistência e uma indutância energizada. Aqui reside uma das diretrizes da formação dos laços menores de histerese sob o ponto de vista da alimentação: se, concomitante, a constante elétrica do circuito RL for tal que dentro da variação abrupta da tensão em meio período da fundamental a indução não se inverta em seu sentido de evolução, não haverá a formação de laços menores.

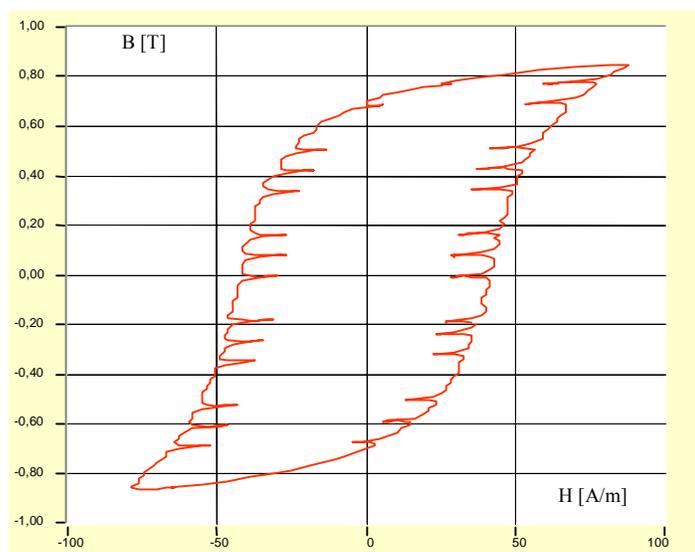


Fig. 5.60 - Forma da curva BH da amostra de material A para uma forma de tensão PWM da Fig. 5.57.

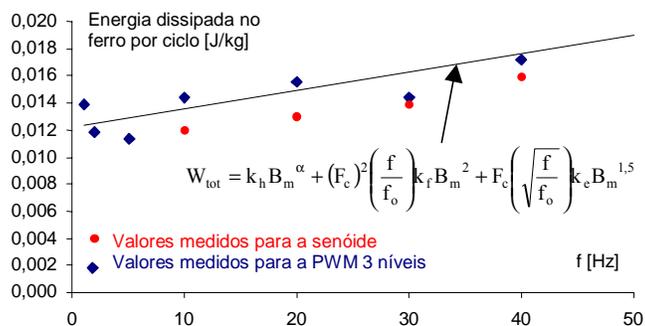


Fig. 5.61 - Energia magnética dissipada em função da frequência para uma indução máxima de 0,8 [T] para formas de onda de tensão no secundário do quadro de Epstein senoidal e PWM a três níveis ($F_c=1$).

Em uma visão panorâmica nos modelos analíticos de estimação das perdas sob regimes de tensão distorcidos apresentados na literatura, eles foram possíveis de serem validados devido à não formação de laços menores na curva BH nos ensaios experimentais. Mesmo quando aplicados em dispositivos em malha aberta, não controlando o fluxo magnético instantâneo no material, os dispositivos de ensaio geralmente possuem uma constante RL relativamente grande frente aos distúrbios. Geralmente, a componente resistiva é projetada para ser a menor possível, e a indutiva a maior possível. Quando aplicado em motores elétricos, está observação também é válida. A modelagem analítica de Amar e Protat é uma maneira elegante e matemática de exprimir, qualificar e quantificar a perda sob regimes de indução distorcidos “bem comportados”, isto é, aqueles que não formam laços menores de histerese.

5.7 Considerações finais

A metodologia proposta de separação das perdas magnéticas em lâminas de aço ao silício foi apresentada. Como manteve-se a indução no material sob controle e se investigou a evolução das perdas em função da variação da amplitude da indução, pode-se notar as nuances do comportamento da perda medida e do seu modelo utilizado. O casamento entre ambos, isto é, do modelo representar a realidade, não é tão evidente como se tem apresentado na literatura. Talvez a falta de um controle efetivo da variável de interesse, ou a inexistência completa do controle da mesma, encubra a estreiteza do processo de encontro dos parâmetros relativos a cada tipo de perda. Talvez, como se tem visto na literatura [13, 14, 19, 20], procedimentos de separação das perdas juntamente com o modelo de estimação e encontro dos seus parâmetros, tenham resultados excelentes por contemplar em conjunto possíveis fenômenos negligenciados por eles. Entretanto, são aplicáveis àquela situação, muitas vezes até mesmo encobrindo a real validade e efetividade do modelo de estimação das perdas.

A metodologia de separação das perdas apresentada nesta tese não é validada para toda a região de variação da indução no material, principalmente para a região de saturação do material. É importante modelar a região de saturação. Em certos dispositivos eletromagnéticos e a nível

local no circuito magnético, regiões de saturação do material são encontradas, tendo uma importância relevante no desempenho global do sistema.

Para o regime do tipo PWM, devido à dificuldade de se ter o somatório dos intervalos de tempo equivalente ao τ , é necessário um estudo que modele a perda através de outros parâmetros mais fáceis de serem manuseados e obtidos. A aplicação do coeficiente do fator de forma da onda de tensão dá indícios da possibilidade de uma modelagem do comportamento da perda magnética para regime não senoidais ou pulsados utilizando parâmetros mais simples e medidos pelos instrumentos modernos, tal como a Taxa de Distorção Harmônica. No ensaio experimental realizado com a forma PWM, percebeu-se que, controlando o valor eficaz da tensão, mantém-se a mesma tendência da evolução das perdas modeladas pelo somatório dos intervalos τ_i . Entretanto, é algo que merece um estudo bem mais aprofundado. Um modelo analítico útil seria aquele que relacionasse parâmetros como índice de modulação, frequência dos pulsos PWM, fator de distorção harmônica e amplitude da tensão aplicada.

6. Modelo de histerese magnética e seus parâmetros ótimos

6.1 Introdução

Há uma série de modelos matemáticos para modelar fenômenos de histerese na literatura. Neste trabalho, utiliza uma variante do modelo de Jiles-Atherton – JA – para a histerese magnética. A opção pelo modelo JA se deve à tradição e ao caminho escolhido pelo grupo de pesquisa onde esta tese está inserida. Apesar de não se justificar aqui a escolha através de uma comparação entre possíveis modelos, sabe-se que o modelo JA tem um fundamento físico. Ele provém de uma linha de desenvolvimento cujas contribuições estão ligadas à física do problema. Na origem de seu trabalho, Jiles e Atherton [92] se baseiam nas idéias sobre Ferromagnetismo de Maxwell (iteração mútua entre momentos magnéticos), de Weber, de Weidemann (dipolos magnéticos moleculares), de Ewing (iteração mútua entre momentos magnéticos), de Langevin (teoria matemática do Paramagnetismo), de Weiss (iteração entre os domínios magnéticos e conceito de indução efetiva magnética no fenômeno ferromagnético). A argumentação física para o modelo provém principalmente dos trabalhos de Kersten, Becker e Doring na interpretação da mudança de magnetização do material em termos da movimentação das paredes dos domínios [92].

Não se está aqui preocupado em delimitar as vantagens próprias de cada modelo de histerese. Ao final deste capítulo, acredita-se que o conhecedor deste e dos demais modelos terá adicionado algumas informações para um julgamento acerca dos métodos de reprodução numérica da curva de histerese e da parte experimental que envolve a questão.

Inicialmente, expor-se-á matematicamente o modelo de Jiles-Atherton [92, 93, 94, 95, 96, 97], sem aprofundar a sua origem, seus fundamentos e sua análise física. Sadowski e Lajoie-Mazenc [91] desenvolveram uma variante deste modelo, e também o de maneira inversa, concernente com o modelo original JA. De posse deste modelo inverso, apresenta-se um algoritmo de encontro dos seus parâmetros, os quais são os mesmos do modelo original JA. A meta deste capítulo é a exploração experimental do modelo inverso de Jiles-Atherton proposto (aqui notado por JA^{-1}) e suas implicações.

6.2 O modelo de Jiles-Atherton

Jiles e Atherton propuseram seu modelo matemático para a histerese magnética em 1983 [92], fundamentando-se no processo físico de magnetização do material. Em publicações posteriores, o modelo é explicado com maiores detalhes [93], acrescentando a componente reversível de magnetização [94], fornecendo um método para a solução das equações do modelo [95] e provendo uma metodologia para a obtenção dos seus parâmetros através de curvas experimentais [96, 97, 98]. Sua formulação é em termos de uma equação diferencial transcendental de primeira ordem não-linear (6.4) em função da variável independente campo magnético H , contendo cinco parâmetros. A variável H_e , chamada de campo efetivo ou campo

médio de Weiss, é dada pela soma do campo externo H (não pertencente propriamente aos dipolos magnéticos do material) com o campo molecular αM próprio da imantação do material, equação (6.5). A variável H_e está relacionada com a indução efetiva B_e que Weiss utilizou para a adaptação da função de Langevin, aplicada em materiais paramagnéticos, para o ferromagnetismo. O princípio físico do modelo vem do axioma da existência de dois tipos de energia, componentes da energia envolvida total no processo de magnetização total M , equação (6.1). Esta concepção faz parte da teoria dos domínios magnéticos. Quando um material ferromagnético sofre uma variação no campo que o permeia, ocorre uma magnetização reversível M_{rev} , correlacionada à energia armazenada nos dipolos magnéticos na deformação dos domínios magnéticos do material, e outra componente de magnetização irreversível M_{irr} , correlacionada à energia perdida no deslocamento das paredes dos domínios e para manter uma homogeneidade magnética no material [95]. A maior dificuldade para o material se magnetizar é a movimentação das paredes dos domínios [95]. As paredes magnéticas estão como que presas na estrutura metalúrgica do material. Jiles diz que isto pode ser notado na não coincidência da curva de magnetização inicial com a sem histerese [96]. A magnetização sem histerese M_{an} do modelo JA, equação (6.3), é uma modificação da função de Langevin [96]. Para a região de saturação, à medida que o campo magnético cresce, esta função sem a presença da histerese mostra sua adequação, isto é, nesta região a perda tende a diminuir, fazendo com que a relação MH da curva de histerese tenda a ser coincidente com esta curva sem histerese M_{an} [95]. As equações básicas do modelo são:

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (6.1)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (6.2)$$

$$M_{an} = M_s \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \quad (6.3)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (6.4)$$

$$H_e = H + \alpha M \quad (6.5)$$

As constantes M_s , a , c , k e α são os parâmetros próprios para um laço de histerese de um material, sendo δ uma variável condicional representante do sentido da evolução da magnetização, dada pela condição (6.6).

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{para } \frac{dH}{dt} \geq 0 \\ -1 & \text{para } \frac{dH}{dt} < 0 \end{cases} \quad (6.6)$$

6.2.1 Proposta de Jiles para obtenção dos parâmetros [96, 97]

Jiles possui dois trabalhos específicos na literatura para a determinação dos parâmetros de seu modelo. A referência [96] fornece considerações e instruções de obtenção de valores úteis de grandezas magnéticas aplicadas em ensaios experimentais, provendo um primeiro conjunto de

equações de encontro dos parâmetros. A referência [97] aprofunda as conclusões da referência [96], sugerindo um procedimento numérico para a solução do conjunto total de equações. Os parâmetros estão relacionados entre si de maneira implícita, não sendo determinados diretamente.

Jiles utiliza a susceptibilidade diferencial (6.7) como uma ferramenta para deduzir e encontrar algumas das equações, e definir os seus respectivos valores pontuais.

$$\chi = \lim_{\Delta H, \Delta M \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta H} = \frac{dM}{dH} \quad (6.7)$$

6.2.1.1 O parâmetro M_s

Segundo Jiles [97], M_s [A/m] é o parâmetro mais fácil de ser obtido, correspondendo à magnetização de saturação e sendo uma característica conhecida para um certo material. Pode ser mensurado quando uma amostra está submetida a um campo magnético alto, quando ocorreu a saturação magnética [97].

Na maneira geralmente empregada para alimentar, medir e caracterizar magneticamente os materiais, e na maneira como é realizada também neste trabalho, a determinação do parâmetro M_s não é tão evidente e ao mesmo tempo precisa. Na região de saturação, a fonte elétrica vê em seus terminais um curto circuito elétrico, praticamente. A resistência do condutor e uma indutância em função do material ar é o que limita a evolução da corrente elétrica de saturação no dispositivo eletromagnético de teste. Caso isto não ocorresse, ter-se-ia na saturação um impulso de corrente de amplitude infinita. Assim, supondo ainda que não hajam efeitos de fenômenos de alimentação e medição negligenciados na operação nesta região de saturação, falta a definição de qual é o valor do campo magnético externo de saturação H_s gerador da magnetização de saturação M_s . Pois, o ponto em questão deve ser o limite entre uma ainda possível existência de magnetização do material e antes dele se comportar magneticamente como ar ou vácuo. A determinação deste ponto parece ser de difícil precisão, não aparecendo claramente o limite na medição. Concomitante a se ter o limite, a amostra do material no ensaio deveria estar magnetizada homoganeamente, algo difícil também de se garantir. Talvez, na Ciência Física e dos Materiais existam métodos associados a equipamentos especiais de obtenção do valor de M_s com maior precisão que os utilizados tradicionalmente na Engenharia Elétrica.

6.2.1.2 O parâmetro k

O parâmetro k [A/m] expressa quanto as paredes dos domínios estão presas (fixas, “pinning” – termo na língua inglesa utilizado por Jiles) na estrutura metalúrgica do material, dificultando o deslocamento e a manutenção de uma homogeneidade magnética no processo de magnetização [97]. Jiles denomina k como sendo o coeficiente de amarração (fixação), ou de perda, e pode ser aproximado pelo valor do campo coercitivo H_c , equação (6.8), ou com maior

certeza através da equação (6.9) em função da susceptibilidade diferencial máxima χ_c (que ocorre em H_c), já com o conhecimento dos outros parâmetros a , α e c [96].

$$k \approx H_c, \quad [\text{A/m}] \quad (6.8)$$

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{(1-c)} \left[\alpha + \frac{(1-c)}{\chi_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right], \quad [\text{A/m}] \quad (6.9)$$

6.2.1.3 O parâmetro α

O parâmetro α é um fator representante do acoplamento entre domínios magnéticos [95], utilizado inicialmente por Weiss. Ele é determinado no ponto em que é definido o conceito de indução remanente B_r , ou magnetização remanente M_r , onde se obtém a susceptibilidade χ_r . A magnetização remanente é dada pela equação (6.10) [96, 97]. Conhecendo os outros parâmetros M_s , a , k , e c , determina-se o parâmetro α .

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\alpha} \frac{1}{\chi_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}, \quad [\text{A/m}] \quad (6.10)$$

6.2.1.4 O parâmetro a

O parâmetro a [A/m] está relacionado diretamente com a constante de Boltzmann e a temperatura, e inversamente com o momento magnético [95]. Jiles sugere uma aproximação a fim de encontrar uma equação de busca do parâmetro que tenha um certo significado físico [97]. Assume-se que o material, submetido à alta indução no ponto (M_m, H_m) ou (B_m, H_m) e tendo uma susceptibilidade χ_m , não possui perdas (não ocorre mais o fenômeno de histerese). Assim, esta susceptibilidade χ_m seria somente uma função da magnetização sem histerese, isto é $M(H_m) = M_{an}(H_m)$. O parâmetro a é obtido através da equação (6.11), fazendo parte da função $M_{an}(H_m)$, vide equação (6.3).

$$M_m = M_{an}(H_m) - \frac{(1-c)k\chi_m}{\alpha\chi_m + 1}, \quad [\text{A/m}] \quad (6.11)$$

6.2.1.5 O parâmetro c

No modelo, a componente de magnetização reversível M_{rev} é determinada pelo coeficiente c , equação (6.2). Para a determinação deste parâmetro é necessário abstrair-se da ocorrência de certos fenômenos do processo de magnetização. Se não houvessem perdas, haveria apenas a magnetização reversível. Assim, supondo que o material estivesse magneticamente virgem, ao se tentar dar um incremento infinitesimal de campo externo H , haveria uma susceptibilidade inicial χ_{in} apenas em função de uma energia armazenada nos dipolos magnéticos do material, sem existir qualquer tipo de perda ($M_{irr}=0$). Este ponto corresponde na prática à região próxima da origem da

curva de magnetização, onde ainda não existe influência dos processos de perda. Desta forma, define-se pela equação (6.12) a susceptibilidade inicial χ_{in} [96, 97]. Conhecendo-se M_s e a , obtém-se o valor do coeficiente c diretamente.

$$\chi_{in} = \lim_{H \rightarrow 0^+} \frac{\Delta dM}{dH} = c \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{M \rightarrow 0^+} = c \frac{M_s}{3a} \quad (6.12)$$

6.2.2 Os pontos chaves da curva de histerese e procedimento de cálculo para a determinação dos parâmetros sugerida por Jiles

Os pontos chaves contendo os dados necessários para as equações de encontro dos parâmetros do modelo JA estão mostrados na Fig. 6.1. Conforme Jiles [97], o ponto (M_m, H_m) é obtido em um laço com uma indução de amplitude menor daquela em que foi determinado o valor de M_s . Neste ponto há a possibilidade de dois valores para a susceptibilidade diferencial χ_m , um se $dM/dH > 0$ e outro se $dM/dH < 0$. Jiles afirma que a variação da magnetização deve ser positiva para a determinação de χ_m [97].

A susceptibilidade inicial χ_{in} é determinada no início da curva de magnetização inicial, conforme proposta de Jiles. Duas observações são pertinentes aqui na definição de χ_{in} . Primeiramente, Jiles afirma a não coincidência da curva de magnetização normal (inicial) com a curva sem histerese, devido ao fato de ocorrer a amarração das paredes no deslocamento. Portanto, pode haver influência das perdas. Por segundo, talvez Jiles esteja correto em obter a susceptibilidade inicial justamente no início da curva, com valores de indução menores que 0,01 [T] para o ferro. Pode-se referir o estudo de Rayleigh da porção inicial da curva de magnetização para argumentar a escolha de Jiles para a determinação de χ_{in} . É através de um laço de histerese, com uma magnetização tão baixa suficiente, conforme valores dentro da teoria do laço de histerese de Rayleigh, que universalmente se determina a permeabilidade magnética inicial μ_{in} [33]. Infelizmente, a determinação deste parâmetro μ_{in} não é apenas uma medida de um valor, exigindo um procedimento analítico [33]. Convém alertar também: se este trecho da curva for obtido em ensaios em baixas frequências em torno de 1 [Hz] e com um dispositivo eletromagnético com uma área transversal efetiva de ferro próxima à do quadro de Epstein padrão 25cm, a tensão induzida no secundário é da ordem do ruído, com amplitudes menores que $20 \cdot 10^{-3}$ [V]. Assim, é necessário utilizar um sensor especial tanto para medir como para retirar o ruído sem interferir na fase e amplitude do sinal, ou utilizar um outro dispositivo de teste que não seja o quadro de Epstein normalizado.

Conforme a proposta de Jiles, por enquanto são necessárias a curva de magnetização inicial do material e duas curvas de histerese (ou o valor de M_s através de uma outra maneira de medida). De posse dos nove valores necessários para as equações de encontro dos parâmetros do modelo JA, Jiles sugere o seguinte procedimento para a solução das equações [97]: “O coeficiente de reversibilidade c é obtido diretamente da inclinação inicial da curva de magnetização normal

usando a equação (6.12). Os valores de a , α e k então são obtidos usando (6.9), (6.10) e (6.11) sucessivamente em um procedimento iterativo. Um valor resultante de α é usado, e de (6.12), uma primeira estimativa de a é encontrada. Então k é calculado de (6.9). Usando os valores correntes de k e a , α é então calculado de (6.10), e então usando o valor atual de α e k , a é calculado de (6.11). O procedimento de cálculo de k , α e a é então repetido” - (Os números das equações do texto citado estão adaptados para os números correspondente às respectivas equações no texto deste trabalho). Conforme Jiles [97], a equação (6.13) é utilizada como uma restrição para os parâmetros a e α . A susceptibilidade χ_{an} é a susceptibilidade sem histerese na origem. Assim, é necessário também ter em mãos uma curva sem histerese para se obter a susceptibilidade sem histerese χ_{an} . Na referência [97], esta susceptibilidade aparece como dado de entrada, mas não está claro como é obtida em ensaios e de que maneira ela é utilizada no procedimento iterativo de cálculo dos parâmetros (Ivanyi [3] afirma que $\chi_c = \chi_{an}$, de modo que também $\chi_{in} = c\chi_c$, tornando dispensável uma curva sem histerese). Também não é indicado como se obtém a estimativa inicial dos parâmetros para a repetição sucessiva de cálculo até que se encontre variações paramétricas dentro de uma faixa tolerável. Convém alertar que algumas das equações são obtidas sob hipóteses e considerações, tornando-as não exatas. Mesmo que os parâmetros buscados atinjam valores satisfatórios em um processo de cálculo utilizando estas equações, eles terão intrinsecamente as aproximações assumidas por Jiles.

$$\chi_{an} = \lim_{H, M \rightarrow 0} \left\{ \frac{d}{dH} (M_{an}(H)) \right\} = \frac{M_s}{3a - \alpha M_s} \quad (6.13)$$

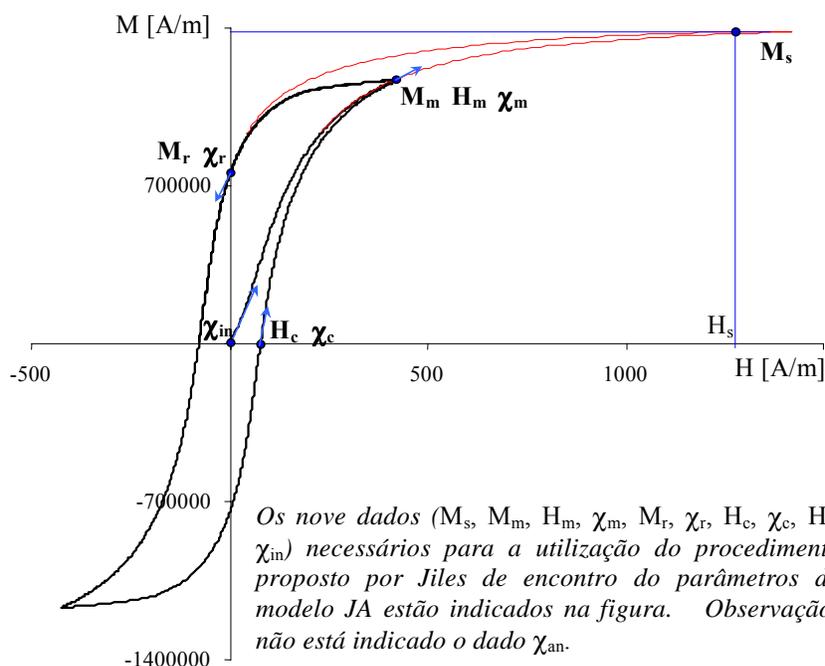


Fig. 6.1 - Pontos chaves sugeridos por Jiles para obtenção dos dados necessários para as equações de encontro dos parâmetros do modelo JA.

6.3 Algoritmo de obtenção dos parâmetros proposto por Peugeot baseado em Jiles

Utilizando-se das mesmas equações, considerações e pontos chaves propostos por Jiles, com exceção do dado de entrada χ_{an} , Peugeot [100] propôs um algoritmo numérico, utilizando o método da secante para a solução iterativa das equações (6.10) e (6.11) para encontro dos parâmetros α e a , respectivamente. O algoritmo está apresentado na Fig. 6.2, com o método da secante, aplicado nas respectivas equações apresentado na Fig. 6.3 e Fig. 6.4.

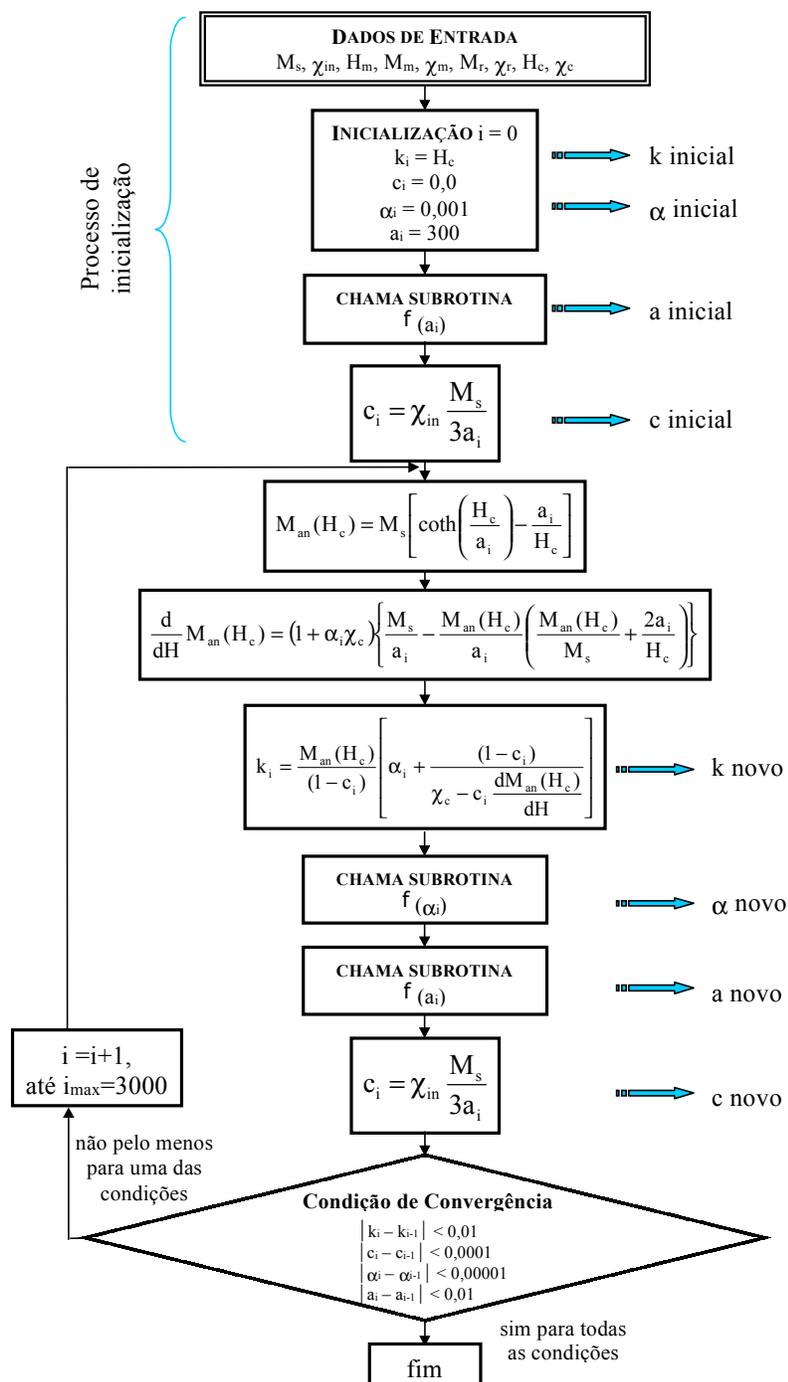


Fig. 6.2 - Algoritmo principal de obtenção dos parâmetros proposto por Peugeot [100].

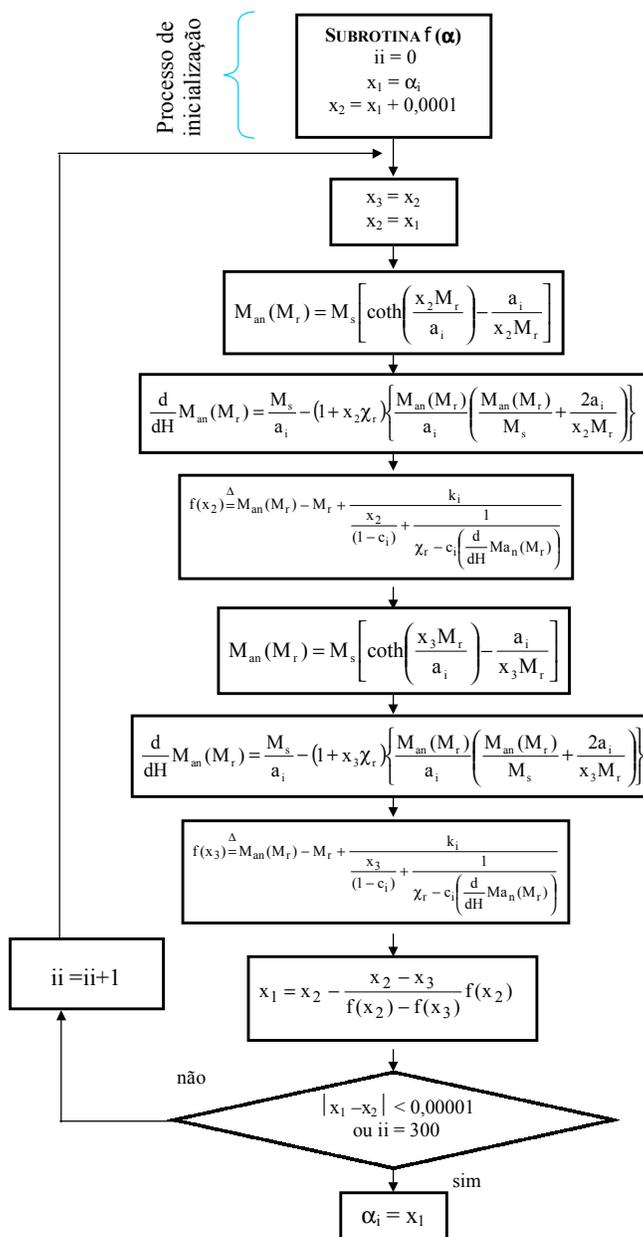


Fig. 6.3 – Algoritmo da subrotina do método da secante para o parâmetro α [100].

6.4 O modelo de Jiles-Atherton inverso [91]

O modelo JA está extensivamente presente na literatura, embora a comunidade científica não esteja unânime sobre sua eficácia. Uma das questões levantadas é que o modelo, utilizando um mesmo conjunto de parâmetros, parece não satisfazer uma representação numérica válida tanto para laços com amplitudes de indução elevadas e baixas, ou para os laços pequenos provocados por harmônicos da forma de onda da fundamental da indução. Desta feita, alguns pesquisadores propõe correções no modelo JA [98, 101, 102], outros recolocam a questão como sendo um problema de otimização do encontro dos parâmetros [101, 103, 104], e outros ainda preferem utilizar modelos de natureza totalmente diferente, por exemplo o de Preisach [89, 99, 105]. No

estado da arte atual, percebe-se a existência de um grande esforço científico para uma solução a respeito de modelos numéricos de histerese.

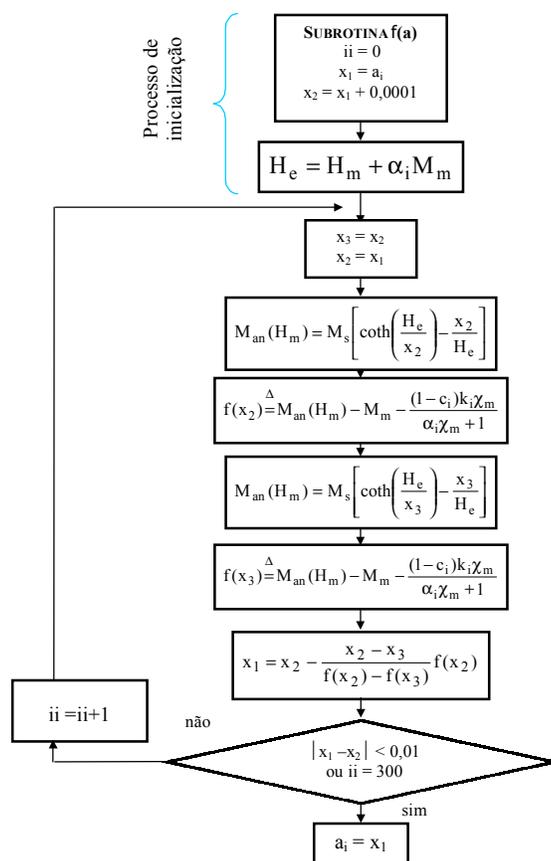


Fig. 6.4 – Algoritmo da subrotina do método da secante para obtenção do parâmetro a [100].

Sadowski e Lajoie, paralelamente à questão levantada e imbuídos do mesmo espírito, se preocuparam em desenvolver um modelo aplicado no cálculo numérico por elementos finitos de estruturas eletromagnéticas. Para tanto, a variável independente do modelo precisa ser a indução magnética B . Fundamentando-se no modelo JA, desenvolveram um modelo numérico simples sem a necessidade da integração numérica [91]. Este modelo pode ser utilizado de maneira direta – com a variável independente H , ou de maneira inversa – com a variável independente B . Neste trabalho, abordar-se-á o modelo inverso JA^{-1} . Os motivos de se trabalhar com o modelo inverso são: a) na bancada experimental proposta aqui, a indução magnética $B(t)$ é imposta e, portanto, conhecida. b) Naturalmente a forma de onda da indução magnética $B(t)$ está isenta de ruídos, pois ela é uma integral da tensão induzida, que é realizada numericamente aqui. Este fato, facilita o tratamento numérico de um programa de otimização de encontro dos parâmetros do modelo.

Neste modelo é utilizado o conceito de indução efetiva magnética B_e de Weiss do acoplamento entre os campos no material (6.14) para a formulação do modelo. A susceptibilidade magnética diferencial é rescrita como (6.15). Aplicando (6.15) em (6.16), obtém-se a variação da magnetização em função da indução (6.17). A equação (6.2) em (6.1) resulta (6.18), e derivando-a

em função do campo H , tem-se a susceptibilidade magnética diferencial (6.19), escrita em função da susceptibilidade diferencial magnética sem histerese (6.20) e da susceptibilidade diferencial magnética irreversível (6.21). Aplicando (6.20) e (6.21) em (6.19), tem-se a equação (6.22).

$$B_e = \mu_o H_e = \mu_o (H + \alpha M) \quad (6.14)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dB}{dB} \frac{dB}{dH} \quad (6.15)$$

$$B = \mu_o (H + M) \quad (6.16)$$

$$\frac{dM}{dB} = \frac{\frac{dM}{dH}}{\frac{dB}{dH}} = \frac{\frac{dM}{dH}}{\mu_o \left(1 + \frac{dM}{dH}\right)} \quad (6.17)$$

$$M = M_{irr} + c(M_{an} - M_{irr}) \quad (6.18)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (6.19)$$

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (6.20)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (6.21)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 + \alpha c \frac{dM_{an}}{dH_e} + \alpha(1-c) \frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (6.22)$$

A equação final do modelo (6.23) resulta da aplicação de (6.22) e (6.14) em (6.17). O termo dM_{irr}/dB_e , dado em (6.24), é obtido da aplicação de (6.14) e (6.4) em (6.23), e o termo dM_{an}/dH_e , dado em (6.25), é a derivada da função de Langevin modificada por Jiles.

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{irr}}{dB_e} + \frac{c}{\mu_o} \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 + c(1-\alpha) \frac{dM_{an}}{dH_e} + \mu_o(1-\alpha)(1-c) \frac{dM_{irr}}{dB_e}} \quad (6.23)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{1}{\mu_o} \frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{1}{\mu_o} \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (6.24)$$

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[1 - \coth^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (6.25)$$

O algoritmo numérico do modelo JA^{-1} evoluindo ao longo do tempo está apresentado na Fig. 6.5. O sistema pode partir com uma indução residual, ou de uma indução de valor nulo, armazenada na matriz conhecida (ou que se impõe ao longo do tempo) $\mathbf{B}(t)$ no tempo inicial $t_{inicial}$. Fisicamente, supõe-se o dispositivo eletromagnético desligado de uma fonte de tensão. Quando ele é ligado, no instante infinitesimal inicial a corrente elétrica é nula, bem como o campo magnético externo H . O material magnético poderá estar magnetizado ou não, dependendo de sua condição inicial no instante anterior à efetuação da ligação do circuito elétrico. Como se parte sempre de um

valor conhecido de indução, é possível no primeiro instante de tempo conhecer-se a variação da indução magnética ΔB . Nota-se que não há operação de integração, mas derivativa, ou seja, a tendência da evolução da forma de onda da indução. A magnetização estimada no próximo passo $M(t+\Delta t)$ é dada pela equação da reta (ou método de Euler): está-se no ponto $M(t)$ e se conhece a tendência (derivada) da magnetização neste ponto $\Delta M(t)$. Dá-se um incremento na indução ΔB e obtém-se, então, a intensidade de magnetização $M(t+\Delta t)$. Este algoritmo tem o caráter preditivo, fazendo com que a variável de saída $H(t)$ tenha uma trajetória definida “a priori”.

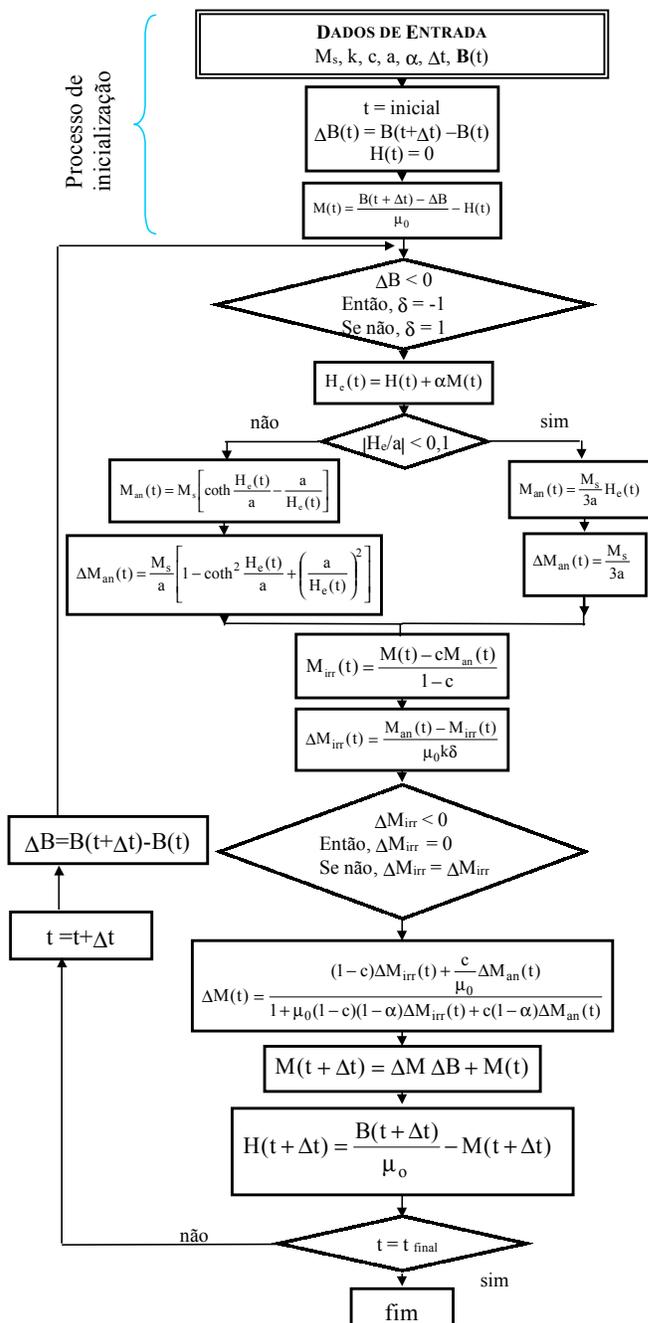


Fig. 6.5 – Algoritmo numérico do modelo JA^{-1} .

A essência do modelo inverso JA^{-1} é calcular instantaneamente o campo de maneira preditiva. Isto poderia ferir a física do problema: o princípio da causalidade. Porém, a forma de onda do fluxo magnético é atrasada no tempo em relação à do campo magnético. Este fato corrobora para que o modelo inverso seja físico na sua maneira de encontrar a solução ao longo do tempo, não afetando a causalidade do sistema físico. Devido a sua natureza antecipativa, o modelo JA^{-1} provavelmente garante estabilidade e robustez na convergência quando utilizado no cálculo numérico de estruturas magnéticas por elementos finitos, pois o campo externo instantâneo (ou corrente elétrica instantânea) depende do estado atual do fluxo magnético no domínio. Em um circuito eletromagnético, quem define a evolução do sistema é a carga e/ou uma malha de controle mantendo certas condições na carga (controle de variáveis de saída). A fonte apenas fornece a energia que pode e/ou que a carga e/ou o controle necessita. Por outro lado, o modelo direto de Jiles opera, resumidamente, da seguinte forma: a indução atual é função da integral do campo atual, resultando uma forma de onda do fluxo atrasada em relação à do campo magnético, o que é correto. Se for possível de ser empregado no cálculo de elementos finitos, apesar de ser coerente com o princípio da causalidade dos sistemas físicos, o sistema externo ao dispositivo eletromagnético (corrente) rege a evolução no tempo do sistema total, podendo impor uma condição irreal em um determinado instante por não conhecer ainda o estado da distribuição de fluxo no domínio no respectivo instante. Uma possibilidade de emprego do modelo de Jiles no cálculo por elementos finitos seria, com a imposição das condições externas ao dispositivo eletromagnético, estar calculando a distribuição de fluxo no domínio em um intervalo de tempo anterior ao da condição externa, e depois corrigir em um processo iterativo a condição externa atual (por exemplo o valor instantâneo da tensão ou da corrente). Naturalmente, o modelo inverso está adequado à física.

6.5 Metodologia de determinação dos parâmetros dos modelos JA e JA^{-1}

Alguns dos trabalhos de encontro dos parâmetros do modelo JA mantém o valor da magnetização de saturação M_s constante. Os trabalhos mais recentes de otimização do encontro dos parâmetros têm incluído M_s como um dos parâmetros a ser otimizado [101, 103, 104]. Provavelmente, isto se deve à dificuldade experimental de se obter um valor preciso.

Lederer et alli [101] aplicam um algoritmo de otimização de encontro dos cinco parâmetros para um laço de histerese com amplitude máxima de indução elevada, na região de saturação. No resultado apresentado para a curva ótima, nota-se ainda uma diferença, aparentemente desprezível, entre a simulada e a medida. Esta diferença entre a curva simulada e experimental aumenta para os laços menores. Para os laços menores, é mostrado que ocorrem assimetrias e/ou laços não fechados, como também uma trajetória no plano BH fisicamente absurda. A indução $B(t)$ aumenta enquanto que o campo $H(t)$ diminui. Para solucionar esta inverdade, quando acontece este fato incoerente com a realidade, a referência [101] propõe que $dM_{irr}/dH = 0$. Com aplicação desta imposição, é mostrado que a representação não física para os laços deixa de existir, mas continua a

ter ainda uma não concordância com a experimental. Em uma tentativa de melhorar a adequação dos laços menores, mantendo fixos os parâmetros ótimos M_s e k , eles aplicam o processo de otimização para uma gama de laços, variando o valor da indução máxima. Desta forma, são obtidos vários valores de a , c e α , com valores respectivos a cada laço. Têm-se, então, uma matriz paramétrica do tamanho do número de laços em que foram obtidos os vários valores ótimos para a , c e α . É mostrado que a variação destes parâmetros em função do campo máximo é significativa. Por exemplo, para a normalização c/c_{\max} varia de 1 a valores menores que 0,1, para uma variação de campo máximo H_m de cerca de 100 [A/m] a 2500 [A/m]. Com esta estratégia de representação dos laços foi obtido um resultado satisfatório para a representação dos laços de histerese maiores e menores. Contudo, este procedimento equivale a se ter um conjunto de parâmetros para cada amplitude máxima de indução B_m utilizada, algo não muito funcional (como fazer a transição de um laço a outro se o regime não é permanente) e pouco prático (são necessárias uma gama de curvas experimentais e seus procedimentos de encontro dos parâmetros ótimos). Na continuação de sua investigação, a referência [101] utiliza a idéia de Carpenter [98] e aplica o conceito de fator de escala, já sugerido por Jiles anteriormente [95] e também utilizado pela referência [102]. Os autores de [101] aplicam um fator de escala tanto em função da magnetização irreversível como da magnetização total no modelo original JA. Os resultados para ambas as abordagens foram semelhantes, fornecendo uma melhor precisão de representação do que o modelo JA puro. Assim mesmo, é mostrado que não há uma boa concordância entre os laços simulados e medidos em toda a faixa de amplitudes da indução, conforme conclusão dos próprios autores [101]. A representação tem um menor desempenho para os laços em torno de $B_m=0,6$ [T], para ambos os tipos de escalonamento. Para laços menores que 0,2 [T], o escalonamento da magnetização total tem um melhor desempenho.

O trabalho apresentado em [104] enfoca o problema da não conformidade entre as curvas simuladas com o modelo JA como sendo uma questão de otimização do encontro dos parâmetros do modelo. Na análise de resultados realizada por [104] para o material aço silício, é mostrado que um mesmo conjunto de parâmetros, sendo eficaz para laços de amplitudes de indução elevadas, não o é para as baixas, e vice e versa. Então ela propõe uma estratégia de identificação acoplada a uma técnica de otimização não-linear. Utilizam uma função objetivo para minimizar a soma dos erros quadráticos entre os dados experimentais $B_{\text{experimental}}(t)$ e simulados $B_{\text{simulado}}(t)$, dada pela equação (6.26), e uma condição de restrição, dada pela equação (6.27). A restrição CC é dada em função da perda medida LL_{medida} e simulada LL_{simulada} , correspondendo às respectivas áreas internas dos laços. Na aplicação da ferramenta de otimização NPSOL de Gill (106), que leva em conta restrições [104, 106] (um algoritmo não estudado neste trabalho de tese), a referência [104] utiliza um número i de curvas experimentais aplicando um coeficiente de peso k_{obj} na função objetivo (6.26), dada pela equação (6.28), e rescreve a restrição (Limite_{Máximo}) então adaptada através de (6.29). Os resultados

aplicando o processo de otimização sem restrição foram satisfatórios em termos de adequação do formato da curva (visualmente aparece ainda uma certa diferença e não são mostrados laços com amplitudes de indução menores que 0,8 [T]). Em termos do valor da área, chegou a ter uma diferença maior que 15% entre simulada e experimental. Aplicando a condição de restrição no processo de otimização, é mostrado que a diferença da perda (área) no caso que era de 15% passa para 5% (no laço de amplitude maior) e de cerca de 3% para cerca de 0,4% (no laço de menor amplitude com cerca de 0,8 [T]). No trabalho da referência [104] se nota que, apesar de melhorar a diferença entre as áreas, percebe-se graficamente que a conformidade dos laços simulados com o experimental não alcançou o mesmo desempenho atingido com relação ao valor de perda. Os laços simulados com o processo de otimização sem a condição de restrição parecem ser mais próximos das formas experimentais. Ora, a perda é um valor escalar que corresponde a área, a qual pode ser de vários formatos e ter o mesmo valor. Assim, julga-se que este tipo de restrição não contribui eficazmente com o processo de otimização, podendo até prejudicar se for mais imperativo que a diminuição da diferença entre as formas. Os autores de [104] demonstram que tiveram uma maior preocupação em encontrar um conjunto de parâmetros ótimos para o modelo de JA que atingisse valores de perda simulados próximo ao experimentais do que ter formas de curvas de histerese em si com maior conformidade com os resultados de ensaio.

$$OBJ = \sum_{t=0}^T (B_{\text{experimental}}(t) - B_{\text{simulado}}(t))^2 \quad (6.26)$$

$$CC = \frac{LL_{\text{experimental}} - LL_{\text{simulado}}}{LL_{\text{experimental}}} 100 \quad (6.27)$$

$$OBJ = \sum_i k_{\text{obj}_i} OBJ_i \quad (6.28)$$

$$- \text{Limite}_{\text{Máximo}} < CC_i = \frac{LL_{\text{experimental}_i} - LL_{\text{simulado}_i}}{LL_{\text{experimental}_i}} 100 < \text{Limite}_{\text{Máximo}} \quad (6.29)$$

As duas condição do algoritmo proposto na Fig. 6.5 por Sadowski e Lajoie, $|H_c/a| < 0,1$ e $\Delta M_{\text{irr}} < 0$, possuem uma explicação de cunho numérico e de razão física, respectivamente. A magnetização irreversível está relacionada com a energia dissipada. Assim, quando o material sofre a magnetização, a magnetização irreversível em módulo tende a crescer, e não diminuir. Ou melhor, a magnetização irreversível do material não pode voltar ao seu estado anterior espontaneamente (lembra-se aqui que o conceito de magnetização irreversível vem da teoria dos domínios magnéticos e que corresponde à energia gasta (dissipada) para a movimentação das paredes dos domínios). Portanto, fisicamente não pode haver uma variação negativa da magnetização irreversível, sendo este um atributo próprio de sua essência. A segunda condição tem a haver com a função cotangente hiperbólica. Para valores de seu argumento tendendo ao valor nulo, a cotangente hiperbólica tem valores tendendo ao infinito, podendo gerar problemas numéricos. Para assegurar a não ocorrência deste problema, expande-se a função de Langevin M_{an}

em uma série de Taylor, truncando-a no segundo termo sem que isto afete a precisão do algoritmo do modelo.

Para uma amplitude de indução senoidal de 1,47 [T] e à 1 [Hz], simulou-se o modelo inverso JA^{-1} com diferentes passos de tempo por um período e meio: a) $20 \cdot 10^{-3}$ [s] (equivale a 50 pontos por período), b) $15 \cdot 10^{-3}$ [s] (equivale a 67 pontos por período), c) $10 \cdot 10^{-3}$ [s] (equivale a 100 pontos por período), d) $2 \cdot 10^{-3}$ [s] (equivale a 500 pontos por período), e) $1 \cdot 10^{-3}$ [s] e f) $500 \cdot 10^{-6}$ [s]. A Fig. 6.6 mostra o resultado das simulações. Nesta figura, percebe-se que a curva de magnetização inicial está sem padrão quando o número de pontos por período for menor que 500. Na mesma figura, especialmente no detalhe mostrado, as trajetórias da curva não apresentam divergência também para um número de pontos por período superior a 500. A divergência entre as curvas é maior na região próxima à indução remanente B_r .

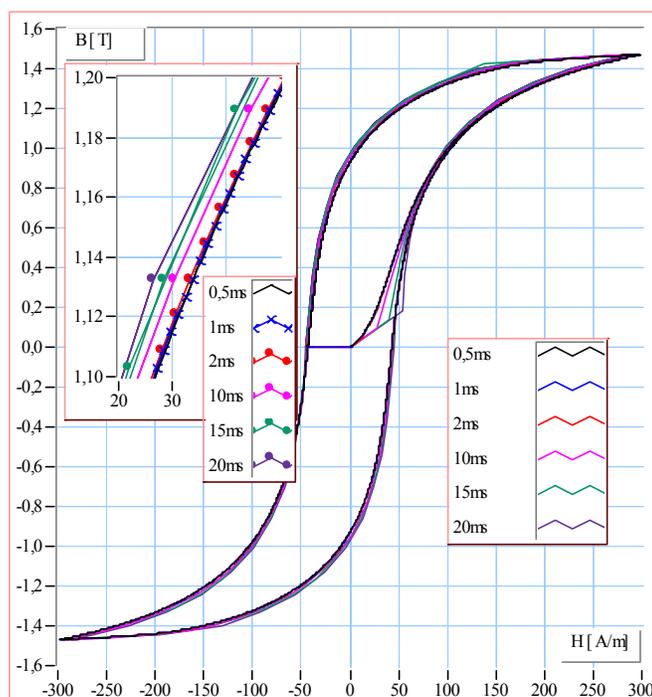


Fig. 6.6 – Simulação da curva de histerese com o modelo inverso SL para diferentes passos de cálculo.

6.5.1 Obtenção automática dos nove dados de entrada para o algoritmo de determinação dos parâmetros do modelo JA^{-1}

Dentro do enfoque experimental de caracterização de materiais deste trabalho, desenvolveu-se um método automático de obtenção e otimização dos cinco parâmetros do modelo JA ou JA^{-1} a partir de um único laço de histerese medido. O algoritmo de Peugeot [100] é aplicado para o encontro de um primeiro possível conjunto de parâmetros. Utiliza-se metade de um laço de histerese para a obtenção dos nove dados de entrada para o algoritmo, como mostra a Fig. 6.7.

A susceptibilidade inicial χ_{in} é obtida com a inclinação de uma reta que começa na amplitude máxima (ou mínima) de magnetização, no sentido do decrescimento do seu valor

absoluto ($\delta = -1$). A escolha deste ponto é uma arbitrariedade. Uma possível tentativa para dar um certa razão física para esta escolha se constitui na suposição de que, nesta região, a rotação dos domínios magnéticos é a característica principal no processo de magnetização do material (Teoria dos Domínios), ocorrendo uma menor perda e, conseqüentemente, uma componente menor de magnetização irreversível M_{irr} . Além disso, o sentido escolhido é o início do processo de desmagnetização do material, acreditando-se acontecer com uma certa espontaneidade, como se espera que o é quando o material virgem sofre um pequeno campo externo. Alheio à possível não veracidade desta argumentação e ao fato de não se conhecer um motivo físico convincente para esta escolha, observou-se que os resultados obtidos para um primeiro conjunto de parâmetros são razoáveis.

Na estratégia mostrada na Fig. 6.7, o valor de M_s é estimado. Extrapolando-se a reta do ponto (M_m, H_m) até um valor do campo de magnetização de saturação estimado H_s . O valor de campo estimado H_s para encontrar o M_s tem-se mostrado em torno de 10 vezes o valor do campo coercitivo H_c , e pelo menos superior a 10% do valor de H_m . O usuário do algoritmo de otimização de encontro dos parâmetros sugerido neste trabalho é quem estima o valor do campo H_s , podendo variar H_s até que a curva simulada com o modelo tenha a menor diferença com a curva de referência (experimental). Este procedimento poderia ser também automatizado através de um algoritmo numérico adequado de encontro do valor ótimo para a estimação de H_s .

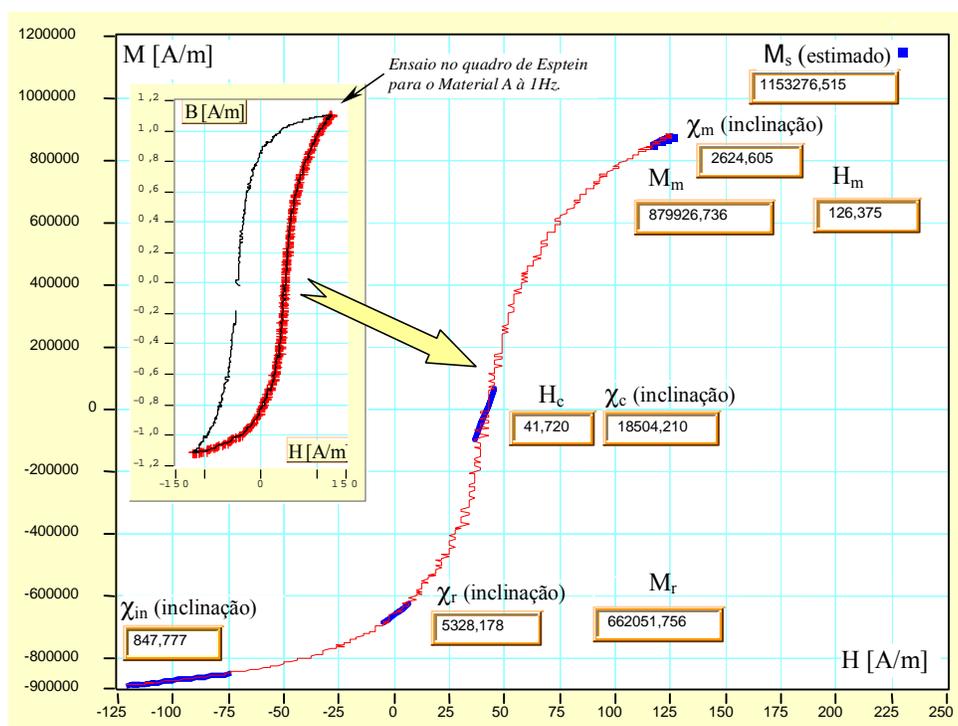


Fig. 6.7 – Os nove dados iniciais para o encontro dos parâmetros do modelo JA ou SL.

Os outros parâmetros, M_m , H_m , χ_m , H_c , χ_c , M_r e χ_r , são obtidos nos respectivos pontos conforme a Fig. 6.1, formalizados e justificados por Jiles. As susceptibilidades diferenciais são as inclinações das retas apresentadas na Fig. 6.7. O usuário pode definir o número de pontos experimentais para uma melhor adequação dos parâmetros das equações das retas em função da diminuição da diferença entre a curva medida e a experimental. Este procedimento poderia ser automatizado também por meio de um algoritmo numérico no sentido de uma otimização.

6.5.2 Obtenção do primeiro conjunto dos parâmetros do modelo JA ou JA⁻¹

Para se ter o primeiro conjunto de parâmetros, a fim de aplicar posteriormente o algoritmo de otimização, aplica-se o algoritmo da Fig. 6.2. Sua aplicação é exemplificada em cinco casos:

- Curva Simulada – baseando-se na forma de histerese experimental do material A, gerou-se via simulação curvas de histerese com a finalidade de ver em quanto se aproxima os valores do parâmetros daqueles conhecidos “a priori”. Os parâmetros pré-definidos são: $M_s=1,4700 \cdot 10^6$ [A/m]; $k=70,000$ [A/m]; $c=340,00 \cdot 10^{-3}$; $a=89,000$ [A/m] e $\alpha=169,00 \cdot 10^{-6}$.
- Material A – ensaio à 1 [Hz] no quadro de Epstein, com 50% das lâminas cortadas na direção do sentido de laminação e as outras 50% cortadas na direção perpendicular.
- Material B – ensaio à 1 [Hz] no quadro de Epstein, com 100% das lâminas estampadas na direção do sentido de laminação (B-0°).
- Material B – ensaio à 1 [Hz] no quadro de Epstein, com 100% das lâminas cortadas na direção perpendicular ao sentido de laminação (B-90°).
- Material B – ensaio à 1 [Hz] no quadro de Epstein, com 100% das lâminas estampadas na direção a 45° do sentido de laminação (B-45°).

O conceito do erro médio quadrático MSE (“Mean Squared Error”) [74], dado pela equação (6.30), é aplicado na forma de onda do campo magnético $H(t)$ em um período. Ele é utilizado como um valor do grau de proximidade (semelhança) entre a curva experimental (ou de referência) H_{exp} com a encontrada (ou simulada numericamente) H_{sim} , onde n é o numero de pontos.

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} (H_{sim_i} - H_{exp_i})^2 \quad (6.30)$$

6.5.2.1 – Caso “a”: curva de referência simulada.

Para a Fig. 6.8 e a tabela 6.1, a curva de referência utilizada possui 1000 pontos, com uma indução máxima de 1,47 [T]. Foi estimado um H_s de 700 [A/m], resultando um MSE de 74,7. Analisando a tabela 6.1, a diferença entre os parâmetros geradores da curva e os encontrados são relativamente grandes, com exceção do M_s . Apesar disso, a diferença visual entre as curvas não é

pronunciada para uma primeira determinação dos parâmetros conforme a estratégia apresentada na Fig. 6.7.

A Fig. 6.9 mostra um primeiro encontro dos parâmetros para uma curva de referência de 1000 pontos gerada com uma indução máxima de 0,7 [T]. O H_s estimado foi de 170 [A/m], resultando um MSE de 22,2. Nota-se que a diferença relativa dos parâmetros diminuiu neste caso, e o MSE também é menor. Graficamente, a diferença nas curvas da Fig. 6.9 aumentaram em relação à da Fig. 6.8.

Tabela 6.1 – Comparação entre o conjunto de parâmetros predefinidos e um primeiro conjunto relativo às curvas da Fig. 6.8.

	Conhecido	Encontrado	Diferença relativa
M_s [A/m]	$1,47 \cdot 10^6$	$1,52 \cdot 10^6$	3,40%
k [A/m]	70,0	46,5	-33,6%
c	$340 \cdot 10^{-3}$	$68,5 \cdot 10^{-3}$	-79,9%
a [A/m]	89,0	113	27,0%
α	$169 \cdot 10^{-6}$	$204 \cdot 10^{-6}$	39,3%

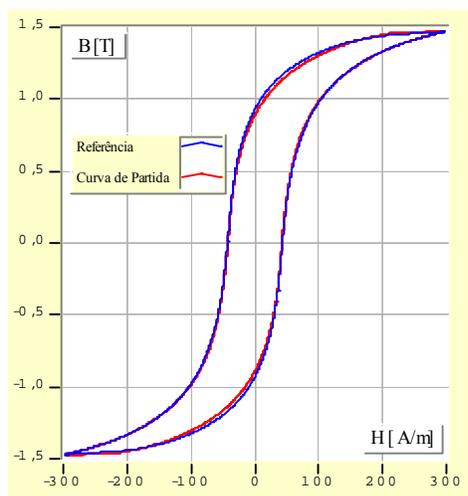


Fig. 6.8 – Primeiro conjunto de parâmetros para curva simulada sob indução máxima de 1,47 [T].

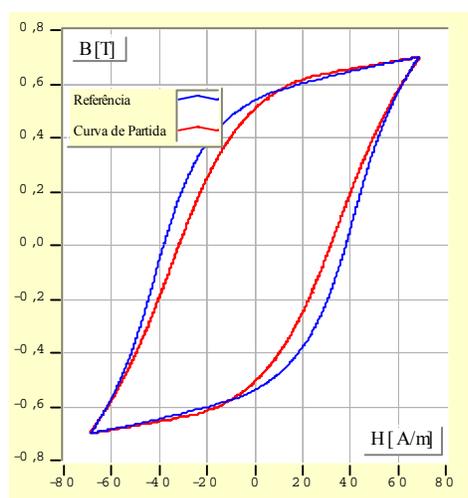


Fig. 6.9 – Primeiro conjunto de parâmetros para curva simulada sob indução máxima baixa de 0,8 [T].

Uma comparação baseada no valor de MSE é válida se for utilizada a mesma curva de referência, pois o peso das diferenças pontuais do campo $H(t)$ são diferentes para curvas de diferentes amplitudes máximas de indução e/ou com número de pontos diferentes.

Tabela 6.2 – Comparação entre o conjunto de parâmetros predefinidos e um primeiro conjunto relativo às curvas da Fig. 6.9.

	Conhecido	Encontrado	Diferença relativa
M_s [A/m]	$1,47 \cdot 10^6$	$1,61 \cdot 10^6$	9,52%
k [A/m]	70,0	47,1	-32,7%
c	$340 \cdot 10^{-3}$	$281 \cdot 10^{-3}$	-17,4%
a [A/m]	89,0	109	22,5%
α	$169 \cdot 10^{-6}$	$160 \cdot 10^{-6}$	-5,33%

6.5.2.2 – Comparação entre curvas experimentais e de simulações em função de um primeiro conjunto de parâmetros.

Apresenta-se alguns resultados para o encontro de um primeiro conjunto de parâmetros para os dois materiais. Escolheu-se curvas de histerese com amplitudes máximas de indução diferentes, a fim de expor a eficácia da estratégia, em uma comparação gráfica entre curvas medida e simulada, do primeiro encontro dos parâmetros para casos experimentais. A Fig. 6.10 corresponde ao material A à 1,24 [T], a Fig. 6.11 ao material B-0° à 1,52 [T] (nomenclatura que diz respeito ao ângulo da direção do corte das lâminas com o sentido de laminação), a Fig. 6.12 ao material B-90° à 0,8 [T] e a Fig. 6.13 ao material B-45° à 1,26 [T].

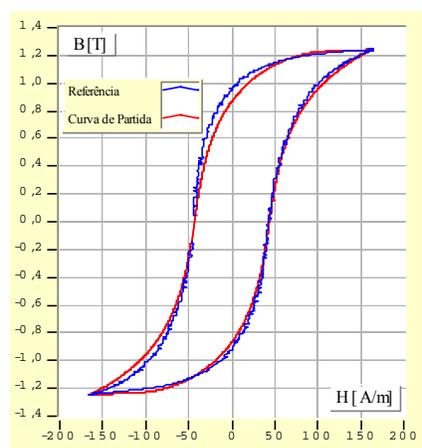


Fig. 6.10 – Curvas de histerese experimental (referência) e simulada com o modelo SL para o material A com $B_m = 1,24$ [T] e H_s estimado de 470 [A/m].

Tabela 6.3 – Resultados do encontro do 1º conjunto de parâmetros do modelo JA⁻¹ para os três casos experimentais

	Caso “b”	Caso “c”	Caso “d”	Caso “e”
M_s [A/m]	$1,59 \cdot 10^6$	$1,80 \cdot 10^6$	$1,58 \cdot 10^6$	$1,96 \cdot 10^6$
k [A/m]	51,30	454	295	248
c	$134 \cdot 10^{-3}$	$127 \cdot 10^{-3}$	$200 \cdot 10^{-3}$	$295 \cdot 10^{-3}$
a [A/m]	129	$1,26 \cdot 10^3$	601%	$1,44 \cdot 10^3$
α	$221 \cdot 10^{-6}$	$1,89 \cdot 10^{-6}$	$942 \cdot 10^{-6}$	$2,09 \cdot 10^{-3}$
MSE	73,3	$5,84 \cdot 10^3$	$1,16 \cdot 10^3$	628
B_m [T]	1,24	1,52	0,80	1,26
H_s estimado [A/m]	470	4700	1200	2700

O método de obtenção dos dados de entrada para o algoritmo da Fig. 6.2 e conforme o procedimento mostrado na Fig. 6.7 tem um desempenho razoável, apesar das aproximações e considerações, mesmo para laços de amplitude de indução máxima aquém da região de saturação.

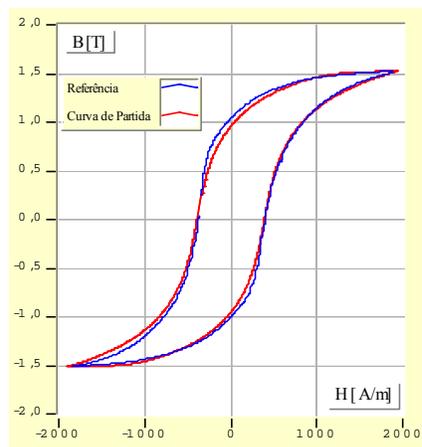


Fig. 6.11 – Curvas de histerese experimental (referência) e simulada com o modelo SL para o material B-0° com $B_m = 1,52$ [T] e H_s estimado de 4700 [A/m].

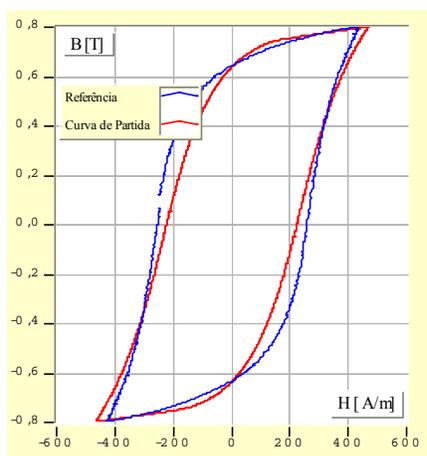


Fig. 6.12 – Curvas de histerese experimental (referência) e simulada com o modelo SL para o material B-90° com $B_m = 0,80$ [T] e H_s estimado de 1200 [A/m].

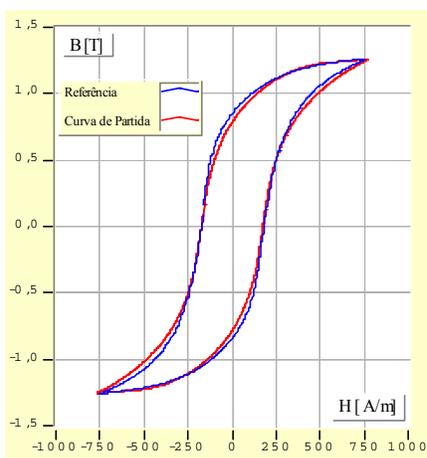


Fig. 6.13 – Curvas de histerese experimental (referência) e simulada com o modelo SL para o material B-45° com $B_m = 1,26$ [T] e H_s estimado de 2700 [A/m].

6.5.3 Algoritmo de otimização de encontro dos parâmetros

O algoritmo de otimização proposto neste trabalho é composto pela implementação de uma simples lógica seqüencial de tomada de decisões. A lógica aplicada não está baseada matematicamente em nenhuma teoria de otimização, apenas se valendo de noções primárias da Teoria de Controle, do tipo de tomada de decisão “sim” ou “não” do controle elementar ou binário [107], onde uma modificação é baseada na decisão tomada. A tomada de decisão é aplicada para cada parâmetro individualmente com o objetivo de minimizar a diferença entre duas curvas. O que se faz é analógico com o método de achar a operação ótima de um sistema realizada por tentativa e erro, dos Sistemas de Controle Otimizantes, dentro da área de Controle Adaptativo [108]. As decisões são tomadas através do valor atual da função objetivo “erro médio quadrático atual MSE(i)”, possuindo a meta de levar seu valor a zero. Se o MSE aumenta para um “sim”, então escolhe-se o “não”, e vice e versa. A modificação é variar o parâmetro em questão no sentido de minimizar o valor do MSE. Quando MSE(i) for nulo, o modelo equivale ao sistema desconhecido (curva BH de referência ou experimental). Em seu fundamento, o algoritmo também confina a variação dos parâmetros com a evolução da aproximação da curva simulada com a de referência (experimental). Isto é, com a diminuição do MSE, a intensidade da variação paramétrica de aproximação também diminui de maneira não-linear.

O algoritmo proposto é simples e com robustez de convergência, apesar de tratar de um problema de otimização para um sistema não-linear possuindo também seus parâmetros dependentes entre si. Por outro lado, exige um grande esforço numérico, carecendo de um tempo considerável até chegar a uma solução satisfatória. Ele necessita de uma curva de referência (experimental) e de um conjunto inicial (conjunto de partida) dos parâmetros. Após se ter um erro médio quadrático inicial entre a curva simulada e de referência (experimental), dá-se pequenos incrementos ΔX_{param} no parâmetro a ser mudado X_{param} no sentido da diminuição da tendência de evolução do valor do MSE, de maneira seqüencial como mostra a Fig. 6.14. A lógica de atuação através do procedimento de variação do parâmetro, diminuir (“sim”) ou aumentar (“não”), está mostrado na Fig. 6.15. Está lógica é do tipo não-linear, e poderia ser aprimorada pela Teoria de Estruturas Variáveis [109], também chamada de Sistemas de Controle Automático Binários [107]. Os dados de entrada para a variação paramétrica ΔM_s , Δk , Δc , Δa e $\Delta \alpha$ são as variações iniciais que usuário do algoritmo escolhe. As condições de repetição da malha principal da subrotina “Xparam”, onde utiliza-se como referência de condição o campo coercitivo H_c e/ou o campo máximo da curva experimental $H_{\text{exp max}}$, podem ser mudadas em função do material ou da amplitude máxima da indução B_m , ou se é uma curva teórica ou experimental, assim por diante. Estas condições afetam a definição do número de iterações máximas i_{max} da Subrotina “Xparam” e o valor de divisão DIV que vai alterando os valores de ΔM_s , Δk , Δc , Δa e $\Delta \alpha$ ao longo do processo de otimização do valor de MSE. Se as condições não estiverem adequadas ao caso em que se está

um trajetória toda particular, que depende dos parâmetros iniciais, das variações dos outros parâmetros, da escolha dos fatores das condições do algoritmo, da forma da curva de referência (experimental), da região de variação do campo e/ou indução, e da seqüência escolhida para a variação dos parâmetros. A seqüência de variação apresentada na Fig. 6.14 “ M_s , k , α e c ” aparentemente teve um desempenho melhor que os outros casos testados, quando iniciou-se o desenvolvimento do algoritmo. Talvez com o auxílio de um estudo de sensibilidade paramétrica, a melhor seqüência seria definida por critérios rigorosos. Talvez, a tomada de decisão de maneira paralela também seria adequada. Ademais, este algoritmo proposto pode ser julgado e aprimorado com uma análise utilizando técnicas apropriadas.

A seguir, ver-se-á o desempenho, a validade e a sua aplicação para os cinco casos propostos anteriormente.

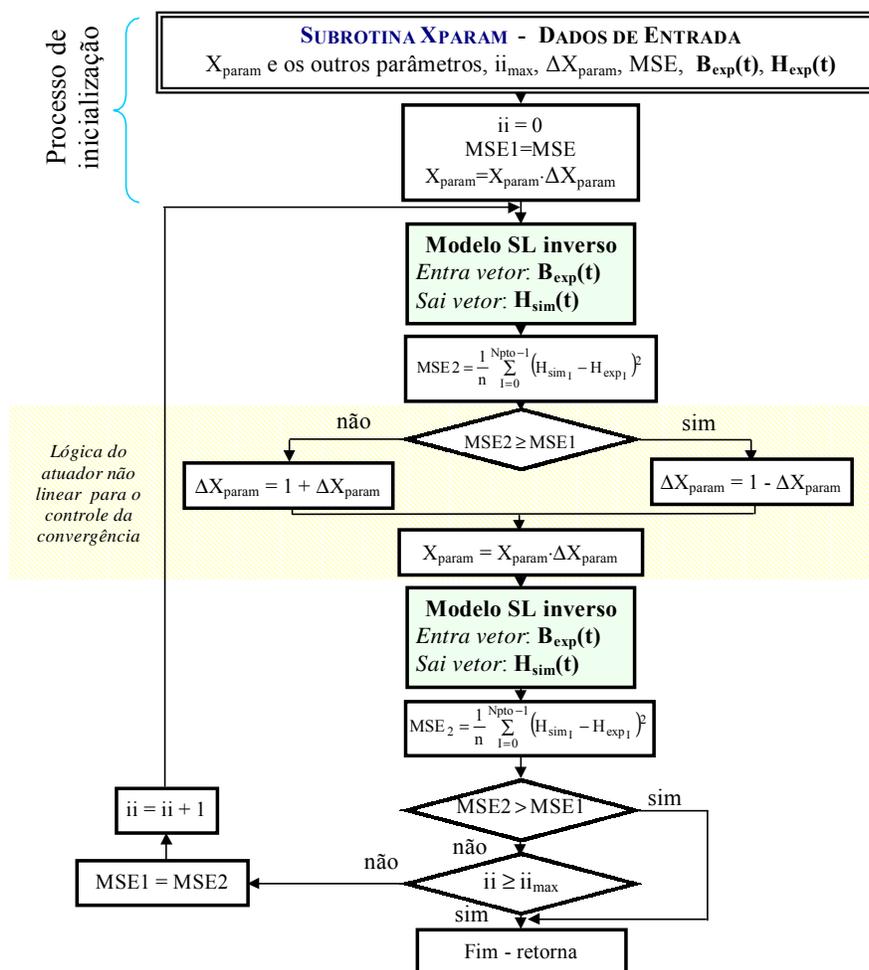


Fig. 6.15 – Algoritmo da subrotina de variação do parâmetro X_{param} .

6.6 Exemplos de encontro de parâmetros ótimos e análise de resultados

Ao aplicar o algoritmo de otimização proposto, não se sabe se ele irá encontrar os parâmetros próprios de uma curva de histerese do material, ou se ele irá estabilizar em uma solução

cujo conjunto paramétrico seja função das restrições intrínsecas à natureza do processo numérico sequencial de minimização do MSE e/ou àquelas exteriores fornecida pelo usuário. Pois pode ser que ele estabilize em um “ponto de sela” da evolução de um dos parâmetros, ou de vários, não variando mais o erro médio quadrático MSE. Também se desconhece se há somente um conjunto de parâmetros de solução, ou se existem vários conjuntos com os parâmetros adequadamente arranjados que representem a mesma curva, isto é, o modelo possui mais de um conjunto paramétrico de solução. Em suma, não se sabe se o conjunto ótimo de parâmetros é encontrado realmente e, caso for, que ele seja único para uma dada curva de histerese magnética. Além disso, como é apresentado na literatura do estado da arte, atentar-se-á ao fato de que o mesmo conjunto de parâmetros não representa bem curvas com diferentes amplitudes de indução para uma mesma amostra de material.

Com o auxílio de curvas hipotéticas - “caso a” (os parâmetros estão previamente definidos), inicialmente se pretende colocar a prova o algoritmo de otimização proposto. Posteriormente, serão apresentados os casos de busca para curvas experimentais.

6.6.1 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva hipotética

A curva de referência utilizada é o resultado de uma simulação com o modelo JA^{-1} (JA inverso), tendo sua forma próxima a da experimental do material A. Esta simulação foi feita com uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 1,47$ [T], de 1000 pontos. Em um microcomputador pessoal de 750MHz, leva-se em torno de dois dias de simulação para 100000 iterações utilizando uma curva de referência com 1000 pontos.

A tabela 6.4 apresenta os dados de entrada do algoritmo. A Fig. 6.16 mostra a evolução do erro médio quadrático MSE em função do número de iterações realizadas. No detalhe, a evolução decresce rapidamente no início do processo de otimização.

A convergência dos parâmetros estão mostradas nas Fig. 6.17, Fig. 6.18, Fig. 6.19, Fig. 6.20 e Fig. 6.21. Nota-se nas figuras diferentes maneiras da evolução dos parâmetros no processo de otimização. Os parâmetros a e α têm uma evolução efetiva após k e c estarem estabilizados. Nas simulações realizadas, percebeu-se que k e c chegam primeiro ao equilíbrio, depois o M_s , e aí então a e α começam a ter suas trajetórias convergindo efetivamente ao valor verdadeiro. Este parece ser o comportamento normal, que pode ser também percebida em outras simulações. Um outro fato que se evidenciou na evolução do processo de otimização, é que, com a mudança de k e c e M_s , a curva de histerese que está sendo otimizada se aproxima da referência primeiramente nos trechos de crescimento da magnetização. A parte que se refere à desmagnetização tem uma evolução de aproximação mais eficaz quando os parâmetros a e α começam a estabilizar. Se consegue também ver este comportamento do sistema nas Fig. 6.24 e 6.25. Estes fatos podem ser uma característica do processo de otimização e/ou um indicativo de que os parâmetros a e α estão

ligados ao processo físico de diminuição do valor da magnetização do material. Relembrando, Jiles determina o parâmetro α no ponto M_r , isto é, em um ponto do trecho que pertence ao processo de desmagnetização. Também se infere: parece que a sensibilidade paramétrica do modelo tem um comportamento dinâmico.

Tabela 6.4 – Condições iniciais para o processo de otimização com $i=100000$ iterações.

H_s [A/m]	ΔM_s	Δk	Δa	$\Delta \alpha$	Δc
700	0,3%	7%	0,4%	0,7%	21%

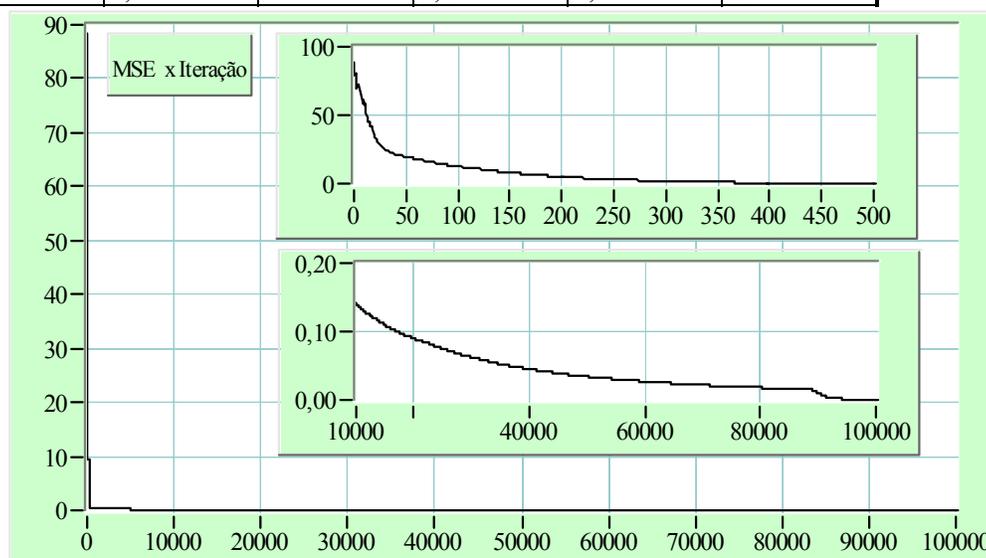


Fig. 6.16 – Evolução do MSE em função do número de iterações e detalhes em algumas das faixas de i .

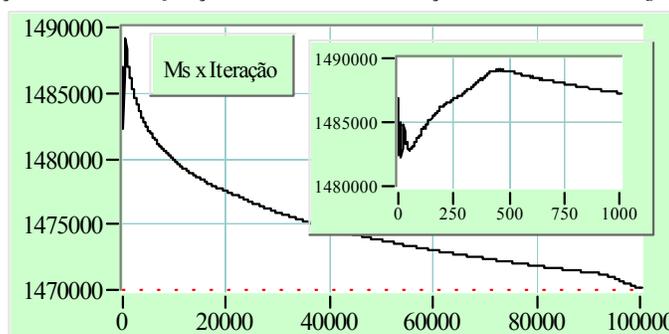


Fig. 6.17 – Evolução de M_s em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

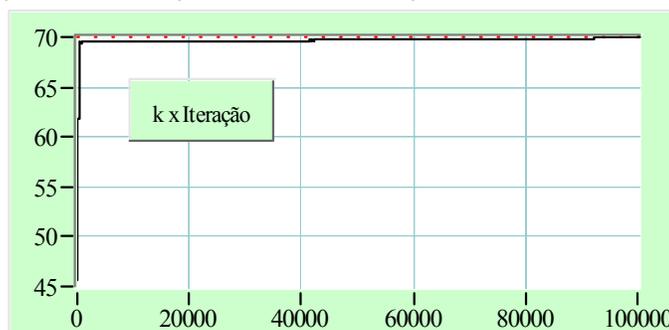


Fig. 6.18 – Evolução de k em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

A Fig. 6.22 mostra as curvas de histerese de referência, do primeiro conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo. A curva do conjunto inicial graficamente está “colada” na curva de

referência, e a do conjunto ótimo é coincidente com a de referência (a curva referente ao conjunto ótimo na cor azul está sob a curva de referência na cor vermelha), aparecendo melhor no detalhe da Fig. 6.22. Apesar de que a curva inicial esteja graficamente próxima à de referência, na tabela 6.5 está evidenciado que os parâmetros desta curva estão distantes dos verdadeiros.

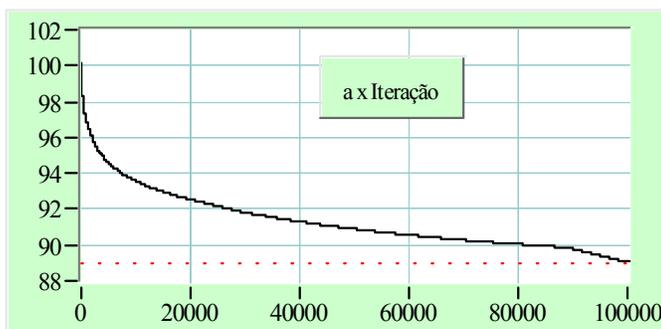


Fig. 6.19 – Evolução de a em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

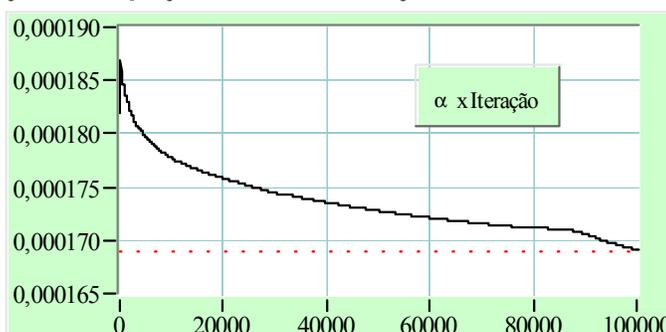


Fig. 6.20 – Evolução de α em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

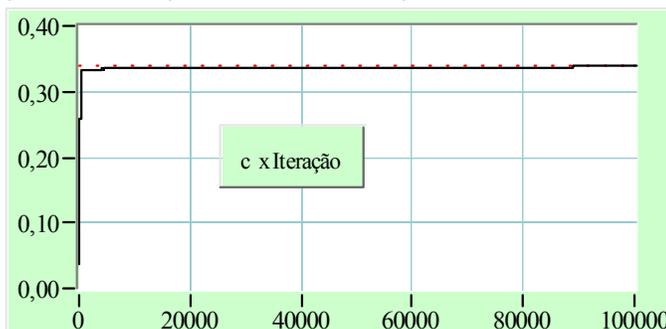


Fig. 6.21 – Evolução de c em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

Tabela 6.5 – Comparação entre os parâmetros da curva de referência teórica com parâmetros resultantes do processo de otimização para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 1,47$ [T].

$B_m = 1,47$ [T] $i_{\max} = 100000$	referência	1º conjunto	Conjunto ótimo	Diferença relativa entre 1º conjunto e referência	Diferença relativa entre conjunto ótimo e referência
M_s [A/m]	$1,4700 \cdot 10^6$	$1,4909 \cdot 10^6$	$1,4702 \cdot 10^6$	1,4218%	$1,3605 \cdot 10^{-2}\%$
k [A/m]	70,000	45,464	69,959	-35,051%	$-5,8571 \cdot 10^{-2}\%$
c	$340,00 \cdot 10^{-3}$	$37,778 \cdot 10^{-3}$	$339,66 \cdot 10^{-3}$	-88,889%	$1,0000 \cdot 10^{-3}\%$
a [A/m]	89,000	99,841	89,078	12,181%	$8,7640 \cdot 10^{-2}\%$
α	$169,00 \cdot 10^{-6}$	$182,88 \cdot 10^{-6}$	$169,14 \cdot 10^{-6}$	8,2130%	$8,2840 \cdot 10^{-2}\%$
MSE	-	88,28	$1,12 \cdot 10^{-6}$	-	-
H_s estimado	-	4700 [A/m]	-	-	-

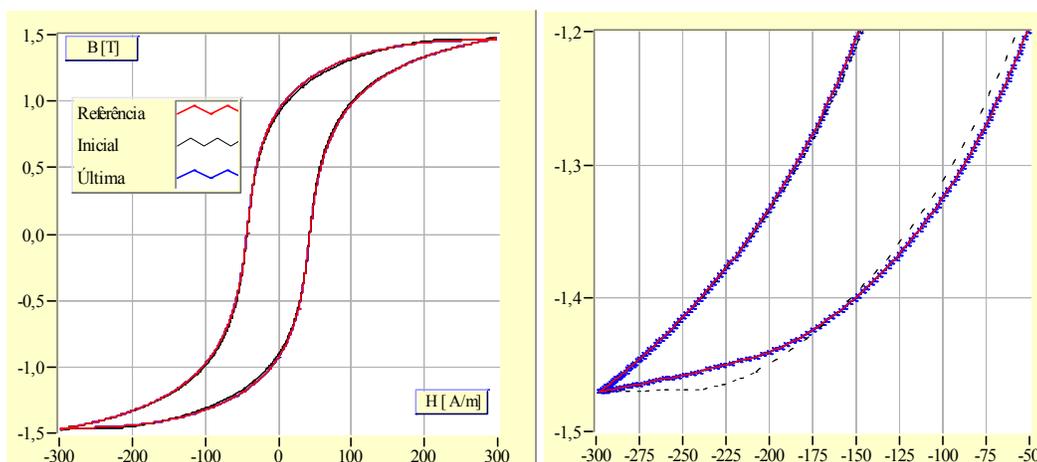


Fig. 6.22 – Curvas de histerese de referência, do primeiro conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo.

No processo de otimização, geralmente após no máximo algumas centenas de iterações, as curvas de referência e de busca são bastante próximas graficamente e possuem um MSE da ordem de 10 vezes menor que o valor de H_c para as curvas teóricas, e de 5 vezes menor que o valor de H_c para as experimentais. Porém, os parâmetros ainda não convergiram para valores satisfatórios. A Fig. 6.24 e a Fig. 6.25 mostram o que acarreta um conjunto aparentemente bom. Apesar do laço maior utilizado para o processo de otimização ser bem próximo da referência, os laços menores não acompanham a forma da referência. Pois nestes dois casos, os parâmetros a e α ainda não estão adequados, embora o valor de MSE tenha um valor baixo em relação ao inicial de 88,28. Para $i=200$, o conjunto de parâmetros tido como uma solução ótima faz com que o modelo não tenha um bom desempenho para os laços menores. A Fig. 6.24 mostra curvas comparativas para parâmetros determinados com $i=200$. Já na Fig. 6.25 e com $i=2000$, os laços menores estão se aproximando com os da referência. Na Fig. 6.26 e com $i=20000$, os laços menores praticamente são coincidentes no gráfico. Mesmo na iteração de valor 20000, os parâmetros a e α são os que mais estão distantes dos valores verdadeiros, como mostra a tabela 6.6.

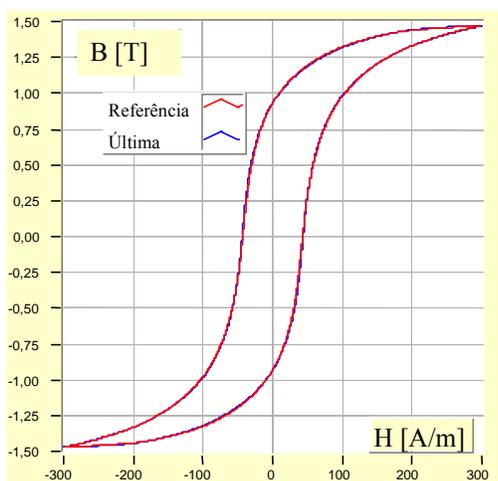


Fig. 6.23 – Curvas de Histerese de referência e do encontro de parâmetros com $i = 200$.

Tabela 6.6 – Comparação entre os parâmetros de uma curva de referência com os resultantes do processo de otimização para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 1,47$ [T].

$B_m = 1,47$ [T] H_s estimado 4700	referência	$i = 200$ Fig. 6.23 e Fig. 6.24	$i = 2000$ Fig. 6.25	$i = 20000$ Fig. 6.26
M_s [A/m]	$1,4700 \cdot 10^6$	$1,4863 \cdot 10^6$	$1,4853 \cdot 10^6$	$1,4775 \cdot 10^6$
k [A/m]	70,000	61,768	69,501	69,617
c	$340,00 \cdot 10^{-3}$	$258,33 \cdot 10^{-3}$	$333,57 \cdot 10^{-3}$	$335,868 \cdot 10^{-3}$
a [A/m]	89,000	98,382	95,959	92,530
α	$169,00 \cdot 10^{-6}$	$185,90 \cdot 10^{-6}$	$182,20 \cdot 10^{-6}$	$175,80 \cdot 10^{-6}$
MSE	-	4,88	$299,78 \cdot 10^{-3}$	$89,890 \cdot 10^{-3}$

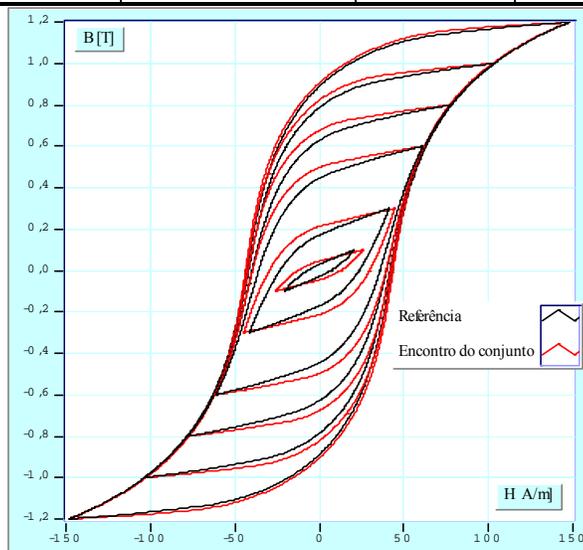


Fig. 6.24 – Curvas de histerese de referência e do encontro de parâmetros com $i=200$ para laços menores.

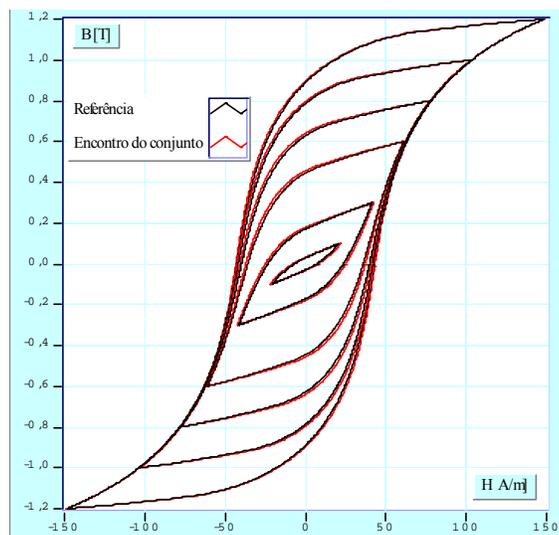


Fig. 6.25 – Curvas de histerese de referência e do encontro de parâmetros com $i=2000$ para laços menores.

Um outro teste a ser realizado se constitui em averiguar se a busca dos parâmetros ótimos também é viável para um laço com amplitude de indução menor, como mostra a Fig. 6.27. Escolheu-se uma amplitude 50% menor que o caso para $B_m = 0,7$ [T]. O número de pontos da curva de referência foi de 500. Aumentou-se também as variações paramétricas iniciais (tabela 6.7). Na tabela 6.8 estão mostrados os resultados do processo de otimização. Esta simulação

convergiu para a solução com um número menor de iterações que para uma amplitude de B_m superior. Porém, a trajetória dos parâmetros oscilou em torno do valor verdadeiro, como pode ser visto no exemplo da evolução do parâmetro c na Fig. 6.29. Em algumas simulações de busca, os parâmetros ficam oscilando em torno de um valor, mas com uma assíntota e/ou uma outra forma de tendência de convergência.

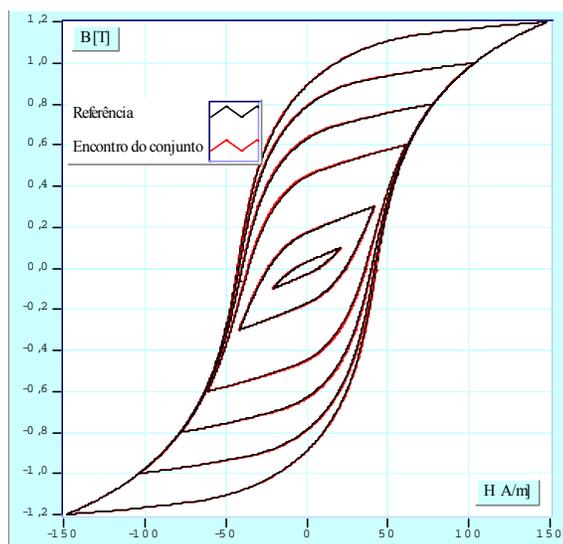


Fig. 6.26 – Curvas de histerese de referência e do encontro de parâmetros com $i=20000$ para laços menores.

Tabela 6.7 – Condições iniciais para o processo de otimização para $B_m=0,7$ [T].

H_s [A/m]	ΔM_s	Δk	Δa	$\Delta \alpha$	Δc
170	1%	9%	3%	4%	21%

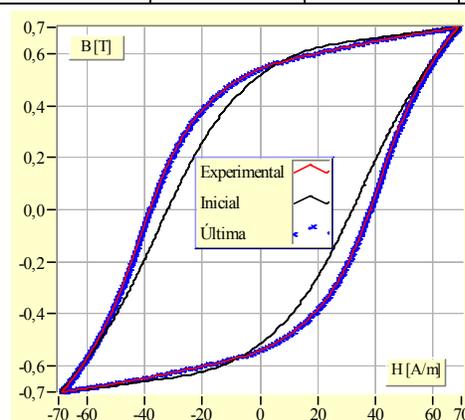


Fig. 6.27 – Curvas de histerese de referência, do 1º conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo, $B_m=0,7$ [T].

Tabela 6.8 – Comparação entre os parâmetros da curva de referência com os resultantes do processo de otimização para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m=0,7$ [T].

$B_m = 0,7$ [T] $i_{max}=20000$	referência	1º conjunto	Conjunto ótimo $i = 20000$	Diferença relativa entre 1º conjunto e referência	Diferença relativa entre conjunto ótimo e referência
M_s [A/m]	$1,4700 \cdot 10^6$	$1,5956 \cdot 10^6$	$1,4700 \cdot 10^6$	8,5442%	0,00000%
k [A/m]	70,000	45,931	70,017	-34,3843%	$2,4286 \cdot 10^{-2}$ %
c	$340,00 \cdot 10^{-3}$	$258,04 \cdot 10^{-3}$	$339,49 \cdot 10^{-3}$	-24,106%	-0,15000%
a [A/m]	89,000	105,01	88,789	17,989%	-0,23708%
α	$169,00 \cdot 10^{-6}$	$155,39 \cdot 10^{-6}$	$168,58 \cdot 10^{-6}$	-8,0533%	-0,24852%
MSE	-	22,88	$1,076 \cdot 10^{-3}$	-	-
H_s estimado	-	170 [A/m]	-	-	-

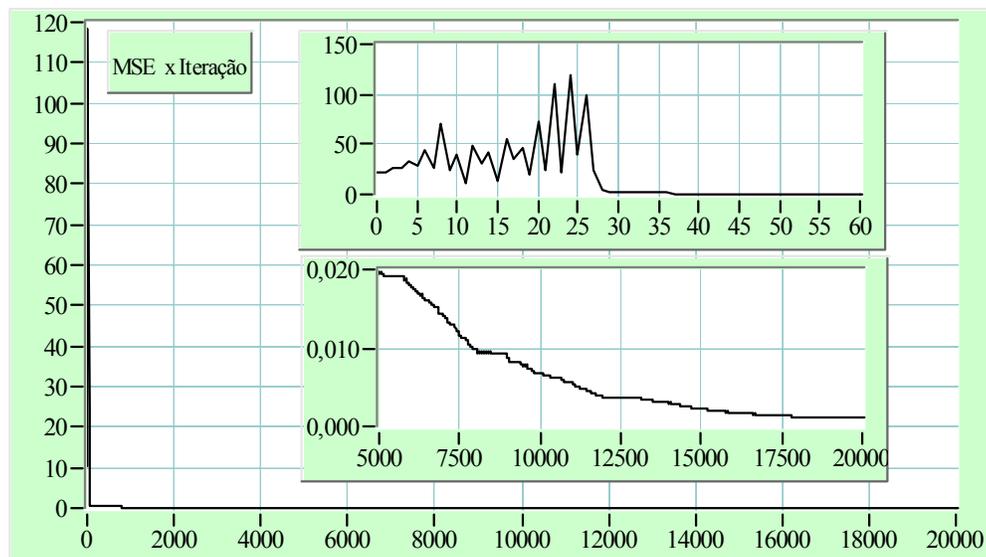


Fig. 6.28 – Evolução do MSE em função do número de iterações referida à tabela 6.8.

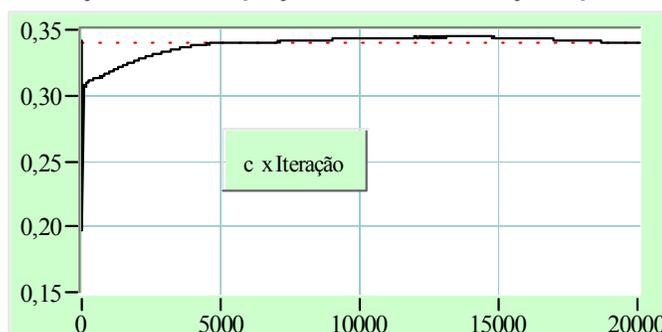


Fig. 6.29 – Evolução de c em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

Nos testes realizados, o modelo foi mais sensível à variação do parâmetro M_s , isto é, o ΔM_s escolhido. Em um dos testes, deu-se a possibilidade de variar em 50 [%] de seu valor ($\Delta M_s = 50$ [%]) sem que a evolução do programa se perdesse. Entretanto, o MSE ficou variando bruscamente, sem conseguir convergir ou apresentar uma tendência assintótica. Por exemplo, na Fig. 6.28, no detalhe que mostra as primeiras iterações do processo de otimização, constata-se que o MSE ficou oscilando até com valores superiores 400 [%] do MSE inicial, e depois convergiu. Isto deve-se aos valores iniciais relativamente altos para ΔM_s , e também para Δa e $\Delta \alpha$, o quais são influentes na convergência nas primeiras iterações.

Se o modelo JA ou JA^{-1} reproduz a curva de histerese de uma amostra de um material para uma faixa de indução B_m , com este teste, pode-se inferir que uma curva tem um único conjunto de parâmetros como solução, e que o encontro destes parâmetros não depende da amplitude do laço de histerese dentro da mesma faixa.

Quando acrescentou-se à forma de onda da fundamental da indução uma ou mais harmônicas ímpares, de modo a formar laços menores de qualquer tipo na curvas de histerese de referência, percebeu-se que esta forma de histerese conduz mais rapidamente à solução no

procedimento de otimização, até se podendo atribuir valores das variações dos parâmetros maiores. O algoritmo de otimização se mostrou mais robusto aos dados iniciais fornecidos pelo usuário. Em contrapartida e como já foi mencionado, utilizando-se variações paramétricas relativamente altas, as evoluções dos parâmetros possuem valores sobresselentes - o “overshoot”. Apresenta-se um resultado para uma forma de onda de indução conforme a equação (6.31). O algoritmo, com variações paramétricas maiores que o caso apresentado na tabela 6.4, chegou a uma solução satisfatória com um menor número de iterações. A Fig. 6.30 mostra as formas de histerese da referência, do primeiro conjunto de parâmetros de partida e do conjunto ótimo para $i = 10000$. Analisando a evolução do MSE na Fig. 6.33, percebe-se no detalhe que há um ponto de mínimo na iteração 5224. Neste ponto, dentro da simulação até a iteração 10000, os parâmetros estão praticamente todos com valores próximos dos valores verdadeiros, como mostra a tabela 6.9. Na evolução dos parâmetros M_s e c na Fig. 6.31, a e α na Fig. 6.32 e k na Fig. 6.32, percebe-se que todos eles passaram pelo valor verdadeiro em torno da iteração 5224, apresentando o fenômeno de “overshoot”. Provavelmente haveriam mais pontos de mínimos de MSE se a simulação tivesse um número maior de iterações. Uma das maneiras de julgar o encontro do conjunto de parâmetros ótimos é através de pontos de mínimo da evolução do MSE. Porém, na utilização de curvas experimentais assimétricas, pode haver pontos de mínimos falsos. A exploração do encontro dos parâmetros através deste algoritmo de otimização necessita que o usuário tenha uma sensibilidade e acuidade na análise dos resultados.

$$B(t) = 0,73\text{sen}(2\pi t) + 0,74\text{sen}(10\pi t), [T] \quad (6.31)$$

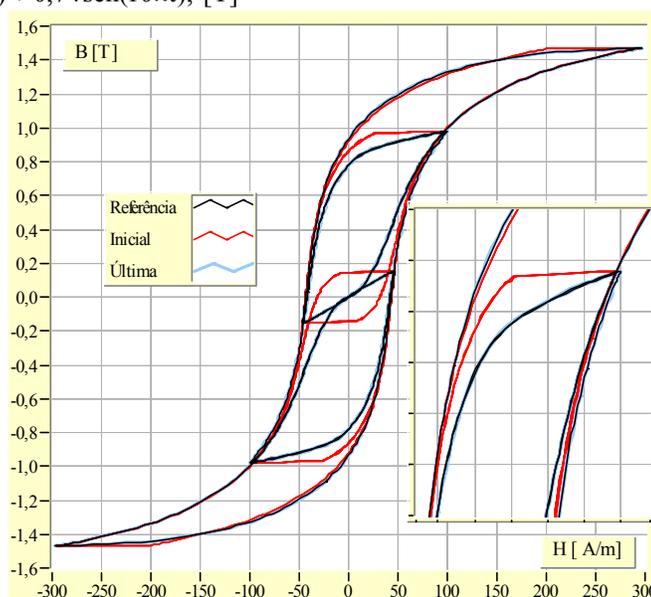


Fig. 6.30 - Formas de histerese da referência, do 1º conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo para $i=10000$.

Na prática, esta forma de histerese utilizada para o encontro ótimo dos parâmetros é válida se as formas de onda medidas não sofram nenhuma interferências de filtros e se garanta que as

perdas dinâmicas no ferro não estejam influenciando na relação BH instantânea. Em testes com curvas de referência simuladas (teóricas), notou-se que as trajetórias de todos os parâmetros evoluem de maneira efetiva no processo de otimização ao longo das iterações. Quando só há a fundamental, a e α migram para seu valor verdadeiro após k e c estarem próximos dos seus valores verdadeiros. Este fato corrobora na tentativa de mostrar que os parâmetros a e α estão ligados com o processo físico de desmagnetização.

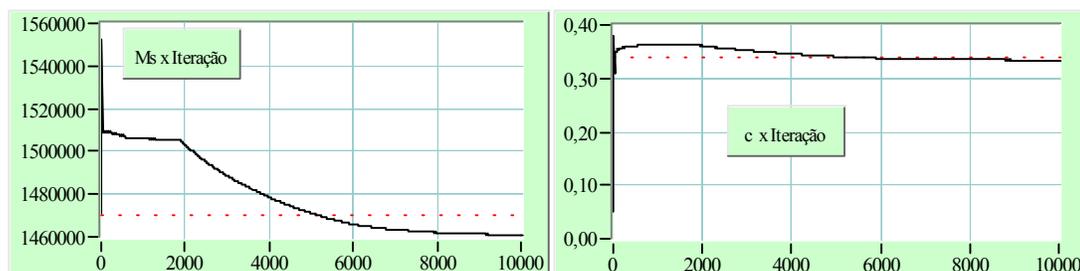


Fig. 6.31 - Evolução de M_s e c em função do número de iterações. A linha vermelha é do valor verdadeiro.

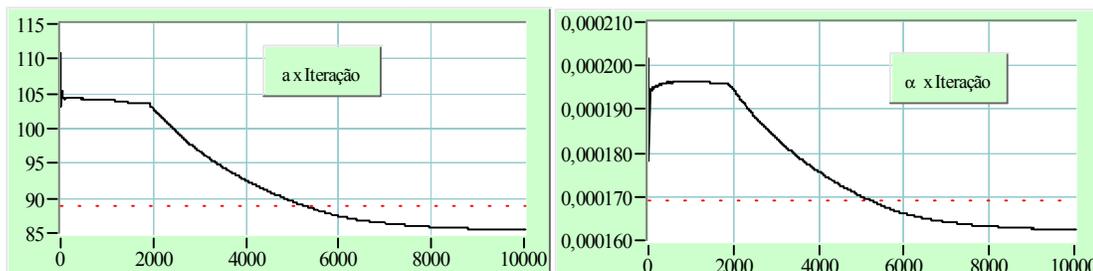


Fig. 6.32 - Evolução de a e α em função do número de iterações. A linha vermelha é do valor verdadeiro.

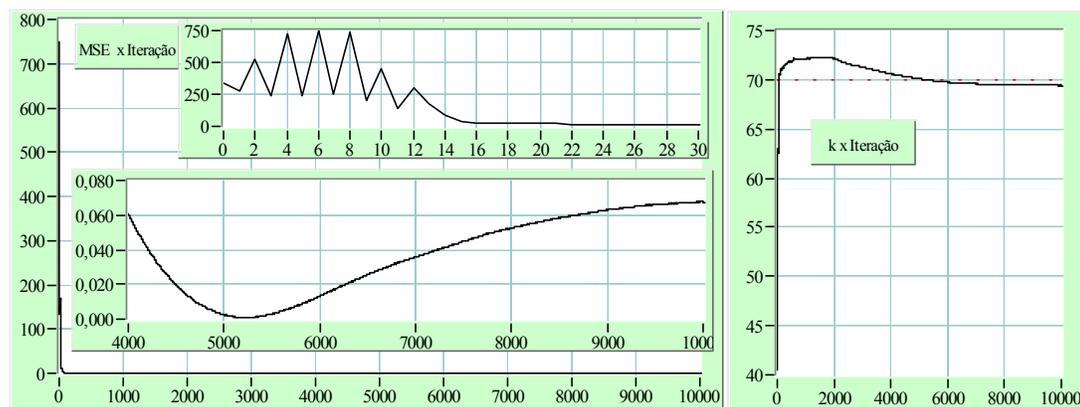


Fig. 6.33 - Evolução de MSE e de k em função do número de iterações. A linha vermelha é o valor verdadeiro.

Tabela 6.9 - Comparação entre os parâmetros da curva de referência com os resultantes do processo de otimização para uma forma de onda de indução senoidal com a presença do 5ª harmônica para $i=5224$

$B_m = 1,47$ [T] $i_{max}=10000$	ΔX_{param} inicial	Conjunto de Referência	Conjunto ótimo $i = 5224$	Diferença relativa entre os conjuntos de referência e ótimo
M_s [A/m]	3,0%	$1,4700 \cdot 10^6$	$1,4698 \cdot 10^6$	-0,0136%
k [A/m]	12,0%	70,000	70,009	0,0129%
c	34%	$340,00 \cdot 10^{-3}$	$340,020 \cdot 10^{-3}$	0,00588%
a [A/m]	4,0%	89,000	89,001	0,00112%
α	7,0%	$169,00 \cdot 10^{-6}$	$169,10 \cdot 10^{-6}$	0,0592%
MSE	-	-	$825,9 \cdot 10^{-6}$	-
H_s estimado	-	170 [A/m]	-	-

6.6.2 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos para uma curva experimental do Material A

Para o encontro dos parâmetros de curvas experimentais, a malha de realimentação do algoritmo da Fig. 6.14 é modificada tendo em vista as imperfeições da forma de histerese medida. Basicamente, muda-se apenas as condições referente ao número de iterações máximas que a subrotina pode realizar, como mostra a Fig. 6.34. Caso não fosse feita esta adaptação através dos fatores F_{ator1} e F_{ator2} , os caminhos do algoritmo para $i_{\text{max}} > 1$ jamais seriam percorridos, tornando a simulação mais lenta para chegar à solução satisfatória (ótima), e geralmente com um menor desempenho do algoritmo.

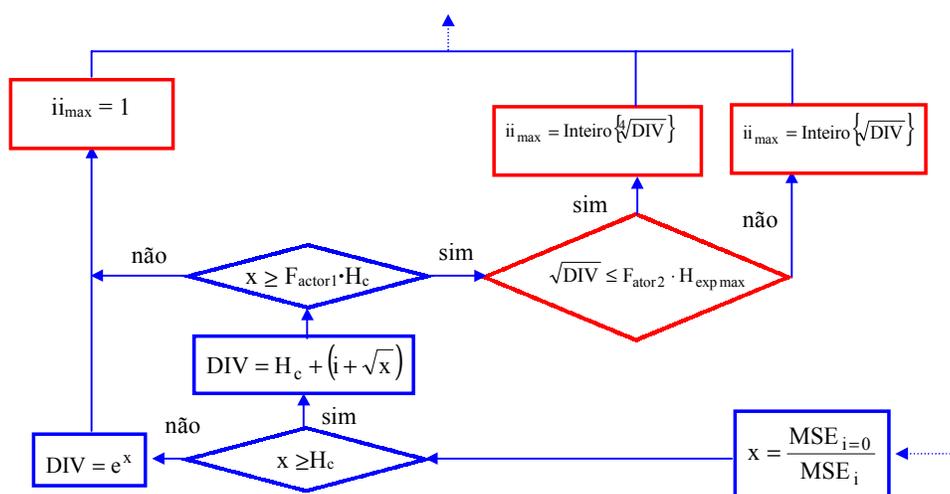


Fig. 6.34 – Mudança da malha de retorno do algoritmo de otimização aplicada em curvas experimentais.

Para uma amostra do material A, 50% das chapas estampadas no sentido de laminação e as outras perpendicularmente, ensaiada à 1 [Hz] e à 1,24 [T], efetuou-se o procedimento de encontro dos parâmetros para o modelo JA^{-1} . A Fig. 6.35 mostra a evolução do MSE ao longo das iterações. Nota-se no detalhe uma oscilação no início do procedimento. O erro MSE cai bruscamente e fica estabilizado em torno do valor 13. Percebe-se, no detalhe da segunda metade das iterações mostrado na Fig. 6.35, que o MSE tem uma trajetória aleatória, nem sempre diminuindo. Muitos fatores podem estar afetando esta trajetória, entre eles as assimetrias da curva de histerese experimental. A Fig. 6.36, a Fig. 6.37, a Fig. 6.38, a Fig. 6.39 e a Fig. 6.40 mostram a evolução dos parâmetros para o modelo JA^{-1} , ou JA, ao longo das iterações. As variações nas tendências nas curvas da evolução dos parâmetros se devem às mudanças dos caminhos no algoritmo de otimização. Elas aparecem mais na evolução dos parâmetros M_s , a e α . Em torno da iteração de número 45000, onde tem-se um vale na curva do MSE, a evolução dos parâmetros praticamente se mantém constante. Talvez, este poderia ser um ponto de cela devido à defeitos da curva experimental ou ser um ponto de um conjunto ótimo satisfatório, e que a continuidade do processo de otimização apenas tentaria melhorar o MSE devido as assimetrias da curva experimental.

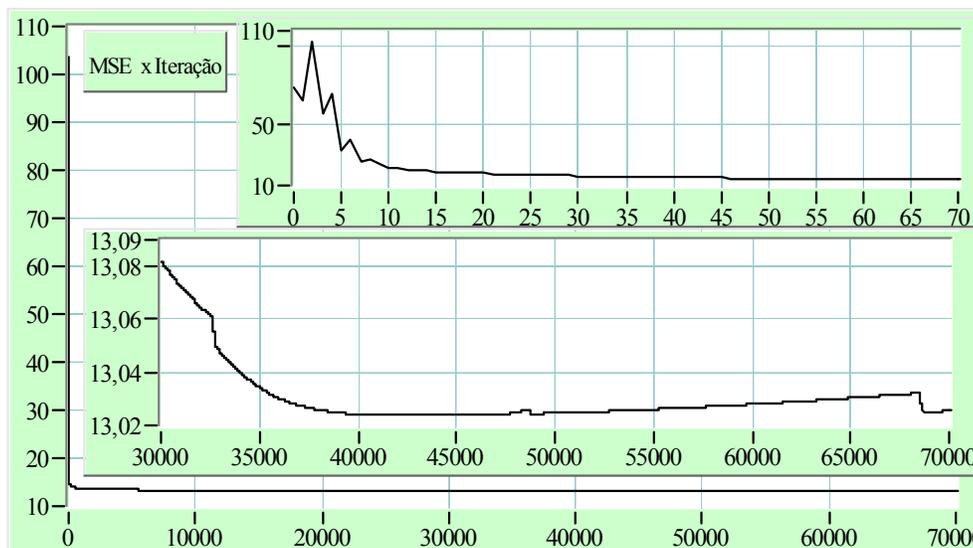


Fig. 6.35 – Evolução do MSE em função do número de iterações, com detalhe para as primeiras iterações e para a segunda metade das iterações.

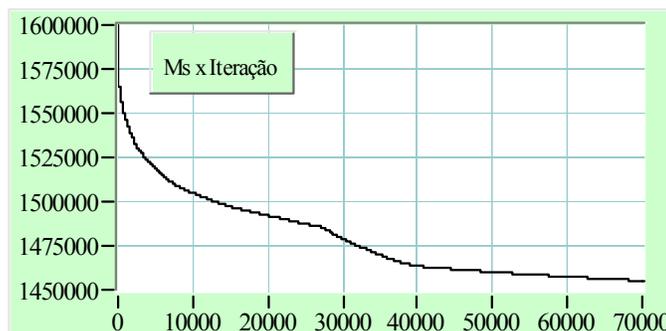


Fig. 6.36 – Evolução de M_s em função do número de iterações para amostra material A.

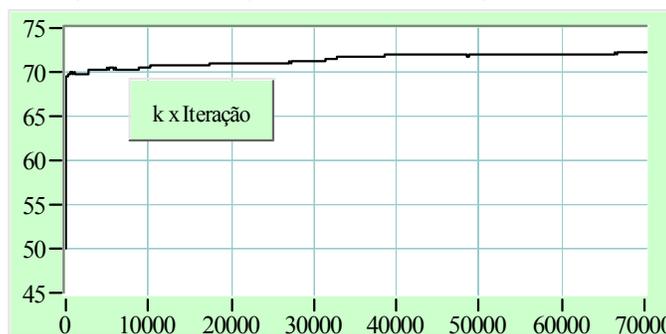


Fig. 6.37 – Evolução de k em função do número de iterações para amostra material A.

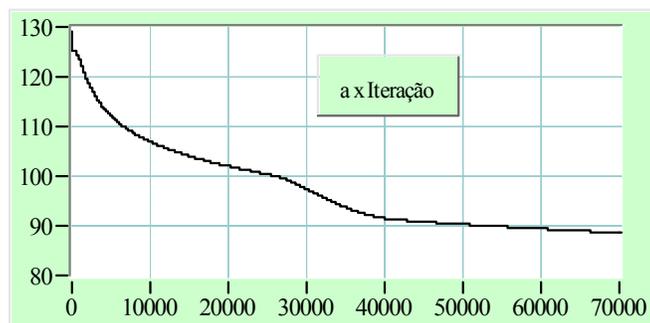


Fig. 6.38 – Evolução de a em função do número de iterações para amostra material A.

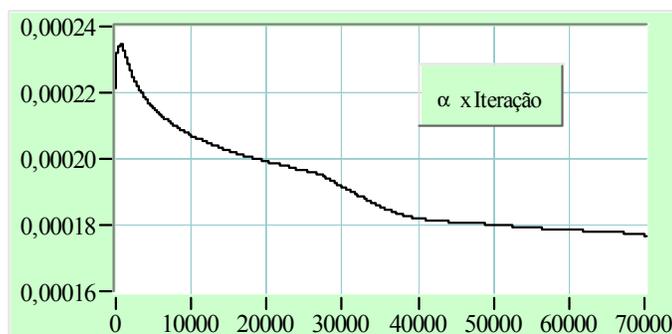


Fig. 6.39 – Evolução de α em função do número de iterações para amostra material A.

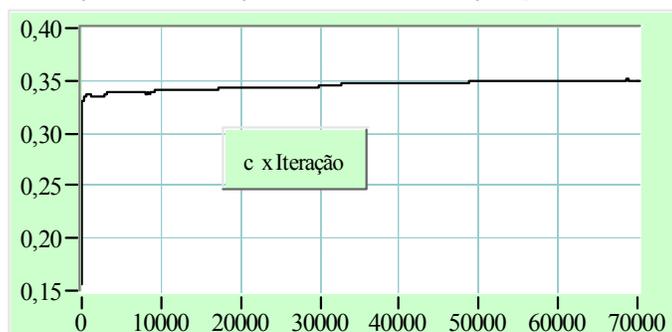


Fig. 6.40 – Evolução de M_s em função do número de iterações para amostra material A.

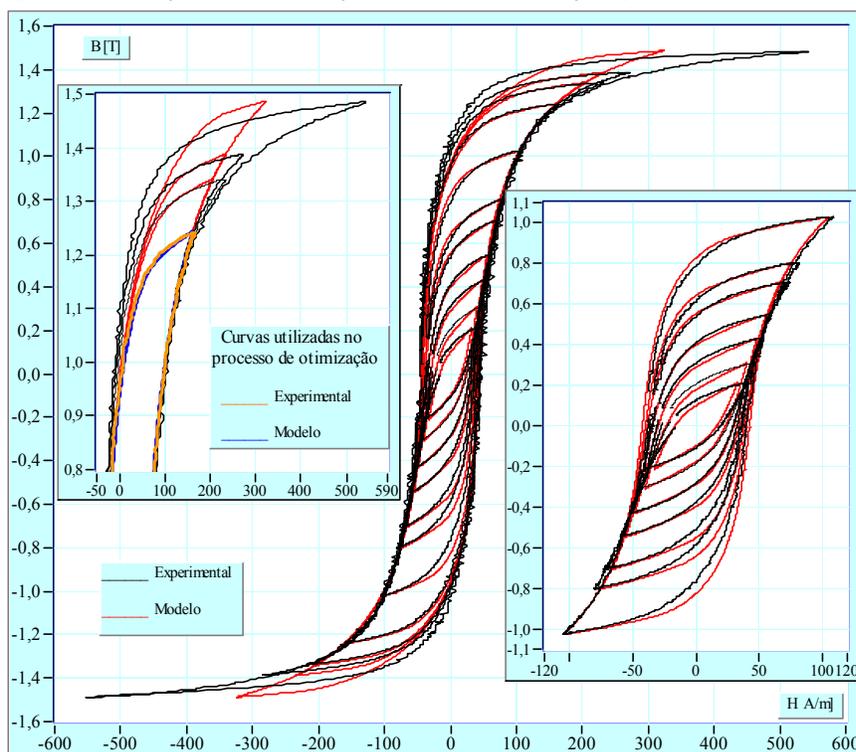


Fig. 6.41 – Curvas de histerese experimental do material A e simulada com os parâmetros de $i=70000$.

Na Fig. 6.41 estão mostradas comparações entre curvas de histerese experimentais e simuladas com o modelo JA^{-1} utilizando o conjunto ótimo de parâmetros apresentado na tabela 6.10. No detalhe para as curvas com induções altas, os laços experimentais e simulados não coincidem, ficando mais evidente para aqueles superiores à 1,35T. Porém, para os laços menores

que 1,24T as curvas simuladas são próximas das experimentais, a menos de imperfeições dos ensaios praticamente. Percebe-se que as curvas de histerese experimentais começam a alargarem-se em torno do valor da indução residual nas altas induções. Este fenômeno não é contemplado pelo modelo com este conjunto de parâmetros. O conjunto paramétrico que contempla este fato do “alargamento”, satisfaz apenas o único ponto de operação na região de saturação em que foi realizado o processo de otimização.

$$\text{erro [\%]} = \frac{1^{\circ} \text{ Conjunto} - \text{Conjunto ótimo}}{\text{Conjunto ótimo}} 100 \quad (6.32)$$

Tabela 6.10 - Resultado do processo de otimização para o material A.

$B_m = 1,24$ [T] $i_{\max} = 70000$	ΔX_{param} inicial	1º conjunto	Conjunto ótimo $i_{\max} = 70000$	Diferença relativa entre os conjuntos 1º e ótimo
M_s [A/m]	1,0%	$1,5870 \cdot 10^6$	$1,4552 \cdot 10^6$	9,1%
k [A/m]	7,0%	51,319	72,312	-29%
C	21%	$134,29 \cdot 10^{-3}$	$350,49 \cdot 10^{-3}$	-62%
A [A/m]	1,7%	129,16	88,498	46%
α	2,0%	$220,78 \cdot 10^{-6}$	$177,05 \cdot 10^{-6}$	25%
MSE	-	73,31	14,46	407,0%
H_s estimado	-	170 [A/m]	-	-
F_{actor1}	0,12	-	-	-
F_{actor2}	1,00	-	-	-

6.6.3 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-0º

O material B é modelado levando em conta a anisotropia magnética, através de três ensaios no quadro de Epstein com lâminas cortadas em três direções distintas em relação ao sentido de laminação do material. Nesta primeira amostra, as lâminas para o quadro de Epstein estão cortadas no sentido longitudinal de laminação. O ensaio foi à 1 [Hz] sob uma indução na forma senoidal de 1,239 [T] de amplitude máxima. A Fig. 6.42 mostra a evolução do MSE ao longo das iterações. No detalhe, a evolução do MSE cai rapidamente, em menos de 100 iterações, em um patamar em torno do valor 500. Porém, a evolução dos parâmetros M_s , a e α ainda não se estabilizou, como pode ser visto na Fig. 6.43 e Fig. 6.44. As evoluções dos parâmetros c e k praticamente atingem um patamar com um menor número de iterações; vide a Fig. 6.42 e a Fig. 6.43. A tabela 6.11 mostra valores do processo de otimização para a amostra de material B-0º.

Tabela 6.11 - Resultado do processo de otimização para o material B-0º.

$B_m = 1,239$ [T] $i_{\max} = 100000$	ΔX_{param} inicial	1º conjunto	Conjunto ótimo $i_{\max} = 100000$	Diferença relativa entre os conjuntos 1º e ótimo
M_s [A/m]	0,3%	$2,0413 \cdot 10^6$	$2,0059 \cdot 10^6$	1,8%
k [A/m]	3,0%	456,76	632,85	-28%
c	12%	$341,69 \cdot 10^{-3}$	$454,42 \cdot 10^{-3}$	-25%
a [A/m]	0,3%	$2,0224 \cdot 10^3$	$2,0011 \cdot 10^3$	1,1%
α	0,7%	$2,7056 \cdot 10^{-3}$	$2,8328 \cdot 10^{-3}$	-4,5%
MSE	-	$2,39 \cdot 10^3$	486	392%
H_s estimado	-	3400 [A/m]	-	-
F_{actor1}	0,12	-	-	-
F_{actor2}	0,27	-	-	-

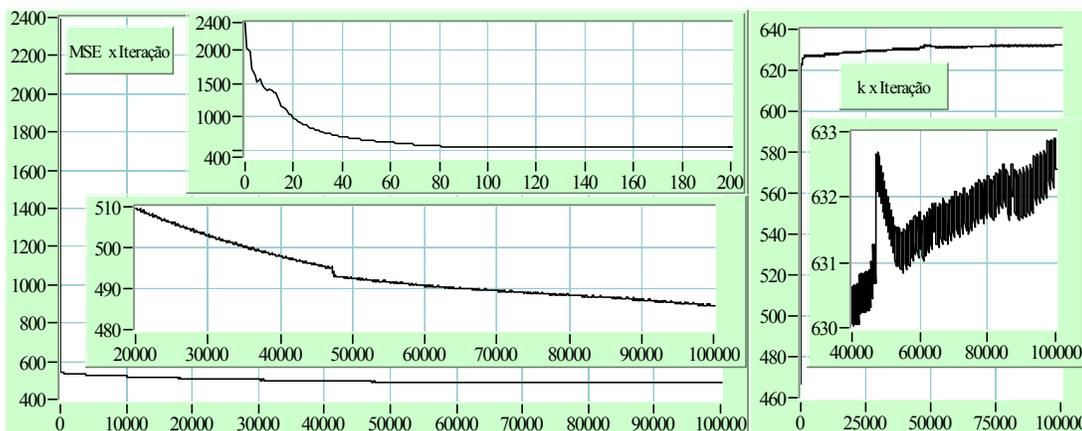


Fig. 6.42 – Evoluções com detalhes do MSE e do k em função do número de iterações da amostra $B-0^\circ$.

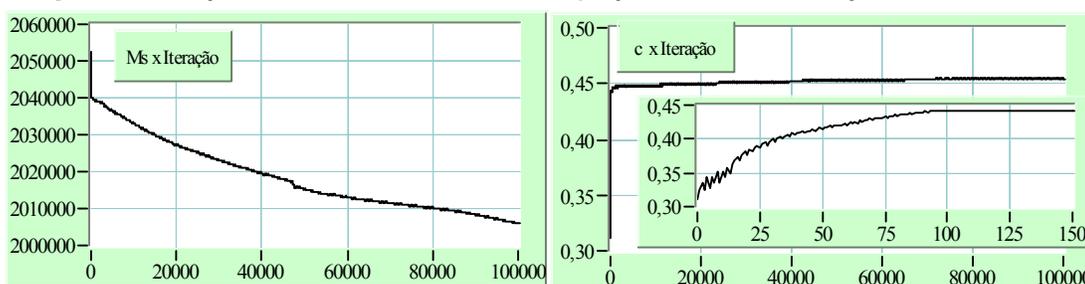


Fig. 6.43 - Evoluções do M_s e do c , com detalhes, em função do número de iterações da amostra $B-0^\circ$.

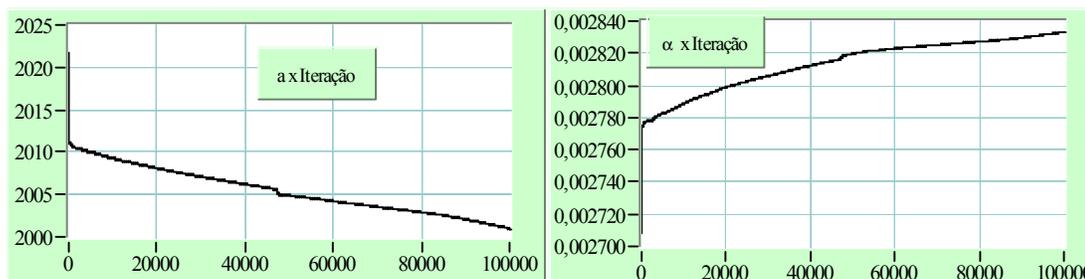


Fig. 6.44 – Evoluções do a e do α em função do número de iterações da amostra $B-0^\circ$.

A Fig. 6.45 e a Fig. 6.46 mostram comparações entre curvas de histerese experimentais e simuladas com o modelo JA^{-1} utilizando o conjunto ótimo de parâmetros apresentado na tabela 6.11. Nesta amostra de material, o fenômeno de alargamento do laço para aqueles com amplitudes de induções máximas elevadas não é tão pronunciado. Pode-se, assim, realizar uma caracterização paramétrica para o modelo JA^{-1} sob uma indução relativamente elevada, de 1,239 [T]. Nota-se na Fig. 6.45 que o modelo representam satisfatoriamente os laços com menores amplitudes. Percebe-se, também, que os valores do campo coercitivo H_c simulados são maiores que o experimentais, sem que isso comprometa significativamente a representação. Este detalhe pode ser gerado por se ter utilizado um laço em que está presente uma porção do fenômeno do alargamento. Como este fenômeno não é tão pronunciado, também a representação para laços com amplitudes superiores à da caracterização é coerente com a experimental (vide Fig. 6.46). Na curvas experimentais, os laços experimentais possuem uma assimetria, o que pode dificultar o processo de otimização paramétrica.

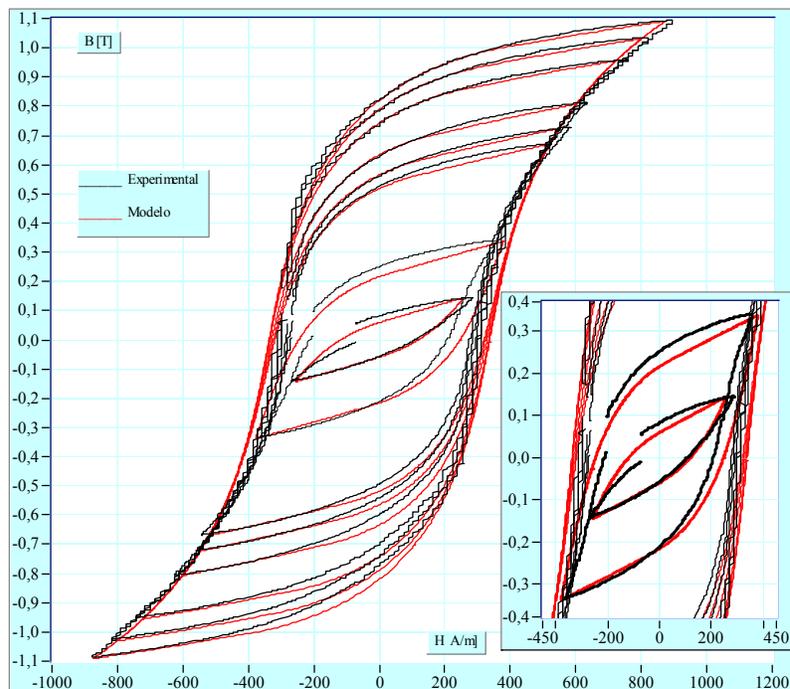


Fig. 6.45 – Curvas de histerese experimental da amostra B-0° e simulada com os parâmetros de $i=100000$ para amplitudes máximas de indução menores que 1,24 [T] e detalhe.

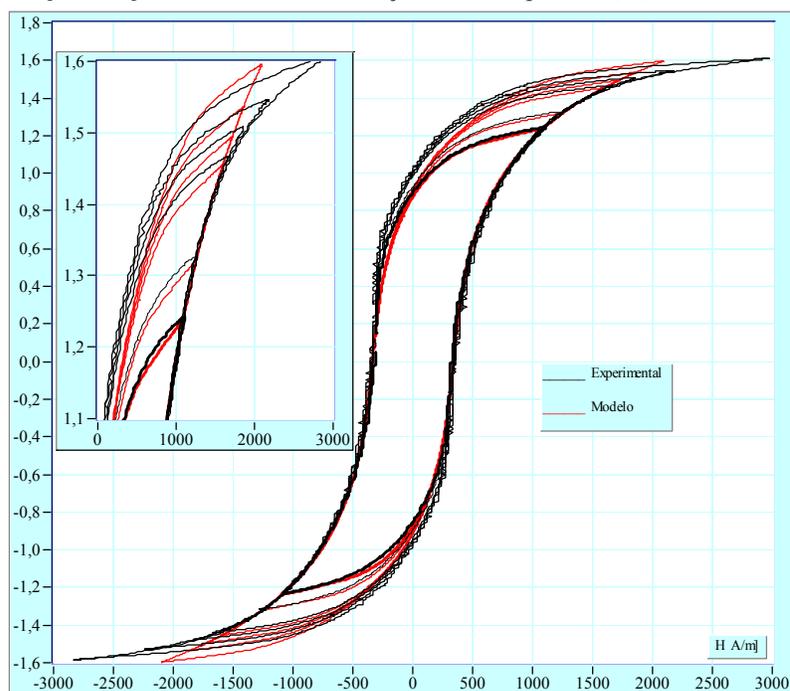


Fig. 6.46 – Curvas de histerese experimental da amostra B-0° e simulada com os parâmetros de $i=100000$ para amplitudes máximas de indução para 1,239 [T] e maiores.

6.6.4 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-90°

O processo de encontro dos parâmetros para o material B-90° foi até a iteração de 170000, e como pode ser notado na Fig. 6.50, os parâmetros a e α ainda não convergiram. Apesar que o

MSE está praticamente estagnado em torno do valor 77,6, como pode ser visto na Fig. 6.48. O MSE cai em 100 iterações ao patamar de valor 80. A curva experimental nominal para o encontro dos parâmetros ótimos foi à 1,035 [T], como mostrado na Fig. 6.47, e teve os resultados mostrados na tabela 6.12. De maneira geral, a evolução de todos os parâmetros ainda não chegou a uma boa solução. Talvez, os resultados mostrados na Fig. 6.51 poderiam ser melhores para os laços menores e maiores que o caso nominal.

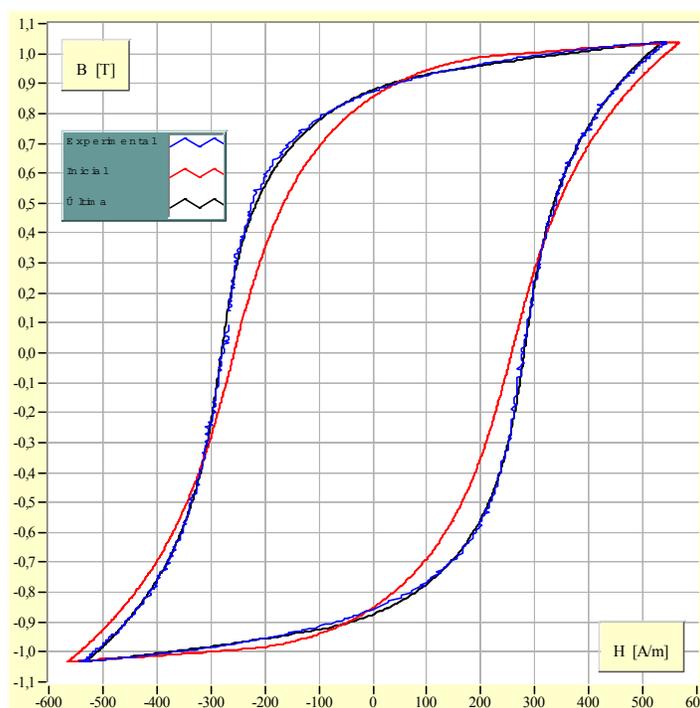


Fig. 6.47 - Formas de histerese experimental, do 1º conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo para $i = 170000$, para o material B-90°.

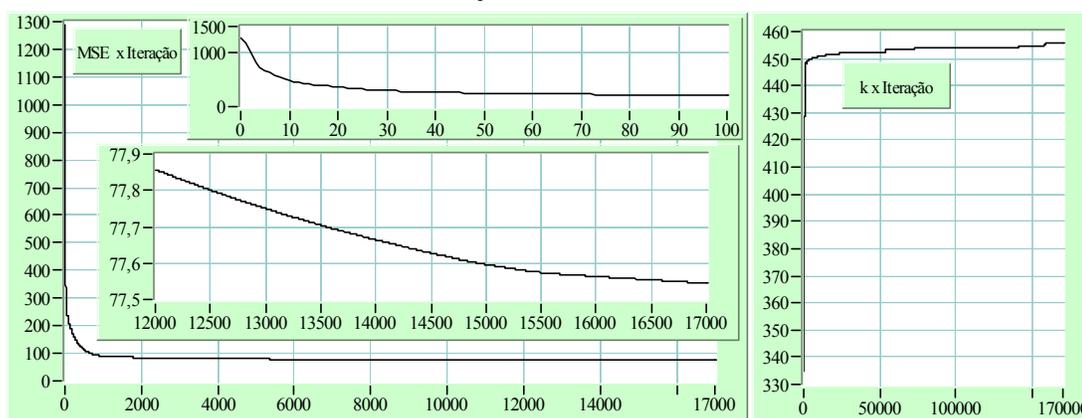


Fig. 6.48 Evoluções do MSE, com detalhes, e do k em função do número de iterações da amostra B-90°.

A Fig. 6.51 mostra laços de histerese simulados comparados com seus respectivos experimentais. Dividiu-se os laços em três regiões: baixas induções, médias induções e altas induções. Nota-se que o modelo e seus parâmetros reproduzem satisfatoriamente na faixa de 0,4 [T] a 1,4 [T].

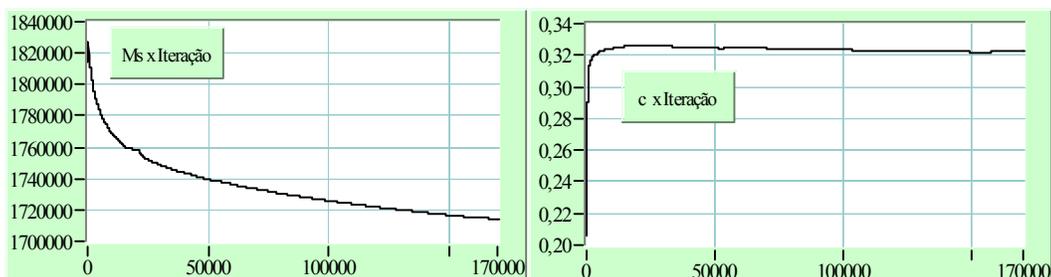


Fig. 6.49 - Evoluções do M_s e de c em função do número de iterações da amostra B-90°.

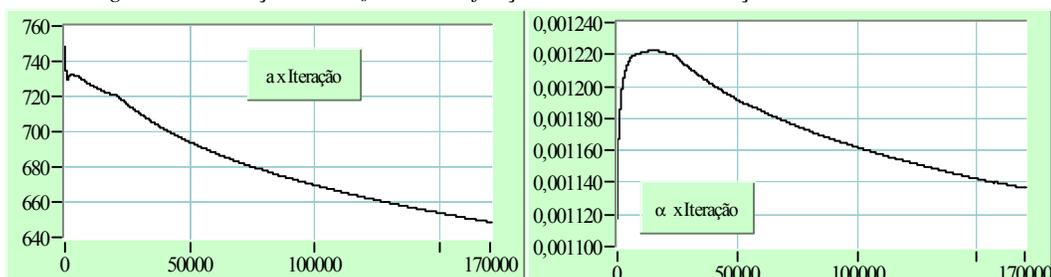


Fig. 6.50 - Evoluções do a e de α em função do número de iterações da amostra B-90°.

Tabela 6.12 - Resultado do processo de otimização para o material B-90°.

$B_m = 1,035$ [T] $i_{\max} = 170000$	ΔX_{param} inicial	1º conjunto	Conjunto ótimo $i_{\max} = 170000$	Diferença relativa entre os conjuntos 1º e ótimo
M_s [A/m]	0,3%	$1,8058 \cdot 10^6$	$1,7140 \cdot 10^6$	5,4%
k [A/m]	3,0%	327,30	455,60	-28%
c	12%	$189,13 \cdot 10^{-3}$	$322,50 \cdot 10^{-3}$	-41%
a [A/m]	0,3%	$750,40 \cdot 10^3$	$648,59 \cdot 10^3$	16%
α	0,7%	$1,1121 \cdot 10^{-3}$	$1,1365 \cdot 10^{-3}$	-2,1%
MSE	-	$1,29 \cdot 10^3$	77,6	1562%
H_s estimado	-	1470 [A/m]	-	-
F_{actor1}	0,012	-	-	-
F_{actor2}	0,27	-	-	-

Observação: a denotação “caso nominal” é o ponto de operação em que foi realizado o processo de otimização dos parâmetros.

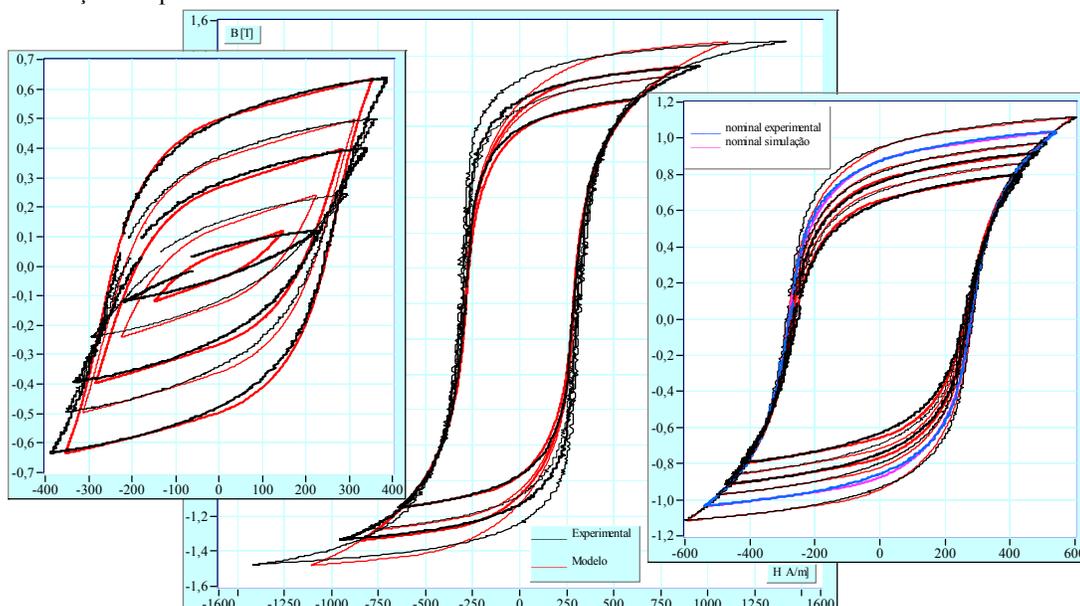


Fig. 6.51 - Curvas de histerese experimental da amostra B-90° e simulada com os parâmetros de $i = 170000$ para três regiões distintas de amplitudes máximas de indução.

6.6.5 Obtenção do conjunto dos parâmetros ótimos de uma curva experimental do Material B-45°

Para uma amostra do material B, com as lâminas estampadas a 45° do sentido de laminação, ensaiado à 1 [Hz], efetuou-se o procedimento de encontro dos parâmetros do modelo JA^{-1} para uma amplitude da indução de 1,258 [T], resultando as curvas apresentadas na Fig. 6.52. A Fig. 6.53 mostra a evolução do MSE ao longo das iterações. A Fig. 6.53, a Fig. 6.54 e a Fig. 6.55 mostram a evolução dos parâmetros ao longo das iterações. Na Fig. 6.56 e na Fig. 6.57 estão impressas as curvas simuladas com o conjunto de parâmetros ótimo, apresentado na tabela 6.13, comparadas com as curvas experimentais. Aparentemente, o resultado do processo de otimização é satisfatório, pois as curvas das evoluções dos parâmetros praticamente não sofreram alterações paramétricas significativas para o número de iteração superior a 80000. Porém, como pode ser notado na Fig. 6.56 e, principalmente, na Fig. 6.57, o modelo com este conjunto de parâmetros não representa adequadamente os laços menores, e também os para as altas amplitudes de induções. Para os laços menores, as curvas de histerese comparadas com as experimentais têm a aparência das apresentadas por Lederer et alli [101].

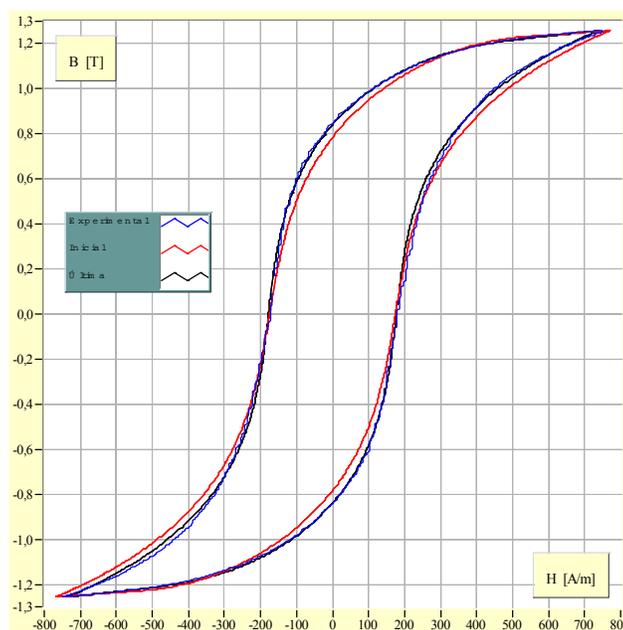


Fig. 6.52 - Formas de histerese experimental, do 1º conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo para B-45°.

Tabela 6.13 - Resultado do processo de otimização para o material B-45° para $B_m = 1,258$ [T].

$B_m = 1,258$ [T] $i_{max} = 100000$	ΔX_{param} inicial	1º conjunto	Conjunto ótimo $i = 100000$	Diferença relativa entre os conjuntos 1º e ótimo
M_s [A/m]	0,30%	$1,9716 \cdot 10^6$	$1,9257 \cdot 10^6$	2,4%
k [A/m]	0,70%	251,25	317,60	-21%
c	12%	$301,41 \cdot 10^{-3}$	$435,08 \cdot 10^{-3}$	-31%
a [A/m]	0,30%	$1,4821 \cdot 10^{+3}$	$1,3780 \cdot 10^{+3}$	7,6%
α	0,70%	$2,1358 \cdot 10^{-3}$	$2,0759 \cdot 10^{-3}$	2,9%
MSE	-	648,46	97,11	567,8%
H_s estimado [A/m]	-	2730	-	-
F_{ator1}	0,03	-	-	-
F_{ator2}	1,00	-	-	-

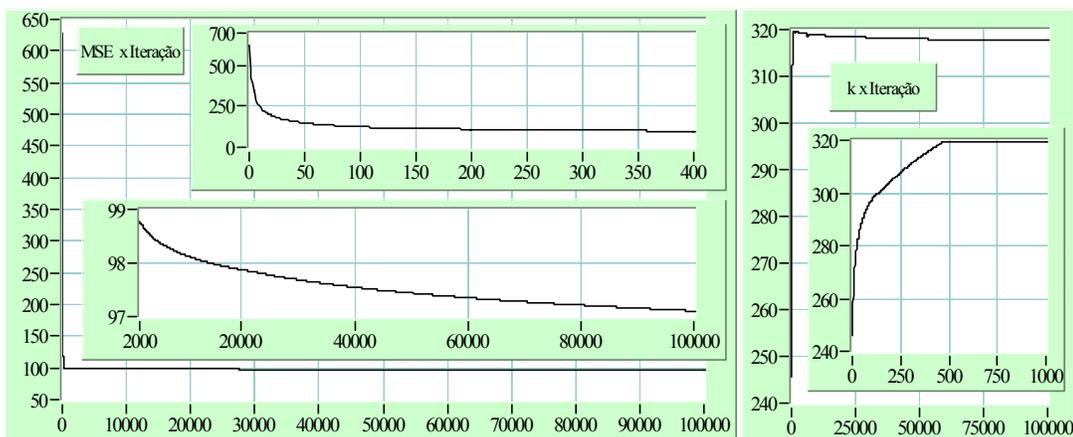


Fig. 6.53 - Evoluções do MSE e do k , com detalhes, em função do número de iterações da amostra B-45°.

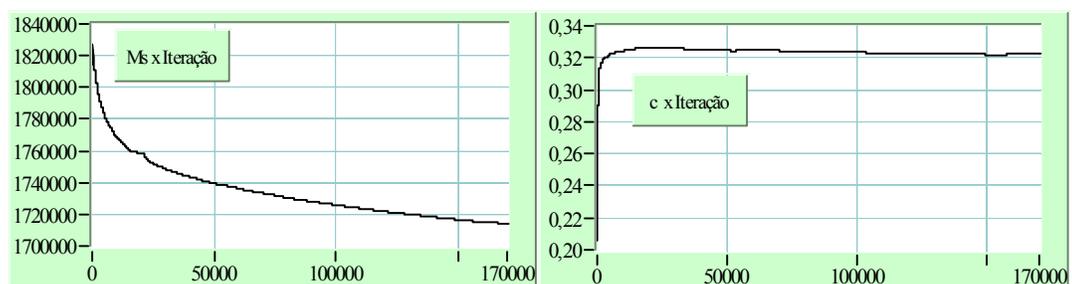


Fig. 6.54 - Evoluções do M_s e do c em função do número de iterações da amostra B-45°.

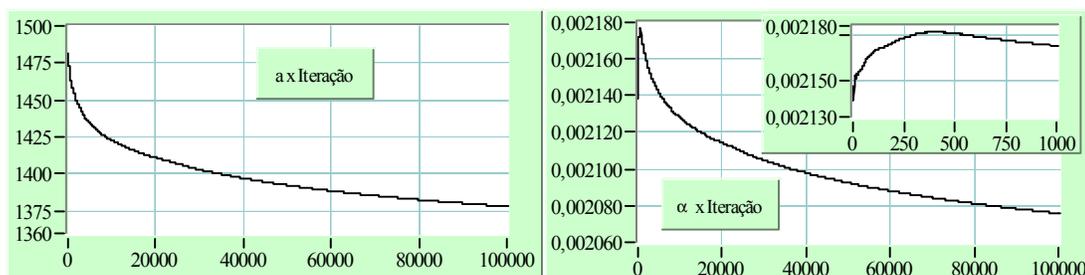


Fig. 6.55 - Evoluções do a e do α em função do número de iterações da amostra B-45°.

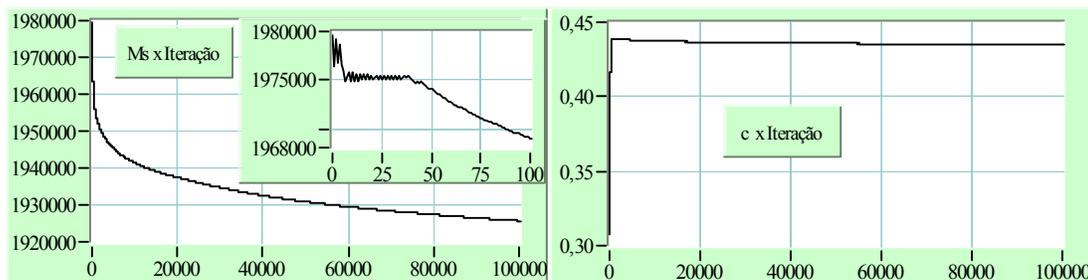


Fig. 6.55 - Evoluções do M_s e do c em função do número de iterações da amostra B-90°.

Levando em consideração a hipótese da existência do fenômeno que alarga o laço a partir de uma certa amplitude de indução, optou-se em realizar o encontro dos parâmetros ótimos para esta amostra sob uma amplitude menor. A tabela 6.14 apresenta os resultados do processo de otimização para uma amplitude máxima da indução de 1,004 [T] e um número máximo de iterações de 300000, alterando também os fatores da malha de realimentação do algoritmo.

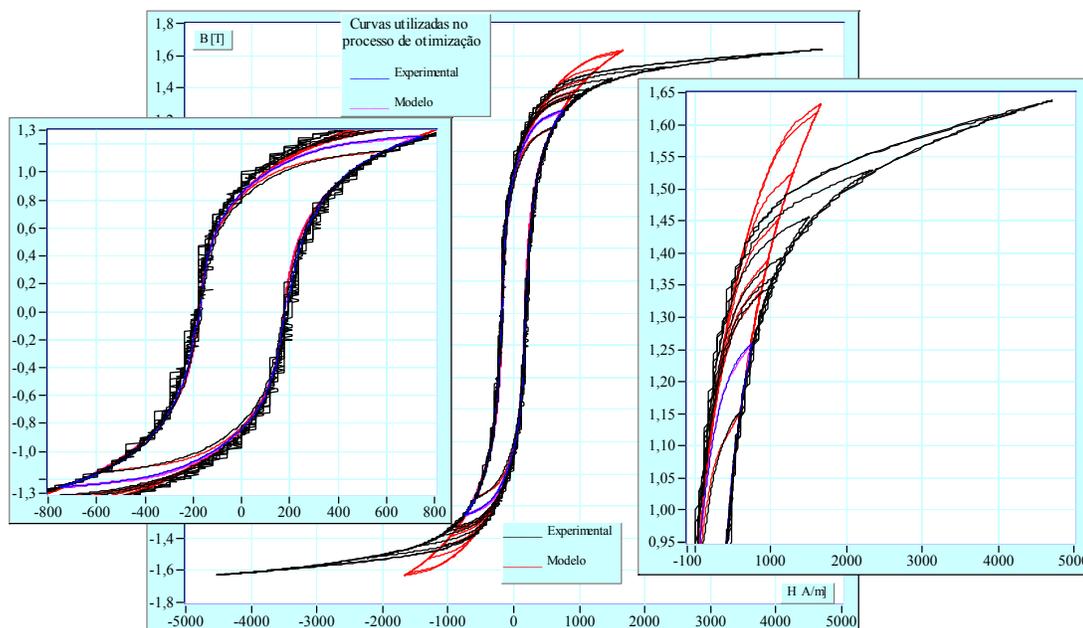


Fig. 6.56 - Curvas de histerese experimental da amostra B-45° e simulada com os parâmetros de para três regiões distintas de amplitudes máximas de indução.

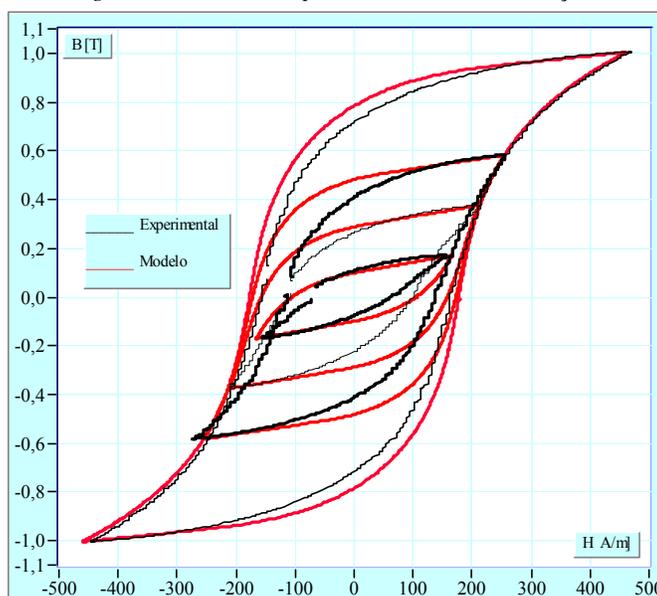


Fig. 6.57 – Curvas de histerese experimental da amostra B-45° e simulada com os parâmetros obtidos à 1,258 [T].

A Fig. 6.58 mostra o resultado do processo de otimização comparados com o experimental e do primeiro conjunto de parâmetros. Na Fig. 6.59, onde está desenhada a evolução do MSE e do parâmetro k , nota-se no detalhe que a evolução do MSE atinge um valor mínimo em torno da iteração 700. Porém, na Fig. 6.60 e na Fig. 6.61, onde são mostradas as evoluções dos outros parâmetros, nota-se que os mesmos na iteração 700 ainda na estabilizaram sua trajetória. No detalhe do parâmetro c da Fig. 6.61, há uma mudança abrupta, refletindo também nos respectivos valores do MSE, sem que o sistema de otimização perca a convergência. Ao contrário, parece que há uma espécie de trajetória que evita que o sistema pare em um ponto de sela. Com o conjunto

paramétrico ótimo, faz-se comparações de simulações com o modelo JA^{-1} e resultados experimentais para vários laços de amplitudes de indução, apresentados na Fig. 6.63. Os laços menores agora têm curvas bem próximas às experimentais, e tem boa conformidade até o valor de cerca de 1,3 [T]. Para laços com amplitudes superiores a 1,3 [T], os laços simulados começam a se diferenciar das curvas experimentais, como também ocorreu para a otimização à 1,258 [T], vide Fig. 6.56.

Tabela 6.14 - Resultado do processo de otimização para o material B-45° para $B_m = 1,004$ [T]

$B_m = 1,004$ [T] $i_{max}=300000$	ΔX_{param} inicial	1º conjunto	Conjunto ótimo $i=300000$	Diferença relativa entre os conjuntos 1º e ótimo
M_s [A/m]	0,30%	$1,6138 \cdot 10^6$	$1,5894 \cdot 10^6$	1,5%
k [A/m]	0,70%	203,94	289,82	-30%
c	12%	$253,61 \cdot 10^{-3}$	$417,79 \cdot 10^{-3}$	-39%
a [A/m]	0,30%	638,87	584,13	9,4%
α	0,70%	$1,0205 \cdot 10^{-3}$	$1,0063 \cdot 10^{-3}$	1,4%
MSE	-	547,32	96,58	466,7%
H_s estimado [A/m]	-	1400	-	-
F_{ator1}	0,02	-	-	-
F_{ator2}	0,40	-	-	-

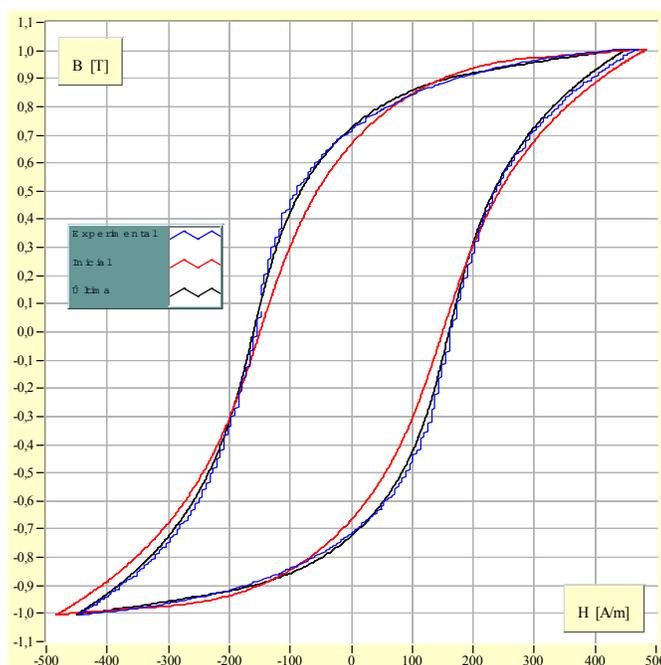


Fig. 6.58 - Formas de histerese experimental, do 1º conjunto de parâmetros e do conjunto ótimo, para o material B-45°.

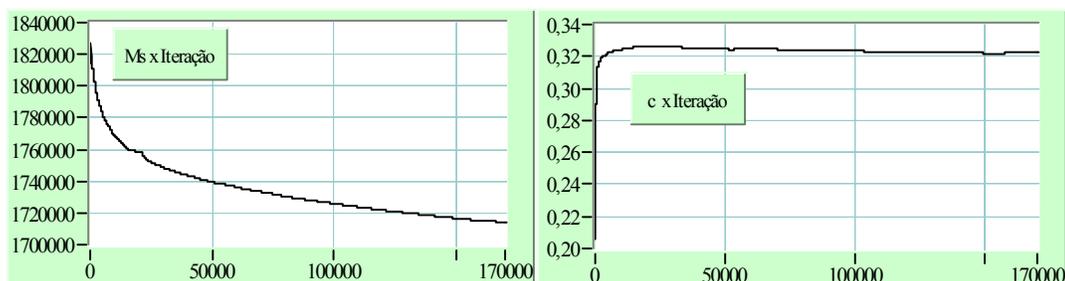


Fig. 6.60 - Evoluções do M_s e do c em função do número de iterações da amostra B-45°.

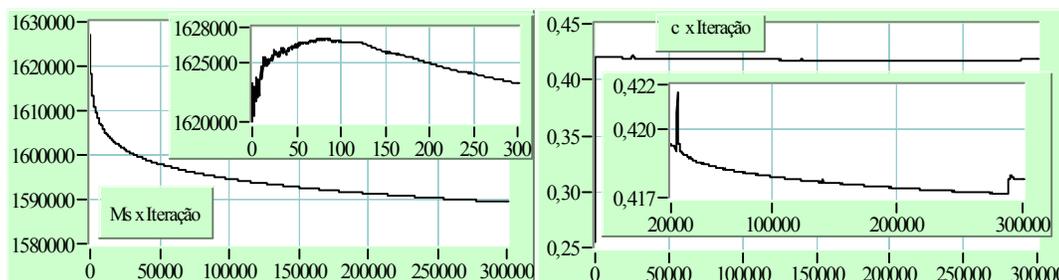


Fig. 6.61 - Evoluções do M_s e do c em função do número de iterações da amostra B-45°.

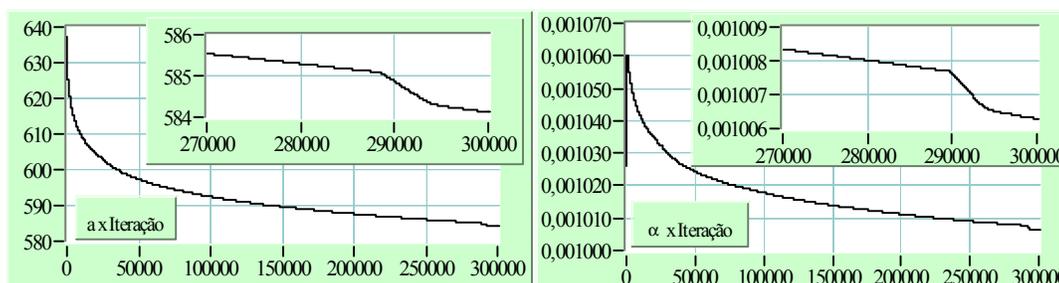


Fig. 6.62 - Evoluções do a e do α em função do número de iterações da amostra B-45°.

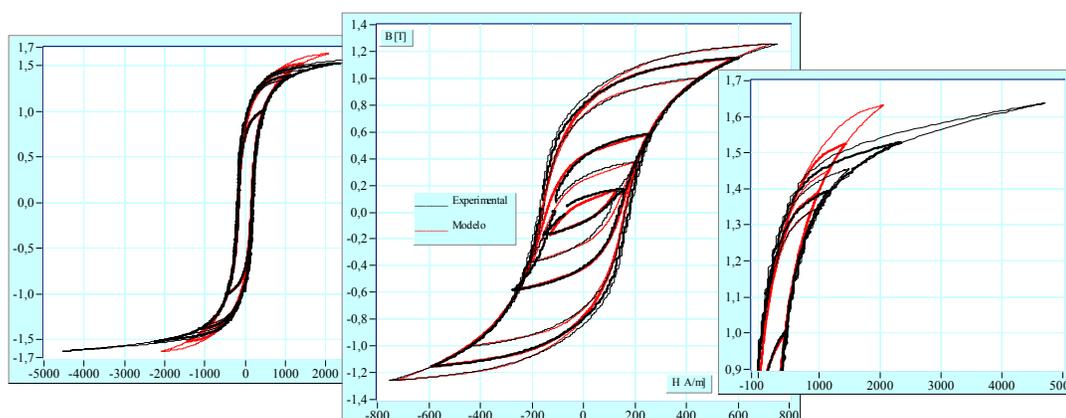


Fig. 6.63- Curvas de histerese experimental da amostra B-45° e simulada com os parâmetros de $i=300000$ e para a indução máxima do laço de $1,004$ [T].

6.7 Considerações finais

A literatura atual diz que o modelo de JA é deficiente na representação de laços menores, inclusive o próprio Jiles fornece uma tentativa de solução por meio de um método de escalonamento [95]. O que foi discutido e apresentado aqui na utilização do modelo inverso de JA^{-1} , que utiliza os mesmos parâmetros do modelo JA, percebe-se que os resultados são satisfatórios. Talvez a não conformidade entre modelo e a parte experimental existente na literatura seja devida aos valores dos parâmetros utilizados. Os processos de otimização podem estar fornecendo valores paramétricos em que a forma de histerese simulada graficamente seja aparentemente coincidente com a experimental, mas os parâmetros possuem valores ainda não adequados, principalmente os parâmetros a e α . Outra possibilidade de não conformidade entre modelo e resultado de ensaios na literatura, é a utilização para o encontro de parâmetros de curvas

de histerese com amplitudes de indução que possuem uma variação na tendência da forma. Esta tendência diferente também apareceu no processo de separação das perdas. Como mostrado, na região de saturação em algumas amostras, a parte superior do laços começa a alargar com o aumento da indução máxima, apresentando uma tendência de comportamento diferente.

O algoritmo numérico de otimização proposto, embora robusto e eficaz no seu objetivo, tem seu desempenho dependente de:

- a) formato da curva de histerese de referência (experimental);
- b) valor da indução máxima;
- c) número de pontos da curva de referência;
- d) primeiro conjunto de parâmetros utilizados na partida;
- e) valores iniciais atribuídos para as variações dos parâmetros;
- f) o ruído de medição e assimetrias nas curvas experimentais.

Quando se está encontrando parâmetros não conhecidos, que é o objetivo real e prática normal, deve-se tomar cuidado para que não se escolher um conjunto ótimo ainda quando o sistema de encontro não estabilizou. É necessário realizar uma análise das curvas da evolução dos parâmetros e do MSE.

7. A caracterização de materiais magnéticos aplicada no MEF - 2D

7.1 Introdução

Neste último capítulo desta tese, apresentar-se-á maneiras de modelar o funcionamento do dispositivo eletromagnético escolhido neste trabalho, o quadro de Epstein.

Uma primeira abordagem consiste no desenvolvimento de um modelo analítico. No entanto, a aplicação deste modelo é restrita a casos particulares.

Em busca de uma metodologia mais geral, extensível inclusive a outras estruturas magnéticas mais complexas, apresentar-se-á uma formulação baseada no Método de Elementos Finitos em duas dimensões – MEF – 2D. A capacidade de avaliação qualitativa e quantitativa é sem dúvida uma das grandes vantagens sobre os outros métodos.

7.2 Modelo analítico

As seguintes considerações são assumidas para o modelo eletromagnético do quadro de Epstein impondo a forma de tensão no enrolamento secundário:

1^ª) Não há fluxo magnético disperso, ou seja, o acoplamento entre os enrolamentos primário e secundário é perfeito. Esta consideração está representada na equação (7.1) envolvendo as respectivas tensões, onde $N_s = N_p$.

$$\frac{v_s(t)}{v_p(t)} = \frac{N_s}{N_p} \quad (7.1)$$

2^ª) Não existem capacitâncias parasitas no dispositivo eletromagnético.

3^ª) Não há resistência elétrica nos condutores do sistema, de modo que $R_{cu} = 0$ [Ω]. Esta consideração tem sua validade nesta abordagem pois se impõe a tensão no secundário do quadro de Epstein (maiores detalhes são encontrados no Anexo A).

4^ª) As grandezas vetoriais campo magnético e indução magnética são tratadas em apenas uma direção de variação no processo de magnetização, e portanto experimentalmente passam a serem tidas como escalares – apenas a característica do vetor “intensidade” é utilizada.

No Anexo A, os modelos elétrico e eletromagnético apresentados na Fig. 7.1 são descritos e argumentados com maior profundidade. A indutância L é o elemento que representa a energia armazenada no dispositivo eletromagnético regida pela magnetização do material. As resistências elétricas R_h , R_f e R_e correspondem a cada tipo de energia dissipada (as perdas magnéticas), respectivamente de histerese, por correntes de Foucault e por correntes excedentes. Estas resistências possuem valores médios variáveis em função do valor máximo da indução no material, conforme as respectivas equações (7.2), (7.3) e (7.4), as quais tem seu valor dado em função da caracterização do material proposta neste trabalho. Nestas equações, m corresponde à massa de material. As correntes $i_h(t)$, $i_f(t)$ e $i_e(t)$ são, respectivamente, as correntes de cada parcela de perda, por histerese, por corrente de Foucault e por excesso. A corrente $i_{ah}(t)$ é a corrente de magnetização

sem histerese. Os campos magnéticos $H_e(t)$, $H_f(t)$, $H_h(t)$ e $H_{ah}(t)$ são relacionados à corrente correspondente a cada ramo do circuito elétrico apresentado na Fig. 7.1. O modelo apresentado não é novo, sendo tradicional na Engenharia Elétrica. Porém, supõe-se que a argumentação e o estudo apresentados no Anexo A contribuem para a fundamentação teórico-experimental do mesmo.

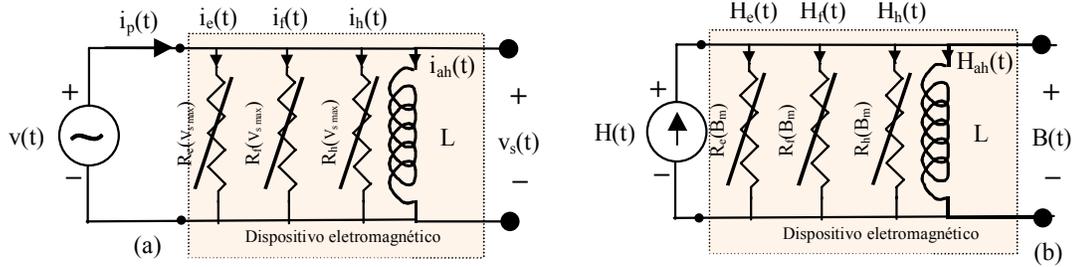


Fig. 7.1 – Sistema eletromagnético com os três tipos de perda: (a) modelo elétrico e (b) modelo eletromagnético.

$$R_h(B_m) = \frac{V_{sef}^2}{P_h} = \frac{(2\pi fSN_s)^2 B_m^2}{2(mfk_h B_m^\alpha)} = \frac{2f(\pi SN_s)^2 (B_m)^{2-\alpha}}{mk_h}, \quad [\Omega] \quad (7.2)$$

$$R_f = \frac{V_{sef}^2}{P_f} = \frac{(2\pi fSN_s)^2 B_m^2}{2(mfk_f B_m^2)} = \frac{2f(\pi SN_s)^2}{mk_f}, \quad [\Omega] \quad (7.3)$$

$$R_e(B_m) = \frac{V_{sef}^2}{P_e} = \frac{2f(\pi SN_s)^2}{mk_e} \sqrt{B_m}, \quad [\Omega] \quad (7.4)$$

A tensão no secundário do quadro de Epstein é dada pela equação (7.5), levando em conta as condições apresentadas. Com a aproximação dada pela equação (7.6), pode-se escrever a indução magnética do passo cálculo seguinte pela relação (7.7), a qual representa a evolução temporal do dispositivo quando se conhece a tensão aplicada no dispositivo $v(t)$. A corrente elétrica total instantânea é dada pela equação (7.8) em função da soma de suas componentes de magnetização e das relacionadas com as perdas magnéticas. A relatividade v tem seu valor em função da indução no material (maiores detalhes podem ser obtidos no Anexo A). Conhecendo a corrente total, o campo magnético $H(t)$ é dado pela equação (7.9).

$$v_s(t) = N_s S \frac{dB}{dt} = v(t) \quad (7.5)$$

$$\frac{dB(t)}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{B(t + \Delta t) - B(t)}{\Delta t} \right] \approx \frac{B(t + \Delta t) - B(t)}{\Delta t} \quad (7.6)$$

$$B(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{N_s S} v(t) + B(t) \quad (7.7)$$

$$i(t) = \frac{I_m}{N_p} H_{ah}(t) + \frac{N_s S}{R_h} \frac{dB(t)}{dt} + \frac{N_s S}{R_f} \frac{dB(t)}{dt} + \frac{N_s S}{R_e} \frac{dB(t)}{dt} = \frac{I_m}{N_p} vB(t) + \frac{v_s(t)}{R_h} + \frac{v_s(t)}{R_f} + \frac{v_s(t)}{R_e}, \quad [A] \quad (7.8)$$

$$H(t) = H_{ah}(t) + H_h(t) + H_f(t) + H_e(t) = \frac{N_p}{I_m} i(t), \quad [A/m] \quad (7.9)$$

Realizou-se para o material B-45° dois ensaios no regime de tensão senoidal, um à 1 [Hz] contemplando apenas a perda por histerese, e um segundo à 50 [Hz], contemplando os três tipos de

perdas magnéticas. Os dados utilizados na simulação para este modelo analítico estão apresentados na tabela 7.1.

Tabela 7.1 – Parâmetros utilizados na simulação.

t inicial	0,0 [s]
t final	0,04 [s]
Δt	$5 \cdot 10^{-6}$ [s]
Amplitude	53,39 [V]
Frequência	50 [Hz]
Material	B-45 ($P_{tot} \approx 4,5$ [W/kg] à 50 [Hz] e à 1 [T])
Massa m (para 50Hz)	1,8998 [kg]
N_s	700
N_p	700
l_m	0,94 [m]
S	$216 \cdot 10^{-6}$ [m ²]
R_h para 1 [Hz]	4,1599 [Ω]
R_h para 50 [Hz]	206,80 [Ω]
R_f para 50 [Hz]	913,59 [Ω]
R_e para 50 [Hz]	723,64 [Ω]

A Fig.7.2 apresenta o relutado à 1 [Hz] e com $B_m = 1,152$ [T]. Observando a Fig. 7.2, a perda por histerese provoca um aumento da distorção da forma de onda do campo magnético, e interfere significativamente na defasagem entre campo e indução nas suas passagens pelos seus valores nulos. A perda magnética faz adiantar o campo magnético. A defasagem entre campo e indução no máximo valor do campo para as formas de onda do campo total $H(t)$ e sem perda $H_{ah}(t)$ é praticamente coincidente. O campo relativo à perda por histerese $H_h(t)$ está em quadratura com a indução, isto é, em fase com a tensão $v_s(t)$.

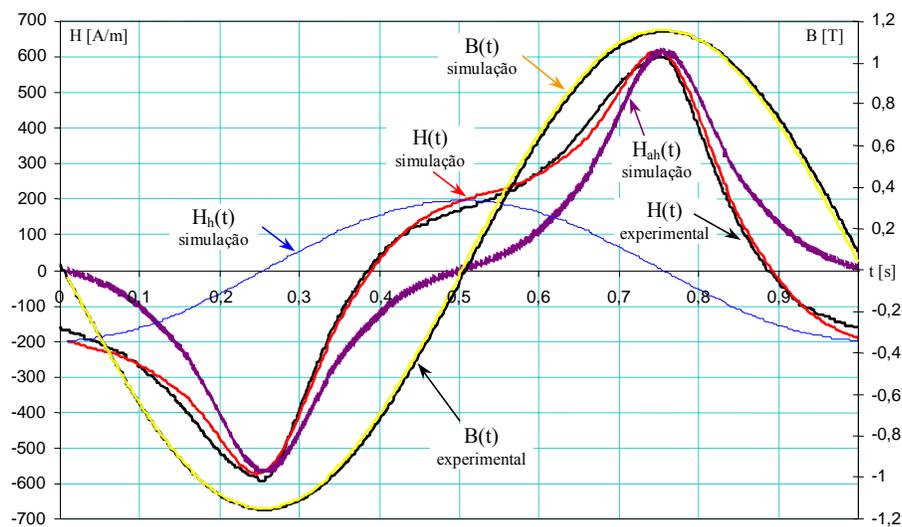


Fig. 7.2 – Comparação entre as grandezas magnéticas obtidas via simulação e experimentalmente à 1 [Hz].

Para a simulação do quadro de Epstein à 50 [Hz], obtiveram-se os resultados apresentados na Fig. 7.3 para o ponto de operação com $B_m = 1,124$ [T]. A Fig. 7.3 mostra as grandezas magnéticas evoluindo no tempo, onde as simuladas são comparadas com as obtida

experimentalmente. A comparação entre os valores experimentais e simulados são satisfatórios, apesar da simplicidade de ser um modelo analítico.

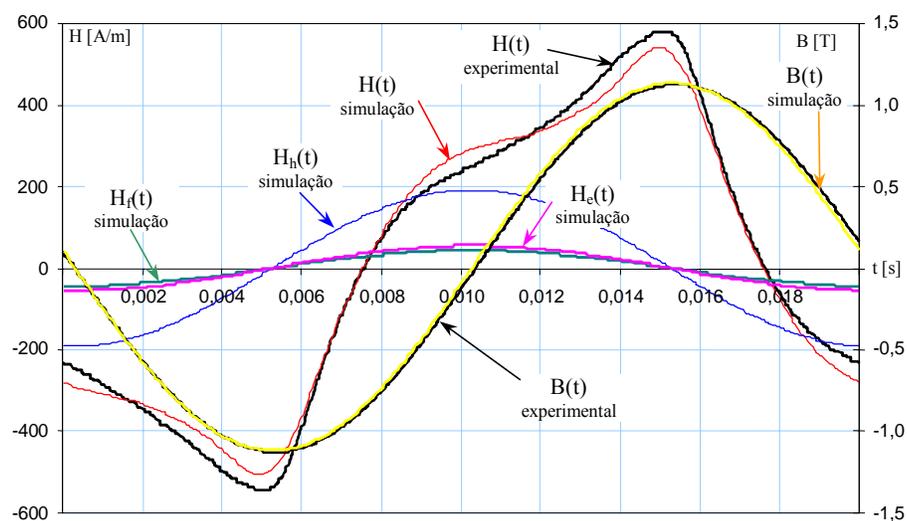


Fig. 7.3 – Comparação entre as grandezas magnéticas obtidas via simulação para o sistema completo de perdas no núcleo com as obtidas experimentalmente à 50Hz para o material B-45°.

7.3 Modelo numérico para o cálculo de campos eletromagnéticos em 2D

Vários trabalhos têm sido publicados nos últimos anos acerca da modelagem da histerese em cálculos de campos eletromagnéticos via métodos numéricos [102, 130, 131, 132, 133]. A representação da histerese é geralmente feita utilizando-se o modelo de Preisach ou o modelo de JA. Neste dois modelos a variável independente é o campo magnético H.

No entanto, quando se trabalha com uma formulação em termos do potencial vetor magnético \mathbf{A} , a indução magnética \mathbf{B} é calculada diretamente de \mathbf{A} através da equação (7.10). Assim, utilizar-se o modelo JA^{-1} apresentado no capítulo 6 é mais vantajoso.

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A} \quad (7.10)$$

7.3.1 Equação do campo magnético considerando a histerese

Classicamente, a equação a resolver pelo método de EF é oriunda da Lei de Ampère [99]:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (7.11)$$

O vetor \mathbf{J} é a densidade de corrente elétrica [Aespira/m²]. Lembrando a relação constitutiva (7.12) e adotando-se a formulação em termos do potencial vetor magnético (equação (7.10)), obtém-se a relação (7.11) rescrita como a relação (7.13), onde $\nu = 1/\mu$ é a relutividade magnética.

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (7.12)$$

$$\text{rot}\nu \text{rot}\mathbf{A} = \mathbf{J} \quad (7.13)$$

Dependendo dos valores que B e H assumem no laço de histerese, valores negativos de ν podem ocorrer, o que introduz problemas numéricos na resolução das equações. Para evitar isto, pode-se utilizar uma formulação baseada ν_0 e \mathbf{M} (respectivamente a relutividade do ar e a

magnetização), ou então uma formulação baseada na relatividade diferencial v_d , como será apresentado a seguir.

a) Formulação em termos de v_0 e \mathbf{M}

A escolha mais imediata é formular as equações do campo em termos de v_0 e \mathbf{M} , aplicando-se a forma vetorial da relação (2.17), apresentada no capítulo 2 deste trabalho, na equação (7.11). Admitindo-se uma evolução no tempo das grandezas elétricas e magnéticas, tem-se a relação (7.14), onde $\mathbf{A}(t+\Delta t)$, $\mathbf{J}(t+\Delta t)$ e $\mathbf{M}(t+\Delta t)$ são, respectivamente, o potencial vetor magnético, a densidade de corrente e o vetor magnetização (que em 2D possui componentes na direção x e y) no instante de tempo $(t+\Delta t)$; Δt é o passo de cálculo.

$$\text{rot}v_0 \text{rot}\mathbf{A}(t + \Delta t) = \text{rot}\mathbf{J}(t + \Delta t) + \text{rot}\mathbf{M}(t + \Delta t) \quad (7.14)$$

b) Formulação em termos de v_d

Uma maneira alternativa de incluir a histerese no cálculo de campos eletromagnéticos é trabalhar com uma relatividade diferencial v_d definida pela relação (7.15).

$$v_d = \frac{d\mathbf{H}}{d\mathbf{B}} \quad (7.15)$$

Observa-se que a relatividade diferencial v_d é sempre positiva, mesmo que a relação entre B e H seja do tipo histerética. Pode-se também aproximar a equação (7.15) pela equação (7.16), e expressar o campo magnético $\mathbf{H}(t+\Delta t)$ no instante $(t+\Delta t)$ pela equação (7.17).

$$v_d = \frac{d\mathbf{H}}{d\mathbf{B}} \cong \frac{\Delta\mathbf{H}}{\Delta\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{H}(t + \Delta t) - \mathbf{H}(t)}{\mathbf{B}(t + \Delta t) - \mathbf{B}(t)} \quad (7.16)$$

$$\mathbf{H}(t + \Delta t) = v_d \Delta\mathbf{B} + \mathbf{H}(t) \quad (7.17)$$

Em uma aproximação bidimensional, a relatividade diferencial pode ser calculada a partir das componentes \mathbf{H} e \mathbf{B} , dada pela relação (7.18).

$$v_d = \frac{\Delta\mathbf{H}}{\Delta\mathbf{B}} = \frac{\Delta\mathbf{H} \cdot \Delta\mathbf{B}}{\Delta\mathbf{B}^2} = \frac{\Delta H_x \Delta B_x + \Delta H_y \Delta B_y}{\Delta B_x^2 + \Delta B_y^2} \quad (7.18)$$

Aplicando-se a relação (7.17) na equação da Lei de Ampère (7.11), tem-se a relação (7.20).

$$\text{rot} \mathbf{H}(t + \Delta t) = \mathbf{J}(t + \Delta t) \quad (7.19)$$

$$\text{rot} [v_d \Delta\mathbf{B} + \mathbf{H}(t)] = \mathbf{J}(t + \Delta t) \quad (7.20)$$

Lembrando que $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ e que $\Delta\mathbf{B} = \Delta \text{rot}\mathbf{A} = \text{rot}\Delta\mathbf{A} = \text{rot} [\mathbf{A}(t+\Delta t) - \mathbf{A}(t)] = \text{rot}\mathbf{A}(t+\Delta t) - \text{rot}\mathbf{A}(t)$, pode-se escrever a equação(7.20) como apresentado na equação (7.21).

$$\text{rot} v_d \text{rot}\mathbf{A}(t + \Delta t) = \mathbf{J}(t + \Delta t) + \text{rot} v_d \text{rot}\mathbf{A}(t) - \text{rot}\mathbf{H}(t) \quad (7.21)$$

O Método de Elementos Finitos em duas dimensões (MEF-2D) é usado neste trabalho para resolver as equações (7.14) e (7.21). Não serão aqui dados maiores detalhes acerca deste método. Ele pode ser encontrado detalhadamente na referência [99].

Na resolução iterativa do problema não linear, os seguintes procedimentos foram adotados:

- a) Se a formulação v_0 e \mathbf{M} é usada para cada iteração, $\mathbf{B}(t+\Delta t)$ é calculado no elemento finito, a partir do valor recém calculado do potencial vetor magnético. O procedimento numérico dado na Fig. 6.5 (capítulo 6) é então utilizado para obter $\mathbf{M}(t+\Delta t)$ através do modelo JA^{-1} (modelo inverso de Jiles-Atherton).
- b) Para a formulação v_d , com $\mathbf{B}(t+\Delta t)$, o método JA^{-1} (algoritmo da Fig. 6.5, capítulo 6) fornece o campo magnético $\mathbf{H}(t+\Delta t)$. Utilizando-se os valores de indução e campo magnético do passo de tempo anterior e a equação (7.18), a relatividade diferencial é calculada.

O desempenho das duas formulações apresentadas foi comparada simulando-se o quadro de Epstein utilizado neste trabalho. A Fig. 7.4 mostra a malha do domínio discretizado em elementos finitos e a Fig. 7.5 as linhas de fluxo magnético durante o seu funcionamento. Como se pode perceber destas figuras, devido à simetria do dispositivo, somente $\frac{1}{4}$ do transformador é modelado.

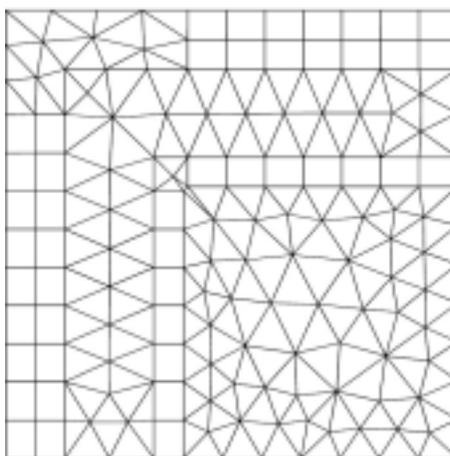


Fig. 7.4 - Malha de Elementos Finitos utilizada no cálculo.

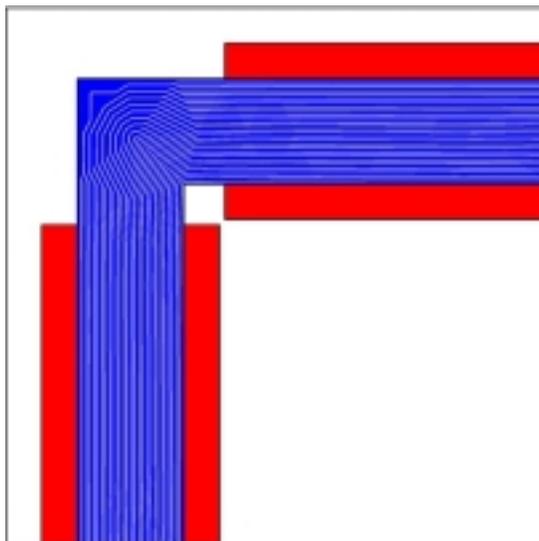


Fig. 7.5 - Domínio de cálculo e distribuição de fluxo magnético no quadro de Epstein.

A Fig. 7.6 mostra a comparação entre os laços de histerese calculados com as duas formulações: pode-se verificar que ambas fornecem os mesmos resultados. No entanto, a formulação baseada em v_0 e \mathbf{M} tem um desempenho inferior àquela da formulação baseada em v_d (neste exemplo, o tempo de cálculo foi 2,22 vezes maior usando v_0 e \mathbf{M}).

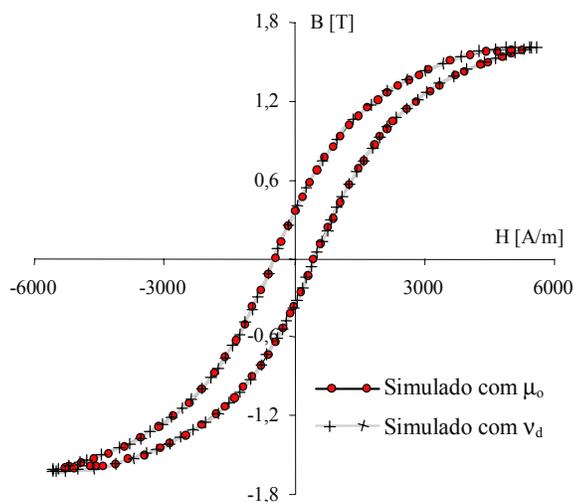


Fig. 7.6 - Comparação entre os ciclos de histerese calculados com as duas formulações.

O tempo de simulação é a primeira razão pela qual a formulação com a relutividade diferencial v_d foi escolhida neste trabalho. O segundo motivo pelo qual esta formulação foi retida é o fato de que ela permite facilmente incluir na modelagem as demais componentes de perdas (correntes de Foucault e perdas excedentes), como será apresentado a seguir.

7.3.2 Inclusão das perdas por correntes de Foucault e excedentes nas equações do campo magnético

Aqui, como no caso do modelo analítico apresentado no item 7.2 e no Anexo A, escreve-se que o campo magnético total $\mathbf{H}_{\text{tot}}(t+\Delta t)$ é dado pela soma (equação (7.22)) de um campo $\mathbf{H}(t+\Delta t)$ (calculado com o modelo $\mathbf{J}\mathbf{A}^{-1}$) e de campos associados às perdas por correntes de Foucault e excedentes, respectivamente $\mathbf{H}_f(t+\Delta t)$ e $\mathbf{H}_e(t+\Delta t)$.

$$\mathbf{H}_{\text{tot}}(t+\Delta t) = \mathbf{H}(t+\Delta t) + \mathbf{H}_f(t+\Delta t) + \mathbf{H}_e(t+\Delta t) \quad (7.22)$$

O campo magnético $\mathbf{H}(t+\Delta t)$ é relativo à magnetização em si e à perda por histerese, uma vez que ambas estão contidas no modelo de histerese $\mathbf{J}\mathbf{A}^{-1}$.

7.3.2.1 Formulação para o campo relativo às perdas por correntes de Foucault

O modelo da energia dissipada pelas correntes induzidas calculadas classicamente, em um intervalo de tempo Δt , é dada por (7.23). A energia em termos do campo magnético por definição é dada por (7.24). As duas energias devem necessariamente serem as mesmas, de onde resulta a equação (7.25). O campo magnético correspondente à perda por correntes induzidas clássicas é modelado então em função da espessura da lâmina e da condutividade elétrica do material, relação (7.25). A espessura d é um dado fácil de ser obtido. A condutividade elétrica correspondente ao

material é obtida do procedimento de caracterização do material, especificamente através da constante k_f . Assim, a condutividade elétrica é dada pela relação (7.26) em termos do procedimento de separação das perdas proposto neste trabalho.

$$W_f = \frac{\sigma d^2}{12} \int_{\Delta t} \left(\frac{d\mathbf{B}}{dt} \right)^2 dt \equiv \frac{\sigma d^2}{12} \int_{\Delta t} \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} d\mathbf{B}, \quad [\text{J/m}^3] \quad (7.23)$$

$$W_f = \int_{\Delta t} \mathbf{H}_f(t + \Delta t) d\mathbf{B}, \quad [\text{J/m}^3] \quad (7.24)$$

$$\mathbf{H}_f(t + \Delta t) = \frac{\sigma d^2}{12 \Delta t} d\mathbf{B}, \quad [\text{A/m}] \quad (7.25)$$

$$\sigma = \frac{6k_f m_v}{(\pi d)^2 f_o}, \quad [\Omega \text{m}]^{-1} \quad (7.26)$$

7.3.2.2 Formulação para o campo relativo às perdas excedentes

Conforme modelo de Bertotti, a perda magnética excedente é dada pela relação (7.27). Também ela pode ser escrita pela definição (7.28). Pela comparação das duas equações, obtém-se a expressão (7.29) para a parcela de campo magnético relativo às correntes induzidas por excesso. Utiliza-se o coeficiente da perda por excesso proveniente do processo de separação das perdas, a constante k_e . Desta maneira, não se requer o conhecimento dos parâmetros micro-estruturais G e V_o . Assim, os parâmetros relativos às perdas por excesso são fornecidos pela equação (7.30).

$$W_e = \sqrt{\sigma G V_o S} \int_{\Delta t} \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right|^{1,5} dt \equiv \sqrt{\sigma G V_o S} \int_{\Delta t} \left| \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} \right|^{-0,5} \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} d\mathbf{B}, \quad [\text{J/m}^3] \quad (7.27)$$

$$W_e = \int_{\Delta t} \mathbf{H}_e(t + \Delta t) d\mathbf{B}, \quad [\text{J/m}^3] \quad (7.28)$$

$$\mathbf{H}_e(t + \Delta t) = \sqrt{\sigma G V_o S} \int_{\Delta t} \left| \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} \right|^{-0,5} \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t}, \quad [\text{A/m}] \quad (7.29)$$

$$\sqrt{\sigma G V_o S} = \frac{k_e m_v}{8,763 \sqrt{f_o}}, \quad \left[\frac{\text{J}}{\sqrt{\text{THz}}} \right] \quad (7.30)$$

7.3.2.3 A equação do campo eletromagnético considerando a perda por histerese, por correntes de Foucault e as perdas excedentes

Substituindo-se as equações (7.17), (7.25) e (7.29) na equação (7.22), e escrevendo a Lei de Ampère para o campo magnético total $\mathbf{H}_{\text{tot}}(t + \Delta t)$, tem-se a relação (7.31). Esta última igualdade, quando rescrita em termo do potencial vetor \mathbf{A} é apresentada sob o número (7.32), onde a relatividade diferencial total $v_{d \text{ tot}}$, função de todas as três parcelas de perda no ferro, é dada em (7.33).

$$\text{rot } \mathbf{H}_{\text{tot}}(t + \Delta t) = \text{rot} \left[v_d \Delta \mathbf{B} + \mathbf{H}(t) + \frac{\sigma d^2}{12 \Delta t} \Delta \mathbf{B} + \sqrt{\sigma G V_o S} \left| \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} \right|^{-0,5} \frac{1}{\Delta t} \Delta \mathbf{B} \right] = \mathbf{J}(t + \Delta t) \quad (7.31)$$

$$\text{rot } v_{d \text{ tot}} \text{rot } \mathbf{A}(t + \Delta t) = \mathbf{J}(t + \Delta t) + \text{rot } v_{d \text{ tot}} \text{rot } \mathbf{A}(t) - \text{rot } \mathbf{H}(t) \quad (7.32)$$

$$v_{d \text{ tot}} = v_d + \frac{\sigma d^2}{12 \Delta t} + \sqrt{\sigma G V_o S} \left| \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} \right|^{-0,5} \frac{1}{\Delta t}, \quad [\text{m/H}] \quad (7.33)$$

7.4 Resultados obtidos no quadro de Epstein, utilizando a caracterização do material pela separação das perdas e o conjunto ótimo dos parâmetros do modelo JA^{-1} , para o MEF-2D

7.4.1 Teste com o quadro de Epstein contemplando as perdas dinâmicas

Para verificar a estratégia proposta do encontro dos parâmetros ótimos do modelo JA^{-1} e do procedimento da separação das perdas magnéticas aplicados na metodologia de cálculo de estruturas eletromagnéticas pelo método de elementos finitos, simulou-se o quadro de Epstein com amostras do material B-45°, impondo a tensão no enrolamento primário, sendo que a corrente elétrica no mesmo é a incógnita [91]. Neste caso, além da equação (7.32), a equação relacionando a tensão aplicada à corrente no enrolamento deve se resolvida num procedimento passo-a-passo em relação ao tempo [99]. A fim de que o dispositivo simulado se aproximasse das condições de ensaio, de onde provieram as características magnéticas do material, onde neste teste também se impôs a forma de onda do fluxo magnético, a resistência do enrolamento primário foi suposta possuir um valor bem baixo (a resistência elétrica utilizada foi $R_{cu} = 0,001 \text{ } [\Omega]$). A tabela 7.2 mostra os valores utilizados para o material e os parâmetros do modelo JA^{-1} . Os parâmetros do modelo JA^{-1} são diferentes daqueles apresentados no capítulo 6 para este material. Aqueles valores paramétricos foram obtidos posteriormente a uma melhoria do processo de otimização. Uma primeira simulação foi realizada em baixa frequência, demonstrando praticamente só o efeito da histerese magnética. A Fig. 7.7 mostra a variável dependente corrente elétrica medida e simulada. Há uma excelente concordância entre os valores medidos e simulados, onde a maior discrepância ocorre na amplitude máxima da corrente no semiciclo positivo, não ocorrendo no negativo. Isto é devido a falta de simetria da forma de onda experimental.

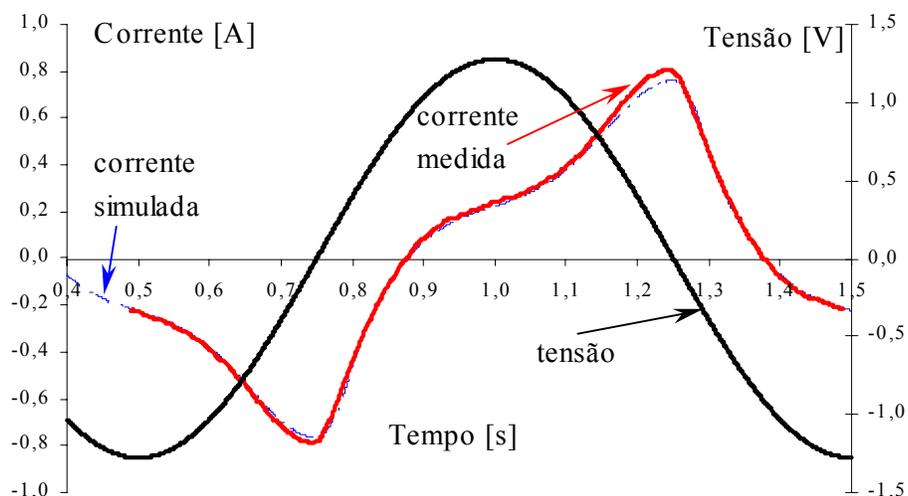


Fig. 7.7 – Tensão e variável dependente corrente elétrica medida e simulada à 1 [Hz] e à 1,15 [T].

No segundo teste operando à 50 [Hz], contemplou-se também as perdas dinâmicas. A Fig. 7.8 mostra a corrente medida e as correntes simuladas total e relativa à contribuição com o acréscimo de cada tipo de perda. Há uma curva correspondente só ao efeito de histerese, outra ao

de histerese mais correntes induzidas clássicas, e a outra aos totais. O acréscimo dos efeitos das perdas faz com que a forma de onda da corrente se adiante. A Fig. 7.9 mostra os laços BH medidos e simulados à 50 [Hz]. O plano BH evidencia com maior nitidez as não concordâncias entre a simulação e experimentação do que o gráfico das correntes, mas mesmo assim considera-se um excelente resultado.

Tabela 7.2 – Dado do material A utilizado na simulação com o MEF-2D.

M_s [A/m]	$1,6919886 \cdot 10^6$
k [A/m]	304,6885160
c	$425,5996503 \cdot 10^{-3}$
a [A/m]	752,1255869
α	$1,2513925 \cdot 10^{-3}$
σ [Ωm] ⁻¹	$3,4469 \cdot 10^6$
$(\sigma G V_0 S)^{1/2}$ [J/(THz) ^{1/2}]	2,2045409

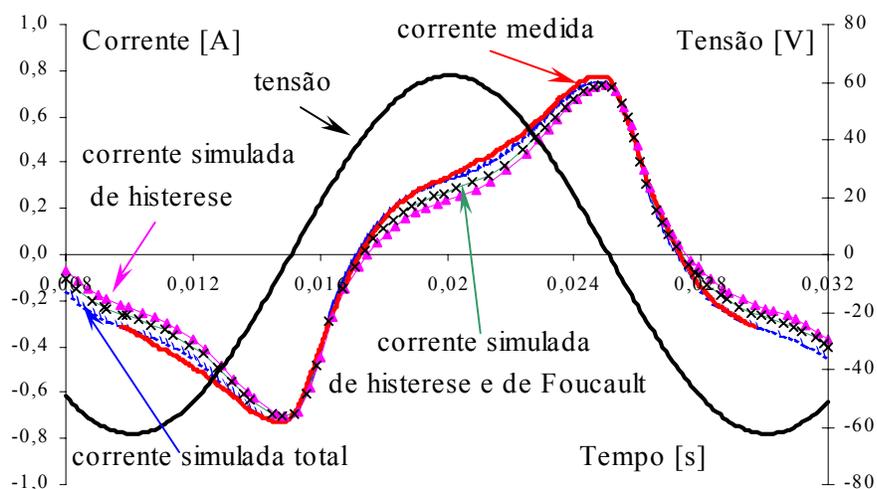


Fig. 7.8 – Grandezas elétricas medidas e simuladas à 50 [Hz] e à 1,124 [T] para a amostra B-45°.

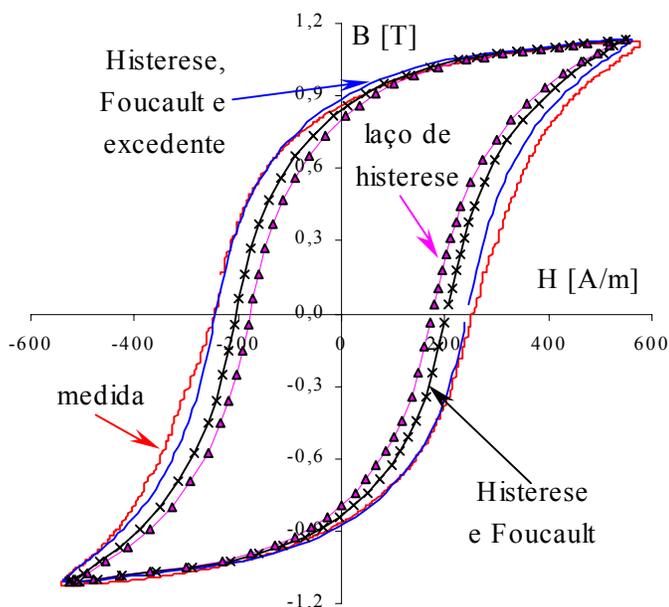


Fig. 7.9 - Laços BH medidos e simulados à 50 [Hz] relativo ao ponto de operação da Fig. 7.8

Tendo em vista todos os fenômenos envolvidos, com suas incertezas de modelagem e paramétricas, desde a incerteza a cerca do caminho médio padrão do quadro de Epstein utilizado para obter-se os valores instantâneos do campo até as incertezas dos parâmetros do modelo de histerese JA^{-1} provenientes do processo de otimização, e ainda contando com as questões próprias do cálculo numérico, os resultados em conjunto revelam a validade dos modelos e dos procedimentos numéricos e experimentais.

7.4.2 Teste com quadro de Epstein simulando laços menores de histerese

A amostra de material para o quadro de Epstein é a E-170 (Acesita), denominada “A”. Os parâmetros do modelo estão na tabela 7.3. Os parâmetros do modelo JA^{-1} são diferentes daqueles apresentados no capítulo anterior. Aqueles valores paramétricos foram obtidos posteriormente a uma melhoria do processo de otimização. Aqui, o procedimento de otimização foi para o laço de histerese com uma indução máxima de 1,138 [T], denominado caso “nominal”. Aborda-se a representação dos laços menores de histerese no MEF com um único conjunto paramétrico. Este estudo têm dois objetivos. O primeiro é avaliar o efeito da mudança do caminho médio magnético do quadro de Epstein. O segundo, e mais nobre, é validar o modelo JA^{-1} com seus respectivos parâmetros oriundos da experimentação.

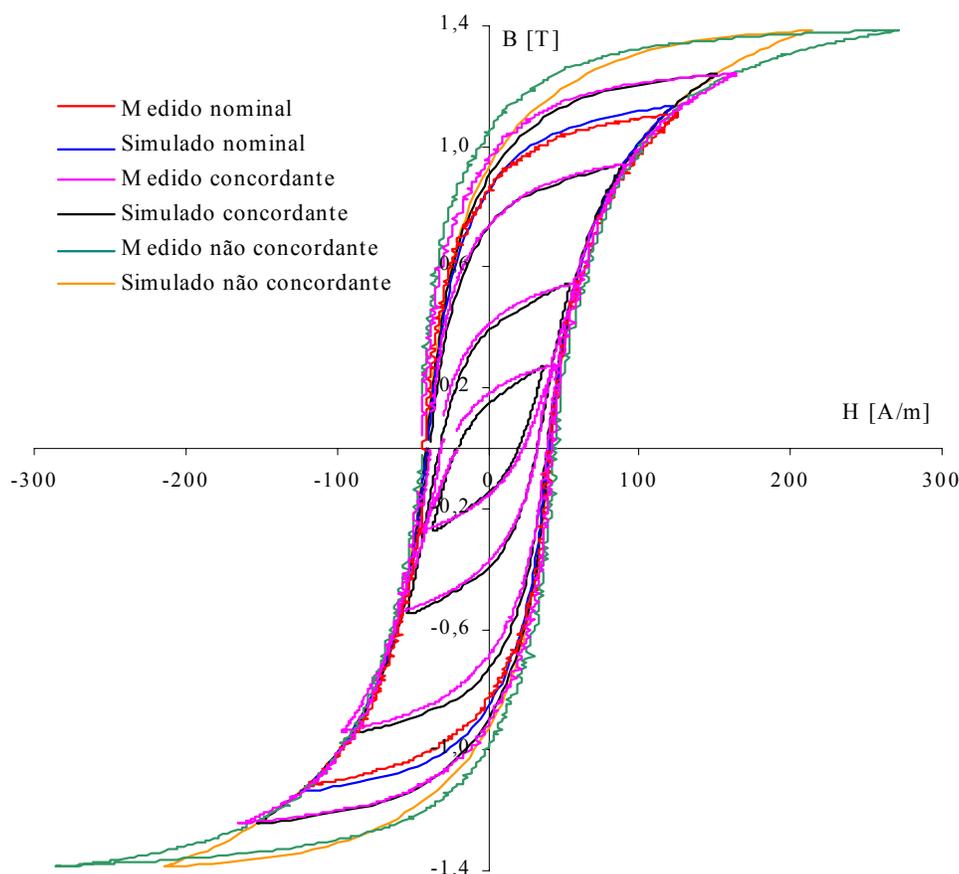


Fig. 7.10 – Laços de histerese à 1 [Hz] medidos e simulados, mostrando a eficácia do modelo JA^{-1} com um mesmo conjunto de parâmetros para vários pontos de operação.

Tabela 7.3 – Dados do material A utilizado na simulação com o MFE-2D.

M_s [A/m]	$1,483412 \cdot 10^6$
k [A/m]	69,922253
c	$356,27796 \cdot 10^{-3}$
a [A/m]	89,769932
α	$169,835693 \cdot 10^{-6}$

Nos resultados apresentados na Fig. 7.10, é evidente a concordância satisfatória da representação dos laços menores com indução máxima até 1,3 [T]. Para induções superiores, com discutido anteriormente, não há uma boa correlação entre modelo e experimentação. Em termos do caminho médio magnético padrão do quadro de Epstein, dentro da faixa de indução válida, sua possível mudança não afeta significativamente as medidas e os procedimentos de otimização e numéricos realizados. Pode-se concluir também que o valor do caminho médio magnético padrão do quadro de Epstein 25cm é um bom valor.

7.5 Considerações finais

Um dos principais objetivos da tese foi fornecer subsídios para o cálculo numérico de estruturas eletromagnéticas através do método por elementos finitos, pois, com esta estratégia e abordagem sobre o dispositivo a ser concebido, analisado, projetado ou otimizado, a representação tem a capacidade de ser mais próxima da realidade. Os modelos analíticos são muito restritos em sua aplicação. Principalmente no que diz respeito às perdas magnética, o circuito magnético tem uma influência decisiva no comportamento do dispositivo. No modelo analítico, as três perdas não interagem uma na outra. Ao contrário, com o MEF utilizando relutividade diferencial total, os fenômenos de perda no material e sua não linearidade são aplicados localmente no circuito magnético.

A aplicação do modelo JA^{-1} para a histerese e a associação da outras perdas magnéticas no modelo do material tiveram bons resultados, para pontos de operação diferentes em frequência e em amplitude máxima de indução. Houve uma complementaridade estreita entre os procedimentos experimentais e numéricos.

Nesta aplicação se evidenciou as vantagens do quadro de Epstein sobre outros dispositivos de teste de materiais ferromagnéticos nas regiões com indução abaixo de cerca de 1,3 [T] para aços ao silício de grão não orientado. A menos dos seus cantos, de seus possíveis micro entreferros e de algumas mudanças de direção do fluxo em três dimensões, o fluxo magnético se distribui homoganeamente no ferro. Por exemplo, a menos que um núcleo do tipo toroidal tenha uma forma adequada em termos de seus diâmetros, ele não tem a característica de possuir o fluxo distribuído na seção transversal com equidade local.

8. Conclusão

Este trabalho de tese teve a intenção última de compreender e gerar subsídios sobre o comportamento das perdas em lâminas de aço ao silício, operando sob as mais diversas formas de onda de indução magnética. O processo de modelagem dos fenômenos e obtenção das características magnéticas tem, como objetivo prático geral, o fornecimento de modelos/ferramentas de cálculo numérico e/ou procedimentos de obtenção dos parâmetros utilizados nos programas simuladores destinados à análise, concepção e projeto de dispositivos eletromagnéticos operando com as mais diversas formas de onda de indução.

A leitura deste trabalho é cansativa e penosa, pois na medida do possível o assunto foi abordado em seus detalhes. Alias, teve-se a intenção de não escodê-los ou omiti-los. Alguns resultados poderiam não fazer parte do texto. Alguns fenômenos foram revistos novamente ao longo dos capítulos, parecendo redundâncias, mas a cada novo passo e a cada nova abordagem conforme o modelo utilizado, foram necessários serem revistos e aplicados.

A conclusão desta proposta de tese será expressa em três tópicos: a) análise dos resultados sob o ponto de vista das metas propostas; b) considerações finais sobre a parte técnico-científica estudada e desenvolvida; e c) perspectivas do desenvolvimento do assunto em questão.

8.1 Análise dos resultados e das metas propostas

Notoriamente, há uma dificuldade inerente aos assuntos “perdas em lâminas de aço ao silício” e “caracterização magnética dos materiais por modelos”, os quais compõem uma das questões mais relevantes do projeto de dispositivos eletromagnéticos, tanto sob formas de onda senoidais, como por aquelas com a forma não senoidal. Há, e talvez sejam de maior relevância, as distorções de fluxo provenientes da própria forma e composição do circuito magnético. Mesmo com uma alimentação puramente senoidal, em razão da especificidade do circuito magnético, o fluxo local pode ser distorcido em algumas regiões do circuito magnético de um transformador ou de uma máquina elétrica girante, por exemplo. Existem ainda fluxos com variação de sentido não apenas longitudinal como abordado neste trabalho, mas também rotacional. Alguns pesquisadores já trabalham com as perdas no ferro em motores, incluindo as perdas rotacionais. Embora os resultados sejam interessantes, na sua maioria, eles esbarram na modelagem das perdas e sua aplicação segundo uma lei (ou metodologia) válida para o caso geral. Julga-se que isto possa ser possível de ser realizado somente através de programas numéricos, tal como os calculados pelo método de elementos finitos, contendo uma modelagem adequada das perdas no ferro oriundas de uma experimentação destinada a este fim. No entanto, a grande maioria dos trabalhos ainda são de análise e estimação das perdas no ferro em dispositivos eletromagnéticos simples, como o quadro de Epstein ou em toróides. Neste trabalho, utilizou-se somente o quadro de Epstein. Ele tem

vantagens que não podem ser desprezadas, mas também apresenta os problemas do entrelaçamento das lâminas em suas quinas. Apesar disso, ele garante uma magnetização praticamente homogênea do ferro. Um dispositivo eletromagnético com núcleo toroidal não apresenta os problemas típicos do quadro de Epstein, mas tem a desvantagem de ter uma distribuição do fluxo no ferro não equitativa, exigindo moldes com tamanhos especiais, além de exigir a confecção dos enrolamentos para cada novo conjunto de amostras a ser analisado.

Um dos trabalhos mais bem elaborados de análise da evolução das perdas no ferro, que também se constituiu a referência básica deste trabalho, é de M. Amar e F. Protat. Entretanto, eles não incluíram um modelo para os laços menores. Nos modelos sugeridos por eles, os parâmetros definidores da evolução das perdas são de difícil aplicabilidade. Protat e Amar trabalham apenas com modulação do tipo PWM a três níveis, e utilizam como parâmetro principal para a estimação das perdas o somatório dos tempos em que a tensão é diferente do valor nulo. É um parâmetro mais adequado à pesquisa acadêmica do que à aplicação industrial. Embora este parâmetro seja de difícil aplicabilidade, pois para cada ponto de operação e/ou estratégia de obtenção da tensão PWM, tenha-se que calculá-lo ou medi-lo, esta abordagem se mostra eficiente e abre horizontes para se tentar amarrar a estimação das perdas no ferro sob regime PWM com outros tipos de parâmetros mais práticos.

Os modelos analíticos da literatura são válidos porque a forma de onda do fluxo magnético é “bem comportada”. Quando a forma de onda da indução em um quarto de período da fundamental não sofre uma variação contrária a sua tendência de evolução, não são formados os laços menores na curva de histerese de laço maior e assim só ocorre a perda por histerese representada pelo laço maior.

Os resultados obtidos foram satisfatórios, mostrando coerência entre medição, modelo, obtenção dos parâmetros dos modelos e aplicação. Quando não houve concordância entre parte teórica e experimental, também existiu no todo. Na saturação não se atingiu resultados satisfatórios. Os modelos não representam adequadamente os fenômenos na saturação, principalmente quando se leva em conta toda a faixa de variação da amplitude da indução. Mas este fato é a favor dos próprios modelos apresentados neste trabalho, pois na região de saturação ocorrem outras tendências e anomalias, também aferidos por outros investigadores. Se tudo fosse concordante em toda a faixa de amplitude de indução, isto poderia ser indício de inverdades. Pois, quando o material atinge a saturação, a princípio a energia dissipada só deveria ser por correntes induzidas no material devido à variação do fluxo e não mais por histerese ou por correntes induzidas por excesso. O processo de magnetização é um fenômeno delimitado, pois depende da capacidade magnética do material.

8.2 Considerações finais sobre a parte técnico-científica desenvolvida

Este trabalho foi de cunho experimental, mas nem por isso deixou de ter exigências teóricas. No estado atual, pode-se afirmar que os modelos poderiam ser reformulados também utilizando a variável magnetização, onde ela for a essência do fenômeno, e não a indução magnética. Talvez por ter faltado uma visão mais físico-teórica dos modelos é que se esbarrou em fatos incompreensíveis. A parte teórica também foi explorada a fim de se poder compreender os fenômenos físicos em sua manifestação. Em suma, esta tese se constitui em:

- a) uma síntese do estado da arte sobre as perdas no ferro sob o enfoque da Engenharia Elétrica;
- b) uma bancada experimental para o estudo do comportamento dos materiais ferromagnéticos, principalmente no controle efetivo da forma de onda do fluxo magnético e na metodologia de medição das perdas no ferro;
- c) uma metodologia de caracterização dos materiais sob uma estratégia de separação de cada tipo individual de perda, modelando as perdas no ferro nos circuitos magnéticos submetidos a regimes senoidais em função da variação da amplitude da indução, mostrando as limitações e validade do modelo;
- d) um estudo sobre a frequência de medição da perda por histerese;
- e) a comprovação prática das equações de estimação das perdas no ferro propostas por Amar e Protat;
- f) um procedimento de obtenção dos parâmetros para os modelos de histerese de Jiles-Atherton original e o seu modelo inverso;
- g) uma aplicação da caracterização magnética na modelagem analítica e numérica (via elementos finitos 2D) de uma estrutura magnética (quadro de Epstein);
- h) a discussão de problemas de medição de parâmetros e de grandezas na parte experimental (as questões de observação de fenômenos isolados);
- i) um estudo sobre modelos elétricos do material magnético e suas perdas (Anexo A).

No panorama do desenvolvimento da evolução da pesquisa na área da determinação das perdas em lâminas de ferro silício e da caracterização do material ferromagnético, sob o ponto de vista da engenharia elétrica, a tendência da abordagem acadêmica é aplicar o método de separação das perdas por histerese, por correntes de Foucault e excedentes. No regime senoidal, o tipo de perda em lâminas de ferro silício a grão não orientado, e que mais pesa no balanço total dentro de uma faixa de frequência em torno da frequência comercial, é a perda por histerese. Não obstante, é o tipo de perda em que há um maior empenho em seu entendimento e modelagem pela comunidade científica. Pois, além de se procurar modelá-la sobre o ponto de vista da energia dissipada, também se caracteriza magneticamente o material por uma relação BH verdadeira. Acredita-se que este

trabalho em conjunto com o desenvolvido por Sadowski e por Lajoie-Mazenc tenha dado uma contribuição significativa ao julgamento do modelo de Jiles-Atherton, bem como uma melhoria e adaptação do mesmo para o cálculo eletromagnético por elementos finitos.

Enumera-se a seguir as dificuldades mais relevante encontradas nos ensaios práticos e nos procedimentos de modelagem.

- a) Na região de saturação, o processo e a metodologia de caracterização do material magnético e a separação em três componentes de perda não foram eficientes. Pergunta-se: é um problema de medição? É um problema do sistema de controle e alimentação do dispositivo eletromagnético, ou de sua natureza? É um problema que tem sua origem em outros fenômenos que foram negligenciados (por exemplo a mudança vetorial do caminho magnético nos cantos do quadrado de Epstein)? É o efeito de um outro tipo de fenômeno que não foi contemplado nesta investigação?
- b) Faltou um conhecimento maior do comportamento da condutividade elétrica do material, fazendo com que a investigação ficasse devedora neste assunto pertinente e relevante.
- c) A instrumentação básica de apoio à operação da bancada experimental não foi, em certos casos adequada, por vezes faltando capacidade de potência instantânea no sistema. (Felizmente por um outro lado, salienta-se a disponibilidade de ferramentas de alto nível para a investigação experimental, tal como o pacote de placas eletrônicas e do software LabView da National Instruments).
- d) O quadro de Epstein, apesar de suas vantagens, foi projetado para operar em uma gama restrita de baixa frequência, não menor do que 10 [Hz], possuindo inconveniências dos níveis de tensão utilizados no estudo realizado.
- e) Há uma série de imprecisões práticas de medida de grandezas físicas, tais como da seção transversal efetiva perpendicular ao fluxo magnético, da não constância da espessura da lâmina do material, da condutividade elétrica do material, assim por diante. É mister elaborar métodos para determiná-los com maior precisão, ou utilizar e adequar métodos.
- f) Existem problemas nos instrumentos de medição. Por exemplo: na região de saturação, a corrente de pico é cerca de 50 vezes o valor em baixas induções, gerando problemas de resolução da escala e, conseqüentemente, de precisão. Inclusive, qualquer nível contínuo (“DC offset”) não ajustado no amplificador de corrente, quando se está medindo na região de saturação, provoca erros grosseiros. Por outro lado, este ajuste não é tão simples devido à necessidade de que seja feito em uma escala de corrente alta.

- g) A integração da tensão induzida no secundário do quadrado de Epstein não é tão simples. Se feita por elementos passivos, há atenuação e impossibilidade de uma implementação satisfatória para as baixas frequências de operação (os elementos passivos são volumosos). Em uma implementação utilizando amplificadores operacionais, tem-se problemas de instabilidade, precisão e dificuldades de implementação e de funcionamento em baixas frequências. No caso do método numérico, aquele utilizado neste trabalho, existem problemas associados aos níveis contínuos. Para que não haja este problema, para um sinal na forma senoidal por exemplo, deve-se começar a integrar o sinal em um dos valores máximo ou mínimo (ou seja, na forma cossenoidal). No sinal não senoidal, o início da integração deverá ser na amplitude máxima da fundamental, por exemplo.

O estudo experimental não levou em conta cuidados acerca de procedimentos e de conhecimentos oriundos da parte metalúrgica do material. No nível atual do trabalho, necessita-se incluir os conhecimentos e procedimentos metalúrgicos, inclusive para validar os modelos que talvez não estejam contemplando certos fenômenos ignorados, como também explicar certos comportamentos do sistema eletromagnético.

Não se teve preocupação em ter uma precisão padronizada, não se averiguando erros no processo de mensuração e quantificação. Procurou-se realizar as medidas com atenção a fim de gerar conjuntos de valores que pudessem ser utilizados sem comprometimento da aplicação e da validação de modelos. Uma série de fenômenos elétricos e magnéticos foram desprezados, por exemplo o efeito pelicular e o de proximidade das correntes elétricas nos enrolamentos, as formas diferentes das correntes induzidas no material, os campos dispersos e as indutâncias parasitas.

O trabalho se restringiu a aços ao silício de grão não orientado.

8.3 Perspectivas de evolução do assunto em questão

O que restou deste trabalho, em sua maior parte, foi uma série de dúvidas e incertezas, as quais poderão servir como ponto de partida de novas investigações, ou corrigidas e explicadas. Muitas delas já foram mencionadas no texto de argumentação, sendo desnecessário enumerá-las novamente.

As sugestões de trabalhos futuros passam primeiramente pela solução das dificuldades encontradas nos ensaios práticos e nos procedimentos de modelagem. Enumera-se possíveis trabalhos de continuação.

- a) Extensão do estudo para os aços ao silício de grãos orientados, pois são estes os utilizados em transformadores elétricos, bem como de modelos analíticos e numéricos.

- b) Desenvolvimento de uma bancada experimental em função de um estudo das perdas rotacionais.
- c) Estudo de procedimentos experimentais para a região de saturação e de modelos que contemplem os fenômenos nesta região.
- d) Estudo e modelagem do comportamento da condutividade elétrica do material do ponto de vista do modelo das perdas magnéticas por corrente induzidas clássicas.
- e) Utilização de outros dispositivos diferentes do quadro de Epstein padrão, fazendo posteriormente uma comparação e complementação com as investigações realizadas no mesmo.

8.4 Considerações finais

Com um trabalho herculano, uma abordagem moderna sobre a caracterização magnética de materiais ferromagnéticos poderia chegar em seu “terminus”. Por mais que se embrenhe na investigação teórico e experimental, não se consegue vislumbrar a sua consumação científica. Muitos dos conhecimentos abordados são difíceis, porque são confusos, e porque, em última instância, não são simples. A complexidade advém do desconhecimento e da incerteza. Quando se conhece, a simplicidade na ação intelectual e prática consonante é natural. Nesta área e no nível do conhecimento técnico-científico, na Física, na Ciência dos Materiais, e na Engenharia Elétrica, devido à interação entre os mais variados e ignotos fenômenos, os modelos do sistema são simplistas. Na literatura hodierna, modelos e aplicações eclodem dos centros de pesquisa. Poucos são os que se acercam do problema sem a busca do inédito e dos modismos acadêmicos. Afortunadamente, muitos são os que colaboram na compreensão efetiva dos fenômenos ferromagnéticos e suas aplicações. A tradição tem-se revelado um bom caminho, que muitas vezes tem sido esquecida, incluindo este traçado nesta investigação. A incompreensão e o desconhecimento histórico leva o pesquisador novato a reformular e rescrever o que já foi solidificado, acrescentando muito pouco na árdua tarefa do desvelar-se da natureza a si própria. A contemplação intrépida não é desejada... é desprezada por não produzir a vangloria imediata. No afã de ostentar o conhecimento e praticá-lo, a justa dúvida é escondida e rechaçada, às vezes tolhendo a oportunidade do passo seguinte.

Este trabalho de tese acadêmica se propôs atingir objetivos além das condições do autor e obra. O autor reverencia a obra, não como narcisista, mas como um amador e devedor de sua tarefa. Longe esteve uma atitude prepotente de subestimar, nas metas propostas, a dificuldade própria desta linha de pesquisa. Entretanto, todas elas parcialmente foram atendidas, dentro das limitações inerentes do autor e das condições experimentais desta pesquisa. Mas, graças ao trabalho coletivo do grupo em que esta tese está inserida e do suor dos pesquisadores de referência,

alguns são de valia. Também restou, em sua maior parte, uma série de dúvidas e incertezas, as quais poderão servir como ponto de partida de novas investigações, ou corrigidas e explicadas. Dentro do contexto teórico e experimental que permeia este trabalho, é raro não ocorrer erros. Esta obra sabe de sua natureza errante. Mas queira que o destino a revele como um planeta comportado (“errante”). Oxalá, no seu desvio involuntário, o conhecimento tenha a tendência natural de voltar à órbita segura e verdadeira.

Assim, a conclusão está entendida como a finalização de uma etapa.

A. Modelo elétrico do sistema eletromagnético para estudo das perdas magnéticas no ferro

A.1 Introdução

Para esta abordagem matemático-analítica sobre o circuito eletromagnético, tendo em vista as perdas magnéticas, inicia-se modelando um circuito eletromagnético simples que auxiliará o desenvolvimento matemático, ajudando a formação de uma visão analítica do quadro de Epstein e de suas vantagens e desvantagens. O circuito magnético com núcleo na forma toroidal poderá ser utilizado em um trabalho subsequente a esta tese.

Seja uma estrutura eletromagnética, apresentada na Fig. A.1 através de um corte diametral, alimentada pela fonte de energia elétrica $v(t)$ variável em amplitude no tempo t . A fonte de tensão é ideal, impedância interna nula, fornecimento ilimitado de corrente $i_p(t)$ e valor médio de tensão nulo em um período T_1 de alternância temporal da fundamental. Pode-se representar matematicamente esta fonte através da série de Fourier, conforme (A.1), onde V_n é a amplitude da fundamental e de suas harmônicas de ordem n , defasadas de um ângulo φ_n em relação à fundamental (para a fundamental, $n=1$ e $\varphi_1=0$), e n é ímpar (a forma de onda de $v(t)$ é simétrica em relação ao eixo dos tempos). O enrolamento das N espiras que compõe uma bobina é distribuído uniformemente no espaço, de modo a poder ser representado por anéis de valor NI [A Espiras] de corrente elétrica cortando a área do anel, como desenhado na Fig. A.1.

$$v_p(t) = \sum_{n \geq 1} V_n \cos(2\pi ft + \varphi_n), \quad n = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (\text{A.1})$$

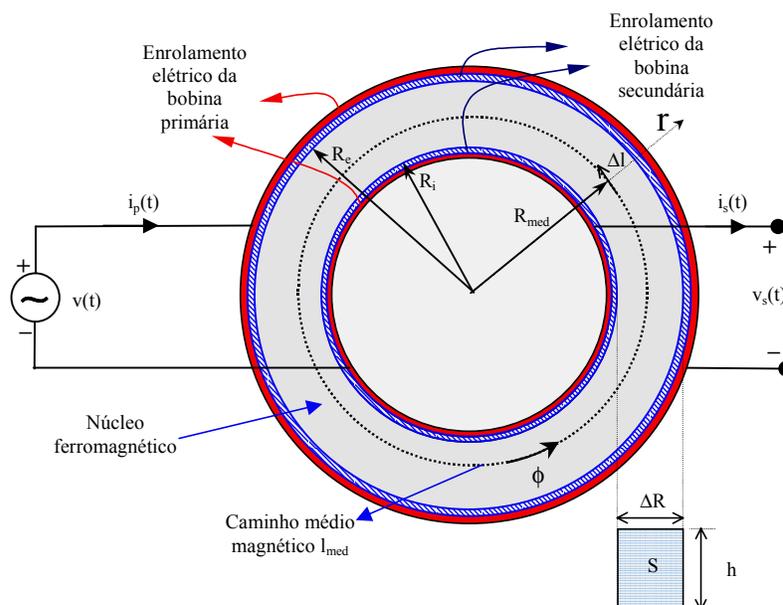


Fig. A.1 - Estrutura eletromagnética de um transformador com núcleo na forma toroidal.

A indução magnética \mathbf{B} é conservativa em todas as seções que cortam o domínio espacial da estrutura da Fig. A.1 (2ª Lei de Maxwell, (2)), pois o campo magnético não tem divergência, isto

é, as linhas de fluxo magnético são contínuas e formam somente caminhos fechados. Nesta estrutura, as linhas de campo no domínio são paralelas.

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.2})$$

Pela Lei de Faraday (A.3), obtém-se a força eletromotriz *f.e.m.* nos terminais da bobina do secundário, ou seja, a tensão elétrica induzida $v_s(t)$ no enrolamento secundário composto por N_s espiras. A Lei de Faraday é uma das regentes da relação entre as grandezas elétricas e magnéticas. Enfatizando, ela relaciona o fluxo magnético ϕ com a tensão induzida no secundário. Este é o fundamento principal de se impor a forma de onda da tensão no secundário em uma investigação de modelos de perda magnética, pois se tendo a forma de onda de tensão induzida no secundário, a forma de onda do fluxo magnético é conhecida.

Pelo lado de onde provém a energia, a relação entre a estrutura e a fonte de alimentação é regida pela Lei de Ampère (A.4): a força magnetomotriz *f.m.m.* (grandeza responsável pela criação do campo magnético devido ao movimento de cargas elétricas) gera um campo magnético \mathbf{H} definido sobre um caminho magnético l , de variação vetorial $d\mathbf{l}$. Enfatizando, o que relaciona o campo magnético com a fonte de energia elétrica é a corrente elétrica. Este é o fundamento principal de que a corrente proveniente da fonte deva ter sua evolução livre no tempo. Para tanto, leva-se a impedância interna da fonte de alimentação a ser nula, a fim de se obter a *f.m.m.* instantânea necessária para gerar a forma de onda do fluxo, a qual induzirá a forma de onda da tensão arbitrada no secundário.

$$v_s(t) = f.e.m. = \frac{\partial N_s \phi}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

$$N_p i_p(t) = f.m.m. = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (\text{A.4})$$

Em um condutor elétrico, a corrente elétrica é modelada e definida pela variação temporal da carga elétrica $q(t)$ ao passar por uma seção transversal ao seu sentido de movimento, matematicamente dada por (A.5). A capacidade de transferir energia elétrica W de um ponto distinto a outro, através da migração da carga elétrica, deve-se a existência da diferença de potencial elétrico, dada pela definição (A.6). A potência instantânea - fluxo instantâneo de energia - fornecida pela fonte é descrita por (A.7). A potência média fornecida pela fonte $v(t)$ então é dada por (A.8).

$$i_p(t) = \frac{\Delta dq}{dt} \quad (\text{A.5})$$

$$v(t) = \frac{dW}{dt} \quad (\text{A.6})$$

$$P(t) = \frac{dW}{dt} = \frac{dW}{dq} \frac{dq}{dt} = v(t) i_p(t) \quad (\text{A.7})$$

$$P = \frac{1}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} v(t) i_p(t) dt \quad (\text{A.8})$$

As leis que regem o acoplamento entre as grandezas elétricas e magnéticas no sistema apresentado na Fig. A.1 são as leis de Faraday e Ampère. Elas são aplicadas no dispositivo de medição de perda no ferro, tanto para o quadro de Epstein como para o transformador na forma toroidal e outras formas físicas possíveis, com o objetivo de desenvolver a análise e modelagem (síntese) das perdas e dos fenômenos associados, tanto teórico como experimentalmente. A abordagem aqui será realizada sob o ponto de vista do núcleo ferromagnético toroidal e posteriormente particularizada para o quadro de Epstein padrão.

A.2 Um simples modelo eletromagnético para o toróide

As capacitâncias elétricas entre espiras de uma mesma bobina, ou entre bobinas e bobina e/ou espiras ao potencial elétrico de referência nulo denotado por “terra”, são desprezadas. Este fenômeno de acoplamento elétrico é negligenciado em todo o trabalho. Convém atentar quando se opera com formas de onda de tensão pulsadas, do tipo PWM, onde ocorre variações abruptas da tensão para níveis distintos. Se não fosse de difícil abordagem devido à complexidade de análise e medição, e assim desviando-se do andamento, objetivos e nível técnico proposto ao trabalho, atilar-se-ia a abordagem. Pois neste tipo de operação com formas de ondas pulsadas, provavelmente há efeitos de correntes de deslocamento envolvendo as capacitâncias parasitas. Pois a resposta de um transformador eletromagnético a pulsos de tensão mostra a existência dos componentes capacitivos (uma sugestão para a averiguação de quanto estas capacitâncias parasitas implicam na operação do sistema e no processo de medição, seria analisar, com equipamentos e procedimentos experimentais adequados, a resposta em frequência do dispositivo, fazendo uma varredura em função das amplitudes de indução). Outros fenômenos desprezados são o efeito pelicular e o de proximidade referentes aos condutores elétricos e da variação das características dos materiais com a temperatura. O autor se dá a liberdade de negligenciar integralmente estes fenômenos e seus efeitos, ciente de que na faixa de operação utilizada para a caracterização do material, eles interferem muito menos do que outras imperfeições dos modelos e dos processos de medição empregados.

As seguintes considerações são assumidas para o modelo eletromagnético da Fig. A.2:

1^ª) Não há fluxo magnético disperso, ou seja, o acoplamento entre os enrolamentos primário e secundário é perfeito. Esta consideração está representada na equação (A.9) envolvendo as respectivas tensões.

$$\frac{V_p}{V_s} = \frac{N_p}{N_s} \quad (\text{A.9})$$

2^ª) Não há resistência elétrica nos condutores do sistema, de modo que $R_{cu} = 0$ [Ω].

3^ª) Não há saturação magnética do material e outros fenômenos não lineares, tal que a permeabilidade μ seja constante com a variação da indução magnética.

4^o) Não há qualquer tipo de perda eletromagnética no núcleo magnético.

5^o) As grandezas vetoriais campo magnético e indução magnética são tratadas em apenas uma direção de variação no processo de magnetização, e portanto experimentalmente passam a serem tidas como escalares – apenas a característica do vetor “intensidade” é utilizada.

Se o número de espiras do enrolamento primário N_p for igual ao do secundário N_s , Fig. A.2a, a estrutura eletromagnética passa a ser modelada por um indutor puro limitando a evolução da corrente elétrica no tempo. O modelo elétrico é apresentado na Fig. A.2b e o modelo eletromagnético na Fig. A.2c.

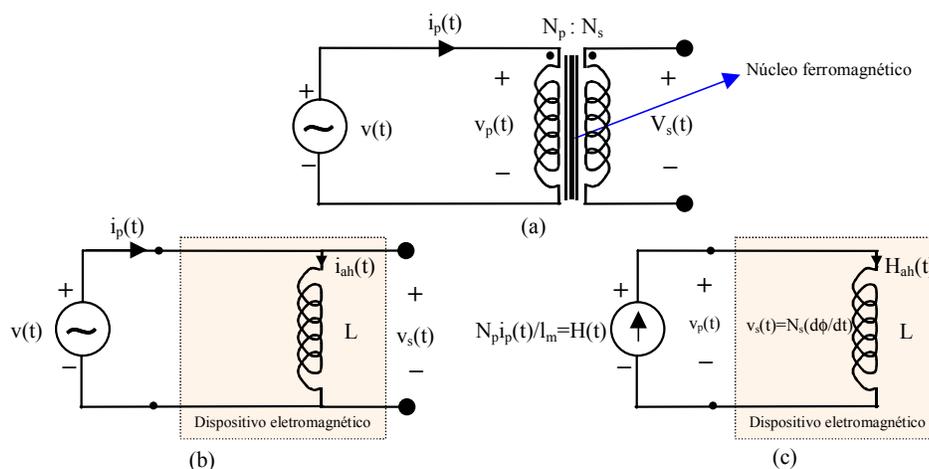


Fig. A.2 - Modelo simples da estrutura eletromagnética.

O campo magnético H é dado pela equação (A.11) – aplicação da Lei de Ampère (A.4). O campo magnético H é função do tempo, devido à variação da corrente elétrica no período, e do caminho magnético, como função do raio r . O campo é distribuído no espaço no domínio da variável r , para $R_i \leq r \leq R_e$. Para se obter o valor do campo magnético $H(t)$ correspondente à corrente $i_p(t)$ - as duas grandezas estão em fase -, calcula-se o valor médio da função $H(t,r)$ no seu domínio, dado pela equação (A.12). Como função desta distribuição, o raio médio R_{med} é dado pela equação (A.13).

$$fem = N_p i_p(t) = \oint \mathbf{H}(t) \cdot d\mathbf{l} = \int H(t) dl \cos 0^\circ = 2\pi r H(t), \quad \text{para } R_i \leq r \leq R_e \quad (\text{A.10})$$

$$H(t,r) = \frac{N_p}{2\pi} i(t) \frac{1}{r} \quad (\text{A.11})$$

$$H(t) = H(t)_{med} = \frac{1}{\Delta R} \int_{\Delta R} \frac{N_p}{2\pi} i(t) \frac{1}{r} dr = \frac{1}{R_e - R_i} \frac{N_p}{2\pi} i(t) \int_{R_i}^{R_e} \frac{1}{r} dr = \frac{N_p}{2\pi(R_e - R_i)} \ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right) i(t) \quad (\text{A.12})$$

$$R_{med} = \frac{R_e - R_i}{\ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right)} + R_i, \quad [\text{m}] \quad (\text{A.13})$$

Pela Lei de Faraday, a tensão induzida no enrolamento secundário dada pela equação (A.3) relaciona duas grandezas escalares no domínio do tempo. O fluxo magnético no núcleo ferromagnético fisicamente são “linhas” de campo magnético que atravessam uma seção

transversal, e é dado pela definição (A.14). O fluxo é um valor escalar que equivale ao número de linhas de campo que atravessam a seção, cada uma de mesma intensidade. A indução magnética é criada pelo campo magnético, ou melhor, ela é o campo magnético “percorrendo”, com maior facilidade e intensidade, um material ferromagnético ou atravessando uma área interna delimitada por uma bobina – sob o ponto de vista físico -, ou atravessando uma superfície de interesse – sob o ponto de vista teórico. Assim, fisicamente ela é distribuída no espaço conforme o campo magnético se distribui no material ou no vácuo. A distribuição é função da própria intensidade de campo, do meio e da forma física da estrutura eletromagnética. Para uma permeabilidade magnética do material constante, o fluxo magnético é dado pela equação (A.14). A equação (A.15), proveniente da aplicação de (A.11) em (A.14), fornece o valor do fluxo provocado pelo escalar corrente elétrica.

$$\phi(r) = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \iint B(r) dS \cos 0^\circ = \mu \iint H(r) dS \quad (\text{A.14})$$

$$\phi(t) = \frac{\mu N_p i(t)}{2\pi} \int_0^{R_e} \int_{R_i}^r \frac{1}{r} dr = \frac{\mu N_p i(t)}{2\pi} h \ln \left(\frac{R_e}{R_i} \right) \quad (\text{A.15})$$

$$B(t)_{\text{med}} = \mu H(t)_{\text{med}} \quad (\text{A.16})$$

Substituindo (A.11) em (A.14), e depois (utilizando ainda a (A.12) em (A.16), tem-se o fluxo em função da indução média para N_s espiras, equação (A.17). A indução média e o campo magnético médio passam a ser os escalares $B(t)$ e $H(t)$, respectivamente. Assim, tem-se as variações instantâneas do fluxo e da indução magnéticas em função da tensão elétrica induzida em N_s espiras do secundário, dadas pelas equações (A.18) e (A.19), respectivamente.

$$\phi(t) = B(t)_{\text{med}} h(R_e - R_i) = B(t)_{\text{med}} h\Delta R = B(t)_{\text{med}} S \quad (\text{A.17})$$

$$d\phi = \frac{1}{N_s} v(t) dt \quad (\text{A.18})$$

$$dB = \frac{1}{N_s S} v(t) dt \quad (\text{A.19})$$

A.2.1 Cálculo da energia envolvida

Tendo-se analisado as relações entre as grandezas elétrica e magnéticas envolvidas, passa-se a analisar as potências elétrica e magnética – ou a conservação da energia envolvida no sistema, transformada ou não. A energia elétrica fornecida pela fonte $v(t)$ é dada pela equação (A.20), onde l_m é o caminho médio magnético.

$$W = \int_{\Delta W} dW = \int_{\Delta t} P(t) dt = \int_{\Delta t} [i(t)][v(t)] dt = \int_{\Delta t} \left[\frac{l_m}{N_p} H(t) \right] \left[N_s S \frac{dB}{dt} \right] dt = \frac{l_m}{N_p} N_s S \int_{\Delta B} H(t) dB(t), [J] \quad (\text{A.20})$$

Neste modelo ideal, se $v(t)$ tem a forma senoidal pura, todas as grandezas elétricas e magnéticas possuem a mesma forma. Pelo lado elétrico, a corrente está atrasada de 90° em relação à tensão. Assim, em um período, a energia elétrica transferida é nula. Do lado magnético, a forma de onda do campo magnético está em fase com a da corrente elétrica e com a da indução magnética. A forma de onda da derivada da indução magnética fica em fase com a da tensão, que

estão adiantadas em 90° em relação à da indução magnética. Assim também, sob o ponto de vista do lado das grandezas magnéticas, o valor médio da multiplicação da forma de onda do campo magnético pela forma de onda da derivada da indução é nulo.

A.2.2 Análise aplicada ao quadro de Epstein padrão 25cm

O caminho médio magnético l_m normalizado é de 0,94 [m]. Geometricamente, ele seria de 1,00 [m], o que dá uma diferença de 6 [%]. Esta diferença é para compensar a variação do caminho médio nos cantos do quadro (vide Fig. A.3). São utilizadas neste aparelho lâminas de 0,28 [m] de comprimento por 0,03 [m] de largura. Nos cantos, estão sobrepostos 0,03 [m] de um braço e 0,03 [m] do outro. Sob a hipótese de mudança de caminho conforme mostrada Fig. A.3, o caminho médio normalizado se mostra coerente.

A menos dos cantos, o campo magnético se distribui uniformemente em um corte em uma das pernas do quadro. Porém, nesta estrutura eletromagnética, as linhas de campo no domínio não se distribuem no domínio de maneira simétrica. Esta característica conduz a erros crescentes na medida em que o campo magnético aumenta e a magnetização do material se aproxima da saturação, algo difícil de ser quantificado. O campo magnético está relacionado com a corrente conforme a equação (A.21).

$$H(t) = \frac{N_p}{0,94} i(t), \quad [\text{A/m}] \quad (\text{A.21})$$

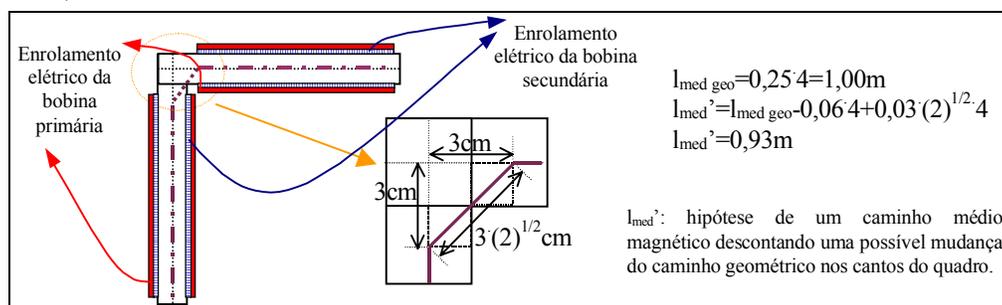


Fig. A.3 - Hipótese de mudança do caminho magnético no quadro de Epstein.

A.3 Modelos e simulações do sistema levando em conta medidas realizadas no quadro de Epstein

A.3.1 Aplicação do modelo em um programa de simulação sem levar em conta as perdas magnéticas

No circuito da Fig. A.2c, a tensão na indutância é dada pela equação (A.22), e a corrente é dada pela equação (A.23) como função apenas da magnetização sem histerese do material. A derivada temporal da indução é dada pela aproximação (A.24). O sistema é resolvido pela solução da equação (A.25), com um passo de cálculo Δt . O campo magnético no próximo instante é dado pela equação (A.26).

$$v_s(t) = N_s S \frac{dB}{dt} = v(t) \quad (\text{A.22})$$

$$i(t) = \frac{I_m}{N_p} H(t) = \frac{I_m}{N_p} H_{ah}(t) = i_{ah}(t) \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{dB(t)}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{B(t + \Delta t) - B(t)}{\Delta t} \right] \approx \frac{B(t + \Delta t) - B(t)}{\Delta t} \quad (\text{A.24})$$

$$B(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{N_s S} v(t) + B(t) \quad (\text{A.25})$$

$$H(t + \Delta t) = \frac{B(t + \Delta t)}{\mu} \quad (\text{A.26})$$

a) O modelo utilizando um valor constante de permeabilidade obtido com os valores máximos da intensidade de campo e da indução magnética.

Os dados para uma simulação do dispositivo estão apresentados na tabela A.1. Procurou-se manter valores de um ensaio no quadro de Epstein, mantendo a tensão no secundário na forma senoidal, utilizando 28 lâminas E-170, de 0,5 [mm] de espessura. O valor da permeabilidade magnética foi obtida com os valores máximos de indução e campo, respectivamente 0,610 [T] e 65,7 [A/m]. A Fig. A.4b mostra a relação linear BH resultante da evolução dos sistema no tempo e a Fig. A.4a as formas de onda das grandezas envolvidas (tensão aplicada $v(t)$, corrente de magnetização sem histerese $i_{ah}(t)$, indução magnética $B(t)$ e a potência elétrica na entrada do dispositivo $P(t)$). Confirma-se que as formas de onda do campo $H(t)$ (proporcional à corrente elétrica $i_p(t)$) e da indução $B(t)$ estão em fase. A forma de onda da tensão está em quadratura com a da corrente. A forma de onda da potência elétrica mostra que só há potência reativa, pois não há uma componente contínua em sua forma (há ausência de elementos dissipativos). O erro do calculo numérico resulta a potência ativa de “-38,97·10⁻⁶” [W]. A tabela A.2 contém os resultados para comparação entre valores medidos e de simulados.

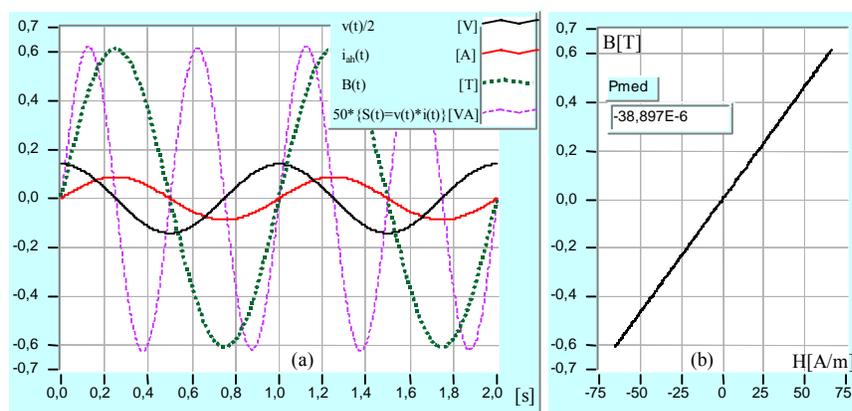


Fig. A.4 – Resultados de simulação do sistema ideal (μ é constante).

Tabela A.1 – Parâmetros utilizados na simulação.

t inicial	0,0 [s]	Massa	0,9051 [kg]
t final	2,0 [s]	N_s	700 espiras
Δt	$500 \cdot 10^{-6}$ [s]	N_p	700 espiras
Amplitude	$231,34 \cdot 10^{-3}$ [V]	I_m	0,94 [m]
Frequência	1 [Hz]	S	$105 \cdot 10^{-6}$ [m ²]
Material	A ($\pm 1,7$ W/kg @ 50Hz e 1T)	μ (em função de B_m e H_m)	$9,29 \cdot 10^{-3}$ [H/A]

Este modelo fornece com sucesso os valores máximos de corrente e representa as formas como se o dispositivo fosse ideal, sem saturação, sem perdas magnéticas e sem outros fenômenos. Comparando com valores experimentais, a forma de onda da corrente e sua defasagem em relação à tensão diferem. No ensaio, pode-se operar em frequências e condições em que as perdas dinâmicas praticamente não existam, mas o efeito do fenômeno de histerese persiste na medição. Obvia e teoricamente, o valor em quadratura entre a tensão e a corrente é o correto se fosse possível a inexistência da histerese magnética, pois se impõe a forma de onda da tensão no quadro de Epstein.

Tabela A. 2 – Resultados experimentais e de simulação.

	ensaio à 1Hz	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]	$88,0 \cdot 10^{-3}$	$88,1 \cdot 10^{-3}$	0,11%
Defasagem (da corrente em relação à tensão na passagem por zero)	$-45,7^\circ$	$-90,0^\circ$	0% (teoricamente) 96,9%
Potência dissipada [W]	$6,647 \cdot 10^{-3}$	$38,90 \cdot 10^{-6}$	Teoricamente deveria ser nula -99,41%

b) Modelo utilizando a curva de magnetização inicial.

Uma das formas mais utilizadas para caracterizar a permeabilidade magnética do material, tanto no projeto tradicional de máquinas elétricas como na caracterização dos materiais apresentada nos catálogos dos fabricantes de aço para fins elétricos, é a curva de magnetização inicial do material. A relação BH, Fig. A.5, é composta pelos valores máximo medidos de corrente e tensão, com a forma de onda de tensão senoidal no secundário, partindo de um valor mínimo até a saturação magnética do material, sobre o material desmagnetizado. Com os valores de tensão e corrente, obtém-se os valores de indução e campo, respectivamente.

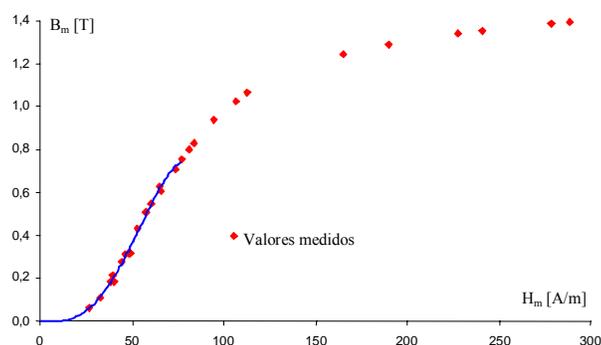


Fig. A.5 – Curva de magnetização inicial obtida com os valores máximos de tensão e corrente medidos.

Os resultados de simulação são apresentados na Fig. A.8, onde se constata que a corrente e a tensão estão em quadratura. A forma de onda da corrente $i_{ah}(t)=i(t)$ não possui mais a forma de onda senoidal, mas é simétrica em relação às amplitudes instantâneas em meio período da fundamental. Nas proximidade dos valores nulos, ela apresenta uma derivada elevada, consequência da baixa permeabilidade dada pela curva de magnetização inicial. O valor máximo da corrente simulada tem uma diferença de cerca de 1,6 [%] em relação ao valor máximo experimental. A potência média calculada de $15,2 \cdot 10^{-6}$ [W] é errônea e aparece devido aos erros

numéricos do programa. Na Fig. A.7, constata-se que quando a indução tende ao valor nulo, a relutividade magnética tende ao infinito. Teórica e idealmente em baixas induções, o material deveria com mais facilidade deixar as linhas de campo permeá-lo. A curva de magnetização inicial indiretamente também leva em conta parcelas do fenômeno de histerese, pois qualquer processo de deslocamento de paredes não é conservativo [02, 33, 135, 136]. Este detalhe pode ser explicado pela tendência da necessidade de vencer os campos magnéticos de coerção (ao nível) dos domínios magnéticos [135, 136].

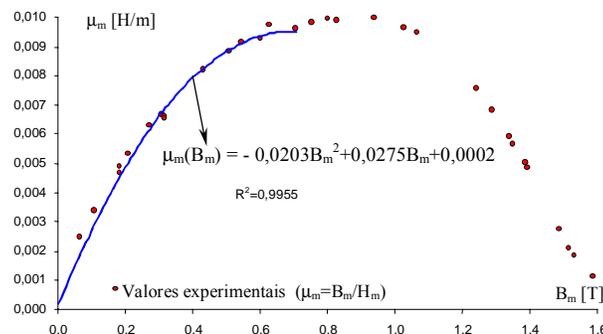


Fig. A.6 – Curva da permeabilidade magnética proveniente da curva de magnetização inicial da Fig. A.5.

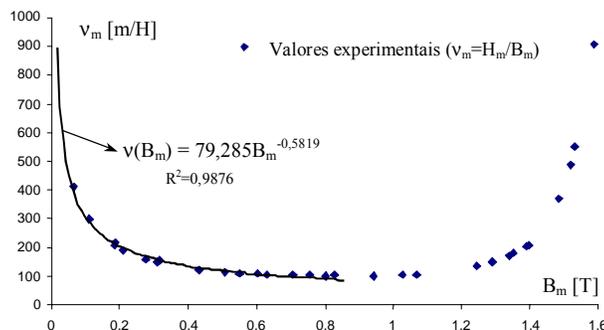


Fig. A.7 – Curva da relutividade magnética proveniente da curva de magnetização inicial da Fig. A.5.

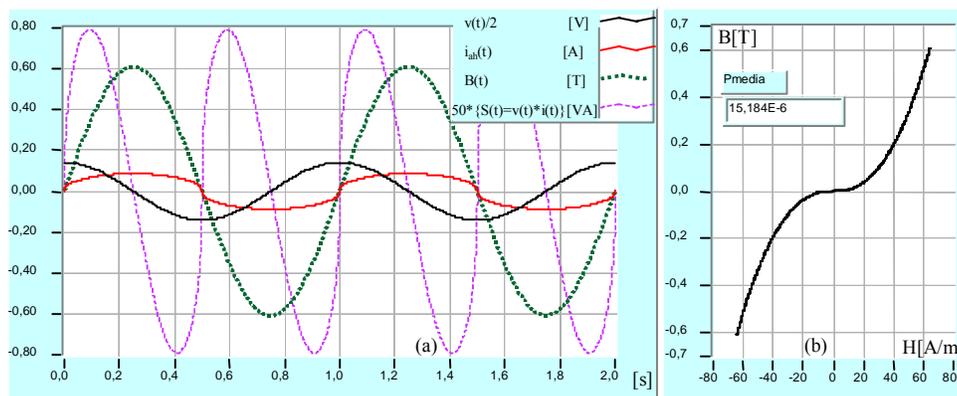


Fig. A.8 – Resultados de simulação do sistema utilizando a equação da relutividade mostrada na Fig. A.7.

Tabela A.3 – Resultados experimentais e de simulação.

	ensaio à 1Hz	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]	$88,0 \cdot 10^{-3}$	$86,6 \cdot 10^{-3}$	-1,59%
Defasagem (da corrente em relação à tensão na passagem por zero)	$-45,7^\circ$	$-90,0^\circ$	96,9%

c) O modelo utilizando a curva de magnetização sem histerese.

Neste modelo de investigação do comportamento do sistema, o material é caracterizado pela sua curva sem histerese [02, 33, 135, 136], proveniente da relação entre o campo e a indução magnética ao longo do tempo. A Fig. A.9 mostra uma aquisição da curva de histerese para uma indução magnética na forma de onda senoidal, com uma amplitude de 0,61 [T]. Foram encontrados os parâmetros do modelo proposto JA^{-1} [91], apresentado também na Fig. A.9. Para a obtenção da curva sem histerese utilizou-se a curva simulada por não haver ruído e assimetrias próprios da experimentação (definições clássicas e maneiras de se obter a curva sem histerese podem ser encontradas nas referências [02, 33, 136]). A característica magnética da relação BH do material utilizada no programa numérico está modelada matematicamente pela relutividade apresentada na Fig. A.10.

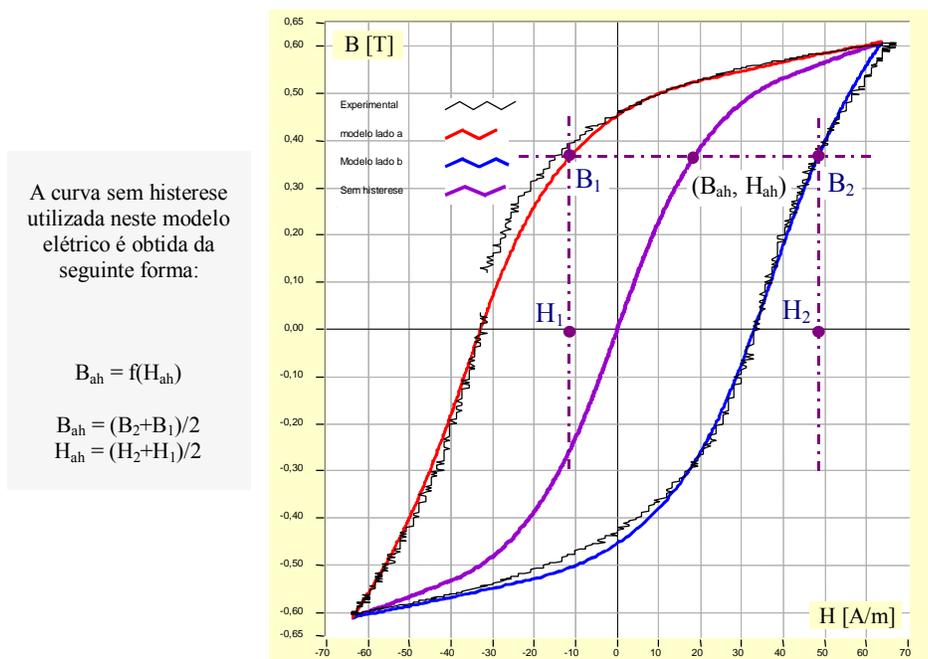


Fig. A.9 - Curva de histerese experimental e modelada e a curva sem histerese.

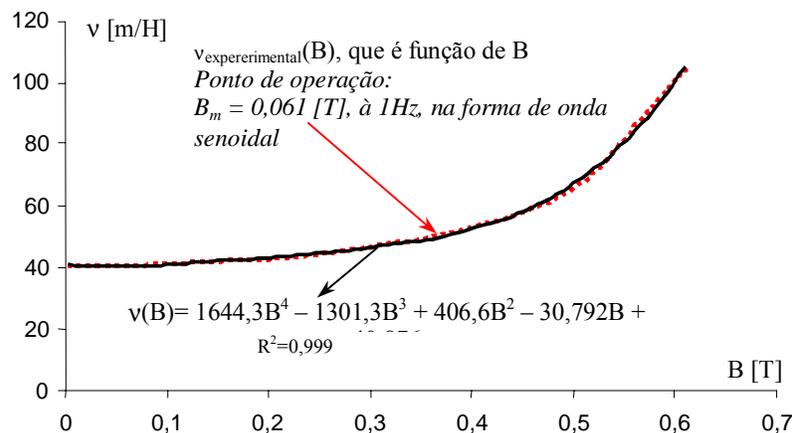


Fig. A.10 - Curva da relutividade magnética proveniente da curva do modelo sem histerese da Fig. A.9.

Na Fig. A.11 estão mostrados os resultados obtidos utilizando a caracterização do material apresentada na Fig. A.10. A forma de onda da corrente, Fig. A.11a, começa a se assemelhar com as formas de onda experimentais, a menos de que a defasagem entre a corrente e a tensão continua em quadratura. Isto é esperado, pois não se está ainda levando em conta a perda por histerese.

Tabela A.4 – Resultados experimentais e de simulação.

	ensaio à 1 [Hz]	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]	$88,0 \cdot 10^{-3}$	$86,8 \cdot 10^{-3}$	-1,36%
Defasagem (da corrente em relação à tensão na passagem por zero)	$-45,7^\circ$	$-90,0^\circ$	96,9%

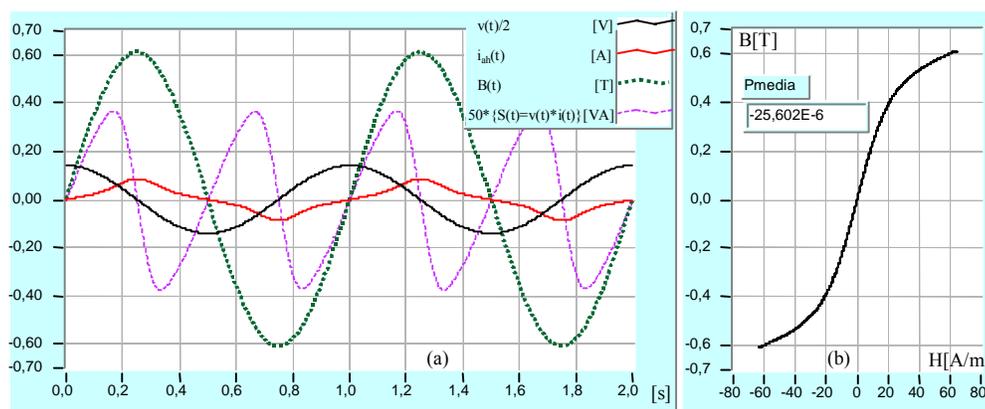


Fig. A.11 – Resultados de simulação do sistema utilizando a equação da relatividade mostrada na Fig. A.10.

A.3.2 O esquema do modelo elétrico que leva em conta as perdas modeladas por resistências elétricas equivalentes

Inicialmente, será realizada uma investigação de como deve ser o modelo do circuito elétrico equivalente à estrutura eletromagnética acrescentando as perdas no núcleo magnético. Em um modelo elétrico, o elemento dissipativo de energia é representado por uma resistência elétrica. Assim, acrescentar-se-á ao elemento puramente magnético resistências formando um circuito elétrico.

Em um circuito elétrico qualquer, onde resistências elétricas estão combinadas aleatoriamente com elementos passivos armazenadores de energia, a soma da perda individual em cada resistor é igual à perda total obtida na entrada do mesmo circuito. Este fato não informa a combinação dos elementos, permanecendo uma “caixa preta” – um circuito elétrico não transparente em seus terminais. Mesmo se conhecendo a defasagem entre a tensão e a corrente aplicadas nos terminais, o arranjo permanece ignoto. O simples e tradicional ensaio de resposta ao degrau (ou de uma excitação adequada) para se obter uma função de transferência seria válido e eficaz em ajudar a descobrir o arranjo. Porém, sabe-se entre outros que há o fenômeno não linear de saturação, caracterizando por si só o sistema como não linear. Conseqüentemente, não é possível se obter uma função de transferência verdadeira, válida para pontos distintos de operação. Então, como construir o modelo elétrico representante do núcleo magnético, ou seja, como associar

as resistências elétricas relativas a cada tipo de perda eletromagnética com a parte magnética armazenadora de energia? - As perdas magnéticas são função da variação da indução no material – em outras palavras, da mudança instantânea da magnetização do material provocada por um campo magnético proporcional à corrente elétrica. Esta é uma hipótese que passou tradicionalmente ao “status” de teoria, sem ser uma lei da ciência. Deste teorema, para um sistema com núcleo ferromagnético sujeito à excitação evoluindo no tempo, o modelo do mesmo deverá contemplar duas condições pertinentes ao teorema: 1^o) a resistência – consequência da perda - é função da variação instantânea da indução, onde a tensão sobre o elemento puramente magnético impõe o valor da indução no material – e vice e versa - e 2^o) o núcleo ao drenar uma energia dissipada não deve interferir nos valores máximos correntes do campo magnético H_m e da indução B_m . A Fig. A.12, obtida com formas de ondas de tensão senoidais no secundário do quadro de Epstein, mostra que dentro da faixa de aproximadamente 0,2 a 1,3 [T] de indução máxima praticamente não há diferença quando ocorre apenas a perda por histerese em relação a quando ocorre também as outras perdas, servindo para validar experimentalmente a segunda condição acima. Assim, pode-se induzir: se as resistências envolvidas estivessem em série com a indutância, a indução máxima (correspondente à tensão sobre a indutância ou à tensão induzida no secundário do quadro de Epstein, por exemplo) iria mudar para um outro valor máximo do correspondente valor de campo magnético quando ocorresse uma mudança na frequência de operação. Nesta hipótese errônea, a relação (A.9) não seria válida, necessitando também ser uma relação dependente da frequência de operação. Por outro lado, com o aumento da frequência, a energia dissipada aumenta também, afetando os valores das resistências sem que a relação (A.9) deixe de ser válida. Na Fig. A.12, nota-se que o aumento da drenagem de energia não afeta a curva de magnetização inicial. O acréscimo de energia dissipada se revela nas curvas da relação BH apresentadas na Fig. A.13. Nestes resultados experimentais, constatam-se aumentos nas áreas internas, representantes das perdas totais, quando a frequência de operação passa de 1 [Hz] à 50 [Hz]. Para aumentar a área interna e manter os valores máximos de campo e indução magnética, a forma de onda do campo deve mudar (mudança do conteúdo harmônico na forma de onda) sem mudar o valor máximo (lembrete: a forma de onda de indução é mantida na forma senoidal nestes ensaios e serve como fundamento ao raciocínio aqui desenvolvido). O outro parâmetro que afeta o aumento da área é a defasagem entre a forma de onda do campo com a da indução magnética. Eletricamente, para manter os valores máximos de tensão e corrente sob um circuito e ajustar a defasagem entre a tensão e a corrente, utiliza-se um circuito paralelo RL. Assim, através da defasagem entre corrente e tensão, controla-se o fluxo de energia ativa e, através da saturação do material, o conteúdo harmônico da corrente passa a ser definido. Assim, infere-se que para atender a argumentação discorrida, as resistências elétricas - R_n , R_f e R_e , correspondentes a cada tipo de perda magnética - estão em paralelo com a indutância de magnetização. Desta discussão resulta o modelo elétrico

apresentado na Fig. A.14. Desta forma, o valor da indução é realmente regido pela tensão induzida no secundário, e este mesmo valor produz a perda congregada. Estas resistências possuem seus valores variáveis em função da indução no material. O modelo apresentado não é novo, sendo tradicional na Engenharia Elétrica. Porém, supõe-se que a argumentação desenvolvida contribuiu para a fundamentação teórico-experimental do modelo.

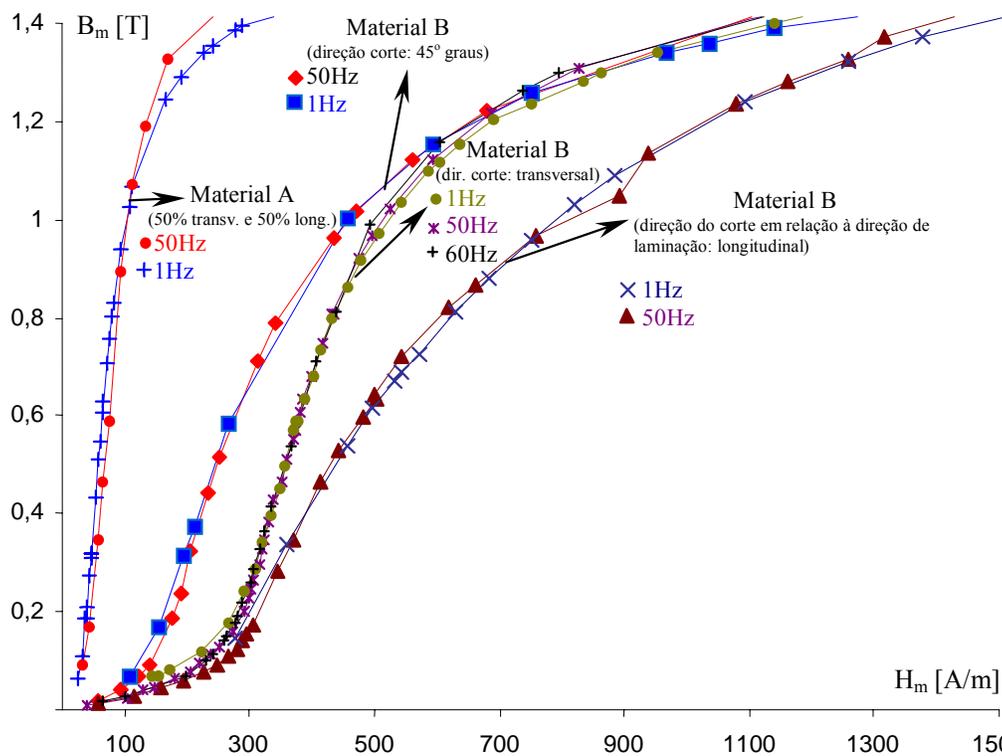


Fig. A.12. – Curvas de magnetização inicial em diferentes frequências de operação para o material A ($\approx 1,7$ [W/kg], à 1 [T] e à 50 [Hz]) e para o material B (4 a 9 [W/kg], à 1 [T] e à 50 [Hz]).

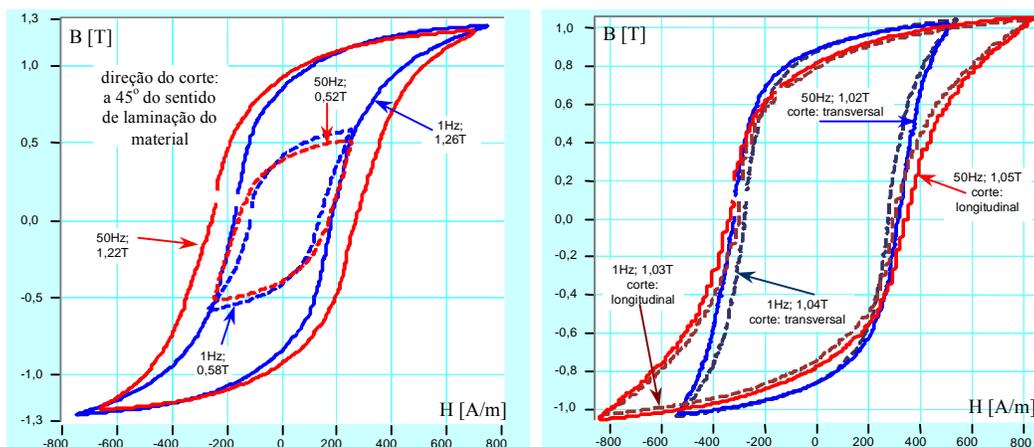


Fig. A.13 – Diferença entre as áreas formadas pela relação BH variando a frequência de operação. Valores obtidos para o material B à 1 [Hz] e à 50 [Hz] para os diferentes cortes das laminas. Este material possui a perda pelo fenômeno de histerese muito maior que as outras duas perdas, de modo que o aumento da área não é tão sensível.

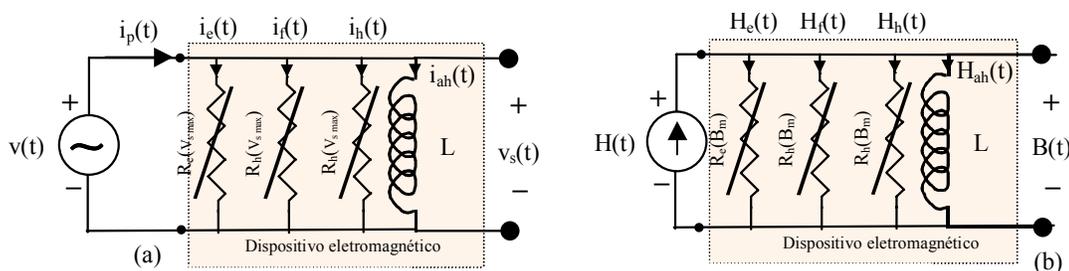


Fig. A.14 – Sistema eletromagnético com os três tipos de perda: (a) modelo elétrico e (b) modelo eletromagnético.

A.3.3 Aplicação do modelo em um programa de simulação levando em conta as perdas por histerese modeladas por uma resistência elétrica equivalente

Discorrido sobre o modelo elétrico utilizado para a estrutura eletromagnética com o acréscimo das perdas no núcleo, a seguir será analisado o comportamento do mesmo quando ocorre praticamente apenas a perda pelo fenômeno de histerese magnética.

Uma caracterização do material conforme o modelo de Steinmetz fornece um valor de energia perdida média em função do valor máximo da indução, para uma forma de onda senoidal pura. Deste valor, pode-se determinar uma resistência elétrica consonante com a perda por histerese para um valor de indução máxima, equação (A.27), ou para um valor máximo de tensão induzida, equação (A.28). A solução matemática do modelo mostrado na Fig. A.15 é a resolução no domínio do tempo da equação (A.25), onde o campo magnético $H(t)$ é dado pela equação (A.29). A corrente elétrica total simulada é dada pela relação (A.30), sendo a composição das correntes do ramo correspondente à magnetização $i_{ah}(t)$ e do ramo correspondente à perda por histerese $i_h(t)$.

$$R_h(B_m) = \frac{V_{sef}^2}{P_h} = \frac{(2\pi fSN_s)^2 B_m^2}{2(mfk_h B_m^\alpha)} = \frac{2f(\pi SN_s)^2 (B_m)^{2-\alpha}}{mk_h}, \quad [\Omega] \quad (A.27)$$

$$R_h(V_{s\max}) = \frac{V_{sef}^2}{P_h} = \frac{V_{s\max}^2}{2(mfk_h B_m^\alpha)} = \frac{V_{s\max}^2 (2\pi fSN_s)^\alpha}{2mfk_h V_{s\max}^\alpha} = \frac{(2\pi fSN_s)^\alpha}{2mfk_h} (V_{s\max})^{2-\alpha}, \quad [\Omega] \quad (A.28)$$

$$H(t) = H_{ah}(t) + H_h(t) = \frac{N_p}{l_m} i(t), \quad [A/m] \quad (A.29)$$

$$i(t) = i_{ah}(t) + i_h(t) = \frac{l_m}{N_p} H_{ah}(t) + \frac{N_s S}{R_h} \frac{dB(t)}{dt} = \frac{l_m}{N_p} \frac{B(t)}{\mu} + \frac{v_s(t)}{R_h}, \quad [A] \quad (A.30)$$

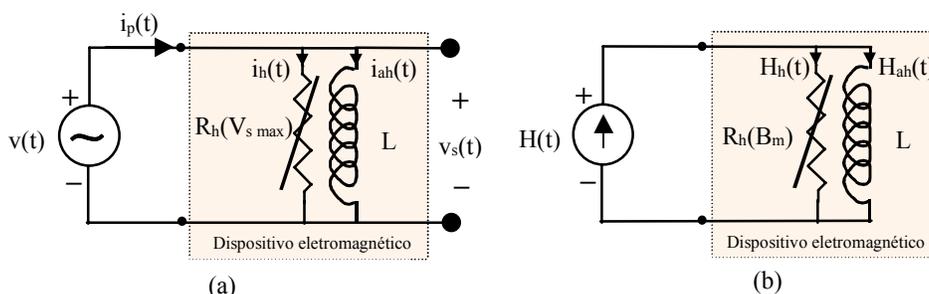


Fig. A.15 – Sistema com perda por histerese: (a) modelo elétrico e (b) modelo eletromagnético.

a) O modelo utilizando um valor de permeabilidade constante obtido com os valores da intensidade máxima de campo e da indução magnética máxima.

São utilizados os dados experimentais do material A (E-170, Acesita) para a simulação do modelo. A perda experimental por histerese é modelada conforme Steinmetz, relação (A.31) a qual foi obtida na frequência de 1 [Hz]. A resistência elétrica equivalente calculada é de cerca de 5,97 [Ω], para uma indução máxima de 0,61 [T]. A perda medida para este ponto de operação é de $6,647 \cdot 10^{-3}$ [W]. A Fig. A.16a mostra as grandezas evoluindo no tempo. Na passagem por zero, a defasagem simulada entre a corrente e a tensão já é diferente de 90° , como era de se esperar devido à componente de histerese. Porém, seu valor é muito distante do medido (tabela A.5). Nota-se, também, que as grandezas continuam a ter uma forma de onda senoidal, obviamente. Em termos de perda, a diferença entre a medida e a calculada conforme o modelo é entorno de 0,4%. O modelo acrescentando uma resistência em paralelo ao ramo de magnetização se mostra válido em termos do valor de perda magnética, mas resulta valores de campo – ou de corrente – não satisfatórios. Embora esteja se utilizando um material com permeabilidade linear e constante, a corrente máxima tem uma elevação de cerca de 13%. Conforme o que foi exposto, o valor máximo da corrente não deveria se elevar, mas sim variar sua defasagem em relação à tensão aplicada e, possivelmente no caso de uma relação BH não linear, o seu valor eficaz – parâmetros relacionados com o fluxo de potência.

$$W_h = k_h B_m^\alpha = 16,80 \cdot 10^{-3} B_m^{1,674}, \quad [\text{J/kg}] \quad (\text{A.31})$$

Tabela A.5 – Resultados experimentais e de simulação.

	ensaio à 1Hz	Simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]	$88,0 \cdot 10^{-3}$	$100,1 \cdot 10^{-3}$	13,6%
Defasagem (da corrente em relação à tensão na passagem por zero)	$-45,7^\circ$	$-61,6^\circ$	34,8%
Potência média dissipada [W]	$6,647 \cdot 10^{-3}$	$6,671 \cdot 10^{-3}$	0,3611%

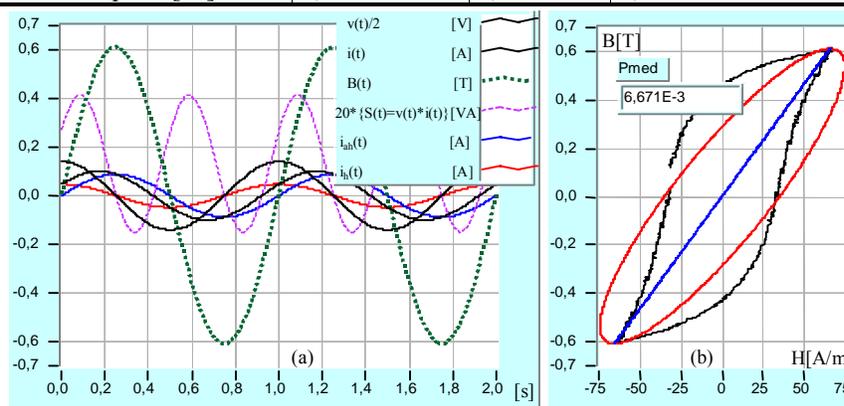


Fig. A.16 - Resultados de simulação do sistema acrescentando as perdas por histerese magnética. Em (b), está mostrada a curva de histerese experimental na cor preta e curva na cor vermelha representa a relação BH resultante da simulação.

Apesar das grandezas terem suas formas de onda senoidais, este modelo apresenta um laço BH tendendo à forma da histerese medida. Apresenta um valor de campo coercitivo H_c de valor

próximo ao experimental, mas quando o valor da indução magnética é máxima, o campo magnético já passou pelo seu máximo (Fig. A.16(b)).

b) O modelo utilizando a curva de magnetização sem histerese.

O processo de magnetização do material é modelado pela curva da relutividade magnética (Fig. A.10) proveniente da curva de magnetização sem histerese oriunda da curva de histerese Fig. A.9. Dentro deste enfoque de modelagem do sistema, este é o modelo que melhor representa o processo de magnetização do material, e sua perda pelo fenômeno de histerese após cálculo conforme o modelo utilizando uma resistência. A corrente resultante mostrada na Fig. A.17 possui um valor máximo de $89,5 \cdot 10^{-3}$ [A], sendo distorcida e apresentando uma defasagem em relação à tensão na passagem por zero de $44,28^\circ$. A perda resultante da simulação é de $6,635 \cdot 10^{-3}$ [W]. Os valores são próximos ao experimental, como visto na tabela A.6. As grandezas elétricas medidas e simuladas são apresentadas na Fig. A.18. A forma de onda da corrente devido à perda por histerese $i_h(t)$ está em fase com a tensão, produzindo apenas potência ativa, e tem a forma senoidal. Já a corrente devido à magnetização $i_{ah}(t)$, tem uma forma distorcida no tempo, sendo simétrica em relação aos eixos do tempo e da amplitude. Entretanto ela não produz potência ativa, pois a fundamental e suas harmônicas estão em quadratura com a tensão. Observa-se que a corrente devido ao fenômeno de histerese adianta a corrente total resultante da soma das duas componentes, e esta dissipa potência (vide na Fig. A.17^a a curva da potência aparente na cor magenta) A curva de tensão experimental não é tratada por nenhum filtro, por isso um ruído na ordem de 0,03 [V] está presente.

Tabela A.6 – Resultados experimentais e de simulação.

	ensaio à 1Hz	Simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]	$88,0 \cdot 10^{-3}$	$89,5 \cdot 10^{-3}$	1,70%
Defasagem (da corrente em relação à tensão na passagem por zero)	$-45,7^\circ$	$-44,3^\circ$	-3,06%
Potência média dissipada [W]	$6,647 \cdot 10^{-3}$	$6,635 \cdot 10^{-3}$	-0,1805%

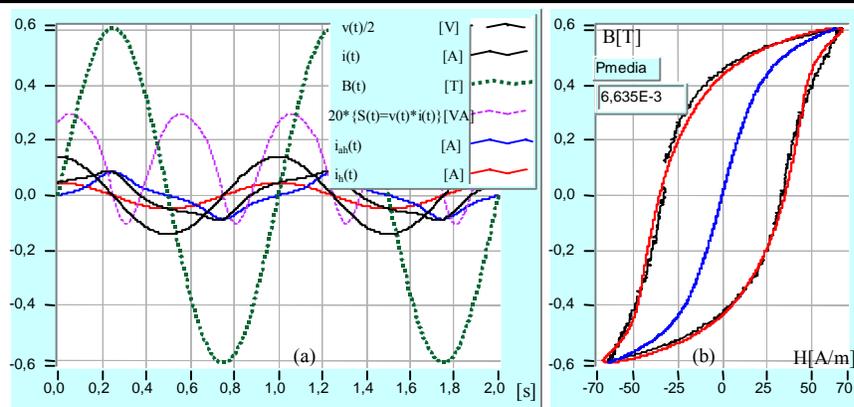


Fig. A.17 - Resultados de simulação do sistema acrescentando as perdas por histerese magnética com a curva sem histerese. Em (b), a curva de histerese experimental está mostrada na cor preta e a curva na cor vermelha representa a relação BH resultante da simulação.

Com o acréscimo da perda por histerese, este simples modelo resultou uma simulação surpreendentemente para a relação BH, que é praticamente igual à curva de histerese experimental. No geral, os resultados deste caso de simulação com esta abordagem têm respaldo experimental e validam o modelo.

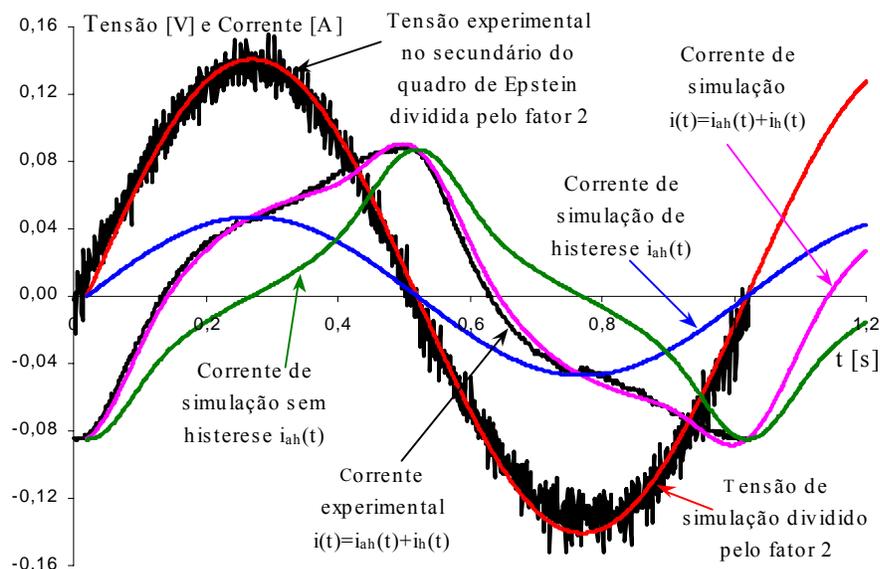


Fig. A.18 – Grandezas elétricas medidas e simuladas na frequência de 1 [Hz] e sob uma indução máxima de 0,61 [T].

A.3.4 Modelo elétrico do dispositivo eletromagnético contemplando as perdas por histerese e por correntes de Foucault no núcleo magnético

O modelo elétrico a ser utilizado acrescentando as perdas por correntes induzidas na lâminas é conforme mostrado na Fig. A.19. Do valor da perda por correntes de Foucault obtido na caracterização do material, determina-se uma resistência elétrica equivalente à perda por correntes induzidas calculadas de maneira clássica, dada pela equação (A.32). A solução matemática do modelo é a resolução no domínio do tempo da equação (A.25), onde o campo magnético $H(t)$ é dado pela equação (A.33) através da soma das suas componentes. A corrente elétrica total simulada é dada pela relação (A.34), sendo a composição das correntes no ramo correspondente à magnetização $i_{ah}(t)$, no ramo correspondente à perda por histerese $i_h(t)$ e no ramo correspondente às perdas por correntes de Foucault $i_f(t)$.

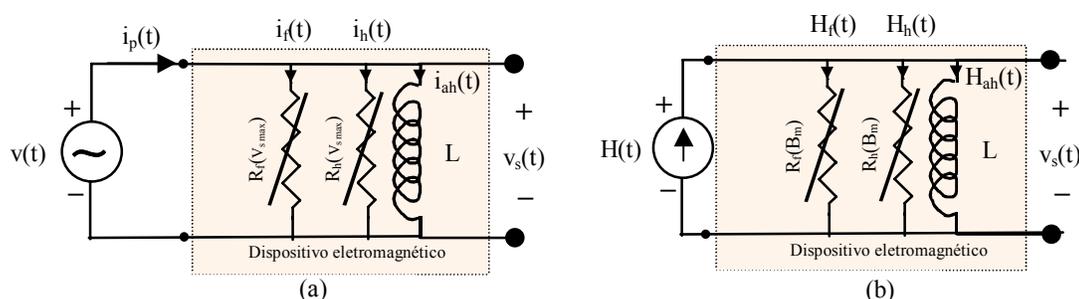


Fig. A.19 – Sistema eletromagnético com perdas por histerese e pelas correntes induzidas: (a) modelo elétrico e (b) modelo eletromagnético.

$$R_f = \frac{V_{sef}^2}{P_f} = \frac{(2\pi f S N_s)^2 B_m^2}{2(mfk_f B_m^2)} = \frac{2f(\pi S N_s)^2}{mk_f}, \quad [\Omega] \quad (A.32)$$

$$H(t) = H_{ah}(t) + H_h(t) + H_f(t) = \frac{N_p}{l_m} i(t), \quad [A/m] \quad (A.33)$$

$$i(t) = i_{ah} + i_h + i_f = \frac{l_m}{N_p} H_{ah}(t) + \frac{N_s S}{R_h} \frac{dB(t)}{dt} + \frac{N_s S}{R_f} \frac{dB(t)}{dt} = \frac{l_m}{N_p} \frac{B(t)}{\mu} + \frac{v_s(t)}{R_h} + \frac{v_s(t)}{R_f}, \quad [A] \quad (A.34)$$

O material utilizado para a simulação deste modelo é a amostra B-45°, ensaiado com as lâminas cortadas a 45° do sentido de laminação. A tensão induzida no secundário é mantida na forma senoidal à 50 [Hz]. A indução máxima utilizada para este ponto de operação é de 1,124 [T], correspondendo a um campo magnético máximo de 559,5 [A/m]. A perda por histerese foi determinada à 1 [Hz], e o material é caracterizado à 50 [Hz] conforme mostrado no capítulo 5, Fig. 5.25. A Fig. A.20 apresenta as formas de histerese experimentais para 1[Hz] ($B_m = 1,152$ [T] e $H_m=595,7$ [A/m]) e para 50 [Hz]. Nota-se que as amplitudes máximas do campo e da indução para ambas as frequências são próximas, a menos da diferença provocada pelos valores não coincidentes das induções máximas de operação e das imperfeições próprias de ensaio. Observa-se, também, que o valor do campo magnético para uma indução no valor nulo à 50 [Hz] é superior ao campo coercitivo H_c quando só ocorre praticamente a perda pelo fenômeno de histerese. Estes fatos mostram indiretamente o efeito das perdas magnéticas dinâmicas influenciando na forma de onda e defasando o campo em relação à indução magnética.

As relações (A.35), (A.36), (A.37) e (A.38) correspondem à caracterização das perdas magnéticas para o material B cortado à 45° do sentido de laminação. A curva da relutividade magnética e seu modelo matemático estão mostrados na Fig. A.21, proveniente da curva sem histerese do material B-45° mostrada na Fig. A.22, à 1 [Hz] e 1,152 [T].

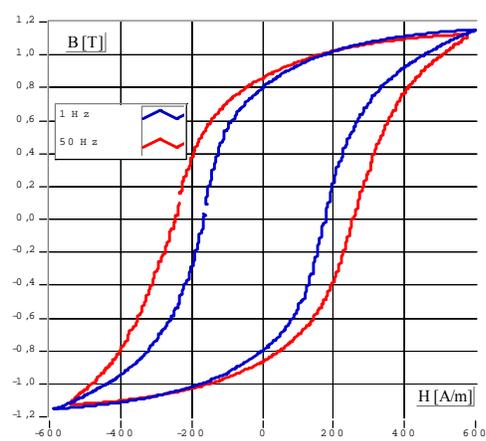


Fig. A.20 – Curva de histerese à 1 [Hz] e curva da relação BH à 50 [Hz] para o material B-45°.

$$W_h = k_h B_m^\alpha = 0,0590 B_m^{1,7693}, \quad [J/kg] \quad (A.35)$$

$$W_f = k_f B_m^2 = 0,0130 B_m^2, \quad [J/kg] \quad (A.36)$$

$$W_e = k_e B_m^{1,5} = 0,0174 B_m^{1,5}, \quad [J/kg] \quad (A.37)$$

$$W_t = k_t B_m^{\alpha_t} = 0,0895 B_m^{1,7387}, \quad [\text{J/kg}] \quad (\text{A.38})$$

Na tabela A.7 estão os dados utilizados para a simulação do modelo à 50 [Hz], e servem como base para as simulações à 1 [Hz], a menos dos parâmetros que necessitam ser adequados a este ponto de operação.

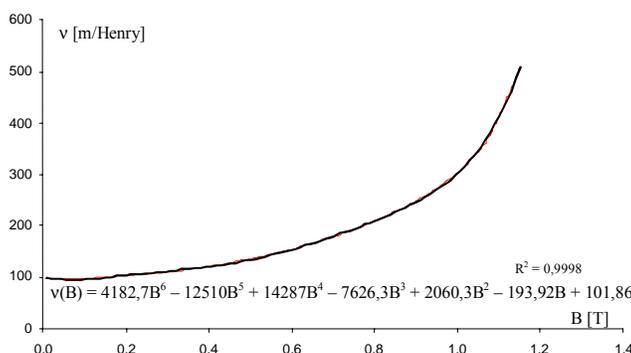


Fig. A.21 - Curva da relutividade magnética (na cor vermelha) e seu modelo matemático proveniente da curva sem histerese do material B-45° à 1 [Hz] e à 1,152 [T].

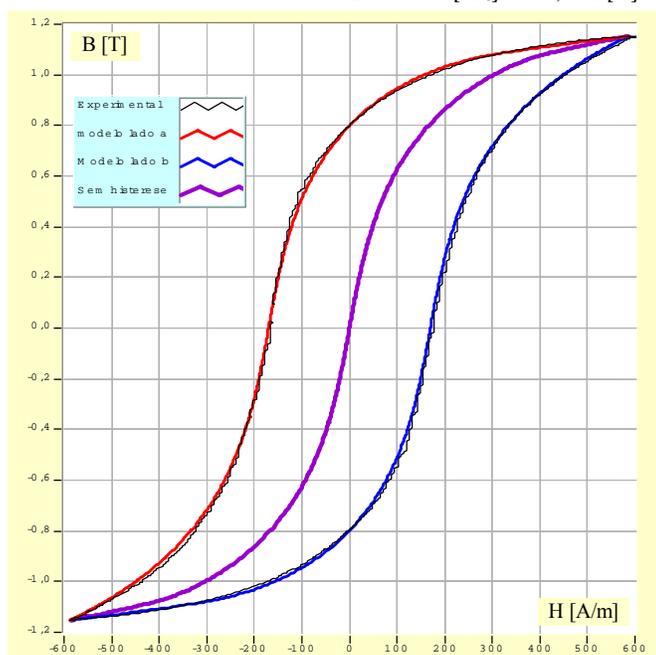


Fig. A.22 - Curvas de histerese experimental, modelada e sem histerese para $B_m = 1,152$ [T], à 1 [Hz].

Tabela A.7 – Parâmetros utilizados na simulação à 50Hz.

t inicial	0,0 [s]	Massa (para 50Hz)	1,8998[kg]
t final	0,04 [s]	N_s	700
Δt	$5 \cdot 10^{-6}$ [s]	N_p	700
Amplitude	53,39 [V]	l_m	0,94 [m]
Freqüência	50 [Hz]	S	$216 \cdot 10^{-6}$ [m ²]
Material	B ($\approx 4,5$ W/kg à 50Hz e à 1T)	μ (em função de B_m e H_m)	$1,934 \cdot 10^{-3}$ [T·m/A]

A.3.4.1 - O modelo utilizado à 1 [Hz] com o material B-45°.

Para os modelos utilizados, a resistência elétrica equivalente para a perda por histerese R_h é de 4,1599 [Ω] para 1 [Hz], e 206,80 [Ω] para 50 [Hz]. Os outros dados utilizados para a simulação e para os ensaios estão apresentados na tabela A.7, onde o valor da amplitude da tensão passa a ser

de 1,095 [V] e com um passo de tempo de cálculo Δt de $250 \cdot 10^{-6}$ [s]. A tabela A.8 apresenta os resultados da simulação à 1 [Hz] utilizando o modelo da Fig. A.15. Os resultados de simulação utilizando um valor de permeabilidade constante estão apresentados na Fig. A.23 e aqueles utilizando a curva sem histerese (da Fig. A.21) estão apresentados na Fig. A.24. Os melhores resultados foram obtidos quando se utilizou dados representantes do processo de magnetização provenientes da curva BH sem histerese do material, como se nota na tabela A.8, na comparação entre as Fig. A.23 e Fig. A.24. Para o caso da Fig. A.24, apresenta-se na Fig. A.25 uma comparação no domínio do tempo entre os valores obtidos via simulação com as grandezas obtidas experimentalmente.

Tabela A.8 – Resultados experimentais e de simulação apenas com perda por histerese.

Ensaio à 1Hz de B(t) e H(t)	medida	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]: Permeabilidade constante curva sem histerese	0,800	0,842 0,798	5,25% -0,250%
Defasagem (da campo em relação à indução magnética na passagem por zero) Permeabilidade constante curva sem histerese	+44,3°	“+”:adiantada +18,0° +40,9	-59,4% -7,67%
Potência dissipada [W]: Permeabilidade constante curva sem histerese	0,1440	0,1444 0,1440	0,2778% 0,0000%

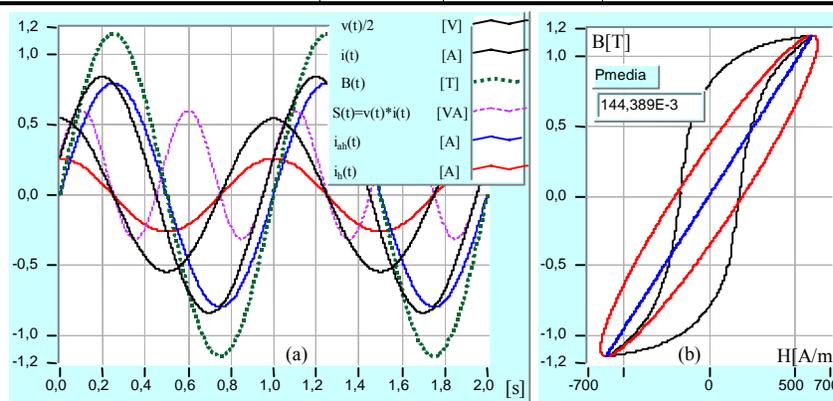


Fig. A.23 – Resultados de simulação do sistema acrescentando as perdas por histerese magnética (μ é constante). Em (b), a curva de histerese experimental está mostrada na cor preta e a curva na cor vermelha representa a relação BH resultante da simulação.

A Fig. A.24b mostra que a curva relativa à histerese simulada é bastante próxima da experimental. Há uma diferença no ponto próximo ao campo coercitivo H_c e nos pontos próximos às amplitudes de indução máximas negativa e positiva. Observando a Fig. A.25, a perda por histerese provoca um aumento da distorção da forma de onda do campo e interfere significativamente na defasagem entre campo e indução em suas passagens pelos seus valores nulos. A defasagem entre campo e indução, no valor máximo do campo, para as formas de onda do campo total $H(t)$ e sem perda $H_{ah}(t)$ é praticamente coincidente. Entretanto, a curva do campo total está levemente adiantada em relação à curva de campo sem histerese. Na Fig. A.18 correspondente ao outro material, percebe-se que este adiantamento é mais pronunciado.

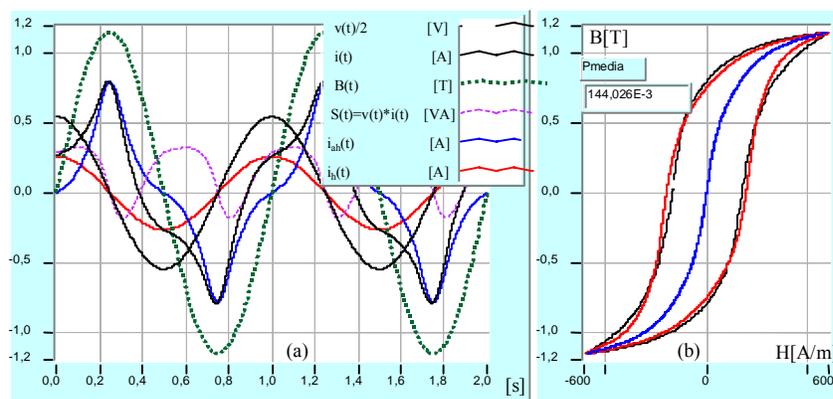


Fig. A.24 - Resultados de simulação do sistema acrescentando as perdas por histerese magnética com a curva sem histerese. Em (b), a curva de histerese experimental está mostrada na cor preta e a curva na cor vermelha representa a relação BH resultante da simulação.

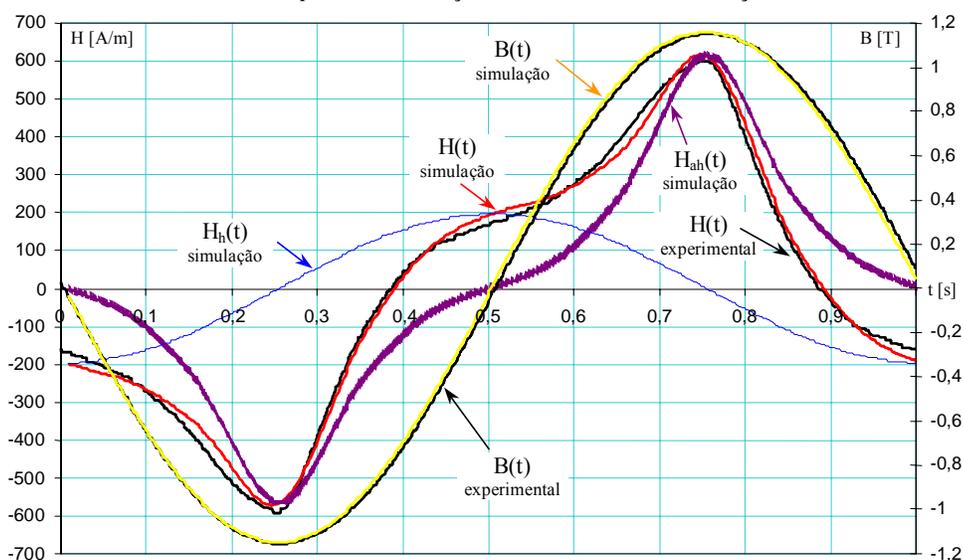


Fig. A.25 - Comparação entre as grandezas magnéticas obtidas via simulação e experimentalmente à 1[Hz].

A.3.4.2 - O modelo utilizado à 50 [Hz] com o material B-45°.

A resistência equivalente para a perda por correntes induzida à 50 [Hz] R_f é de 913,59 [Ω], dada pela equação (A.32). Utilizou-se o modelo apresentado na Fig. A.19 para simular os casos de relação BH: a) com permeabilidade magnética constante dada pelas amplitudes máximas do campo e da indução para este ponto de operação e b) com a relutividade magnética proveniente da curva sem histerese do material. A Tabela A.8 mostra os três resultados de simulação à 50 [Hz] comparando-os com dados experimentais.

A Fig. A.23 mostra grandezas de interesse para este melhor caso de simulação. Na Fig. A.26b, a relação BH resultante da simulação (na cor vermelha) tem uma área interna da curva significativamente menor comparada com a experimental. Na curva experimental estão incluídas as perdas excedentes, o que justifica que sua área seja maior que a simulada. Esta não conformidade também aparece na comparação das grandezas no domínio do tempo mostradas na

Fig. A.27. A curva do campo magnético $H(t)$ já é bem distorcida, mas não acompanha instantaneamente a curva experimental. A curva experimental apresentada na Fig. A.26b possui um defeito na parte da área positiva, o mesmo não acontecendo com a negativa.

Tabela A.8 – Resultados experimentais e de simulação com perda por histerese e por correntes de Foucault.

Ensaio à 50Hz de B(t) H(t) p/ Bm= 1,124T	medida	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]:	0,728		
Permeabilidade constante		0,842	15,7%
curva sem histerese		0,695	-4,53%
Defasagem (da campo em relação à indução magnética na passagem por zero)	+50,6°	“+”:adiantada	
Permeabilidade constante		+22,0°	-56,5%
curva sem histerese		+45,1°	-10,9%
Potência dissipada [W] (histerese):	6,892		
Permeabilidade constante		6,893	0,0145%
curva sem histerese		6,893	0,0145%
Potência dissipada [W] (Foucault):	1,560		
Permeabilidade constante		1,560	0,0000%
curva sem histerese		1,560	0,0000%
Potência dissipada [W] ($P_h + P_f$):	8,452		
Permeabilidade constante		8,437	-0,1775%
curva sem histerese		8,443	-0,1065%

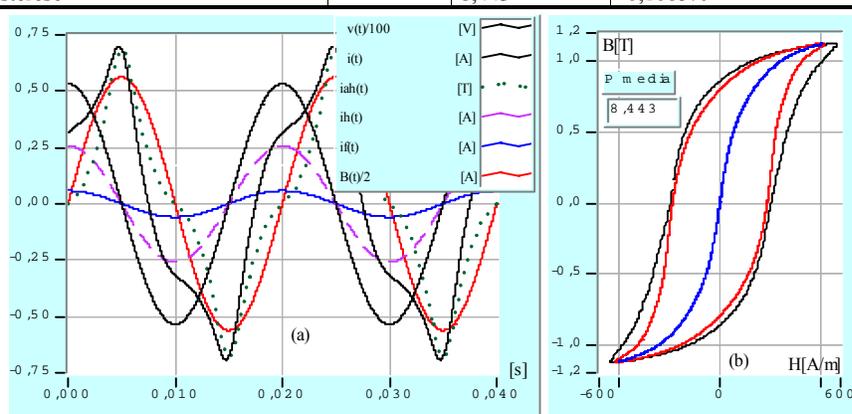


Fig. A.26 - Resultados de simulação do sistema utilizando a curva de magnetização sem histerese (em azul na “b”) e acrescentando as perdas por histerese e por correntes de Foucault. Na Fig. A.26b, a curva de histerese experimental está na cor preta e na cor vermelha está a relação BH resultante da simulação.

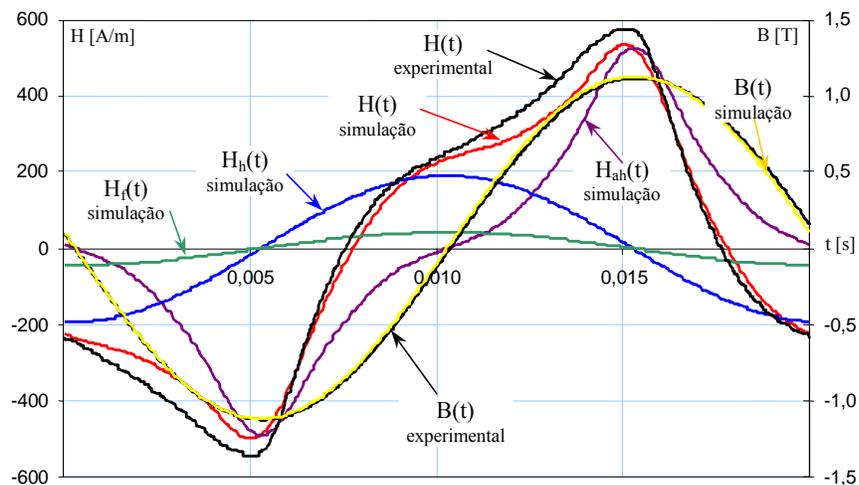


Fig. A.27 – Comparação entre as grandezas magnéticas obtidas via simulação (sem levar em conta as perdas excedentes) e obtidas experimentalmente à 50Hz.

A.3.5 Modelo elétrico do sistema eletromagnético completo: magnetização do material e as perdas totais no núcleo magnético

O modelo elétrico que contempla todas as perdas magnéticas e o processo de magnetização é aquele apresentado na Fig. A.14. Aqui as perdas por excesso estão incluídas, concluindo a análise do modelo elétrico do dispositivo eletromagnético. Do valor da perda por excesso obtido na caracterização do material, determina-se uma resistência elétrica equivalente a esta perda, dada pela equação (A.39). Para a frequência de 50 [Hz] e uma indução máxima de 1,124 [T], a resistência elétrica equivalente às perdas por excesso R_e é de 723,64 [Ω].

A solução matemática do modelo é a resolução no domínio do tempo da equação (A.25), onde o campo magnético $H(t)$ é dado pela equação (A.40) através da soma das suas componentes. A corrente elétrica total simulada, dada pela relação (A.41), é a composição das correntes no ramo correspondente à magnetização $i_{ah}(t)$, no ramo correspondente à perda por histerese $i_h(t)$, no ramo correspondente às perdas por correntes de Foucault $i_f(t)$ e no ramo correspondente às perdas por excesso $i_e(t)$.

$$R_e = \frac{V_{sef}^2}{P_e} = \frac{2f(\pi SN_s)^2}{mk_e} \sqrt{B_m} = \frac{(\pi SN_s)^{1,5}}{mk_e} \sqrt{2fV_{smax}}, \quad [\Omega] \quad (A.39)$$

$$H(t) = H_{ah}(t) + H_h(t) + H_f(t) + H_e(t) = \frac{N_p}{l_m} i(t), \quad [A/m] \quad (A.40)$$

$$i(t) = \frac{l_m}{N_p} H_{ah}(t) + \frac{N_s S}{R_h} \frac{dB(t)}{dt} + \frac{N_s S}{R_f} \frac{dB(t)}{dt} + \frac{N_s S}{R_e} \frac{dB(t)}{dt} = \frac{l_m}{N_p} \frac{B(t)}{\mu} + \frac{v_s(t)}{R_h} + \frac{v_s(t)}{R_f} + \frac{v_s(t)}{R_e}, \quad [A] \quad (A.41)$$

Os resultados de simulação são comparados com os valores experimentais e apresentados na tabela A.9, na Fig. A.28b e na Fig. A.29 no domínio do tempo. Na Fig. A.28b, nota-se que a área delimitada pela curva BH experimental (na cor preta) já não é maior que a área delimitada pela curva BH simulada (na cor vermelha), como era no caso quando não se contemplava a perda por excesso. Naquele caso, o valor do campo magnético simulado para a indução no seu valor nulo era praticamente o mesmo que o experimental. Nesta simulação levando em conta as três perdas magnéticas, o valor simulado é superior ao experimental. Mas as áreas são praticamente iguais, pois a área do laço simulado é menor que a área do laço experimental nas extremidades. Também se nota na Fig. A.24b à 1 [Hz] (só perda por histerese) a mesma tendência de comportamento na comparação do laço BH medido e simulado.

Pelos resultados apresentados na tabela A.9 e pela comparação das formas de onda mostradas na Fig. A.28, mais uma vez se pode avaliar o modelo e suas implicações. Em termos de cálculo da potência dissipada, o modelo se mostra excelente. Porém, para as formas de onda, existe uma diferença entre o campo medido e simulado. Isto pode advir do uso do modelo da curva sem histerese e seu respectivo modelo matemático, de outros fenômenos negligenciados, ou até mesmo da eficácia ótima do modelo nas altas induções (após a região chamada classicamente de “linear” na curva de magnetização inicial).

Tabela A.9 – Resultados experimentais e de simulação com os três tipos de perdas magnéticas.

Ensaio à 50Hz de $B(t)$ e $H(t)$	medida	simulada	Diferença (relativa à medida)
Corrente máxima [A]: Permeabilidade constante curva sem histerese	0,728	0,873 0,703	19,9% -3,43%
Defasagem (da campo em relação à indução magnética na passagem por zero) Permeabilidade constante curva sem histerese	+50,6°	“+”: adiantada +26,5° +48,8	-47,6% -3,56%
Potência dissipada [W] (histerese): Permeabilidade constante curva sem histerese	6,892	6,893 6,893	0,0145% 0,0145%
Potência dissipada [W] (Foucault): Permeabilidade constante curva sem histerese	1,560	1,560 1,560	0,0000% 0,0000%
Potência dissipada [W] (excedente): Permeabilidade constante curva sem histerese	1,970	1,970 1,970	0,0000% 0,0000%
Potência dissipada [W] ($P_h + P_f + P_e$): Permeabilidade constante curva sem histerese	10,42	10,41 10,41	-0,0960% -0,0960%

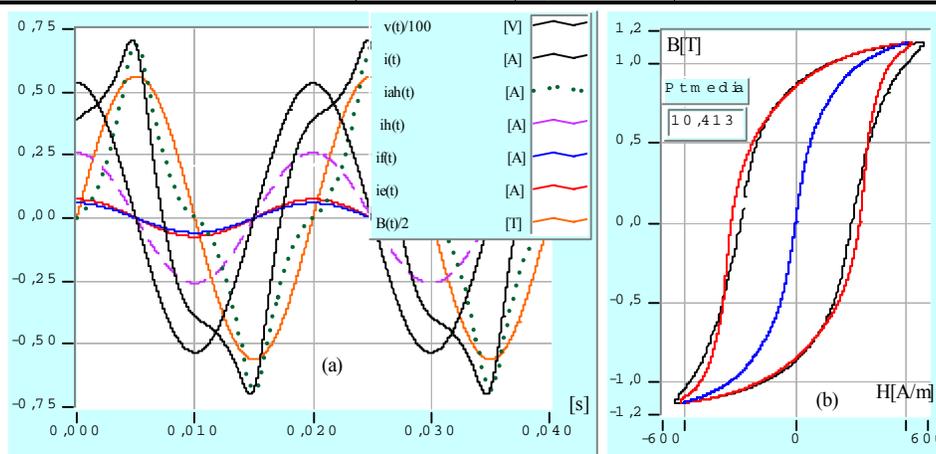


Fig. A.28 - Resultados de simulação do sistema utilizando a curva de magnetização sem histerese contemplando as perda por histerese, por correntes de Foucault e por excesso. Em (b), a curva de histerese experimental está na cor preta e a curva na cor vermelha representa a relação BH resultante da simulação.

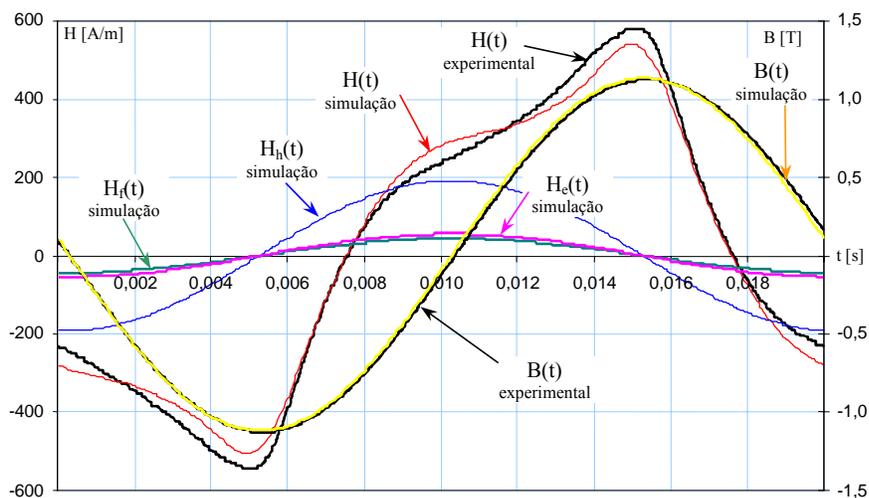


Fig. A.29 – Comparação entre as grandezas magnéticas obtidas via simulação para o sistema completo de perdas no núcleo com as obtidas experimentalmente à 50Hz.

A.4 Influência da resistência elétrica do fio da bobina no comportamento do modelo elétrico do sistema

Aparente e matematicamente, a resistência elétrica da bobina primária não tem nenhum efeito sobre o processo de alimentação e de medição das grandezas envolvidas. Isto é válido apenas se for imposta instantaneamente a forma de onda da indução, uma condição “sine qua non”. Na realidade, o controle da forma de onda da indução em um sistema em malha fechada tem o objetivo de obrigar a fonte de tensão a fornecer a corrente necessária para criar a força eletromotriz conveniente. Do contrário, sem um controle adequado, a resistência da bobina primária e impedância interna da fonte de alimentação afetam a alimentação e a medição das grandezas envolvidas. A primeira por sua queda de tensão de difícil avaliação instantânea, e a segunda por sua introdução de harmônicos na forma de onda da tensão aplicada no primário devido à variação da saturação do material.

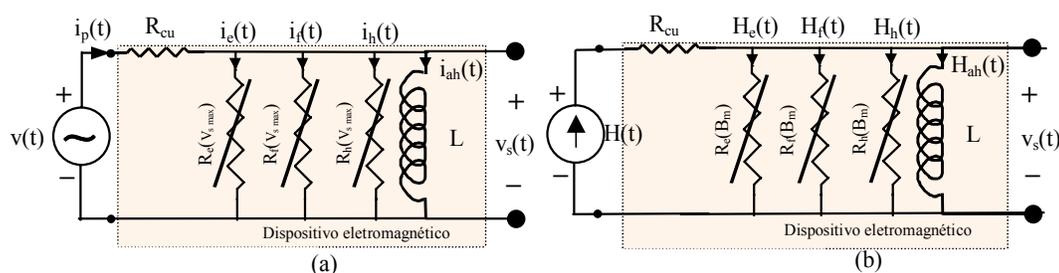


Fig. A.30 – Sistema eletromagnético com a resistência elétrica do enrolamento primário R_{cu} em série com os elementos elétricos do núcleo: (a) modelo elétrico e (b) modelo eletromagnético.

O modelo matemático utilizado na simulação do dispositivo eletromagnético está descrito nas equações que seguem. Como se impõe a tensão no secundário, o valor instantâneo da indução magnética no passo seguinte é dado pela equação A.23. O valor instantâneo da corrente total $i_p(t)$ é dado pela equação A.24, e o campo magnético $H(t)$ pela equação A.39. Quando não se levava em conta a resistência elétrica do fio da bobina primária R_{cu} , o valor instantâneo da fonte de tensão era o mesmo aplicado no primário (no indutor L), correspondendo também ao no secundário. Neste modelo, a tensão da fonte é dada pela equação A.42. Nesta abordagem, evidencia-se que a resistência do enrolamento primário não influencia em nada, a menos que o sistema de alimentação e seu controle não consigam impor a tensão no secundário do transformador. Para o quadro de Epstein utilizado, a resistência elétrica do cobre R_{cu} é de $0,691 \text{ } [\Omega]$.

$$v(t) = R_{cu} i(t) + N_s S \frac{dB(t)}{dt} = R_{cu} i(t) + v_s(t), \quad [V] \quad (A.42)$$

Com este modelo e seus resultados apresentados, nota-se que a presença da resistência do enrolamento primário não influencia os valores de perda simulados (para 1 [Hz] continua sendo de $0,1439 \text{ [W]}$ e para 50 [Hz] de $10,4 \text{ [W]}$, respectivamente para a simulação à $1,152 \text{ [T]}$ e $1,124 \text{ [T]}$, apresentadas na Fig. A.34 e na Fig. A.32), e nem na forma de onda da corrente, como constata-se na Fig. A.35. A forma de onda da tensão de alimentação à 50 [Hz] praticamente não sofre

alteração em sua forma e fase com a tensão no indutor L, vide Fig. A.33. Porém à 1 [Hz], a forma de onda da tensão sofre uma distorção significativa, além de ficar atrasada em relação à tensão imposta no indutor, vide Fig. A.40. O atraso e a distorção provém da queda de tensão sob a resistência do enrolamento frente à impedância elétrica variável do indutor, que à 1 [Hz] é cerca de 50 vezes menor que à 50 [Hz].

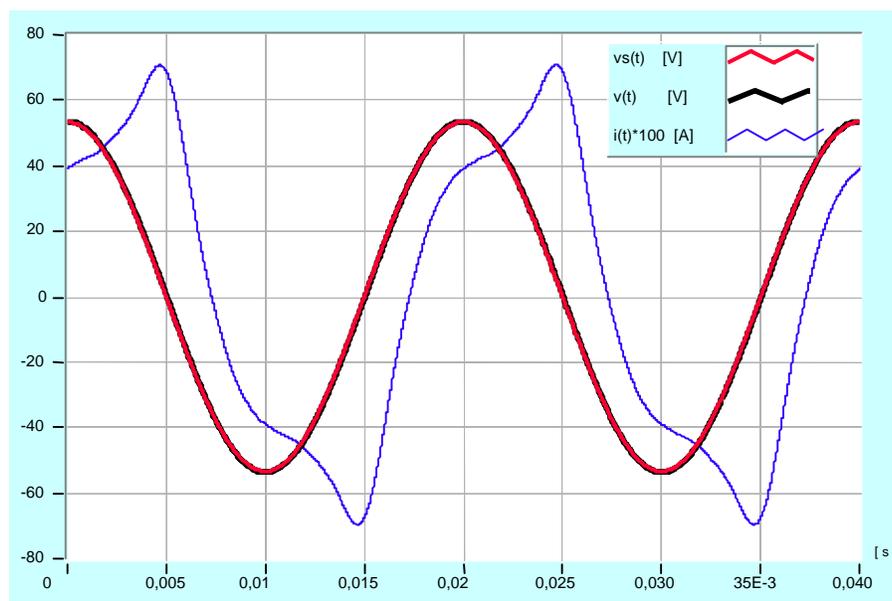


Fig. A.31 – Resultado de simulação do sistema eletromagnético com a resistência elétrica do enrolamento primário R_{cu} em série com os elementos elétricos do núcleo com os três tipos de perda para 50 [Hz] e para 1,124 [T].

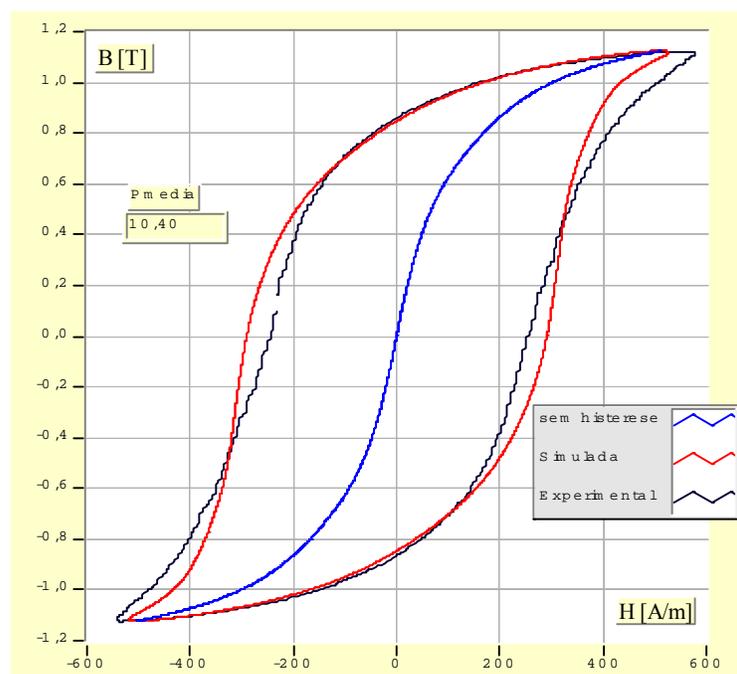


Fig. A.32 - “Locus” BH ($B_m=1,124$ [T] e 50 [Hz]) para o sistema acrescentando a resistência do enrolamento primário.

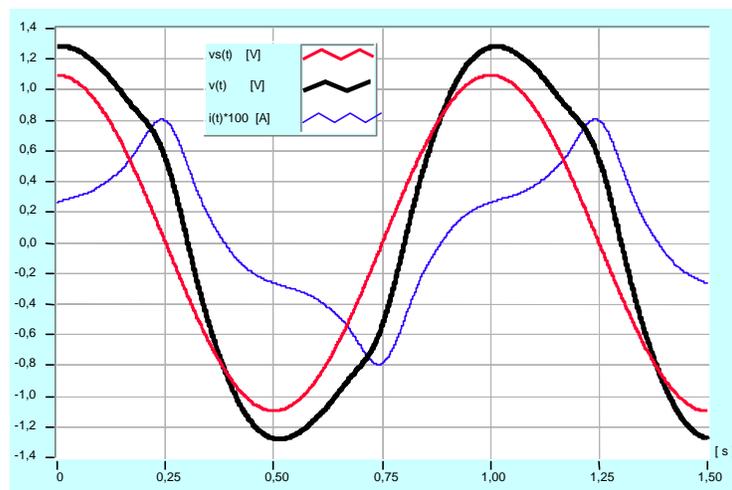


Fig. A.33 – Resultado de simulação do sistema eletromagnético com a resistência elétrica do enrolamento primário R_{cu} em série com os elementos elétricos do núcleo para 1 [Hz] e para 1,152 [T].

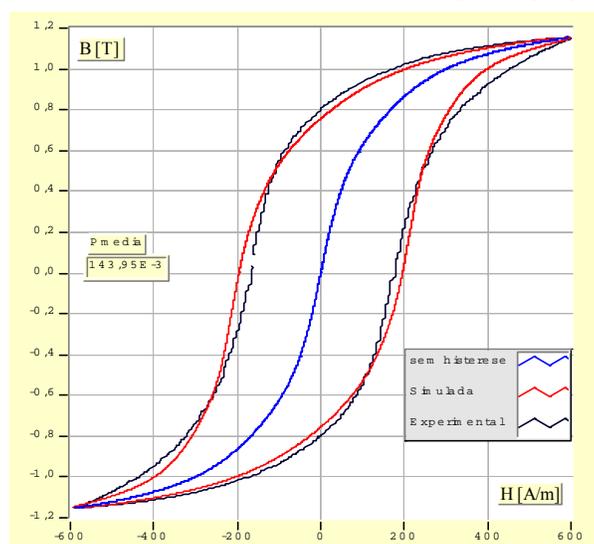


Fig. A.34 - Curvas de histerese ($B_m=1,152$ [T] e 1 [Hz]) para o sistema acrescentando a resistência do enrolamento.

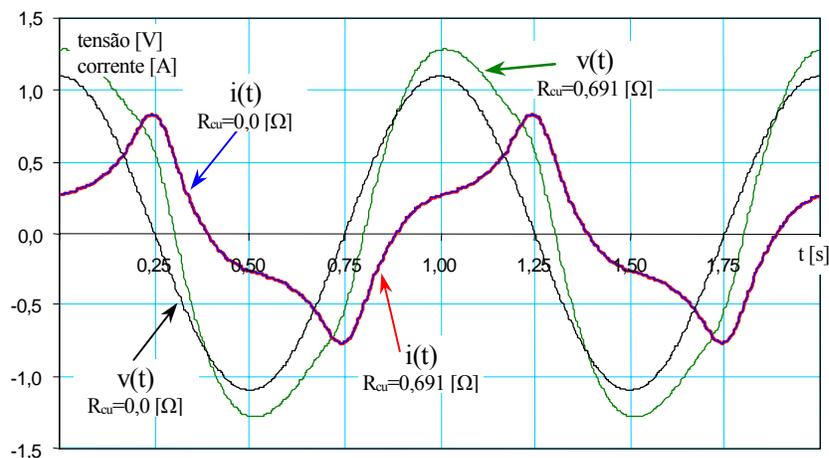


Fig. A.45 - Curvas simuladas de tensão e corrente aplicadas no primário do quadro de Epstein com e sem R_{cu} à 1 [Hz].

Deste estudo, algumas conclusões de operação do sistema podem ser coligidas:

- a) Se o modelo das perdas no ferro for função da variação da indução, conforme é utilizado aqui, a resistência elétrica do enrolamento primário colocada em série com o modelo do núcleo em si não influencia a medida das perdas e as forma de onda do campo magnético medido.
- b) Para que o item “a” seja verdadeiro, a forma do fluxo deve ser senoidal, e a alimentação não interferir na forma de onda do campo (corrente). Para tanto, a fonte de tensão de alimentação deve ter uma forma de onda adequada a esta condição. Também, esta fonte não deve ter restrição para a evolução da corrente no tempo dentro da faixa de interesse.
- c) Para se impor a forma de onda do fluxo, o controle deve ser em malha fechada mensurando a tensão no secundário do quadro de Epstein (ou de outro dispositivo com outra forma de núcleo) e realizando sua atuação através da forma de onda aplicada no primário do dispositivo. Sabe-se que uma malha fechada implementada conforme as estruturas dos controladores clássicos teoricamente não realiza o objetivo de manter a tensão induzida na forma senoidal. Pois, além do sistema do quadro de Epstein (ou de outro dispositivo para caracterização magnética do ferro) ser não linear em sua natureza e de se variar sensivelmente o ponto de operação (frequência e amplitude da forma de onda de tensão induzida), a variável de interesse está adiantada em relação à variável de atuação, como pode ser visto na Fig. A.33. Ora, uma estrutura típica de um controlador clássico só pode atuar eficazmente após ter ocorrido a variação ou perturbação na saída do sistema, fazendo com que a saída esteja atrasada em relação à forma de onda da referência, à forma de onda do erro e à forma de onda da variável de atuação durante a perturbação. – Na teoria de controle clássico, há a possibilidade do controlador “avanço de fase”, porém seu projeto o limita para uma faixa de variação da referência e não é robusto a grandes perturbações. Estas perturbações são entendidas aqui neste sistema como sendo o efeito da saturação do material. Outra possibilidade dentro da teoria do controle clássico seria o uso de controladores sintonizados com a referência e tendo uma estrutura que representa a mesma forma de onda da saída. O projeto dos mesmos aplicados neste sistema é difícil e eles também sofreriam as limitações das amplitudes das perturbações (ou não linearidades), além terem seus parâmetros variáveis conforme o ponto de operação em termos de frequência e amplitude máxima.

A.7 Sobre a curva sem histerese experimental

O conceito de curva sem histerese para um material ferromagnético é abstrato, pois esta curva não aparece como um fenômeno da natureza do material. A curva sem histerese se refere à magnetização sem perda de energia, um fenômeno ideal. Neste capítulo, a forma de se obter a curva sem histerese é simplista. Cullity [2] descreve um método de obtenção desta curva de magnetização ideal. Um ponto da curva é obtido submetendo a amostra em um campo H_{cc} unidirecional (constante) junto com um campo alternado $H(t)$ da amplitude da saturação do material. A amplitude do campo alternado $H(t)$ é reduzida lentamente a zero (conforme [2]), restando um valor de magnetização M referente à este procedimento (para esta maneira de se obter a curva sem histerese, é necessário uma bancada experimental especial, que imponha o campo. Pois se for com a imposição de tensão (ou indução), qualquer nível contínuo de tensão no dispositivo de teste sem entreferro levá-lo-á à saturação). Esta magnetização resultante é então mensurada. Este processo é repetido para muitos valores de H_{cc} , resultando a curva sem histerese. O problema é medir em cada ponto a magnetização resultante. Cullity sugere vários procedimentos, sendo nenhum deles trivial. O mais simples é com a utilização direta de um magnetômetro. Esta referência também aborda o método utilizado aqui para se obter a curva sem histerese. Ela também é obtida da curva de histerese de saturação do material [2]. A referência [136] levanta dúvidas sobre o processo de obtenção da curva proposto pela referência [2] (extensivamente ao método utilizando o valor médio de B em uma linha horizontal). Não é objetivo deste trabalho de tese entrar em maior profundidade no que diz respeito ao assunto relativo à curva sem histerese.

A.6 Considerações finais

Este anexo abordou o dispositivo de caracterização de materiais magnéticos tendo em vista um modelo elétrico das perdas no núcleo, utilizando resistências elétricas como elemento dissipativo de energia. As respectivas resistências são dadas em função da perda média de cada tipo de perda. O modelo foi particularizado para o quadro de Epstein e para três formas diferentes de representar a magnetização: material com permeabilidade constante obtida em função dos valores máximo de indução e de campo (próprios do ponto de operação em questão), material com permeabilidade em função da curva de magnetização inicial, e material com permeabilidade em função da curva sem histerese. Do ponto de vista da validade para a determinação das perdas, os modelos de magnetização do material forneceram resultados praticamente iguais aos valores experimentais. Porém, para as formas de onda envolvidas, principalmente do campo magnético e da corrente, indiscutivelmente o melhor resultado foi atingido com a curva sem histerese. Do ponto de vista da aplicabilidade do modelo, pode-se notar que a forma de determinar os valores das resistências é coerente e de fácil utilização.

Para o cálculo das perdas, como se impõe a forma de tensão e as resistências estão em paralelo com a mesma, obviamente dará resultados adequados para qualquer modelo do material. O material influencia as formas de onda da corrente ou do campo. Para o que foi visto neste capítulo, o pior modelo é quando se utiliza a curva de magnetização inicial.

A principal contribuição deste modelo simples e sua discussão foi validar o arranjo dos elementos referentes ao núcleo magnético para valores de indução entre cerca de 0,2 [T] e 1,3 [T], servindo também de subsídio para avaliar as limitações dos modelos magnéticos do material. Além disso, também corrobora em validar o processo proposto de caracterização do material.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [01] Grande Enciclopédia Portuguesa e Brasileira. Volume XV, Lisboa.
- [02] Cullity, B. D.; *Introduction to Magnetic Materials*. USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- [03] Iványi, Amália. *Hysteresis models in Electromagnetics Computation*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1997.
- [04] Allano, S.; Lebouc, A.; R. Perret, R. Pertes Dans les Circuits Magnétiques: une Modélisation Complexe. *Revue Générale d'Électricité*, n. 3 (Mars), p. 35 - 44, 1987.
- [05] Basak, A.; Higgs, C. R. G. Flux Distribution in Three Phase Transformer Cores With Various T-Joint Geometries. *IEEE Trans. Magn.*, v. 18, n. 2, p. 670 – 673, 1982.
- [06] Basak, A.; Abdul Qader, A. A. Fundamental and Harmonic Flux Behavior in a 100 KVA Distribution Transformer Core. *IEEE Trans. Magn.*, v. 19, n. 5, p. 2100 – 2102, 1983.
- [07] Moses, A. J.; Shirkoohi, G. H. Importance of Harmonic Phase Angle in Prediction of Iron Loss Under Distorted Magnetization. *Physica Scripta*, v. 39, n. 17, p. 523 – 525, 1989.
- [08] Bonnett, A. H.; Rhodes, D. J. PWM Inverter and Motor Applications: A Quick Reference of Bibliographies and Abstracts. *IEEE Transaction on Industry Applications*, v. 34 (Jan/Feb), n. 0.1, 1998.
- [09] Boglietti, A.; Ferraris, P.; Lazzari, M.; Profumo, F. Iron Losses in Magnetic Materials with Six-Step and PWM Inverter Supply. *IEEE Trans. Magn.*, v. 27, n. 6, p. 5334 - 5336, 1991.
- [10] Boglietti, A.; Bottauscio, O.; Chiampi, M.; Pastorelli, M.; Repetto, M.; Computation and Measurement of Iron Losses Under PWM Supply Conditions. *IEEE Trans. Magn.*, v. 32, n. 5, p 4302 – 4304, 1996.
- [11] Boglietti, A., et al. Influence of the Inverter Characteristics on the Iron Losses in PWM Inverter-Fed Induction Motors. *IEEE Transactions on Industry Applications*. v. 32, n. 5 (Sept), p. 1190-1194, 1996.
- [12] Fiorillo, F.; Novikov, A. Power Losses under Sinusoidal, Trapezoidal and Distorted Induction Waveform. *IEEE Trans. Magn.*, v. 26, n. 5, p. 2559 – 2561, 1990.
- [13] Kaczmarek, R.; Amar, M.; Protat, F. Iron Loss Under PWM Voltage Supply on Epstein Frame and in Induction Motor Core. *IEEE Transaction on Magnetics*. v.32. n. 1 (Jan), p. 189 – 194, 1996.
- [14] Boglietti, A.; Cavagnin, A.; Lazzari, M.; Pastorelli, M., Two simplified methods for the iron losses prediction in soft magnetic materials supplied by PWM inverter. *IEMOC'01*, p. 391 – 395, 2001.
- [15] Bertotti, G. Physical Interpretation of Eddy Current Losses in Ferromagnetic Materials. I. Theoretical considerations. *J. Appl. Phys.*, v. 57, n. 6, p. 2110 – 2126, 1985.
- [16] Bertotti, G. General Properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials. *IEEE Trans. Magn.*, v. 24, n. 1, p. 621 – 630, 1988.
- [17] Bertotti, G. Space-Time Correlation Properties of the Magnetization Process and Eddy Current Losses: Theory. *J. Appl. Phys.* v. 54, n. 9, p. 5293 – 5305, 1983.
- [18] Bertotti, G. Space-Time Correlation Properties of the Magnetization Process and Eddy Current Losses: Applications. I. Fine wall Spacing. *J. Appl. Phys.*, v. 55, n. 12, pp. 4339 – 4355, 1984.
- [19] Fiorillo, F.; Novikov, A. An Improved Approach to Power Losses in Magnetic Laminations under Nonsinusoidal Induction Waveform. *IEEE Trans. Magn.*, v. 26, n. 5, p. 2904 – 2910, 1990.

- [20] Amar, M. *Caractérisation et Prédiction des Pertes dans les Tôles Fer Silicium Soumises à des Tensions Non-Sinusoïdales, Application au Cas de la MLI*. Paris, 1994. Tese de doutorado - École Supérieure d'Électricité, Université Paris VI.
- [21] Aristóteles. *Ethikà Nikomacheia, Reogovit Brevique Adnotatione Critica Isntruxit, I*. Water - Oxford, UK.
- [22] Gadamer, Hans-George. *A Razão na Época da Ciência*. Edição Tempo Brasileiro Ltda. Rio de Janeiro, pp. 88-101, 1983.
- [23] Kierkegaard. *Temor e Tremor*. Coleção Os Pensadores, Editora Nova Cultural, 1991.
- [24] Bastos, J. P. A. *Eletromagnetismo e Cálculo de Campos*. 2ª Edição. Editora a Universidade Federal de Santa Catarina, 1992.
- [25] Williams, H.J., Borzorth, R. M., Shockley, W. Magnetic Domain on Patterns Single Crystals of Silicon Iron. *Physical Review*. 75, p. 155 - 178, 1949.
- [26] Herpin, A. *Théorie du Magnétisme*. Éd. Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires, Chapitre XXII (B) et XXIII (E).
- [27] Schimidt, W. *Materiais Elétricos*. Vol. II. Ed. Blücher, 1979.
- [28] Kersten. *Probleme der technishen Magnetisierungskurve*. Zur Deutung der Koerzitivkraft. editer par R. Beker (Verlag. Julius Springer, Berlin); réimprimer J. W. Edwards, Ann Arbor, p. 42 - 72, 1938.
- [29] Néel, L. *Effet des cavités e des inclusions sur le champ coercitif*. Cahier de physique 25, p. 21 - 44, 1944.
- [30] Guillaud, C., "Ferromagnétisme des alliages binaires de manganèse. Strasbourg, Tese de doutorado, Université de Strasbourg, 1943.
- [31] Bertotti, G.; Di Schino, G.; Ferro Milone, A.; Fiorillo, F. On the Effect of Grain Size on Magnetic Losses of 3% Non-Oriented SiFe. *Journal de Physique*, Colloque C6, supplément au n. 9, tome 46, pp. 385 - 388, 1985.
- [32] Shimazu, T.; Shizaki, M. Effects of Grain Size and Frequency on Eddy Current Loss in Si-Fe Sheets. *IEEE Trans. Magn.*, v. 26, n° 5, p. 1972 - 1974, 1990.
- [33] Bozorth, Richard M. *Ferromagnetism*. IEEE Press, New York, 1993.
- [34] Brissonneau, P. *Cours de Matériaux Magnétiques*. INP de Grenoble, École Nationale Supérieure d'Ingénieurs Électriciens de Grenoble, pp. 91 - 102, 1984.
- [35] Chikazumi, S.; Charap, S. H. *Physics of Magnetism*. Ed. J. Willey and Sons, Inc. Chapitre 22, p. 492 - 493, 1964.
- [36] Bertotti, G. Dynamic Generalization of the Scalar Preisach Model of Hysteresis. *IEEE Trans. Magn.* v. 28, n. 5, p. 2599 - 2601, 1992.
- [37] Acesita. *Aços ao Silício de Grão Orientado – Aços ao Silício de Grão Não Orientado: Curvas Típicas*. - Catálogo de Fabricante. Programa versão1.0.
- [38] Landgraf, F.J.G.; Emura, M.;Teixeira, J.C; Campos, M. F.; Muranaka, C. S. Anisotropy of magnetic losses components in semi-processed electrical steels". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier Science B.V., p. 380 - 381, 1999
- [39] Gourishanker, V. *Electro-Mechanical Energy Conversion*. Pennsylvania. International Textbook Company. p. 72, 1965.
- [40] Knowlton, A. E. *Standard Handbook for Electrical Engineers*. Japan. Ninth Edition, McGraw-Hill Book Company. p, 44, 1957.
- [41] Liwshitz, M. *Calcul des Machines Électriques*. Tome I, Éditions Spes Lausanne, p. 97 - 99.
- [42] Hollitscher, H. Core Losses in Magnetic Materials at Very High Flux Densities When the Flux is Not Sinusoidal. *IEEE Trans. Magn.* v. 5, n. 3, p. 642 - 646, 1969.
- [43] Newbury, R. A. Prediction of Loss in Silicon Steel from Distorted Waveforms. *IEEE Trans. Magn.* v. 14, n. 4, p. 263 - 268, 1978.
- [44] Moses, A. J.; Shirkoohi, G. H. Iron Loss in Non-Oriented Electrical Steels under Distorted Flux Condition. *IEEE Trans. Magn.* v. 23, n. 5, p. 3217 - 3220, 1987.

- [45] Lavers, J.D.; Biringer, P.P.; Hollitscher, H. A Simple Method of Estimating the Minor Loop Hysteresis Loss in Thin Laminations. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 14, n. 5 (Sept), p. 386 - 388, 1978.
- [46] Atallah, K.; Zhu, Z.Q.; Howe, D. The Prediction of Iron Losses in Brushless Permanent Magnet DC Motors. International Conference on Electrical Machines - *ICEM (Proceeding)*, Manchester, 814 – 818, 1992.
- [47] Atallah, K.; Zhu, Z.Q.; Howe, D. An Improved Method for Predicting Iron Losses in Brushless Permanent Magnet DC Drivers. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 28, n. 5 (Sept), p. 2997 - 2300, 1992.
- [48] Mueller, M.A.; Williamson, S.; Flack, T.J.; Atallah, K.; Baholo, B.; Howe, D.; Mellor, P.H. Calculations of Iron Losses from Time Step Finite Element Models of Cage Induction Machines. *IEE Electrical Machines and Drives (Conf. Publication)*. n. 412 (Sept), p. 88 a 92, 1995.
- [49] Ferreira da Luz, M. V. *Estudo e Desenvolvimento de um Método de Cálculo das Perdas Suplementares em Motores de Indução de Gaiola*. Florianópolis, 1999. Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica - Universidade Federal de Santa Catarina.
- [50] Sadowski, N.; Bastos, J. P. A.; Ferreira da Luz, M. V.; Kuo-Peng P.; Lajoie-Mazenc M. The rain-flow method for evaluation of iron losses in electrical machines. *12th COMPUMAG-Sapporo*, Japan, v. 1, p. 338 – 339, 1999
- [51] Takach, D. S.; Boggavarapu, R. L. Distribution Transformer No-Load Losses. *IEEE Trans. on P.A.S.*, v. 104, n. 1, p. 181 – 193, 1985.
- [52] Lebouc, D. 1983. Thèse de Doctorat - I.N.P. de Grenoble, Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble, Chapitre 3.
- [53] Brissonneau, P; Lebouc, D. Core Losses with Trapezoidal Wave Form of Induction. *IEEE Trans. Magn.*, v. 20, n. 5, p. 1484 – 1486, 1984.
- [54] Nakata, T.; Takahashi, N.; Fujiwara, K.; Nakano, M.; Matsubara, K. Iron Losses of Silicon Steel under Square Wave Voltage Excitation. *Physica Scripta*, v. 39, p. 645 – 647, 1989.
- [55] Haller, T. R.; Kramer, J. J. Model for Reverse-Domain Nucleation in Ferromagnetic Conductors. *J. Appl. Phys.*, v. 41, n. 3, p. 1036 – 1037, 1970.
- [56] Haller, T. R.; Kramer, J. J. Observations of Magnetic Losses in a Single Crystal of a Ferromagnetic Conductor. *J. Appl. Phys.* v. 42, n. 4, p. 1789 – 1791, 1971.
- [57] Sakaki, Y. Relationship Between Eddy Current Losses and Equivalent Number of Domain Walls in Polycrystalline and Amorphous Soft Magnetic Materials and its Application to Minor Loop Loss Estimation. *IEEE Trans. Magn.* v. 18, n. 6, p. 1840 – 1842, 1982.
- [58] Pry, R. H.; Bean, C. P. Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model. *J. Appl. Phys.*, v. 29, n. 3, p. 532 - 533, 1958.
- [59] Williams, H. J.; Shockley, W.; Kittel, C. “Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary. *Physical Review*, v. 84, n. 9, p. 1090 - 1094, 1950.
- [60] Narita, K.; Imamura, M. Frequency Dependence of Iron Losses in 4-Percent Si-Fe Single Crystal with (100) [001] Orientation. *IEEE Trans. Magn.*, v. 15, n. 2, p. 981 - 988, 1979.
- [61] Bishop, J. E. L. Eddy Current Dominated Magnetization Process in Grain Oriented Silicon Iron (Invited). *IEEE Trans. Magn.*, v. 20, n. 5, p. 1527 – 1532, 1984.
- [62] Sakaki, Y. An Approach Estimating the Number of Domain Walls and Eddy Current Losses in Grain-Oriented 3% Si-Fe Tape Wound Cores. *IEEE Trans. Magn.* v. 16, n. 4, p. 569 – 572, 1980.
- [63] Haller, T. R.; Kramer, J. J. Observation of Dynamic Domain Size Variation in a Silicon-Iron Alloy. *J. Appl. Phys.* v. 41, n. 3, p. 1034 – 1035, 1970.
- [64] ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas, *Produtos Laminados Planos de Aço para Fins Elétricos*. NBR- 5161, 1977.
- [65] Fiorillo, F.; Appino, C.; Barisoni, M. Power Losses in magnetic Lamination with Trapezoidal Induction Waveform. *Anales de Física, Serie B*, v. 86, p 238 – 240, 1990.

- [66] Bose, B. K. *Power Electronics and Drives*. New Jersey. Prentice-Hall, 1986.
- [67] Leonhard, Werner. *Control of Electrical Drives*. Berlin, Springer-Verlag, 1985.
- [68] Perin, A. J. *Curso: Modulação PWM*. Publicação interna. INEP/UFSC, 1994.
- [69] Muhammad H. Rashid. *Power Eletronic*. New Jersey. Second Edition. Prentice Hall, 1993.
- [70] Green, T.C.; Williams, B. W. Spectra of Delta-Sigma Modulated Inverters: an Analytical Treatment. *IEEE Trans. On Power Electronics*, v. 7. n.4, p. 644 – 654, 1992.
- [71] Sakaki, T.; Takada, S. Power losses of electrical iron sheets with quasi-sinusoidal magnetic flux change by PWM voltage excitation. *Anales de Fisica, Serie B*, v. 86, p. 258 – 260, 1990.
- [72] Amar, M.; Protat, F. A Simple Method for the Estimation of Power Losses in Silicon Iron. Sheets under Alternating Pulse Voltage Excitation. *IEEE Transactions on Magnetics*. v. 30. n. 2. 942 – 944, 1994
- [73] Say, M.G. *Manual do Engenheiro Eletricista*. Vol I. São Paulo. 3ª Edição, Hemus Editora Limitada.
- [74] LabView.exe; 1998, Versão 5.01. Programa para banco de ensaios com instrumentos virtuais. National Instruments Corporation.
- [75] Batistela, N.J. *Inversor de Tensão com Saída Senoidal Controlado por Modo Deslizante com Frequência Fixa*. Florianópolis, 1994. Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica - Universidade Federal de Santa Catarina.
- [76] Utkin, Vandim I. Variable Structure Systems With Sliding Modes. *IEEE Transaction on Automatic Control*. v. ac-22, n. 2, p. 212 - 222, 1977.
- [77] Sira-Ramirez, H. Sliding Mode Control In AC-to-AC Converters. *VII CBA '88*, São José dos Campos/SP, p. 452 - 457, 1988.
- [78] Slotine, Jean-Jacques E.; Li, Weiping. *Applied Nonlinear Control*. New Jersey. Prentice Hall. p. 276 – 309, 1991.
- [79] Batistela, N. J.; Perin, A. J. A Fixed Frequency Sliding Mode Control For Voltage Source Inverter. *III Brazilian Power Electronics Conference - COBEP'95*. São Paulo. p 229 – 234, 1995.
- [80] Batistela, N. J.; Sadowski, N.; Carlson, R.; Leite, J. V. A Caracterização Magnética de Lâminas de Aço Silício e a Evolução das Perdas no Ferro sob vários regimes de indução. *CBA'00 - Congresso Brasileiro de Automática*, Florianópolis, p. 961 – 966, 2000.
- [81] Batistela, N.J.; Ferreira da Luz, M.V.; Sadowski, N.; Carlson, R. An Experimental Workbench to iron losses and magnetic Characterization to be applied in the FEM. *9th International IGTE Symposium*. p. 121 - 125, 2000.
- [82] Batistela, N.J.; Sadowski N.; Ferreira da Luz, M.V.; Carlson, R.; Kuo-Peng, P.; Oliveira, A.M. Metodologia de caracterização magnética e aplicações na predição das perdas no ferro. *IV Congresso de Eletromagnetismo*, Natal. p. 397 – 400, 2000.
- [83] Ferreira da Luz, M.V.; Sadowski, N.; Carlson, R.; Bastos, J.P.A.; Batistela, N.J. Calculation of Iron Losses in Induction Motors using Finite Element Method. *ICEM 2000*, Finlândia. p. 1512 - 1515, 2000.
- [84] Gyselinck, J.; Melkebeek, J.; Two-dimensional finite element modeling of joints in transformer cores. *International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering – COMPEL*. v. 20, n. 1, University Press. p. 253 –268, 2001.
- [85] Errard, Serge. *Determination et Analyse des Pertes Supplementaires Developpees dans les Toles des Machines Alimentees par Convertisseur Statique*. Grenoble, 1993. Tese de doutorado, L'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [86] Nakata, T.; Ishihara, Y.; Nakano, M. Iron Losses of Silicon Steel Core Produced by Distorted Flux. *Electrical Engineering in Japan*, v. 90, n. 1, p. 10 – 20, 1970.
- [87] Shaefer Techniques – Instrumentation pour la Recherche et L'Industrie. *AMH-20 Automatic hysteresisgraph for Testing Soft Materials*. Instruction Manual.

- [88] Landgraf, F.J.G; Emura, E.; Ito, K.; Carvalho, P.S.G. Effect of plastic deformation on magnetic properties of non-oriented electrical steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier Science B.V. p. 94 - 96, 2000.
- [89] Takahashi, N. *Notes of Short Course on Material Modeling na Measurement*. Okayama University, Japan. Curso realizado no CBMag, 28 de outubro de 1998, São Paulo.
- [90] Spiegel, M. R. *Estatística*. Coleção Schaum, Editora McGraw-Hill do Brasil Ltda, 1972.
- [91] Sadowski, N.; Batistela, N. J.; Bastos, J.P.A.; Lajoie-Mazenc, M. An inverse Jiles-Atherton model to take account hysteresis in time stepping finite element calculations. *13th Compumag*, v. IV, France, p. OH-1, 2001.
- [92] Jiles, D.C.; Atherton, D.L. Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-19 (Sept), p. 2183 - 2185. 1983.
- [93] Jiles, D.C.; Atherton, D.L. Theory of the magnetization process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 17, p. 1265 - 1281, 1984.
- [94] Jiles, D.C.; Atherton, D.L. Theory of ferromagnetic hysteresis. *Magnetism Magn. Mater.*, v. 61, p. 48-60, 1986.
- [95] Jiles, D.C.; Atherton, D.L. Theory of ferromagnetic hysteresis. (Invited) *J. Appl. Phys.*, v. 55 (Mar), p. 2115 - 2120, 1984.
- [96] Jiles, D.C.; Thielke J.B. Theory of ferromagnetic hysteresis: determination of Model parameters from Experimental hysteresis loops. *IEEE Trans. Magn.* v. 25, n. 5 (Sept.), p. 3928 - 3930, 1989.
- [97] Jiles, David C.; Thielke, J. B.; Devine, M. K. Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis. *IEEE Trans. Magn.*, v. 28, n. 1 (Jan.), p. 27 - 35, 1992.
- [98] Carpenter, Kenneth H. A differential equation approach to minor loops in the Jiles-Atherton hysteresis model. *IEEE Trans. Magn.*, v. 27, n. 6 (Nov.), pp. 4404-4406, 1991.
- [99] Ida, N.; Bastos, J.P.A. *Electromagnetic and Calculation of Fields*. New York, USA: Springer-Verlag, Second Edition, 1997.
- [100] Peugeot. *Modélisation de l'hystéresis par le modèle de Jiles-Atherton*. Relatório à preparação de D.E.A. (Diplôme d'Etudes Approfondies) no LEEI - Toulouse, França, 1995.
- [101] Lederer, D.; Igarashi, H.; Kost, A.; Honma, T. On the parameter identification and application of the Jiles-Atherton hysteresis model for numerical modeling of measured characteristics. *IEEE Trans. Mag.*, v. 35, p. 1211 - 1214.
- [102] Chiampi, M.; Chiarabaglio D.; Repetto, M. A Jiles-Atherton and fixed-point combined technique for time periodic magnetic field problems with hysteresis. *IEEE Trans. Magn.*, v. 31, n. 6 (Nov.), p. 4306 - 4311, 1995.
- [103] Hernandez, E. D.; Muranaka, M., C. S.; Cardoso, J. R. Identification of the Jiles-Atherton model parameters using random and deterministic searches. *Physica B 275 (2000)*, Elsevier, p. 212 - 215, 2000.
- [104] Clénet, S.; Cros, J.; Piriou, F.; Viarouge, P.; Lefebvre, L.P. Determination of losses' local distribution for transformer optimal designing, *COMPEL*, v. 20, n.1, MCB University Press, p. 187 - 204, 2001.
- [105] Vajda, F.; Della Torre, E. Measurements of output-dependent Preisach Functions (invited). *IEEE Trans. Magn.* v. 27, n. 6 (Nov.), p. 4757 - 4762, 1991.
- [106] Gill, P. E.; Murray, W.; Wright, M. H. *Practical Optimization*. New York, NY. Academic Press, 1981.
- [107] Emelyanov, S.V. *Binary Automatic Control Systems*. Moscou. Mir, Technology Series Publisses, 1987.
- [108] Ogata, Katsuhiko. *Engenharia de Controle Moderno*. Rio de Janeiro Prentice/Hall do Brasil, 2^a Edição, 1993, , pp 695 - 699.

- [109] Itkis, U. *Control Systems of Variable Structure*. Jerusalem. Keter Publishing House Jerusalem LTD., 1976.
- [110] Righi, L.A. *Modelagem das Perdas em Dispositivos Eletromagnéticos*. Florianópolis, 2000. Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica - Universidade Federal de Santa Catarina, Brasil.
- [111] Koltermann, Paulo Irineu. *Cálculo de Campos Magnéticos Considerando Histerese*. Florianópolis, 2001. Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica - Universidade Federal de Santa Catarina, Brasil.
- [112] Phoivos D. Ziogas, The Delta Modulation Technique in Static PWM Inverters". *IEEE Transactions On Industry Applications*. v. 1A-17, n. 2 (Mar./Apr.), pp. 199 – 204, 1981.
- [113] Lancarotte, M.S.; Penteado, A.A.Jr. Prediction of Core Losses Increase Under Sinusoidal and Non-Sinusoidal Induction". *Electrimacs'99*. pp. II-129 - II-134, 1999.
- [114] Arkio, A; Niemenmaa, A. Estimation of Losses in Cage Induction Motors Using Finite Element Techniques. *IEEE International Conference of Electrical Machines - ICEM'1992*, pp. 317-321.
- [115] Röhrdanz, Hagen. Losses in PWM Converter-fed Three Phase Induction Motors their Percentages. *IEEE International Conference of Electrical Machines - ICEM'92*. p. 175 – 180, 1992.
- [116] Zhu, J.G., Ramsden, V. S.; Watterson, P.A. Finite Element Calculation of Core Losses in Motors with Non-Sinusoidal Fields. *IEEE International Conference of Electrical Machines ICEM'92 – Manchester U.K.* p. 182 – 1186, 1992.
- [117] Zhu, J.G.; Ramsden, V.S. A Novel Calculation of Core Losses in Rotating Electrical Machines. *2th Chinese International Conference on Electrical Machines - CICEM'95* p. 631 –636, 1995.
- [118] Overshott, K. J. The Use of Domain Observations in Understanding and Improving the Magnetic Properties of Transformer Steels. *IEEE Trans. Magn.*, v. 12, n. 6, p. 840 – 845, 1976.
- [119] Del Vecchio, P.; Salvani, A. Neural network and Fourier descriptor macromodeling dynamic hysteresis. *IEEE Trans. Magn.* v. 36, n. 4 (Jul.), p. 1246 – 1249, 2000.
- [120] Takada, S.; Sasaki, T. Variation of losses per cycle with pause time at the maximum flux density in electrical iron sheets. *IEEE Trans. Magn.* v. 28, n. 5 (Sept.), p. 2784 – 2786, 1992.
- [121] Nakata, T.; Takahashi, N.; Fujiwara, M.; Nakano, Ogura, Y. An improved method for determining the DC magnetization curve using a ring specimen. *IEEE Trans. Magn.* v. 28, n. 5 (Sept.), p. 2456 – 2458, 1992.
- [122] Machado, V. M. Eddy current losses in saturable magnetic materials. *IEEE Trans. Magn.* v. 30, n. 6 (Nov.), 4299 –4301, 1994.
- [123] Dowell, P. L. Effects of eddy currents in transformer windings. *Proc. IEE*, v. 113, n. 8, p. 1337 – 1394, 1966.
- [124] Maeght, F.; Roisse, H.; Brundny, J.F.; Michaux, R. Constraints generated in electrotechnical system windings supplied by PWM inverters. *ICEM'94*. v. 3, Paris, France, 666 –671, 1994.
- [125] Ioan, D.; Munteanu, I. Models for capacitive effects in iron core transformers. *IEEE Trans. Magn.* v. 36, n. 4, p. 990 – 994, 2000.
- [126] Cardelli, E.; Della Torre, E.; Tellini, B. Direct and inverse Preisach Modeling of soft material. *IEEE Trans. Magn.*, v. 36, n. 4, 1267 – 1271, 2000.
- [127] Boost, M.; Ziogas, P. Towards a zero output impedance UPS system. *PESC'87*. p. 498 – 507, 1987.
- [128] Darwaz, K.; Marthouret, F.; Masson, J.P. Iron Losses Prediction in various waveforms excitations. *ICEM'94*. D.19 Thermal Aspects – Losses. p. 542 – 547, 1994.
- [129] Derebasi, N.; Meydan, T.; Goktepe, M.; So, M. H. Computerized DC bridge method of thermistor measurement of localized power losses in magnetic materials. *IEEE Trans. Magn.* v. 28, n. 5 (Sept.), p. 2467 – 2469, 1992.

- [130] Ossart, F.; Ionita, V. Convergence de la méthode du point fixe modifiée pour le calcul de champ magnétique avec hystérésis. *The European Physical Journal Applied Physics*, AP 5, p. 63-69, 1999.
- [131] Ionita, V.; Cranganu-Cretu, B.; Ioan, D. Quasi-Stationary Magnetic Field Computation in Hysteretic Media, *IEEE Trans. on Magn.*, v. 32, n. 3 (May), p. 1128-1131, 1996.
- [132] Alotto, P.; Girdinio, P.; Molfino, P. A 2D Finite Element Procedure for Magnetic Analysis Involving Non-Linear and Hysteretic Materials. *IEEE Trans. on Magn.*, v. 30, p. 3379-3382, 1994.
- [133] Muramatsu, K.; Takahashi, N.; Nakata, T.; Nakano, M.; Ejiri, Y.; Takehara, J. 3-D Time-Periodic Finite Element Analysis of Magnetic Field in Non-Oriented Materials Taking into Account Hysteresis Characteristics. *IEEE Trans. on Magn.*, v. 33, n. 2 (Mar.), p. 1584-1587, 1997.
- [134] Righi, L.A.; Sadowski, N.; Carlson, R.; Bastos, J.P.A.; Batistela, N.J. A new Approach for Iron Losses Calculation in Voltage Fed Time Stepping Finite Elements. *Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation – CEFC'2000*. Milwaukee, USA. p. 415, 2000.
- [135] Sinnecker, J. P. Materiais Magnéticos Doces e materiais Ferromagnéticos Amorfos. *Revista Brasileira de Física*, v. 22, n. 3 (Setp.), p. 396 – 405, 2000.
- [136] Pearson, J.; Squire, P.T.; Atkinson, D. Which anhysteretic magnetization curve? *IEEE Trans. Magn.* v. 33, n. 5 (Sept.), p. 3970 – 3972, 1997.
- [137] Stumberger, B.; Hribernik, B.; Hamler, A. Core losses calculation machines. *International Conference of Electrical Machines – ICEM'2000*. p. 1516 – 1520, 2000.