



Universidade Federal de Campina Grande
Centro de Engenharia Elétrica e Informática
Programa de Pós - Graduação *Strictu Sensu* em Engenharia Elétrica

Um Modelo dq de Máquina de Indução Saturada Considerando os Harmônicos Espaciais de Fluxo Magnetizante

Eduardo Vidal Negreiros de Souza

Tese de Doutorado apresentada à Coordenação do curso de pós-graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica.

Campina Grande - PB– Brasil
Abril de 2006

Eduardo Vidal Negreiros de Souza

Um Modelo dq de Máquina de Indução Saturada Considerando os Harmônicos Espaciais de Fluxo Magnetizante

Tese de Doutorado apresentada à Coordenação do curso de pós-graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências no Domínio da Engenharia Elétrica.

Área de Concentração: Processamento da Energia
Orientador : Sreeramulu Raghuram Naidu, Ph.D.

Campina Grande - PB- Brasil
Abril de 2006

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

S729m Souza, Eduardo Vidal Negreiros de
2006 Um modelo dq de máquina de indução saturada considerando os harmônicos espaciais de fluxo magnetizante / Eduardo Vidal Negreiros de Souza.- Campina Grande, 2006.
162f. il.

Referências.

Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Engenharia Elétrica e Informática.
Orientador: Sreeramulu Raghuram Naidu, Ph.D.

1– Saturação magnética 2– Máquina de indução 3 – Harmônicos espaciais
4 – Simulação numérica I- Título

CDU 621.3.013.1

UM MODELO *dq* DE MOTOR DE INDUÇÃO SATURADA CONSIDERANDO OS
HARMÔNICOS ESPACIAIS DE FLUXO MAGNETIZANTE

EDUARDO VIDAL NEGREIROS DE SOUZA

Tese Aprovada em 06.04.2006



SREERAMULU RAGHURAM NAIDU, Ph.D., UFCG
Orientador



DARIZON ALVES DE ANDRADE, Ph.D., UFU
Componente da Banca



ANTONIO CARLOS ZAMBRONI DE SOUZA, Dr., UNIFEI
Componente da Banca



CURSINO BRANDÃO JACOBINA, Dr.Ing., UFCG
Componente da Banca



MAURÍCIO BELTRÃO DE ROSSITER CORREIA, D.Sc., UFCG
Componente da Banca

CAMPINA GRANDE – PB
ABRIL - 2006

Dedicatória

À minha esposa, e aos meus filhos Thiago e Nicole, razões do esforço deste trabalho,

DEDICO.

Agradecimentos

Acima de tudo, a Deus, pelo dom da vida.

Aos meus pais, Severino e Maria Dulce, pela privilegiada educação que me deram, e pelos constantes incentivos e conselhos, mesmo nos momentos mais difíceis.

Aos meus irmãos, Saulo, Marzina, João, Severino e Constantino, por terem sempre acreditado e torcido por mim.

À minha esposa, Sandra, e aos meus pequenos filhos, Thiago e Nicole, motivos principais de todos os meus esforços para a conquista desta vitória, que também é deles.

Agradeço ao Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq), pelo apoio financeiro dado em prol do desenvolvimento desta tese.

Ao Prof. S. R. Naidu, pela constante orientação e estímulo à realização deste trabalho.

Meus agradecimentos à Coordenação de Pós-graduação em Engenharia Elétrica (COPELE), pelo apoio, e por terem permitido o meu ingresso no programa de doutoramento.

Agradeço a Darlan Alexandria e Fabiano Fragoso, pela amizade e companheirismo durante todo este tempo, e ainda pelas importantes discussões que ajudaram a melhorar o trabalho.

Aos amigos Max, Darlan, Osglay, Tasso e Alberto, pelo apoio dado nas realizações dos experimentos. Agradeço ainda aos amigos Cleyton, Isaac e Euzeli, do LEIAM.

Aos colegas e também professores do CEFET-AL (Centro Federal de Educação Tecnológica de Alagoas) em Palmeira dos Índios-AL, por terem permitido o meu afastamento por 4 (quatro) anos, para cursar o doutorado.

Ao grande amigo e professor do CEFET-AL, Marcos Abreu, pelo constante incentivo.

Sumário

Dedicatória	iv
Agradecimentos	v
Sumário	vi
Lista de Figuras	ix
Lista de Símbolos e Abreviaturas	xvi
Lista de Tabelas	xxii
Resumo	xxiii
Abstract	xxiv
Capítulo 1 – Introdução	1
1.1. Conceitos e Considerações Iniciais	1
1.2. Justificativa do Trabalho de Doutorado	3
1.3. Objetivos do Trabalho de Doutorado	6
1.4. Contribuições do Trabalho de Doutorado	7
1.5. Organização do Trabalho de Doutorado	8
Capítulo 2 – Revisão Bibliográfica	10
Capítulo 3 – Saturação em Motores de Indução: Alguns Modelos	19
3.1. Modelo clássico em variáveis de eixos d e q	21
3.2. Modelo em variáveis de fase	25

3.2.1. Determinação das funções harmônicas magnéticas	30
3.2.2. Procedimentos para a solução do modelo	35
3.3. Conclusões Parciais	37
CAPÍTULO 4 – Modelo dq de Máquina de Indução Saturada: Uma Nova Proposta	38
4.1. O conceito de alinhamento de eixos	39
4.2. O modelo em variáveis dq proposto para o motor de indução	40
4.2.1. A componente fundamental do modelo	41
4.2.2. A técnica de análise não-linear aplicada ao circuito fundamental do modelo	45
4.2.3. Inclusão dos efeitos da distribuição de fluxo de 3º harmônico	53
<i>a. Enrolamentos do estator conectados em ligação estrela</i>	55
<i>b. Enrolamentos do estator conectados em ligação delta</i>	56
4.2.4. Algoritmo computacional do modelo proposto	57
4.2.5. Medições das funções harmônicas magnéticas	59
4.3. Aplicação do modelo proposto ao modelo de gerador de indução auto-excitado	66
4.3.1. Modelo dq do gerador de inducao auto-excitado com estator em estrela	67
<i>a. Componentes fundamentais do modelo</i>	70
<i>b. Componentes de 3º harmônico do modelo</i>	71
4.4. Conclusões Parciais	72
CAPÍTULO 5 – Resultados de Simulação e Experimentais	74
5.1. Metodologia adotada para medição das variáveis elétricas	75
5.2. Resultados obtidos com o estator do motor em ligação estrela	78
5.2.1. Estator alimentado com tensões de fase nominais	78
5.2.2. Estator alimentado com tensões de fase 11% acima das tensões nominais	83
5.3. Resultados obtidos com o estator do motor em ligação delta	100
5.3.1. Estator alimentado com tensões de fase de valores bem próximos aos nominais	100
5.3.2. Estator alimentado com tensões de fase 20 % acima das tensões nominais	104
5.4 Resultados de simulações – modelo de gerador de inducao auto-excitado	115
5.5. Conclusões Parciais	123
CAPÍTULO 6 – Conclusões	126
6.1. Propostas para trabalhos futuros	130

Referências Bibliográficas	132
Apêndice A – Determinação Experimental dos Parâmetros da Máquina de Indução	137
A.1. Dados nominais da máquina de indução	137
A.2. Determinação da resistência por fase do estator	137
A.3. Determinação dos demais parâmetros da máquina	140
Apêndice B – Determinação Experimental da Velocidade do Motor de Indução	149
Apêndice C – Matrizes de Transformação para o Referencial dq do Fluxo Magnetizante	156
Apêndice D – Componente de 3^o Harmônico do Conjugado Eletromagnético	160

Lista de Figuras

Figura 3.1-	Circuitos equivalentes do modelo clássico de motor de indução saturado: (a) de eixo d , e (b) de eixo q .	21
Figura 3.2-	Varição da indutância com a corrente de magnetização.	24
Figura 3.3-	Distribuição espacial da força magnetomotriz.	27
Figura 3.4-	Distribuição espacial resultante de densidade de fluxo magnético $B(\theta)$.	28
Figura 3.5-	Distribuição da $fmm(\theta)$, da densidade de fluxo $B(\theta)$ e do enrolamento.	29
Figura 3.6-	Circuito equivalente do motor de indução a vazio e operando na velocidade síncrona.	31
Figura 3.7-	Curva da função harmônica fundamental $F_1(\overline{FM})$ em função de \overline{FM} .	33
Figura 3.8-	Curva da função magnética de 3º harmônico $F_3(\overline{FM})$ em função de \overline{FM} .	34
Figura 4.1-	Modelo clássico de motor de indução saturado no referencial genérico g : (a) no eixo d , (b) no eixo q .	40
Figura 4.2-	Circuitos equivalentes de componente fundamental, (a) de eixo d , e (b) de eixo q , de um motor de indução saturado usando alinhamento com o fluxo magnetizante (referencial f).	43
Figura 4.3-	Circuitos equivalentes de componente fundamental, (a) de eixo d , e (b) de eixo q , com conexão das fontes estimadas no referencial f .	46
Figura 4.4-	Equivalente discreto de eixo d , no referencial f , do motor de indução saturado de rotor em gaiola.	49
Figura 4.5-	Equivalente discreto de eixo q , no referencial f , do motor de indução saturado de rotor em gaiola.	49
Figura 4.6-	Equivalentes de pequenos sinais, (a) de eixo d , e (b) de eixo q , no referencial f , do motor de indução saturado.	50

Figura 4.7-	Ensaio a vazio síncrono para determinação das funções harmônicas magnéticas do motor com enrolamentos do estator conectados em ligação estrela;	59
Figura 4.8-	Ensaio a vazio síncrono para determinação das funções harmônicas magnéticas do motor com enrolamentos do estator conectados em ligação delta;	60
Figura 4.9-	Circuitos equivalentes em regime permanente e no referencial rotativo ligado ao vetor de corrente no estator: (a) circuito de eixo d ; (b) circuito de eixo q .	60
Figura 4.10-	Vetores no espaço do fluxo concatenado magnetizante e da corrente magnetizante, obtidos a partir de suas componentes d e q alinhadas com o vetor de corrente no estator.	61
Figura 4.11-	Função harmônica magnética de componente fundamental.	63
Figura 4.12-	Função harmônica magnética de 3 ^o harmônico.	64
Figura 4.13-	Circuitos equivalentes de 3 ^o harmônico para o motor de indução conectado em delta: (a) devido à parte real, e , (b) devido à parte imaginária da corrente de 3 ^o harmônico $i_{03}(t)$.	65
Figura 4.14-	Diagrama trifilar do gerador de indução auto-excitado com terminais em aberto.	68
Figura 4.15-	Circuitos equivalentes do banco trifásico de capacitores conectados em estrela: (a) em coordenada d ; (b) em coordenada q .	70
Figura 4.16-	Circuitos equivalentes, (a) de eixo d , e , (b) de eixo q do gerador de indução auto-excitado com terminais em aberto, com detalhe das fontes de tensão e corrente fictícias.	71
Figura 5.1-	Esquema para as medições no estator ligado em estrela de um motor de indução trifásico, com aplicação de carga mecânica ao seu eixo.	75
Figura 5.2-	Esquema para as medições no estator em ligação delta de um motor de indução trifásico, com aplicação de carga mecânica ao seu eixo.	76
Figura 5.3-	Tensões de fase estatóricas nominais medidas e também simuladas pelos modelos dq proposto e de fases do motor ligado em estrela: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga mecânica.	78
Figura 5.4-	Tensões de fase nominais medidas no estator em estrela, empregadas nas simulações do modelo linear e do modelo que considera apenas a componente fundamental espacial do fluxo devida à saturação: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga.	79

- Figura 5.5- Espectro harmônico das tensões de fase nominais medidas a vazio no estator do motor em estrela, nos casos em que: (a) a tensão v_0 é nula; (b) a tensão v_0 é diferente de zero. 80
- Figura 5.6- Correntes de fase rotóricas do motor em estrela e sob tensões de fase nominais: (a) simulações pelos modelos lineares de fase, dq com alinhamento de eixos, e pelo modelo de fases com 3^o harmônico; (b) simulações pelo modelo dq proposto e pelo modelo de fases com 3^o harmônico. 81
- Figura 5.7- Velocidades simuladas pelos modelos lineares, de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela e sob tensões nominais: (a) perfil completo; (b) em regime permanente com carga. 82
- Figura 5.8- Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos dq proposto e de fases, incluindo o 3^o harmônico, para o motor em estrela e sob tensões nominais: (a) perfil completo; (b) em regime permanente com carga. 82
- Figura 5.9- Tensões de fase estáticas medidas nos terminais da fonte do motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal por fase: (a) a vazio e, (b) em regime permanente de carga mecânica. 84
- Figura 5.10- Correntes de fase estáticas medidas e simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 85
- Figura 5.11- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal. 86
- Figura 5.12- Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 86
- Figura 5.13- Correntes de fase do estator simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime de carga. 88
- Figura 5.14- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela e alimentado com 111% da tensão nominal por fase. 89
- Figura 5.15- Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal por fase: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 89

- Figura 5.16- Tensões de fase simuladas e medidas, incluindo harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico da saturação, para o motor de indução em estrela e alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 93
- Figura 5.17- Espectro harmônico das tensões de fase medidas no estator do motor de indução ligado em estrela e alimentado com 111% da tensão de fase nominal. 94
- Figura 5.18- Correntes de fase estatóricas simuladas e medidas, incluindo componentes espaciais fundamental e de 3^o harmônico da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 95
- Figura 5.19- Correntes de fase rotóricas simuladas, incluindo as componentes fundamental e de 3^o harmônico espaciais da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 97
- Figura 5.20- Velocidades mecânicas simuladas e medidas, incluindo o fundamental e 3^o harmônico espaciais para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) perfil completo; (b) regime permanente de carga mostrando as medições; (c) simulações no regime de carga. 98
- Figura 5.21- Tensões de fase bem próximas aos valores nominais, medidas no estator conectado em delta do motor de indução em estudo: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga. 100
- Figura 5.22- Espectro harmônico das correntes de fase a vazio medidas no estator do motor em delta alimentado com tensões de fase bem próximas das nominais. 101
- Figura 5.23- Correntes de fase estatóricas medidas, e simuladas pelos modelos lineares de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões de fase próximas aos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 101
- Figura 5.24- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares dq (com alinhamento de eixos) e de fases para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões bem próximas das nominais. 103
- Figura 5.25- Velocidades simuladas pelos modelos lineares, de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões bem próximas das nominais: (a) perfil completo; (b) regime permanente de carga. 103
- Figura 5.26- Tensões de fase medidas no estator conectado em delta do motor de indução em estudo, alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga. 104

- Figura 5.27- Correntes de fase estatóricas medidas e simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 106
- Figura 5.28- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 106
- Figura 5.29- Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente com carga. 107
- Figura 5.30- Correntes de fase medidas no estator, e também simuladas pelos modelos de fase e dq que consideram apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime de carga. 109
- Figura 5.31- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor em delta com tensões de fase 20% acima dos valores nominais. 109
- Figura 5.32- Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima das tensões nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 110
- Figura 5.33- Validação experimental das correntes de fase estatóricas simuladas pelo modelo dq proposto, e detalhe das correntes simuladas pelo modelo de fases do motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga. 110
- Figura 5.34- Espectro harmônico das correntes de fase medidas no estator do motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais. 109
- Figura 5.35- Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase, e dq proposto, incluindo os harmônicos espaciais de 1^a e 3^a ordens gerados pela saturação, para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% maiores que os valores nominais. 113
- Figura 5.36- Validação experimental da velocidade mecânica simulada pelo modelo dq proposto e simulação do modelo de fases (motor em delta com tensões 20% acima das nominais): (a) simulações completas e medições; (b) simulações e medições com carga; (c) simulações no regime de carga. 115

Figura 5.37-	Tensão simulada na fase ‘a’ do estator do GIAE em estrela e a vazio, apenas com a componente fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	116
Figura 5.38-	Corrente simulada na fase ‘a’ do estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente espacial fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	117
Figura 5.39-	Correntes de fase do rotor simuladas pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	118
Figura 5.40-	Velocidade mecânica simulada pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	119
Figura 5.41-	Tensões de fase simuladas no estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e de 3 ^o harmônico da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	120
Figura 5.42-	Correntes de fase simuladas no estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e de 3 ^o harmônico da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	121
Figura 5.43-	Correntes de fase do rotor simuladas pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e 3 ^o harmônico espaciais da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	122
Figura 5.44-	Velocidade mecânica simulada pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e 3 ^o harmônico espaciais da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.	122

Figuras dos Apêndices

Figura A.1 -	Esquema para medição da resistência “a frio” e “a quente” do enrolamento estatórico.	138
Figura A.2-	Circuitos equivalentes: (a) do ensaio a vazio, (b) do ensaio de rotor travado.	142
Figura A.3-	Potência x Tensão para obtenção das perdas rotacionais pela separação de perdas.	145

Figura A.4-	Representação dos circuitos equivalentes dos ensaios a vazio e de rotor travado.	146
Figura B.1-	Pulsos gerados pelo encoder com detalhe da janela de tempo j de valor T_{sc} segundos.	150
Figura B.2-	(a) Esquema do sistema de aquisição de velocidade do motor de indução; (b) Foto do <i>encoder</i> de eixo utilizado no esquema.	152
Figura B.3-	Motor em vazio e estator em estrela alimentado com tensões de fase 11% acima das nominais: (a) posições medidas por cada volta do motor; (b) posições construídas a partir das posições medidas por volta.	153
Figura B.4-	Motor em vazio e estator em delta alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) posições medidas por cada volta do motor; (b) posições construídas a partir das posições medidas por volta.	154

Lista de Símbolos e Abreviaturas

$B(\theta)$	Distribuição espacial resultante de densidade de fluxo magnético.
C_e	Conjugado eletromagnético do motor.
C_{e1}	Componente fundamental do conjugado eletromagnético do motor.
C_{e3}	Componente de 3 ^o harmônico do conjugado eletromagnético do motor.
C_m	Conjugado de carga (ou carga mecânica).
F_a	Coefficiente de atrito viscoso da máquina.
J	Momento de inércia do motor de indução.
P	Número de pares de pólos do motor de indução.
e_n	Valor instantâneo da força eletromotriz induzida na fase n .
FM	Valor máximo da distribuição espacial de força magnetomotriz.
\overline{FM}	Componente máxima resultante normalizada da distribuição espacial de força magnetomotriz.
$fmm(\theta)$	Distribuição espacial resultante de força magnetomotriz.
$F_1(\overline{FM})$	Componente máxima espacial fundamental do fluxo de magnetização, no modelo de motor de indução em variáveis de fase.
$F_3(\overline{FM})$	Componente máxima espacial de 3 ^o harmônico do fluxo magnetizante, no modelo de motor de indução em variáveis de fase.
$F_1(\lambda_{md}^f)$	Função harmônica magnética de componente fundamental do modelo proposto de motor de indução com saturação.
$F_3(\lambda_{md}^f)$	Função harmônica magnética de 3 ^o harmônico do modelo proposto de motor de indução com saturação.
h	Indicador de ordem harmônica.
L_{dd}	Indutância de magnetização de eixo d empregada no modelo de máquina de indução que considera a “saturação cruzada”.

L_{dq}	Indutância de acoplamento de “saturação cruzada”.
L_{ls}	Indutância de dispersão do estator empregada no modelo em variáveis de eixos d e q da máquina de indução incluindo saturação.
L_{lr}	Indutância de dispersão do rotor empregada no modelo em variáveis de eixos d e q da máquina de indução incluindo saturação.
L_m	Indutância de magnetização.
L_{qq}	Indutância de magnetização de eixo q empregada no modelo de máquina de indução que considera a “saturação cruzada”.
L_s	Indutância de dispersão das fases a, b e c do estator empregada no modelo em variáveis de fase de motor de indução, com inclusão de saturação.
L_r	Indutância de dispersão das fases A, B e C do rotor empregada no modelo em variáveis de fase do motor de indução, com inclusão de saturação.
L_{sd}, L_{sq}	Indutâncias de dispersão estatóricas de coordenadas d e q do modelo clássico de motor de indução com saturação.
L_{rd}, L_{rq}	Indutâncias de dispersão rotóricas de coordenadas d e q do modelo clássico de motor de indução com saturação.
L_n	Indutância de dispersão em uma fase genérica n do modelo de motor de indução em variáveis de fase.
i_n	Corrente de uma fase genérica n .
i_{md}, i_{mq}	Correntes de magnetização em coordenadas d e q no referencial fixo no estator.
i_{mn}	Corrente de magnetização na fase n sem as perdas no ferro, em valor instantâneo.
I_{mn}	Valor máximo da componente fundamental da corrente i_{mn} .
i_{sd}, i_{sq}	Correntes do estator em coordenadas dq do referencial fixo no estator.
i_{rd}, i_{rq}	Correntes do rotor em coordenadas dq do referencial fixo no estator.
i_{sd}^g, i_{sq}^g	Correntes do estator em coordenadas dq e em um referencial genérico.

i_{rd}^g, i_{rq}^g	Correntes do rotor em coordenadas dq e em um referencial genérico.
i_{md}^g, i_{mq}^g	Correntes magnetizantes em coordenadas dq e no referencial genérico.
i_{md}^f	Corrente magnetizantes em coordenadas d , e no referencial do fluxo magnetizante.
i_{sd}^f, i_{sq}^f	Correntes do estator em coordenadas dq , e no referencial do fluxo magnetizante.
i_{rd}^f, i_{rq}^f	Correntes do rotor em coordenadas dq , e no referencial do fluxo magnetizante.
$i_{r3}(t)$	Componente instantâneo de 3 ^o harmônico da corrente rotórica no modelo de motor de indução saturado.
$i_{s3}(t)$	Componente instantânea de 3 ^o harmônico da corrente estatórica do motor de indução saturado com estator conectado em delta.
$I_{sd}^f(t - \Delta t), I_{rd}^f(t - \Delta t)$	Fontes fictícias passadas de corrente no estator e no rotor do circuito equivalente discreto de eixo d , no referencial do fluxo magnetizante.
$I_{sq}^f(t - \Delta t), I_{rq}^f(t - \Delta t)$	Fontes fictícias passadas de corrente no estator e no rotor do circuito equivalente discreto de eixo q , no referencial do fluxo magnetizante.
K_n	Fator de enrolamento de uma fase genérica n .
K_a, K_b, K_c	Fatores dos enrolamentos das fases a, b e c do estator.
K_A, K_B, K_C	Fatores dos enrolamentos das fases A, B e C do rotor.
r_n	Resistência de uma fase n genérica.
r_s, r_r	Resistência por fase do estator e do rotor.
R_{Lm}	Equivalente discreto da indutância de magnetização não-linear.
R_m	Resistência equivalente das perdas no ferro da máquina.
R_{mp}	Resistência equivalente da associação em paralelo de R_{Lm} e R_m .
R_{seq}	Equivalente discreto da associação em série da resistência r_s com a resistência discreta equivalente da indutância L_{ls} do estator.

R_{req}	Equivalente discreta da associação em série da resistência r_r com a resistência discreta equivalente da indutância L_{lr} do rotor.
v_{ab}, v_{bc}, v_{ca}	Tensões entre fases no estator conectado em estrela de um motor de indução trifásico.
v_A, v_B, v_C	Tensões das fases A, B e C do rotor de um motor de indução.
v_n	Tensão em uma fase n genérica.
v_{sd}, v_{sq}	Tensões do estator em coordenadas dq do referencial fixo no estator.
v_{rd}, v_{rq}	Tensões do rotor em coordenadas dq do referencial fixo no estator.
v_{sd}^g, v_{sq}^g	Tensões do estator em coordenadas dq e em um referencial genérico.
v_{rd}^g, v_{rq}^g	Tensões do rotor em coordenadas dq e em um referencial genérico.
v_{sd}^f, v_{sq}^f	Tensões do estator em coordenadas dq e no referencial do fluxo magnetizante.
v_{md}^f	Tensão no ramo magnetizante do circuito equivalente de coordenada d , no referencial do fluxo magnetizante.
α	Ângulo que indica a posição do valor máximo da distribuição resultante de força magnetomotriz.
$\delta v_{sd}^f, \delta v_{sq}^f$	Tensões de erro do estator em coordenadas dq , no referencial do fluxo magnetizante.
δv_{rd}^f	Tensão de erro do rotor em coordenada d , no referencial do fluxo magnetizante.
δi_{md}^f	Corrente de erro de magnetização em coordenada d , no referencial do fluxo magnetizante.
$\delta i_{sd}^f, \delta i_{sq}^f$ e δi_{rd}^f	Correções das estimativas de corrente do estator e do rotor em coordenadas dq , no referencial do fluxo magnetizante.
λ_n	Fluxo concatenado total de uma fase genérica n .
λ_{mn}	Fluxo concatenado magnetizante em uma fase n genérica.
$\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c$	Fluxos concatenados totais das fases a, b e c do estator.
$\lambda_A, \lambda_B, \lambda_C$	Fluxos concatenados totais das fases A, B e C do rotor.

$\lambda_{sd}, \lambda_{sq}$	Fluxos concatenados do estator em coordenadas dq , no referencial fixo no estator.
$\lambda_{rd}, \lambda_{rq}$	Fluxos concatenados do rotor em coordenadas dq , no referencial fixo no estator.
$\lambda_{md}, \lambda_{mq}$	Fluxos concatenados magnetizantes em coordenadas dq , no referencial fixo no estator.
$\lambda_{ma}, \lambda_{mb}, \lambda_{mc}$	Fluxos concatenados magnetizantes das fases a, b e c do estator.
$\lambda_{mab}, \lambda_{mbc}, \lambda_{mca}$	Fluxos concatenados magnetizantes entre fases do estator.
$\lambda_{mA}, \lambda_{mB}, \lambda_{mC}$	Fluxos concatenados magnetizantes das fases A, B e C do rotor.
$\lambda_{sd}^g, \lambda_{sq}^g$	Fluxos concatenados totais do estator em coordenadas dq , em um referencial genérico.
$\lambda_{rd}^g, \lambda_{rq}^g$	Fluxos concatenados totais do rotor em coordenadas dq , em um referencial genérico.
$\lambda_{md}^g, \lambda_{mq}^g$	Fluxos concatenados magnetizantes em coordenadas dq , em um referencial genérico.
$\lambda_{sd}^f, \lambda_{sq}^f$	Fluxos concatenados totais do estator em coordenadas dq , no referencial do fluxo magnetizante.
$\lambda_{rd}^f, \lambda_{rq}^f$	Fluxos concatenados totais do rotor em coordenadas dq , no referencial do fluxo magnetizante.
$\lambda_{md}^f, \lambda_{mq}^f$	Fluxos concatenados magnetizantes em coordenadas dq , no referencial do fluxo magnetizante.
λ_{m3p}	Valor de pico do 3 ^o harmônico do fluxo de magnetização.
$\lambda_{ms3}^n(t)$	Componente de 3 ^o harmônico espacial do fluxo magnetizante instantâneo que concatena o n -ésimo enrolamento estatórico.
$\lambda_{mr3}(t)$	Componente de 3 ^o harmônico do fluxo magnetizante instantâneo que concatena cada enrolamento do rotor.
$\lambda_{ms3}(t)$	Componente de 3 ^o harmônico do fluxo magnetizante instantâneo que concatena cada enrolamento do estator.
$\Lambda_{md}^f(t - \Delta t)$	Fonte fictícia passada de fluxo de magnetização em coordenada d , no referencial do fluxo magnetizante.
θ	Referência angular com origem no eixo da fase a do estator.

θ_n	Posição genérica dos eixos dos enrolamentos de fase do estator e do rotor ($\theta_a, \theta_b, \theta_c, \theta_A, \theta_B, \theta_C$).
θ_f	Ângulo entre o par de eixos dq , alinhado com o vetor de fluxo magnetizante, e o referencial fixo na fase a do estator.
θ_r	Posição angular do eixo do rotor em relação ao estator.
ω_r	Velocidade angular do rotor.
ω_f	Velocidade angular do par de eixos dq no referencial do fluxo magnetizante.
ω_g	Velocidade angular do par de eixos dq no referencial genérico.

Lista de Tabelas

Tabela 5.1 -	Especificações das pontas de prova de corrente usada nos diagramas das Figuras 5.1(a) e 5.1(b).	76
Tabela 5.2 -	Especificações das pontas de prova de tensão usada nos diagramas das Figuras 5.1(a) e 5.1(b).	77
Tabela A.1 -	Dados nominais do motor de indução trifásico submetido aos experimentos.	137
Tabela A.2 -	Resultados do ensaio de medição de resistência “a frio” do estator.	138
Tabela A.3 -	Resultados do ensaio de medição de resistência “a quente” do estator.	139
Tabela A.4 -	Especificações do medidor AEMC True RMS.	141
Tabela A.5 -	Valores medidos dos ensaios a vazio e de rotor bloqueado no motor de indução sob teste.	142
Tabela A.6 -	Parâmetros do motor de indução determinados experimentalmente.	148
Tabela B.1 -	Especificações do encoder incremental empregado no sistema de aquisição de velocidade.	151

Resumo

Um novo modelo é proposto neste trabalho para representar a máquina elétrica de indução trifásica. O modelo leva em conta, na sua formulação, apenas os harmônicos espaciais fundamental e de terceiro harmônico da distribuição de fluxo que surgem devido à saturação no caminho de fluxo magnetizante. A saturação dos caminhos de fluxo de dispersão é desprezada. O modelo em proposição emprega o modelo para a máquina de indução em um referencial rotativo alinhado com o vetor de fluxo magnetizante, em conjunto com “funções harmônicas magnéticas”, que descrevem o comportamento não-linear proveniente da saturação. O procedimento experimental para determinação das “funções harmônicas” é também descrito. O modelo apresentado é predominantemente formulado em coordenadas d e q , considerando as conexões em estrela e em delta no estator de um motor de indução, e se presta às análises de transitórios eletromagnéticos e mecânicos, quaisquer que sejam a excitação e a carga mecânica empregadas. Simulações computacionais são implementadas, por meio de uma técnica recente de análise de circuitos não-lineares no domínio do tempo. O modelo proposto é validado por meio de medições em um motor de indução trifásico de bancada, de potência 1,5 cv. Os resultados se mostram satisfatórios. O referido modelo também é aplicado em simulações computacionais da mesma máquina, porém funcionando como gerador de indução trifásico auto-excitado.

Abstract

A new model is being proposed in this work, for representing the three phase induction machine. The model takes into account the spatial fundamental and third harmonic flux distributions that arise from saturation in the main flux path. The saturation in the leakage flux path is neglected. The proposed model combines the model for the machine in a rotating reference frame attached to the air-gap flux, and “magnetic harmonic functions” that describe the nonlinear behaviour coming from saturation. Experimental determination of these functions is also described. The suggested model is predominantly formulated in dq coordinates, as for star and delta connected stator windings, and it can be used for electromagnetic and mechanical transient analysis, despite the kind of source and load employed. Computational simulations are performed, with the help of a recent time domain nonlinear circuit analysis technique. The proposed model is validated by measurements on a 1.5 hp motor. Satisfactory agreement between simulations and measurements is observed. The model is also used in computational simulations of a three-phase self-excited induction generator, for the same machine under consideration.

Capítulo 1

Introdução

1.1. Conceitos e considerações iniciais

No projeto de dispositivos eletromagnéticos como a máquina de indução, é inevitável que a distribuição resultante de densidade de campo magnético esteja na região não-linear de sua característica magnética; isto é, tais dispositivos operam com determinados valores de saturação magnética [NETO & RESENDE, 1998]. A não inclusão dos efeitos da saturação magnética na modelagem de uma máquina de indução pode conduzir a resultados imprecisos, e, como consequência, a conclusões erradas a respeito do seu comportamento, até mesmo no que diz respeito à capacidade dos elementos do acionamento destes tipos de máquinas.

Para cada modo de funcionamento da máquina de indução, a saturação magnética possui um determinado grau de importância. Desta forma, quando a intenção é realizar um estudo dinâmico do gerador de indução auto-excitado com auxílio de capacitores, é essencial considerar a não-linearidade oriunda da saturação [JESUS, 1988]. Para motores de indução alimentados por conversores eletrônicos de tensão e frequência, entretanto, as distorções, seja na tensão, seja na corrente, provocadas pela saturação magnética podem assumir uma importância bastante significativa no funcionamento global do sistema motor-conversor

[MOREIRA & LIPO, 1992]. Por outro lado, em regime permanente senoidal balanceado, estas distorções pouco significam.

Além do aspecto anteriormente descrito, a forma mais conveniente de incluir o efeito da saturação magnética na máquina é diferente em função do problema que se deseja resolver [NETO & RESENDE, 1998]. Por essa razão, se o que se pretende é essencialmente reduzir as perdas distribuídas ao longo da massa de ferro da máquina, é suficiente e adequado solucionar o problema por meio de um mapeamento da distribuição de densidade de campo magnético, o que pode ser feito, por exemplo, utilizando programas computacionais de cálculo de campo. Contudo, quando a intenção é analisar a máquina interconectada com outros dispositivos, em certos casos é interessante usar uma modelagem que, incluindo a saturação magnética, basicamente relacione tensão e corrente nos seus terminais.

Em certas situações, por outro lado, é importante referir-se à análise causa-efeito na presença da saturação magnética. Sob esse aspecto, dois efeitos bem conhecidos provocados pela saturação magnética em máquinas de indução são relevantes, quais sejam, as distorções nas formas de onda de tensão e corrente e as alterações nos seus respectivos valores eficazes [FREITAS, 2002]. O primeiro efeito pode ser verificado na máquina de indução sem saturação, sendo provenientes apenas dos harmônicos espaciais de densidade de campo magnético e de distribuição dos condutores ao longo do entreferro, porém, as distorções são muito pequenas quando a alimentação é uma fonte senoidal de tensão. Quando a saturação está presente na máquina, entretanto, as distorções harmônicas são significativas, e em muitas situações não podem ser desprezadas. O segundo efeito, ou seja, as alterações no valor eficaz da tensão e da corrente, é bem distinguível, mesmo desconsiderando os harmônicos espaciais criados pelo fluxo de entreferro, e se deve apenas à saturação magnética.

Desta forma, para se fazer a análise causa-efeito supra-referida, pode-se escolher fazer a simulação computacional da máquina empregando um modelo que evidencie a saturação

magnética e outros aspectos, como sua distribuição espacial de campo magnético e de condutores. Por esse caminho os resultados da simulação permitem identificar causas e efeitos, quantificando-os. Entretanto, nestes casos, em geral, a formulação do modelo requer o conhecimento prévio de alguns dados de projeto da máquina, que nem sempre são fornecidos pelos fabricantes.

De outra forma, é também possível analisar as características magnéticas da máquina de indução trifásica incluindo a saturação, porém utilizando-se apenas as grandezas disponíveis nos seus terminais elétricos [NETO & RESENDE, 1998; BISPO et al, 2001; FREITAS, 2002]. Não se leva em consideração, neste caso, a localização, no interior da máquina, de regiões saturadas e não saturadas magneticamente.

1.2. Justificativa do trabalho de doutorado

Diversas formas de modelar matematicamente o motor de indução enfocando a saturação magnética têm sido propostas na literatura. Em sua maioria, os modelos não incorporam adequadamente os harmônicos espaciais da distribuição do fluxo de entreferro, harmônicos estes que se originam da influência da saturação magnética sobre esta distribuição de fluxo. Além disso, estes modelos são elaborados na forma de circuitos equivalentes em variáveis de eixos d e q , onde a saturação está restrita ao caminho do fluxo magnetizante, e é representada por uma indutância magnetizante não-linear [BROWN et al, 1983; MELKEBEEK, 1983; HE & LIPO, 1984].

Outros modelos, também elaborados em variáveis de eixos d e q [BROWN et al, 1983; VAS et al, 1986; LEVI, 1995; LEVI, 1997] empregam os efeitos da mudança no valor da saturação do fluxo concatenado magnetizante em um dos eixos (como o eixo d , por exemplo) sobre o fluxo concatenado com o outro eixo (eixo q) para representar a saturação em

máquinas de indução de entreferro liso, desde que não se usem fluxos concatenados, do estator ou do rotor, como variáveis de estado. É o conhecido efeito de “saturação cruzada”.

A saturação magnética é levada em conta em todos os modelos em variáveis de eixos d e q acima referenciados. Entretanto, eles ainda são imprecisos em verificar como a saturação magnética afeta a distribuição espacial do fluxo magnetizante [BISPO et al, 2001], pois consideram apenas a componente espacial fundamental deste fluxo, o qual é puramente senoidal. Porém, devido à sua natureza não-linear, a saturação "achata" este fluxo, inserindo nele um conteúdo harmônico espacial, no qual, em geral, o 3^o harmônico é o predominante.

Dentre os trabalhos que abordam a modelagem de motores de indução saturados sob a ótica dos harmônicos espaciais do fluxo magnetizante provenientes da saturação magnética, alguns se utilizam de certos artifícios incomuns na forma de representar a saturação e os componentes harmônicos dela decorrentes nos circuitos equivalentes de variáveis d e q [MOREIRA, 1992]. Outros modelos, elaborados diretamente em variáveis de fase e com inclusão dos harmônicos espaciais de fluxo magnetizante oriundos da saturação magnética, são solucionados fazendo-se uso de algumas simplificações no método de análise do problema não-linear e na própria maneira de representar a saturação magnética [NETO & RESENDE, 1998; BISPO et al, 2001; FREITAS, 2002]. Em um trabalho bastante recente, [NANDI, 2004] cria um modelo em variáveis de fase com inclusão da saturação magnética, para realizar diagnóstico de faltas em máquinas de indução. No modelo, propõe-se emular a saturação por meio de uma variação da permeância do entreferro.

Diante do quadro apresentado, a busca por modelos mais precisos de máquinas elétricas com inclusão dos efeitos da saturação magnética ainda se mostra necessário. Entretanto, face à complexidade da máquina real, muitas vezes se tornam improdutivas tentativas de se obter uma representação completa de todos os aspectos do fenômeno da saturação. Sob este ponto de vista, usualmente parece ser mais efetivo identificar o efeito mais

importante da saturação em uma situação específica e representar apenas este aspecto, em detrimento de todos os outros. Assim é que, na prática, ambos os caminhos de fluxo na máquina - o de magnetização e o de dispersão – são submetidos à saturação, mas na maioria dos casos, o efeito é dominante ou em um caminho ou no outro, sendo apenas este o que é incorporado ao modelo. A saturação no caminho do fluxo de magnetização é usualmente predominante em condições típicas de operação da máquina. A saturação dos caminhos de fluxo de dispersão geralmente só é importante em situações com altos valores de corrente, como é o caso de partidas de motores de elevada potência [LIPO & CONSOLI, 1984].

Além disso, seguindo a mesma abordagem, muitas vezes, em variáveis de eixos d e q , apenas um dos eixos é levado a um nível significativo de saturação. Em geral, tais modelos se fundamentam em uma forma de alinhamento do eixo de fluxo da máquina com o eixo d , sendo por isso chamados de modelos de saturação “orientados pelo fluxo”, ou “orientados pelo campo”. Com base nisso, e para as condições usuais de operação, torna-se mais produtivo investir na elaboração destas modalidades de modelos de saturação em máquinas de indução.

No que diz respeito aos efeitos da saturação, estes modelos devem levar em conta os harmônicos espaciais provenientes da saturação magnética, a exemplo do que é feito em alguns trabalhos recentes [NETO & RESENDE, 1998; BISPO, 2000; BISPO et al, 2001; FREITAS, 2002]. Caso estes harmônicos espaciais não sejam considerados, pode-se inferir de forma incorreta acerca do comportamento das grandezas elétricas e mecânicas da máquina, tendo em vista o problema assumir um aspecto não-linear importante, na medida em que é imprescindível conhecer as características não-lineares do circuito magnético da máquina.

Além disso, os modelos que se procuram podem ser úteis em alguma aplicação, como em acionamentos de motores de indução. Os modelos podem ainda servir como ferramenta auxiliar na tarefa de modificar as estratégias de controle mais conhecidas nos acionamentos, de modo a incluir os efeitos mais relevantes da saturação.

1.3. Objetivos do trabalho de doutorado

Desde a etapa imediatamente posterior a proposta de tese, o trabalho desenvolvido foi submetido a algumas modificações com o intuito de tornar o modelo de motor de indução com inclusão da saturação mais eficiente computacionalmente. Além disso, procurou-se acrescentar resultados de simulações de modelos recentes, em variáveis de fase, como os elaborados por BISPO [2000], BISPO et al [2001] e FREITAS [2002], visando compará-los com os do modelo de motor de indução com saturação que está sendo proposto neste trabalho.

Com base no exposto, é possível enumerar de modo mais adequado os objetivos a que se propõe o trabalho de tese que se apresenta.

Busca-se elaborar e analisar dinamicamente um modelo em variáveis de eixos d e q , com inclusão da saturação magnética, para um motor de indução trifásico e de gaiola simples, considerando que:

- A saturação magnética está restrita ao caminho do fluxo de magnetização;
- O modelo se baseia na orientação (alinhamento) do eixo d com o valor de pico do vetor de fluxo de magnetização, e é formulado para o motor com conexões dos enrolamentos do estator em estrela e em delta;
- A saturação é representada por “funções harmônicas magnéticas”, obtidas a partir de resultados de procedimentos experimentais de ensaios a vazio, no qual o motor é levado à velocidade síncrona. Entretanto, diferentemente do que é realizado no modelo em variáveis de fases descrito por BISPO et al [2001] e no modelo proposto na proposta de tese, as funções harmônicas foram determinadas, de modo predominante, em coordenadas de eixo d ;
- A análise dinâmica do modelo é efetuada utilizando-se uma técnica recente de análise de circuitos não-lineares no domínio do tempo, conforme a que é apresentada por

NAIDU & LIMA [2002]. Os resultados de simulação computacional do modelo são comparados (para fins de validação experimental do modelo) com os obtidos por medições realizadas em um motor de indução trifásico de bancada, e também com os resultados de simulações do modelo em variáveis de fase supracitado.

1.4. Contribuições do trabalho de doutorado

A presente tese de doutorado destaca como contribuições:

- Desenvolvimento de um modelo para o motor de indução trifásico e em gaiola simples, para cada forma de conexão dos enrolamentos do estator, em estrela e em delta, considerando as componentes harmônicas espaciais fundamental e de terceiro harmônico do fluxo magnetizante gerados pela saturação magnética. O modelo leva em conta, na sua parcela fundamental, o alinhamento do eixo d com o vetor no espaço representativo do valor de pico do fluxo de magnetização e é formulado em coordenadas d e q . A parcela de 3^o harmônico é incorporada ao modelo como uma perturbação proveniente do fenômeno da saturação;
- Elaboração de rotinas computacionais para determinação, predominantemente em variável de coordenada d , das “funções harmônicas magnéticas” representativas das componentes harmônicas espaciais geradas pela saturação magnética, com base em resultados de experimentos realizados no motor de indução sob estudo;
- Desenvolvimento de uma rotina computacional para análise do modelo proposto de motor de indução em estrela e em delta sob efeito da saturação, empregando uma técnica recente de análise de circuitos não-lineares no domínio do tempo [NAIDU & LIMA, 2002];

Procura-se comparar as respostas obtidas ao usar os algoritmos propostos para cada forma de ligação do motor, com os resultados obtidos experimentalmente em um motor de indução trifásico de bancada. O motor é alimentado com tensão alternada, e, a partir de um determinado instante de tempo, fica sob imposição de uma carga mecânica diretamente proporcional ao conjugado nominal. A comparação supracitada visa obter a validação experimental do modelo. Em seguida, emprega-se o modelo proposto de motor de indução na formulação e análise de um modelo da mesma máquina de indução, operando agora como gerador de indução auto-excitado com estator conectado em estrela e com seus terminais em aberto. São mostrados resultados apenas de simulação para o modelo de gerador de indução.

1.5. Organização do trabalho de doutorado

As etapas a serem apresentadas nesta tese obedecem aos passos a seguir:

- No capítulo 1 são mostrados os conceitos e as considerações mais importantes concernentes ao fenômeno da saturação magnética, bem como a importância e a necessidade de modelos de máquinas de indução considerando os efeitos decorrentes deste fenômeno. Os objetivos e as contribuições do trabalho de doutorado são também destacados;
- No capítulo 2 são apresentados os trabalhos encontrados na literatura que trazem contribuições importantes concernentes ao tema de modelagem e análise dinâmica de máquinas de indução considerando os efeitos da saturação magnética;
- No capítulo 3 são mostrados dois modelos existentes de motores de indução em gaiola sob efeito da saturação, e que servem como base para a elaboração do modelo sugerido nesta proposta de tese: um modelo clássico em variáveis de eixos d e q e um modelo em variáveis de fase;

- No capítulo 4 é descrita a formulação do modelo proposto de motor de indução trifásico para as conexões em estrela e em delta no estator, considerando a saturação limitada ao caminho de fluxo de magnetização; é também apresentada a técnica de análise temporal de circuitos não-lineares usada para a solução em regime dinâmico do modelo, e os algoritmos para simulação numérica do mesmo; neste mesmo capítulo são ainda descritos o procedimento experimental de determinação das “funções harmônicas magnéticas do modelo, bem como a formulação e análise do modelo proposto para a mesma máquina de indução quando esta opera como gerador de indução auto-excitado, com enrolamentos do estator em aberto e conectados em estrela;
- Resultados de simulações digitais no domínio do tempo obtidas para o modelo proposto de motor de indução sob saturação são apresentados no capítulo 5. Também são mostrados os resultados experimentais, os quais são comparados aos resultados de simulação digital que usam o modelo proposto e um modelo recente em variáveis de fases, que também considera a saturação magnética;
- No capítulo 6 são apresentadas as conclusões e as propostas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

A saturação magnética na máquina de indução não é um fenômeno novo, entretanto o tema tem suscitado trabalhos importantes até hoje, principalmente no que diz respeito à modelagem do dispositivo levando em conta os efeitos decorrentes deste fenômeno. Em face disto, diversas referências bibliográficas relativas ao objeto de estudo foram examinadas, o que possibilitou detectar duas grandes linhas de abordagem. A primeira linha de abordagem trata dos modelos empregados para a análise dos efeitos da saturação magnética em regime transitório, cujas referências mais relevantes serão expostas e discutidas neste capítulo. A segunda linha de pesquisa refere-se às publicações que tratam da análise dos efeitos da saturação magnética em regime permanente, a qual não faz parte do escopo deste trabalho, o que justifica não serem aqui apresentadas.

Então, dois são os elementos que servirão de base ao desenvolvimento deste trabalho: a modelagem e a análise transitória da máquina de indução, levando em conta os efeitos da saturação magnética.

Muitos trabalhos enfocam a saturação magnética sob o ponto de vista da escolha da modelagem matemática adequada para a sua representação. A maioria dos trabalhos desenvolve suas modelagens em variáveis de eixos dq e não incorporam os efeitos dos

harmônicos espaciais gerados pela saturação no caminho de fluxo magnetizante. Algumas publicações enfocam o fenômeno da saturação sem transformação de variáveis, utilizando diretamente as grandezas de fase (a, b, c) da máquina [NETO et al, 1999; BISPO, 2000; BISPO et al, 2001 & FREITAS, 2002].

Em alguns estudos [MELKEBEEK, 1983-A; MELKEBEEK, 1983-B] em que é empregada a máquina de indução trifásica simétrica e com enrolamentos senoidalmente distribuídos, foram utilizados dois modelos que consideram a saturação do caminho de fluxo magnetizante a partir de um conjunto “melhorado” de equações em regime estacionário: i) um modelo modificado não-linear a dois eixos, x (eixo real) e y (eixo imaginário), e, ii) um modelo linearizado modificado (ou de *pequenos sinais*), usado para pequenas variações do fluxo magnetizante em torno do valor nominal. Os dois modelos não são simétricos em relação aos eixos x e y . Ou seja, de fato é verificado que, para o cálculo dos transitórios e da dinâmica *de pequenos sinais* de uma máquina saturada são empregadas duas indutâncias magnetizantes para os dois eixos: uma correspondente ao fluxo magnetizante em regime permanente, e a outra, uma indutância dinâmica para refletir a pequena variação no fluxo de regime permanente. Isto foi confirmado por experimentos realizados na máquina. A saturação do caminho de fluxo de dispersão é desprezada. O modelo, entretanto, é desvantajoso em prever condições de elevados transitórios devidos à tensão de partida de motores de indução.

Segundo BROWN et al [1983], KOVACS [1984], BOLDEA & NASAR [1987], LEVI [1995], VAS et al [1986] e LEVI [1997], quando qualquer outro tipo de variável, com exceção dos fluxos concatenados, são escolhidos como variáveis de estado, o efeito da “saturação cruzada” tem que ser levado em conta para que o modelo represente a máquina com “precisão”. O fenômeno da saturação cruzada, também nomeado nestes trabalhos como “*cross saturation*”, ou “*cross magnetization*”, ou ainda “*intersaturation*”, é a forma adequada de representar o que ocorre entre dois eixos perpendiculares e surge apenas devido à

saturação magnética. Significa que, para uma máquina de entreferro constante na forma de modelo a dois eixos perpendiculares, uma mudança no nível de saturação em um eixo (eixo d , por exemplo) causa mudanças no fluxo concatenado com o enrolamento do eixo perpendicular (eixo q).

Então, quando os fluxos de eixos dq são escolhidos como variáveis de estado na representação analítica da máquina saturada, o fenômeno da “saturação cruzada” já se encontra implícito nas equações. Em contrapartida, quando as correntes são escolhidas como variáveis de estado no modelo da máquina saturada, a matriz do sistema possuirá dezesseis indutâncias, todas dependentes do nível de saturação da máquina. Os eixos perpendiculares d e q são acoplados através da indutância L_{dq} (ou Indutância de acoplamento de saturação cruzada), que depende da saturação e das indutâncias mútuas entre os eixos d e q . As indutâncias de magnetização dos eixos d e q (L_{dd} e L_{qq} , respectivamente) não são iguais, como seriam se o modelo da máquina fosse linear. As afirmações deste parágrafo, bem como suas equações comprobatórias, encontram-se bem estabelecidas no trabalho de LEVI [1997].

O trabalho apresentado por BROWN et al [1983] utiliza as correntes como variáveis de estado. Portanto é considerado o fenômeno da “saturação cruzada”, representando-o de forma simplificada, com base numa estrutura de referencial diferenciado. São então feitas comparações de três formas distintas de modelagem matemática, que são: a) pelo modelo dq linear; b) pelo modelo com estrutura de referência especial; c) pelas equações do modelo dq convencional, onde a saturação é representada apenas pela substituição da função contínua da indutância de magnetização L_m no modelo linear.

No trabalho desenvolvido por KOVACS [1984], é mostrado que a aplicação direta da Lei de Faraday às máquinas elétricas com rotor cilíndrico e saturação variável não traz nenhum significado físico ao conceito de “saturação cruzada”.

Em VAS et al [1986], é mostrado que o fenômeno da “saturação cruzada” existe em máquinas saturadas de entreferro constante e é similar ao fenômeno do efeito desmagnetizante da reação de armadura magnetizante em máquinas C.C. Além disso, é descrito um teste experimental para provar a existência da saturação cruzada, o qual também é usado para provar que a teoria desenvolvida fornece resultados em acordo com os conseguidos experimentalmente.

Em BOLDEA & NASAR [1987], propõe-se uma análise generalizada dos efeitos da saturação magnética nos modelos de eixos ortogonais das máquinas elétricas, e apresenta-se como resultado final um modelo geral das máquinas elétricas saturadas. O modelo foi desenvolvido para as máquinas de corrente contínua, motor de indução e máquina síncrona empregando as correntes como variáveis de estado.

No trabalho de LEVI [1995] é feita uma tentativa de unificar o modelamento da saturação no caminho de fluxo principal em variáveis dq nas máquinas de indução, por meio de um método geral de modelagem da saturação, a partir do qual resultam modelos adequados em função da escolha aleatória das variáveis de estado. Mostra-se que o efeito da “saturação cruzada” está explícito em todos os modelos, exceto nos que empregam fluxos concatenados (do estator e do rotor) como variáveis de estado. São propostos dois modelos, cada um sendo obtido através de diferentes escolhas das variáveis de estado. Estes modelos são implementados por simulação computacional e investigação experimental em um gerador de indução auto-excitado submetido a faltas trifásicas e perdas de carga.

Já no trabalho de LEVI [1997], o autor utiliza-se de uma associação entre correntes e fluxos como variáveis de estado, de modo que a idéia principal é comparar o comportamento de diversos modelos, tal que, em um deles, o efeito da “saturação cruzada” seja desprezado. Foram analisados os transitórios de um motor de indução com tensão de partida elevada e sem carga, e os transitórios de um gerador de indução auto-excitado.

Uma outra classe de modelos sugere uma estrutura modificada baseada no circuito equivalente [LIPO & CONSOLI, 1984; HE & LIPO, 1984; OJO et al, 1990; MOREIRA & LIPO, 1992; SULLIVAN & SANDERS, 1995].

Em LIPO & CONSOLI [1984], por exemplo, é empregado um método de simulação transitória para a resolução de um modelo dq de máquinas de indução que leva em consideração, além da saturação do fluxo magnetizante, a saturação dos fluxos de dispersão a partir de indutâncias que são ajustadas por meio de um fator de dispersão. O método não inclui a dependência espacial da saturação, envolvendo uma quantidade mínima de passos de tempo durante a simulação digital, além de ser computacionalmente estável. É mais indicado para a simulação de máquinas C.A. de grande potência (motores de indução industriais e geradores síncronos) devido aos elevados transitórios gerados durante a partida. A modelagem foi empregada nas análises dos processos de partida de uma máquina para a verificação das correntes de *inrush*.

O modelo de HE & LIPO [1984], ao levar em conta a dependência espacial da saturação para análise de acionamentos em corrente alternada, propõe e implementa o chamado método de *alinhamento de eixos*. Consiste em alinhar o fluxo máximo magnetizante do caminho de campo magnetizante (campo principal) com o eixo x real, ou com o eixo d do modelo dq da máquina, anulando a componente q deste fluxo. Desta forma deixa de existir qualquer efeito “cruzado” entre os enrolamentos dos eixos d e q que sejam causados pela saturação. Este modelo de saturação “orientado pelo fluxo” surgiu com o objetivo de fornecer a melhor correlação com as medições, porém é mais difícil de implementar em simulação digital por requerer um sistema de controle tipo PI (proporcional e integral), o qual deve ser rápido o bastante para garantir que o fluxo magnetizante seja fixado em um dos eixos (eixo real x , ou o eixo d), anulando assim a sua componente de fluxo no eixo perpendicular (eixo imaginário y , ou o eixo q). É implementado facilmente em um computador analógico, mas a

simulação digital exige valores muito pequenos do passo de tempo Δt , aumentando o tempo total da simulação. O modelo é considerado “preciso” para simular o comportamento em pequenos sinais e em grandes sinais, o que o torna viável para a simulação de transitórios.

O trabalho proposto por OJO et al [1990] utiliza um circuito equivalente que leva em conta a saturação tanto nos dentes quanto nos núcleos do estator e do rotor. O modelo foi implementado em variáveis de eixos dq através de reatâncias variáveis. Estas reatâncias dependem de um fator de saturação obtido por um programa de elementos finitos.

Em SULLIVAN & SANDERS [1995], é desenvolvido um modelo não-linear denominado modelo π . A estratégia é baseada no circuito equivalente magnético da máquina para um par de dentes rotor-estator, com dois elementos de relutância não-linear representando a saturação no rotor e no estator. O modelo com um par de dentes é estendido a um modelo de máquina que considera uma quantidade infinita de dentes infinitesimais. Comparações com dados medidos experimentalmente mostram um ajuste ligeiramente melhor com estes dados ao empregar o novo modelo π não-linear, do que com o modelo não-linear que faz uso do circuito T equivalente da máquina. No modelo π proposto, é necessário o acesso às correntes do rotor durante o processo de determinação da curva de magnetização.

No trabalho de MOREIRA & LIPO [1992] é sugerido um modelo em variáveis de eixos dq de um motor de indução em que a saturação é representada por um comprimento variável de entreferro. Este comprimento é expresso por uma função empírica que depende da amplitude e da posição espacial do fluxo magnetizante. Os componentes harmônicos espaciais agora são levados em conta, através da inserção de enrolamentos fictícios nos circuitos T equivalentes em variáveis dq do componente espacial fundamental, com o propósito de incluir a componente espacial de 3º harmônico no modelo. As indutâncias são parâmetros variáveis, sendo calculadas a partir da função que define o comprimento do entreferro da máquina, e também através de funções trigonométricas que levam em conta a componente fundamental e

a de 3^o harmônico do fluxo de entreferro. Como o modelo foi desenvolvido apenas para a máquina conectada em estrela, os comentários feitos para os harmônicos espaciais são válidos apenas para as tensões de fase. Para a elaboração da modelagem, são necessários alguns dados de projeto da máquina, como número de voltas do enrolamento e número de barras do rotor para estimar os coeficientes das indutâncias.

Em ALVARENGA[1993], NETO & RESENDE [1998], DONESCU et al [1998], NETO et al [1999], BISPO [2000], BISPO et al [2001], FREITAS [2002] e NANDI [2004], os efeitos da saturação magnética são incorporados aos respectivos modelos considerando as variáveis de fase (a, b, c) da máquina.

Em DONESCU et al [1998], foi proposto um modelo não-linear em variáveis de fases para motores de indução. Neste modelo, a saturação é incorporada na indutância de magnetização e nas indutâncias mútuas entre estator e rotor, levando em conta a distribuição não-uniforme de saturação magnética dentro do núcleo do motor. O modelo é originado das equações convencionais de uma máquina de indução não-saturada e é utilizado para um motor de indução conectado em delta. Resultados experimentais mostram que o modelo proposto representa com uma razoável exatidão (8% de erro) os efeitos da saturação em tensão estatórica igual a nominal, e com até 130% de sobretensão em relação à tensão nominal.

Tendo em vista que nenhum dos modelos até então presentes na literatura parecem ser totalmente adequados para fins de diagnóstico de faltas, recentemente, NANDI [2004] procura criar um modelo no domínio de fases para a máquina de indução saturada com ênfase neste tipo de diagnóstico. Neste modelo, a inclusão da saturação ajuda a identificar e analisar os harmônicos presentes no espectro da corrente de linha, os quais podem surgir devido à interação da saturação com uma falta específica que venha a ocorrer na máquina. O modelo emprega uma variação da permeância do entreferro com o propósito de emular a saturação, e uma aproximação por “função de enrolamento modificada” para modelar a máquina de

indução com saturação. Para demonstrar a praticidade do modelo, alguns harmônicos de alta frequência que podem ser previstos teoricamente mostram-se presentes na corrente de linha da máquina simulada. Além disso, resultados experimentais confirmam a existência destes harmônicos.

Ainda nos modelos propostos por ALVARENGA[1993], NETO & RESENDE [1998], NETO et al [1999], BISPO [2000]; BISPO et al[2001] e FREITAS[2002], a saturação magnética no caminho de fluxo magnetizante é incorporada ao modelo por meio das chamadas “funções harmônicas magnéticas”. Estas funções são obtidas experimentalmente a partir de medições de correntes e tensões de fase nos terminais da máquina, quando esta opera a vazio e é acionada na velocidade síncrona por um motor síncrono acoplado ao seu eixo. O modelo evita, então, a necessidade de usar arranjos especiais como bobinas de prova, ou de se ter conhecimento prévio das características construtivas da máquina. Desta forma, se dispõe das componentes fundamental e de 3^o harmônico da distribuição espacial de fluxo de entreferro, considerando apenas a componente fundamental da força magnetomotriz. São então desenvolvidas equações diretamente em variáveis de fase para a máquina conectada em delta ou em estrela, cujos harmônicos espaciais oriundos da saturação estão representados pelas “funções harmônicas” magnéticas supramencionadas.

Os principais modelos desenvolvidos na literatura para máquinas de indução com inclusão da saturação magnética, para análise em regime transitório, conforme detalhados nesta revisão bibliográfica, podem então ser classificados em dois grandes grupos:

- **Modelos de máquinas de indução saturadas em variáveis d e q :**

[MELKEBEEK, 1983-A, 1983-B; HE & LIPO, 1984; BROWN et al, 1983; KOVACS, 1984; LIPO & CONSOLI, 1984; VAS et al, 1986; BOLDEA & NASAR, 1987; LEVI, 1995; LEVI, 1997; OJO et al, 1990; MOREIRA & LIPO, 1992; SULLIVAN & SANDERS, 1995].

- **Modelos de máquinas de indução saturadas em variáveis de fase:**

[ALVARENGA, 1993; NETO & RESENDE, 1998; DONESCU et al, 1998; NETO et al, 1999; BISPO, 2000; BISPO et al, 2001; FREITAS, 2002; NANDI, 2004].

Os modelos de máquina de indução saturada em variáveis de fase são mais convenientes quando a intenção principal é analisar a máquina interconectada com outros dispositivos.

Como a maioria dos algoritmos de controle de máquina de indução encontrados na literatura são implementados em variáveis de eixos d e q , um modelo em variáveis de fase exigiria, pelo menos, algumas modificações nestes algoritmos.

Na etapa em que se encontra atualmente os trabalhos pesquisados, a maior parte dos modelos propostos de saturação em motores de indução em variáveis d e q não levam em conta os harmônicos espaciais do fluxo de entreferro de ordem maior que a fundamental, gerados pela saturação magnética.

No trabalho que aqui se apresenta, procura-se preencher esta lacuna propondo um modelo em variáveis d e q de um motor de indução saturado que leve em conta os harmônicos espaciais fundamental e de terceiro harmônico criados pela saturação magnética. Dessa forma, no capítulo 3 que se segue, procura-se apresentar, inicialmente os modelos existentes mais relevantes de motor de indução saturado para, então, no capítulo 4 ser mostrado o modelo dq proposto de saturação em motores de indução, o qual irá compor a contribuição mais significativa do trabalho de tese que aqui é apresentado.

Capítulo 3

Saturação em Motores de Indução:

Alguns Modelos

A saturação magnética é um fenômeno inevitável em muitas das aplicações onde o motor de indução é inserido. A sua presença traz diversas conseqüências, como:

- Não-linearidade entre indutância e corrente de magnetização;
- Aparecimento de harmônicos espaciais no fluxo de magnetização;
- Distorções nas formas de onda de tensão e/ou correntes do estator;
- Distorções nas correntes do rotor;
- Oscilações no conjugado eletromagnético.

Diante deste cenário, dispõe-se de uma vasta literatura centrada na modelagem matemática do motor de indução com vistas a representar de forma mais adequada os efeitos da saturação [KRAUSE, 1965; LIPO & CONSOLI, 1984; HE & LIPO, 1984; OJO et al, 1990; VAS, 1992]. Entretanto, a maioria dos trabalhos não considera os efeitos dos harmônicos espaciais da distribuição resultante da densidade de fluxo no entreferro, gerados pela característica não-linear do fenômeno de saturação. Em geral, assume-se a distribuição da densidade de fluxo no entreferro como puramente senoidal, de forma que efeitos

provocados por estes harmônicos espaciais, os quais se refletem nas grandezas da máquina, não aparecem nas modelagens em variáveis de eixos d e q tradicionais que levam em conta a saturação.

O objetivo deste capítulo é, então, apresentar as equações de alguns modelos de motor de indução com saturação no caminho de fluxo magnetizante, em função dos fluxos concatenados do estator e do rotor. Para isto, são mostradas duas formas, já existentes na literatura, de modelagem matemática do motor de indução com inclusão da saturação, as quais se constituirão como base de sustentação teórica do modelo proposto no presente trabalho de tese. A primeira modelagem, que se encontra descrita na seção 3.1, fundamenta-se nos trabalhos de KRAUSE [1965] e de HE & LIPO [1984], em que são empregadas as transformações de variáveis de eixos d e q . Os efeitos da saturação do fluxo magnetizante são incluídos nas análises levando em conta apenas a componente espacial fundamental da distribuição deste fluxo, o qual é suposto como puramente senoidal. Os fluxos concatenados são escolhidos como variáveis de estado e a indutância de magnetização é um parâmetro que varia com o valor absoluto da corrente de magnetização.

A segunda modelagem, descrita na seção 3.2, baseia-se na representação matemática desenvolvida por ALVARENGA [1993], NETO & RESENDE [1998], NETO et al [1999], BISPO [2000], BISPO et al [2001] e FREITAS [2002], nos quais a saturação do fluxo de campo magnetizante é incluída na análise considerando suas componentes espaciais fundamental e de 3^o harmônico. O modelo toma como variáveis de estado os fluxos concatenados das fases do estator e do rotor sem empregar transformação de variáveis, ou seja, diretamente em variáveis de fase. Na subseção 3.2.1 são introduzidos os conceitos de “funções harmônicas magnéticas”, extremamente importantes para incluir a saturação no modelo, bem como para solucioná-lo. Na subseção 3.2.2 são delineados os procedimentos experimentais adotados para a determinação destas funções harmônicas.

3.1. Modelo clássico em variáveis de eixos d e q

As equações que representam o comportamento dinâmico de um motor de indução são usualmente descritas a partir de um sistema de eixos ortogonais, cujos circuitos equivalentes são os ilustrados na figura 3.1.

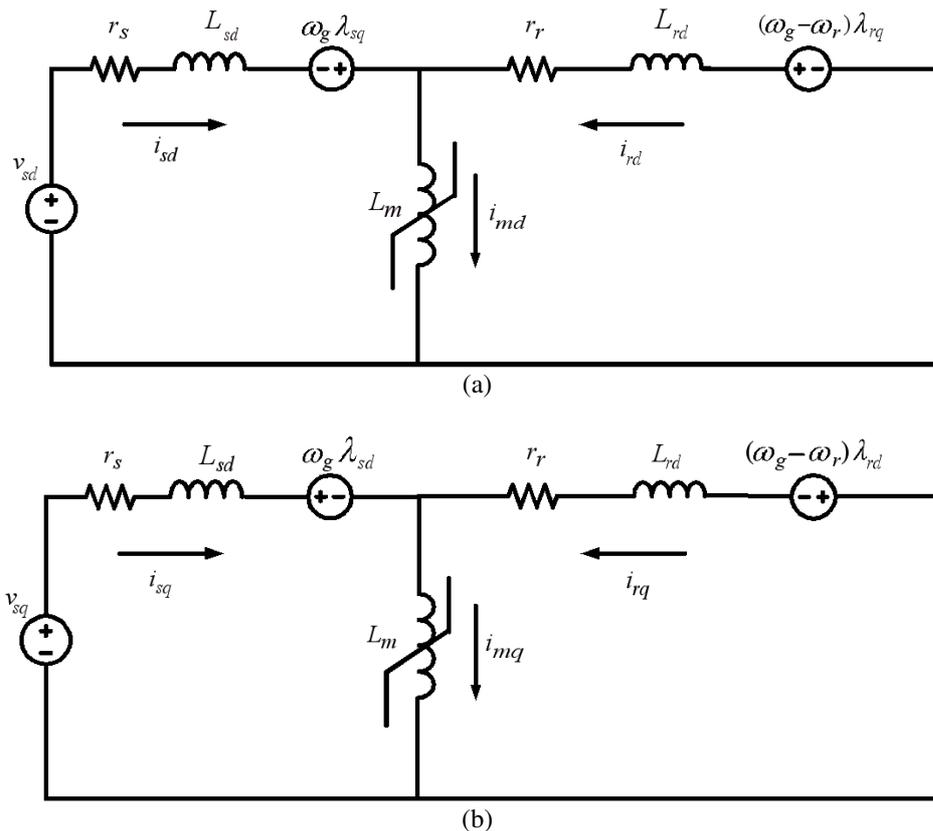


Figura 3.1. Circuitos equivalentes do modelo clássico de motor de indução saturado: (a) de eixo d ; (b) de eixo q .

Nestes circuitos, todos os parâmetros da máquina são medidos com relação ao estator, por isso, é conveniente referir todas as grandezas do rotor para o estator. No desenvolvimento do modelo, os efeitos da saturação dos fluxos de dispersão são desprezados, sendo considerados apenas os efeitos da saturação do fluxo de magnetização. A modelagem matemática pode ser realizada em diferentes referenciais, conforme o valor da velocidade genérica ω_g do par de eixos d e q . O referencial pode, então, ser: referencial girando à velocidade síncrona ($\omega_g = \omega_{sincrona}$), referencial fixo no rotor ($\omega_g = \omega_r$) e referencial no estator ($\omega_g = 0$) [KRAUSE, 1965; VAS, 1992]. Quando as equações de tensão do estator e do rotor de

um motor de indução em gaiola com referencial fixo no estator ($\omega_g = 0$) são devidamente manipuladas na forma de variáveis de estado, as seguintes equações finais são obtidas:

$$\frac{d\lambda_{sd}}{dt} = v_{sd} - r_s \left(\frac{\lambda_{sd} - \lambda_{md}}{L_{sd}} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{d\lambda_{sq}}{dt} = v_{sq} - r_s \left(\frac{\lambda_{sq} - \lambda_{mq}}{L_{sq}} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{d\lambda_{rd}}{dt} = -r_r \left(\frac{\lambda_{rd} - \lambda_{md}}{L_{rd}} \right) - \omega_r \lambda_{rq} \quad (3.3)$$

$$\frac{d\lambda_{rq}}{dt} = -r_r \left(\frac{\lambda_{rq} - \lambda_{mq}}{L_{rq}} \right) + \omega_r \lambda_{rd} \quad (3.4)$$

Assumindo que o fluxo de dispersão seja linear, os fluxos concatenados do estator e do rotor são determinados pela soma de suas respectivas parcelas de dispersão e de magnetização, isto é:

$$\lambda_{sd} = L_{sd} i_{sd} + \lambda_{md} \quad (3.5)$$

$$\lambda_{sq} = L_{sq} i_{sq} + \lambda_{mq} \quad (3.6)$$

$$\lambda_{rd} = L_{rd} i_{rd} + \lambda_{md} \quad (3.7)$$

$$\lambda_{rq} = L_{rq} i_{rq} + \lambda_{mq} \quad (3.8)$$

Resolvendo as equações (3.5) até (3.8), as correntes podem ser calculadas conforme as equações (3.9) a (3.12).

$$i_{sd} = \frac{\lambda_{sd} - \lambda_{md}}{L_{sd}} \quad (3.9)$$

$$i_{sq} = \frac{\lambda_{sq} - \lambda_{mq}}{L_{sq}} \quad (3.10)$$

$$i_{rd} = \frac{\lambda_{rd} - \lambda_{md}}{L_{rd}} \quad (3.11)$$

$$i_{rq} = \frac{\lambda_{rq} - \lambda_{mq}}{L_{rq}} \quad (3.12)$$

Pelo circuito equivalente da figura 3.1, os fluxos de magnetização dos eixos d e q são:

$$\lambda_{md} = L_m(i_{sd} + i_{rd}) \quad (3.13)$$

$$\lambda_{mq} = L_m(i_{sq} + i_{rq}) \quad (3.14)$$

Substituindo as equações (3.9) e (3.11) na equação (3.13), obtém-se o componente de eixo d do fluxo concatenado de magnetização, λ_{md} , em função dos fluxos concatenados de eixo d do estator e do rotor, conforme a equação (3.15). De modo análogo, ao substituir as equações (3.10) e (3.12) na equação (3.14), é obtido o fluxo de magnetização de eixo q , λ_{mq} , em função dos fluxos concatenados de eixo q no estator e no rotor, segundo o que está escrito na equação (3.16).

$$\lambda_{md} = \frac{\frac{\lambda_{sd}}{L_{sd}} + \frac{\lambda_{rd}}{L_{rd}}}{\frac{1}{L_m} + \frac{1}{L_{sd}} + \frac{1}{L_{rd}}} \quad (3.15)$$

$$\lambda_{mq} = \frac{\frac{\lambda_{sq}}{L_{sq}} + \frac{\lambda_{rq}}{L_{rq}}}{\frac{1}{L_m} + \frac{1}{L_{sq}} + \frac{1}{L_{rq}}} \quad (3.16)$$

Devido à saturação magnética, a indutância de magnetização L_m , que aparece nas equações (3.15) e (3.16), é uma função não-linear que varia com o valor absoluto da corrente de magnetização, $|i_m|$. A variação de L_m com $|i_m|$ é mostrada na Figura 3.2, e pode ser obtida experimentalmente a partir da característica de magnetização da máquina, conforme é mostrado na subseção 3.2.1.

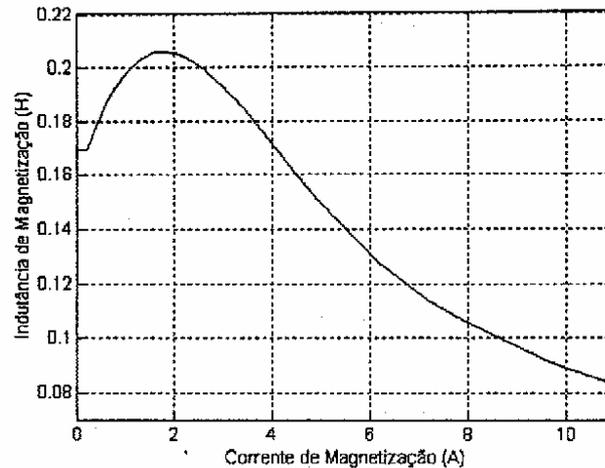


Figura 3.2. Variação da indutância com a corrente de magnetização.

Conhecidas as componentes de eixos d e q da corrente de magnetização, ou seja, i_{md} e i_{mq} respectivamente, o valor absoluto da corrente de magnetização é calculado por:

$$|i_m| = \sqrt{i_{md}^2 + i_{mq}^2} \quad (3.17)$$

De posse dos dados experimentais de L_m , e calculando $|i_m|$ pela equação (3.17), os valores intermediários de L_m podem ser obtidos por interpolação numérica. O conjugado eletromagnético C_e , considerando que a potência é invariante [HE & LIPO, 1984; KRAUSE, 1965; VAS, 1992], é calculado pela equação (3.18), ou seja:

$$C_e = P(\lambda_{md}\lambda_{sq} - \lambda_{mq}\lambda_{sd}) \quad (3.18)$$

A equação mecânica complementa o modelo matemático e é representada por

$$\frac{d\omega_r}{dt} = \frac{1}{J} [P(C_e - C_m) - F_a \omega_r] \quad (3.19)$$

Na equação (3.18), P é o número de pares de pólos da máquina, enquanto J , C_m , F_a e ω_r na equação (3.19) denotam, respectivamente, o momento de inércia, o coeficiente de atrito e a velocidade rotórica da máquina.

As equações elétricas e mecânicas obtidas anteriormente podem ser representadas na forma de equações de estado, segundo a equação (3.20), para permitir sua solução numérica.

$$\begin{bmatrix} \frac{d\lambda_{sd}}{dt} \\ \frac{d\lambda_{sq}}{dt} \\ \frac{d\lambda_{rd}}{dt} \\ \frac{d\lambda_{rq}}{dt} \\ \frac{d\omega_r}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{R_s}{L_{sd}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{R_s}{L_{sq}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{R_r}{L_{rd}} & -\omega_r & 0 \\ 0 & 0 & \omega_r & -\frac{R_r}{L_{rq}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{F_a}{J} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_{sd} \\ \lambda_{sq} \\ \lambda_{rd} \\ \lambda_{rq} \\ \omega_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} v_{sd} + \frac{R_s}{L_{sd}} \lambda_{md} \\ v_{sq} + \frac{R_s}{L_{sd}} \lambda_{mq} \\ \frac{R_r}{L_{rd}} \lambda_{md} \\ \frac{R_r}{L_{rq}} \lambda_{mq} \\ \frac{P(C_e - C_m)}{J} \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

3.2. Modelo em variáveis de fase

O modelo em variáveis dq descrito na seção 3.1 leva em conta a saturação magnética considerando apenas a componente fundamental da distribuição espacial da densidade de fluxo magnético. Com isso, distorções presentes no fluxo de entreferro, causadas pela saturação magnética, não se manifestam nas grandezas da máquina.

Com o objetivo de obter resultados mais realísticos e precisos esta seção apresenta uma metodologia de modelagem do motor de indução trifásico em gaiola com inclusão da saturação. Este modelo fundamenta-se nos trabalhos de NETO & RESENDE [1998], NETO et al [1999], BISPO [2000], BISPO et al [2001] e FREITAS [2002]. Além disso, emprega o conceito de “função harmônica magnética” e considera as componentes fundamental e de 3º harmônico da distribuição espacial de fluxo magnetizante. A solução das equações do modelo exige o conhecimento das características magnéticas da máquina a partir das funções harmônicas magnéticas $F_1(\overline{FM})$ e $F_3(\overline{FM})$, que designam, respectivamente, para este modelo de fases, os valores de pico da componente espacial fundamental e de terceiro

harmônico do fluxo de magnetização. Estas funções harmônicas são obtidas experimentalmente por medição das tensões e correntes de fase nos terminais do motor. O procedimento para obter estas funções é detalhado na subseção 3.2.1. De posse das duas funções harmônicas magnéticas, calcula-se o fluxo de magnetização por fase λ_{mn} . Em seguida, são calculados a corrente e o fluxo concatenado por fase, i_n e λ_n , respectivamente. As equações dinâmicas do motor também são devidamente manipuladas para que apareçam os harmônicos espaciais do fluxo magnetizante em suas expressões.

Na seqüência, é mostrado o modelo matemático do motor de indução trifásico em variáveis de fase, com inclusão da saturação magnética. É dada ênfase apenas às equações mais relevantes, pois o modelamento completo é bastante elaborado física e matematicamente, podendo ser encontrado em NETO et al [1999], e em BISPO [2000]. Desta forma, considerando que um enrolamento genérico “ n ” representa uma das fases “ a, b, c ” do estator ou “ A, B, C ” do rotor, as equações terminais de tensão são dadas, na convenção receptor, por

$$v_n = r_n i_n + \frac{d\lambda_n}{dt} \quad (3.21)$$

Assumindo que o fluxo de dispersão é não saturado, o fluxo concatenado total por fase é dado por:

$$\lambda_n = L_n i_n + \lambda_{mn} \Rightarrow i_n = \frac{\lambda_n - \lambda_{mn}}{L_n}, \quad (3.22)$$

em que r_n e L_n representam, respectivamente, a resistência por fase do estator e do rotor, e a indutância de dispersão por fase do estator e do rotor.

As expressões (3.21) e (3.22) são as equações básicas para resolver o modelo, nas quais o fluxo concatenado total λ_n de cada fase do estator e do rotor é a variável de estado. A solução requer o conhecimento das características do circuito magnético, sendo estas

fornecidas pelas “funções harmônicas magnéticas”, cujo procedimento de obtenção experimental é descrito na subseção 3.2.1 deste capítulo. De posse destas funções harmônicas, o fluxo concatenado magnetizante λ_{mn} de cada fase do estator e do rotor é calculado. Em seguida, a equação (3.22) é resolvida para obter a corrente i_n , cujo valor permite calcular o fluxo λ_n por integração numérica da equação (3.21).

Para se determinar o fluxo λ_{mn} , inicialmente deve-se empregar apenas a componente fundamental da distribuição espacial resultante de força magnetomotriz produzida por todas as correntes do estator e do rotor. Em seguida, supõe-se que em um dado instante de tempo, o valor máximo FM da distribuição resultante de força magnetomotriz está em uma posição genérica α , definida ao longo do eixo de referência θ , cuja origem é o eixo magnético da fase “a” (Figura 3.3).

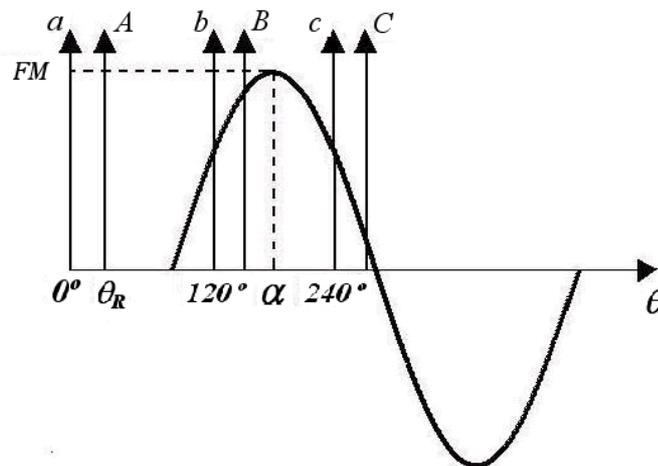


Figura 3.3 - Distribuição espacial da força magnetomotriz.

A distribuição de força magnetomotriz resultante é escrita da seguinte forma [NETO et al, 1999; ALVARENGA, 1993]:

$$fmm(\theta) = FM \cdot \cos(\theta - \alpha) = \sum_{n=a,b,c,A,B,C} 2K_n i_n \cos(\theta - \theta_n), \quad (3.23)$$

sendo K_n e i_n o fator de enrolamento, e a corrente de uma fase genérica n , respectivamente.

A força magneto motriz $fmm(\theta)$ produz uma distribuição resultante de densidade de fluxo magnético $B(\theta)$. Considerando a saturação do circuito magnético, a forma de onda de $B(\theta)$ terá valores de pico achatados (Figura 3.4) devido à presença do conteúdo harmônico espacial, cujo componente dominante é o terceiro harmônico [MOREIRA & LIPO, 1992]. A distribuição resultante de densidade de fluxo magnético $B(\theta)$ é, entretanto, simétrica em relação ao eixo da força magnetomotriz $fmm(\theta)$, razão pela qual se pode escrevê-la em série de Fourier [ALVARENGA, 1993; NETO et al, 1999] como:

$$B(\theta) = \sum_{h \rightarrow \text{ímpar}} B_h \cos(\theta - \alpha), \quad (3.24)$$

em que B_h é o valor de pico do h -ésimo componente harmônico da distribuição resultante de densidade de fluxo magnético $B(\theta)$.

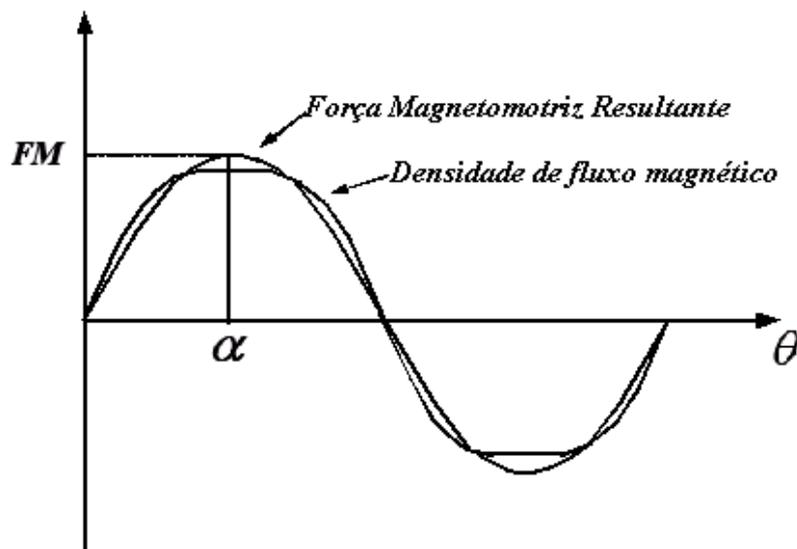


Figura 3.4 – Distribuição espacial resultante de densidade de fluxo magnético $B(\theta)$.

Para um enrolamento genérico de fase “ n ” distribuído em várias bobinas, cada uma delas com “ N ” espiras e com eixo central em uma posição θ_n (definida no sistema de referência θ), como mostra a Figura 3.5 [NETO & RESENDE, 1998], o concatenamento de

fluxo do enrolamento “ n ”, λ_{mn} , devido à distribuição de densidade de fluxo $B(\theta)$ é dado pela equação (3.25), ou seja :

$$\lambda_{mn} = \sum_{h \rightarrow \text{ímpar}} F_h(\overline{FM}) \cos[h(\alpha - \theta_n)], \quad (3.25)$$

sendo $F_h(\overline{FM})$ o valor máximo do h -ésimo componente harmônico de cada fluxo magnetizante de fase. Ele é obtido experimentalmente e denominado de “função harmônica magnética”.

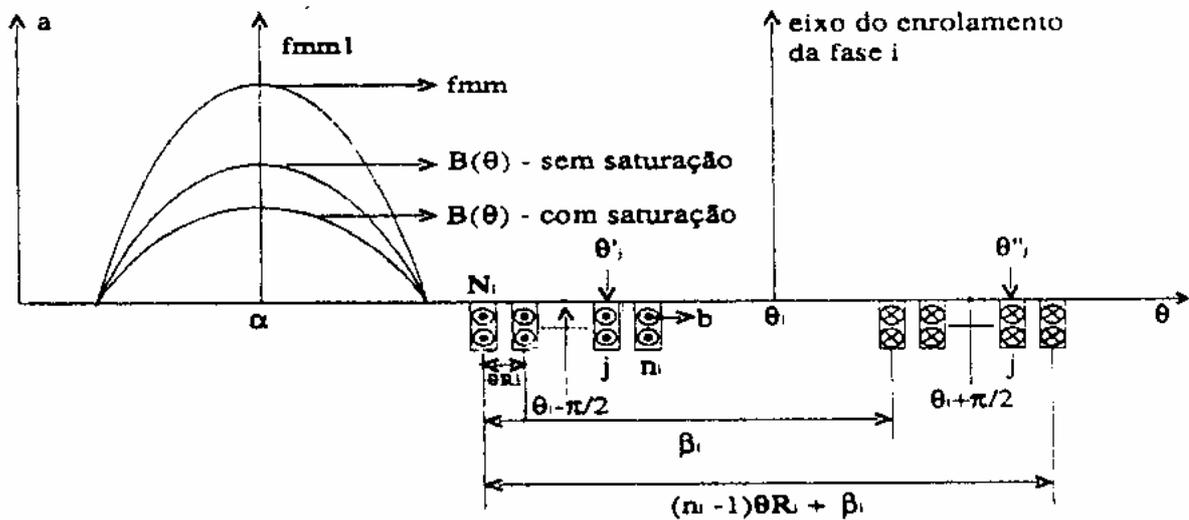


Figura 3.5 – Distribuição da $fmm(\theta)$, da densidade de fluxo $B(\theta)$ e do enrolamento.

Para uma máquina de indução trifásica com enrolamentos simétricos no estator e no rotor e com as grandezas do rotor referidas ao estator, substitui-se na equação (3.23),

$$\overline{FM} = \frac{FM}{2K}, \text{ onde } K = K_n (n = a, b, c, A, B, C) \text{ é a constante que relaciona o número de}$$

espiras da fase e os fatores do harmônico fundamental do enrolamento, conforme mostrado no apêndice I do trabalho desenvolvido por NETO & RESENDE [1998]. Além disso,

$\theta_a = 0^\circ$, $\theta_b = -120^\circ$, $\theta_c = 120^\circ$ são as posições angulares dos eixos centrais dos enrolamentos das fases a, b, c do estator. Os ângulos $\theta_A = \theta_R$, $\theta_B = \theta_R - 120^\circ$, $\theta_C = \theta_R + 120^\circ$,

por sua vez, são as respectivas posições angulares dos enrolamentos das fases A, B, C do rotor, sendo θ_R o ângulo entre o eixo da fase a do estator e a fase A do rotor. Logo, a partir das equações (3.22), (3.23) e (3.25), é possível escrever:

$$f_R = \sum_{n=a,b,c,A,B,C} \frac{\lambda_n}{L_n} \cos(\theta_n) \quad (3.26)$$

$$f_I = \sum_{n=a,b,c,A,B,C} \frac{\lambda_n}{L_n} \cos(\theta_n) \quad (3.27)$$

$$f(\lambda)^2 = f_R^2 + f_I^2 \quad (3.28)$$

$$F_1(\overline{FM}) = \frac{1}{A} f(\lambda) - \frac{1}{A} \overline{FM} \quad (3.29)$$

$$\text{tg } \alpha = \frac{f_I}{f_R} \quad (3.30)$$

$$A = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{L_S} + \frac{1}{L_R} \right) \quad (3.31)$$

As equações (3.26) a (3.28) e (3.30) valem apenas quando se considera as componentes fundamental e de 3º harmônico ($h = 1, 3$) do fluxo da equação (3.25). As equações (3.21), (3.22), (3.25) e (3.26) até (3.31) constituem o modelo matemático. Aliada às funções harmônicas magnéticas, a operação da máquina de indução saturada pode ser computada.

3.2.1. Determinação das funções harmônicas magnéticas

As funções harmônicas $F_1(\overline{FM}) \times \overline{FM}$ e $F_3(\overline{FM}) \times \overline{FM}$ são obtidas experimentalmente usando os parâmetros do circuito equivalente e o modelo matemático. O procedimento experimental é detalhado a seguir, e segue o que é apresentado em FREITAS [2002]. Inicialmente, a máquina de indução é acionada até a velocidade síncrona por um motor síncrono acoplado ao seu eixo. Os enrolamentos de fase do estator são então alimentados por diversos valores de tensão a partir de uma fonte de tensão trifásica senoidal balanceada até a máquina atingir um nível pré-estabelecido de saturação (por exemplo, 20% acima da tensão

nominal). Para cada valor de tensão, são medidos os valores instantâneos de tensão de fase v_n e corrente de fase i_n , e então são registrados seus valores usando um sistema de aquisição de dados. De posse dos valores de tensão e corrente e pelo circuito equivalente da máquina ilustrado na Figura 3.6, no qual se supõem conhecidos os parâmetros r_s e L_s , e decompondo a corrente i_n na série de Fourier, os valores da força eletromotriz por fase e_n e da corrente magnetizante por fase i_{mn} são calculados.

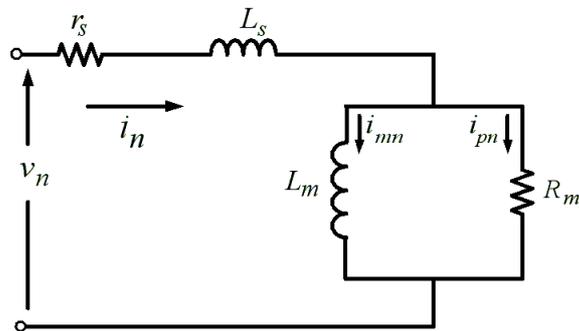


Figura 3.6 – Circuito equivalente do motor de indução a vazio e operando na velocidade síncrona.

O cálculo de e_n e de i_{mn} é feito empregando as equações (3.32) a (3.37). Por meio da Figura 3.6, a força eletromotriz e_n é dada por:

$$e_n = v_n - r_s i_n - L_s \frac{di_n}{dt} \quad (3.32)$$

As grandezas necessárias à determinação das perdas no ferro são obtidas como

$$i_{pn} = \frac{e_n}{R_m}, \quad (3.33)$$

sendo,

$$R_m = \frac{E_n^2}{P_{fen}} \quad (3.34)$$

P_{fen} as perdas no ferro da fase “n” ;

E_n é o valor eficaz da força eletromotriz da fase “n”.

As perdas no ferro da máquina são dadas pela diferença entre a potência ativa de entrada e as perdas joule, empregando a equação:

$$P_{fen} = P_n - r_s I_{fen}^2, \quad (3.35)$$

sendo:

P_n a potência ativa de entrada na fase n ;

I_{efn} o valor eficaz da corrente na fase n ;

A potência ativa de entrada, por sua vez, é obtida empregando, por exemplo, o método trapezoidal de integração numérica, tomando um período das formas de onda de tensão e corrente amostradas:

$$P_n = \frac{1}{T} \int_0^t v_n i_n dt \quad (3.36)$$

Com base no circuito equivalente da Figura 3.6, a corrente de magnetização por fase é calculada conforme a equação:

$$i_{mn} = i_n - i_{pn} \quad (3.37)$$

De posse dos valores de i_n , v_n e r_s , a derivada do fluxo concatenado das fases pode ser obtida por

$$\frac{d\lambda_n}{dt} = v_n - r_s i_n \quad (3.38)$$

A equação (3.38) é então integrada, empregando-se um método adequado de integração numérica, e o fluxo concatenado por fase é calculado. Conhecido este fluxo, bem como a indutância de dispersão por fase, o fluxo de magnetização por fase é facilmente obtido pela equação

$$\lambda_{mn} = \lambda_n - L_n i_{mn} \quad (3.39)$$

Obtidas as grandezas i_{mn} e λ_{mn} , a etapa seguinte consiste em decompô-las na série de Fourier, de onde são obtidos o valor de pico da componente fundamental de i_{mn} , aqui denotada por I_{mn} , e os valores de pico das componentes fundamental e de terceiro harmônico de λ_{mn} , ou

seja , $F_1(\overline{FM})$ e $F_3(\overline{FM})$. Conhecido o valor de I_{mn} para cada valor de tensão aplicado à máquina, e considerando apenas a componente fundamental da distribuição de força magnetomotriz, o valor normalizado, \overline{FM} , desta força magnetomotriz é determinada por :

$$\overline{FM} = \frac{3}{2} I_{mn} \quad (3.40)$$

Todo o procedimento de cálculos é sistematizado e realizado por um programa computacional, bastando, portanto, realizar a aquisição de dados de tensão e corrente para os diversos valores de tensão eficaz. As Figuras 3.7 e 3.8 ilustram, respectivamente, as curvas da componente fundamental $F_1(\overline{FM})$ e de terceiro harmônico $F_3(\overline{FM})$ em função de \overline{FM} obtidas para um motor de indução trifásico de bancada, em particular, para o motor de indução empregado no trabalho de BISPO et al [2001].

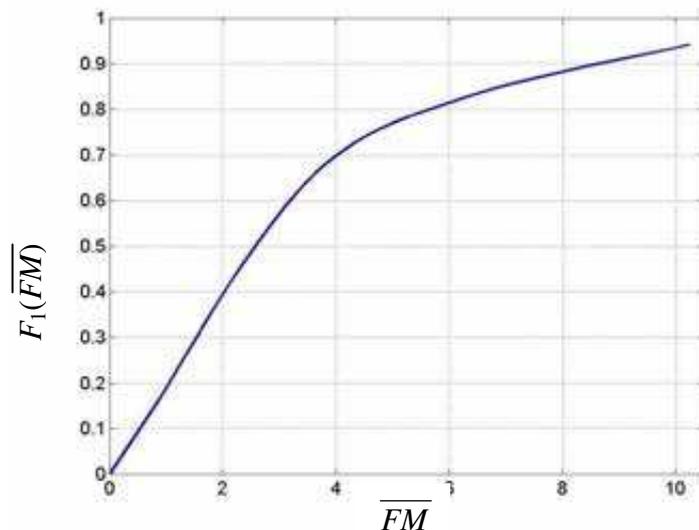


Figura 3.7 – Curva da Função harmônica fundamental $F_1(\overline{FM})$ em função de \overline{FM} .

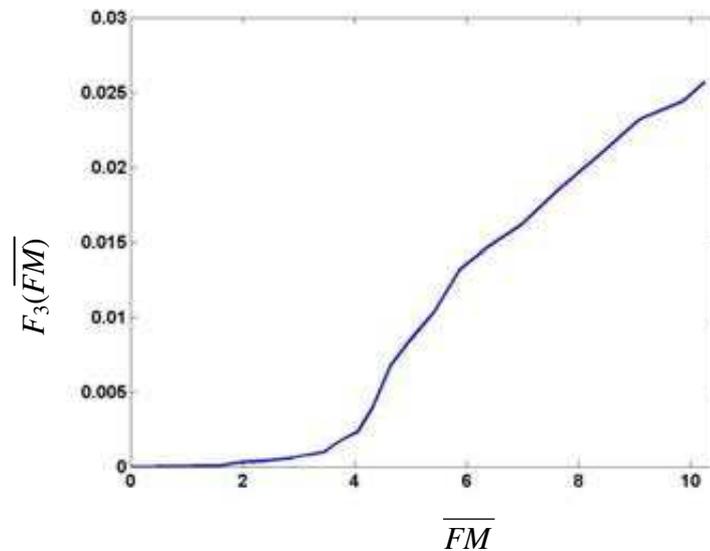


Figura 3.8 – Curva da função magnética de 3º harmônico $F_3(\overline{FM})$ em função de \overline{FM} .

Para a simulação da máquina de indução com estator ligado em delta, as tensões de alimentação de fase v_n na equação (3.21) são conhecidas. No caso da simulação da máquina com estator ligado em estrela, entretanto, as tensões de alimentação de linha são conhecidas, tal que v_n não é “a priori” conhecido. Então, é sugerido substituir a equação (3.21), para cada fase do estator, por suas correspondentes entre fases [NETO & RESENDE, 1998]. Portanto, obtidas as grandezas de fase, deve-se empregá-las nas equações do modelo, que por sua vez usa as grandezas de fase. O conjugado eletromagnético é calculado pela equação (3.41) da seguinte forma [ALVARENGA, 1993]:

$$C_e = P \sum_{h=1,3} h F_h(\overline{FM}) \left\{ i_A \sin[h(\alpha - \theta_r)] + i_B \sin\left[h\left(\alpha - \theta_r - \frac{2\pi}{3}\right)\right] + i_C \sin\left[h\left(\alpha - \theta_r + \frac{2\pi}{3}\right)\right] \right\} \quad (3.41)$$

Para complementar o modelo, insere-se a equação da dinâmica mecânica, segundo o que está expresso na equação (3.42), uma vez conhecida a função que define o conjugado mecânico C_m aplicado ao eixo do rotor.

$$J \frac{d\omega_r}{dt} = P(C_e - C_m) - F_a \omega_r ; \quad \omega_r = \frac{d\theta_r}{dt} \quad (3.42)$$

A modelagem na forma de equação de estado é a mostrada na equação (3.43).

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \lambda_a \\ \lambda_b \\ \lambda_c \\ \lambda_A \\ \lambda_B \\ \lambda_C \\ \omega_r \\ \theta_R \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -\frac{r_s}{L_s} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{r_s}{L_s} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{r_s}{L_s} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{r_r}{L_r} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{r_r}{L_r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{r_r}{L_r} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{F_a}{J} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_a \\ \lambda_b \\ \lambda_c \\ \lambda_A \\ \lambda_B \\ \lambda_C \\ \omega_r \\ \theta_R \end{bmatrix} + \\
 \begin{bmatrix} v_{ab} + \frac{r_s}{L_s} \lambda_{mab} \\ v_{bc} + \frac{r_s}{L_s} \lambda_{mbc} \\ v_{ca} + \frac{r_s}{L_s} \lambda_{mca} \\ v_A + \frac{r_r}{L_r} \lambda_{mA} \\ v_B + \frac{r_r}{L_r} \lambda_{mB} \\ v_C + \frac{r_r}{L_r} \lambda_{mC} \\ \frac{(C_e - C_m)}{J} \\ 0 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{3.43}$$

3.2.2. Procedimentos para a solução do modelo

Para implementar o modelo em computador digital visando estudar a operação de um motor de indução, deve-se obedecer a seqüência de passos que se segue [BISPO et al, 2001].

Todos os parâmetros da parte mecânica e elétrica (r_s , L_s , r_r , L_r , P , F_a e J) da máquina são fornecidos. São dadas as tensões de fase de alimentação balanceadas e as condições

iniciais, $\lambda_n = 0$ e $i_n = 0$. A constante A é calculada pela equação (3.31). De posse da curva experimental da função harmônica $F_1(\overline{FM}) \times \overline{FM}$, utiliza-se um método de interpolação numérica polinomial do MATLAB, transformando esta curva em uma função polinomial.

A simulação digital é desencadeada do tempo inicial até o final, conforme o algoritmo que segue, sendo computado em cada passo de tempo:

- a) Com o valor de λ_n (= valor inicial no 1º passo de tempo) resolvem-se as equações (3.26) a (3.28) e a equação (3.30), achando-se valores da função $f(\lambda)$ e do ângulo α ;
- b) De posse de $f(\lambda)$ e A , a equação (3.29) é uma reta com as grandezas $F_1(\overline{FM})$ e \overline{FM} desconhecidas;
- c) Faz-se a interseção da equação (3.29) com a curva da Figura 3.7 e encontra-se \overline{FM} e $F_1(\overline{FM})$;
- d) Com o valor de \overline{FM} , determina-se $F_3(\overline{FM})$ por interpolação dos dados experimentais da Figura 3.8;
- e) Com os valores de $F_1(\overline{FM})$, $F_3(\overline{FM})$, α e θ_n , resolve-se a equação (3.25) de onde se obtém o fluxo magnetizante por fase:

$$\lambda_{mn} = \sum_{h=1,3} F_h(\overline{FM}) \cos[h(\alpha - \theta_n)];$$

- f) Calculados λ_n e λ_{mn} , resolve-se a equação (3.22) para encontrar a corrente por fase:

$$i_n = \frac{\lambda_n - \lambda_{mn}}{L_n};$$

- g) De posse da corrente i_n e da tensão v_n no passo de tempo atual, integra-se numericamente a equação (3.21) para obter o valor de λ_n no passo de tempo seguinte;
- h) Volta-se ao passo (a).

3.3. Conclusões parciais

No presente capítulo foram apresentadas as expressões matemáticas para modelagem do motor de indução trifásico considerando a saturação magnética. Na modelagem, os fluxos concatenados de fase são tomados como variáveis de estado. A saturação foi incorporada apenas no fluxo de magnetização, ao passo que a parcela de fluxo de dispersão foi admitida como sendo constante. Duas formas de modelagem que consideram a saturação magnética foram apresentadas: o modelo clássico em variáveis dq e o modelo em variáveis de fase (abc).

No modelo clássico, em variáveis de eixos d e q , é considerada apenas a componente espacial fundamental da distribuição resultante do fluxo de campo magnetizante. Os fluxos concatenados em coordenadas d e q são escolhidos como variáveis de estado, e os efeitos da saturação são inclusos por meio de uma indutância de magnetização não-linear, obtida experimentalmente, e que varia com o valor absoluto da corrente de magnetização.

No modelo em variáveis de fase, por sua vez, a saturação do fluxo de campo magnetizante é incluso na análise considerando, além da componente espacial fundamental deste fluxo, a sua componente espacial de 3º harmônico. O modelo toma como variáveis de estado os fluxos concatenados das fases do estator e do rotor, e introduz os conceitos de “funções harmônicas magnéticas”, que caracterizam o circuito magnético, e aonde são incorporados os efeitos da saturação magnética no modelo. São mostrados também os procedimentos experimentais adotados para a determinação destas funções harmônicas, tendo em vista que o modelo de motor de indução proposto neste trabalho de tese também emprega “funções harmônicas magnéticas” apropriadas (para representar a saturação magnética), cujo procedimento de obtenção se encontra devidamente detalhado no Capítulo 4 que se segue.

Capítulo 4

Modelo dq de Máquina de Indução

Saturada: Uma Nova Proposta

No presente capítulo é descrita uma nova modelagem para a saturação em máquinas de indução trifásicas em gaiola simples, em variáveis do sistema de eixos ortogonais d e q . Inicialmente, o modelo é elaborado para a máquina funcionando como motor, para as conexões de estator em estrela e em triângulo. Em seguida, é elaborado um modelo para a máquina operando como gerador de indução auto-excitado com estator conectado em estrela. No desenvolvimento do modelo, é assumido que a saturação é limitada ao caminho de fluxo de magnetização e desprezada a saturação no caminho dos fluxos de dispersão. Além disso, consideram-se os componentes harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico que aparecem na distribuição de fluxo magnetizante, os quais se devem à saturação magnética, e que compõem as “funções magnéticas harmônicas” fundamental e de terceiro harmônico. São apresentados os procedimentos experimentais para obtenção destas funções. É mostrada também a técnica de análise não-linear no domínio do tempo empregada para solucionar cada modelo.

4.1. O conceito de alinhamento de eixos

Conforme enfatizado no capítulo 2, o método de alinhamento de eixos foi proposto por HE & LIPO [1984], com o propósito de levar em conta a dependência espacial da saturação para análise de acionamentos em corrente alternada. Em sua essência ele considera que, ao alinhar, por exemplo, o eixo d com o valor de pico do fluxo de campo magnetizante (campo principal) de um modelo em sistema de eixos d e q da máquina saturada, anula-se a componente q deste mesmo fluxo. Desta forma, elimina-se qualquer efeito “cruzado” entre os enrolamentos dos eixos d e q que sejam causados pela saturação magnética. Este modelo de saturação dito “orientado pelo fluxo” surgiu com o objetivo de fornecer a melhor correlação com as medições. Além disso, é considerada no modelo apenas a componente fundamental espacial do fluxo magnetizante oriunda da saturação magnética. Entretanto, o referido modelo é mais difícil de implementar em simulação digital por requerer um sistema de controle em malha fechada, pelo qual o fluxo magnetizante é fixado em um dos eixos (d ou q), fazendo com que a componente de fluxo magnetizante no outro eixo seja um sinal de erro que deve ser dinamicamente zerado. A desvantagem deste modelo, entretanto, é que a simulação digital exige valores muito pequenos do passo de tempo Δt , aumentando o tempo total da simulação.

O modelo que se pretende elaborar deriva, em parte, do modelo acima citado, entretanto, o alinhamento de eixos é realizado sem empregar o sistema de controle supra-referido, por meio de uma simplificação que é feita no circuito equivalente de eixo q da máquina. Esta simplificação é mostrada no desenvolvimento do modelo que está sendo proposto, conforme aparece na seção 4.2 deste trabalho. A máquina de indução é considerada simétrica, de pólos lisos, e a gaiola do rotor é substituída por três barras equivalentes senoidalmente distribuídas. Os enrolamentos do estator também são considerados senoidalmente distribuídos.

4.2 . O modelo em variáveis dq proposto para o motor de indução

No modelo que está sendo proposto, a saturação está restrita ao caminho de fluxo magnetizante. Este fluxo, por sua vez, é representado por apenas duas componentes harmônicas espaciais: uma fundamental e outra de 3º harmônico, ambas causadas pela saturação. Para cada componente harmônico espacial, pode vir a ser representada uma configuração de circuito. A componente fundamental é formada por um circuito equivalente de eixo d e outro de eixo q , elaborados com base no conceito de *alinhamento de eixos de fluxos* magnetizantes em variáveis de eixos d e q , e no modelo clássico de motor de indução saturado em variáveis dq mostrado na seção 3.1 do Capítulo 3. O modelo clássico é aqui novamente ilustrado na Figura 4.1, agora com todas as variáveis representadas no referencial genérico g . A componente fundamental do modelo é descrita na seção 4.2.1.

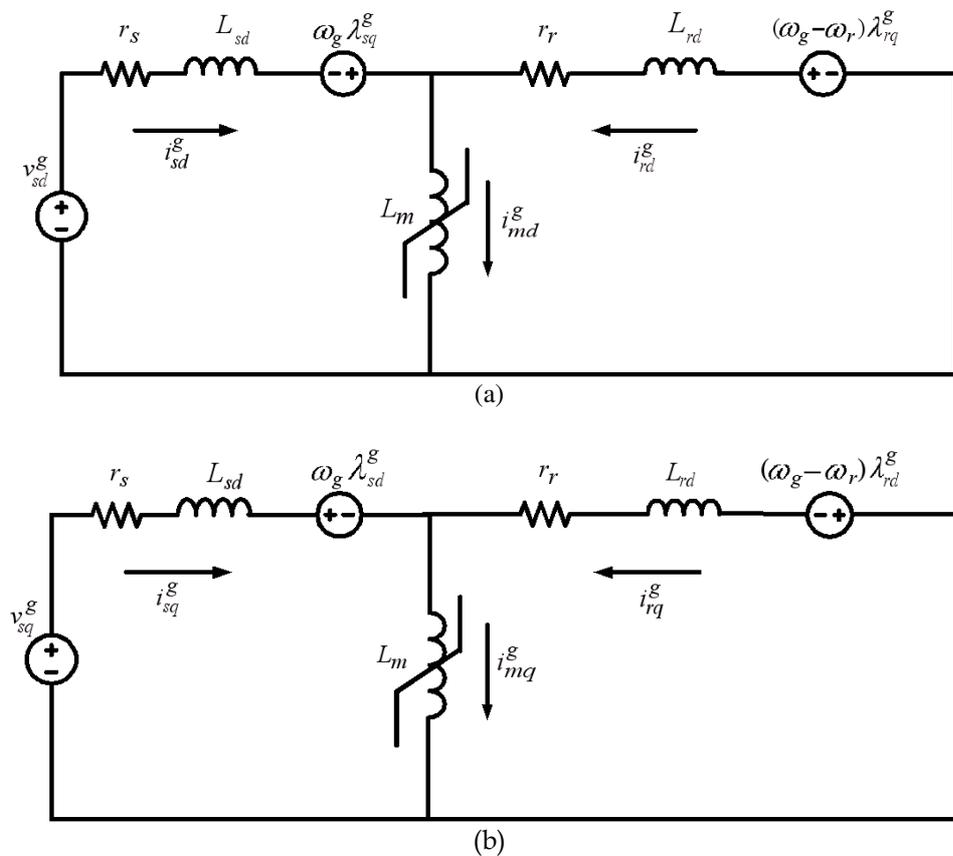


Figura 4.1. Modelo clássico de motor de indução saturado no referencial genérico g : (a) no eixo d ; (b) no eixo q .

4.2.1. A componente fundamental do modelo

Nos circuitos das Figuras 4.1(a) e 4.1(b) a indutância L_m é não-linear. Os fluxos concatenados de variáveis de eixos d e q no referencial genérico, λ_{sd}^g , λ_{sq}^g , λ_{rd}^g e λ_{rq}^g , do estator e do rotor, podem ser substituídos pela soma de suas parcelas de dispersão e magnetização, da mesma forma que foi feito com os fluxos concatenados do estator e do rotor no referencial do estator, escritos nas equações (3.5) a (3.8) do Capítulo 3. Desta forma, devido à simetria, tem-se:

$$\lambda_{sd}^g = L_{ls}i_{sd}^g + \lambda_{md}^g \quad (4.1)$$

$$\lambda_{sq}^g = L_{ls}i_{sq}^g + \lambda_{mq}^g \quad (4.2)$$

$$\lambda_{rd}^g = L_{lr}i_{rd}^g + \lambda_{md}^g \quad (4.3)$$

$$\lambda_{rq}^g = L_{lr}i_{rq}^g + \lambda_{mq}^g \quad (4.4)$$

As equações de tensões estatóricas e rotóricas em variáveis de eixos d e q para um motor de indução em gaiola podem ser escritas, no mesmo referencial genérico g [KRAUSE, 1965], como:

$$v_{sd}^g = r_s i_{sd}^g + \frac{d\lambda_{sd}^g}{dt} - \omega_g \lambda_{sq}^g \quad (4.5)$$

$$v_{sq}^g = r_s i_{sq}^g + \frac{d\lambda_{sq}^g}{dt} + \omega_g \lambda_{sd}^g \quad (4.6)$$

$$0 = r_r i_{rd}^g + \frac{d\lambda_{rd}^g}{dt} - (\omega_g - \omega_r) \lambda_{rq}^g \quad (4.7)$$

$$0 = r_r i_{rq}^g + \frac{d\lambda_{rq}^g}{dt} + (\omega_g - \omega_r) \lambda_{rd}^g \quad (4.8)$$

A equação do conjugado eletromagnético [KRAUSE et al, 1995] pode ser escrita pela equação (4.9). Nesta equação, é assumido que a potência é invariante [VAS, 1992].

$$C_e = P(\lambda_{sd}^g i_{sq}^g - \lambda_{sq}^g i_{sd}^g) \quad (4.9)$$

É considerado, nesta etapa, apenas um dos efeitos da saturação magnética, isto é, a saturação da componente fundamental espacial da distribuição de fluxo magnetizante. Posteriormente, na subseção 4.2.3, será mostrado como é inserida a componente de 3^o harmônico espacial desta mesma distribuição de fluxo.

A partir do modelo clássico de motor de indução saturado anteriormente citado, se as equações (4.1) a (4.4) forem substituídas nas equações (4.5) e (4.7), e levando em conta o conceito de alinhamento de eixos descrito na seção 4.1, pelo qual o fluxo magnetizante de eixo q , λ_{mq}^g , é nulo, obtém-se as equações (4.10) e (4.11). Nestas equações, em virtude do alinhamento, o referencial deixa de ser um referencial genérico g , passando a ser um novo referencial rotativo coincidente com o do fluxo concatenado magnetizante, e aqui denotado pelo índice f .

Sendo nulo o fluxo λ_{mq}^f , então a tensão no ramo paralelo do circuito de eixo q , dada por $d\lambda_{mq}^f/dt$, também é nula. Além disso, como a corrente pelo elemento não-linear no ramo paralelo do circuito de eixo q é diretamente proporcional ao fluxo λ_{mq}^f , então esta corrente também é igual à zero, o que faz com que a corrente i_{rq}^f neste mesmo circuito seja igual a corrente $-i_{sq}^f$.

Como consequência do exposto no parágrafo anterior, e ao empregar as equações (4.1) e (4.3), bem como a lei de Kirchhoff das tensões ao circuito equivalente de eixo q , surgem, no mesmo referencial f coincidente com o do fluxo magnetizante, as equações (4.12) e (4.13).

$$v_{sd}^f - r_s i_{sd}^f - L_{ls} \frac{d i_{sd}^f}{dt} - \frac{d\lambda_{md}^f}{dt} + \omega_f L_{ls} i_{sq}^f = 0 \quad (4.10)$$

$$r_r i_{rd}^f + L_{lr} \frac{d i_{rd}^f}{dt} + \frac{d\lambda_{md}^f}{dt} - (\omega_f - \omega_r) L_{lr} i_{rq}^f = 0 \quad (4.11)$$

$$v_{sq}^f - r_s i_{sq}^f - L_{ls} \frac{d i_{sq}^f}{dt} - \omega_f L_{ls} i_{sd}^f - \omega_f \lambda_{md}^f = 0 \quad (4.12)$$

$$v_{sq}^f - (r_s + r_r) i_{sq}^f - (L_{ls} + L_{lr}) \frac{d i_{sq}^f}{dt} + (\omega_f - \omega_r) L_{lr} i_{rd}^f - \omega_f L_{ls} i_{sd}^f - \omega_r \lambda_{md}^f = 0 \quad (4.13)$$

As equações (4.10) a (4.13) podem, então, ser mais bem representadas na forma de circuitos equivalentes de eixos d e q no referencial f do fluxo magnetizante, e não mais como circuitos equivalentes de eixos d e q segundo o que é apresentado pelo modelo clássico, no referencial genérico g . Estes circuitos equivalentes no referencial f são os ilustrados na Figura 4.2, nos quais é incluída a resistência R_m , equivalente às perdas no ferro da máquina.

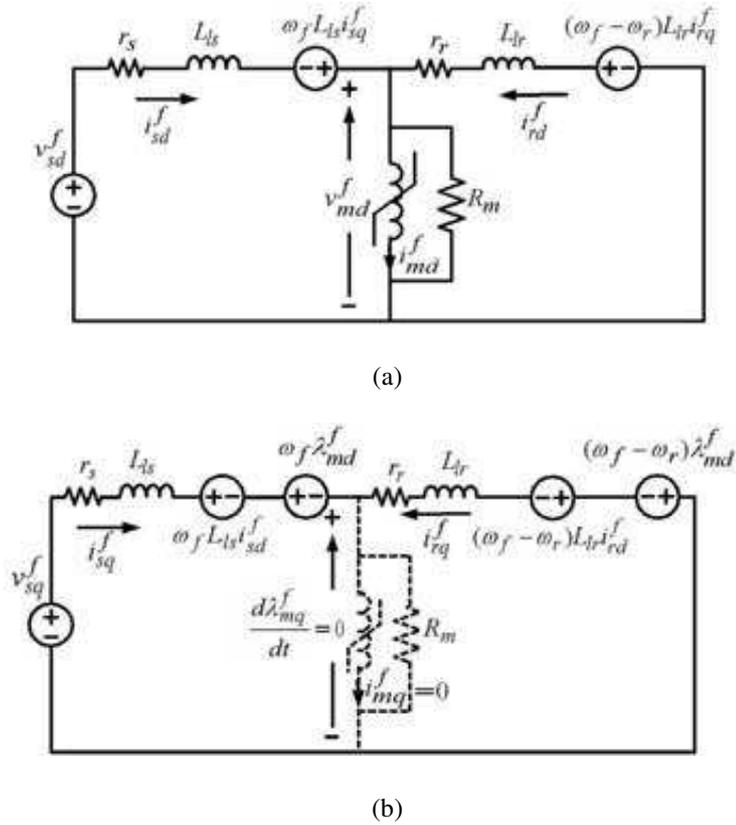


Figura 4.2 – Circuitos equivalentes de componente fundamental, (a) de eixo d e (b) de eixo q , de um motor de indução saturado usando alinhamento com o fluxo magnetizante (referencial f).

Observando o circuito equivalente de eixo d da Figura 4.2(a), pode-se ainda escrever:

$$i_{sd}^f + i_{rd}^f - \frac{v_{md}^f}{R_m} - i_{md}^f = 0 \quad (4.14)$$

$$i_{md}^f = F_1(\lambda_{md}^f) \quad (4.15)$$

$$v_{md}^f = \frac{d\lambda_{md}^f}{dt} \quad (4.16)$$

As equações (4.10) a (4.16) representam, analiticamente, as variáveis elétricas do modelo em variáveis de eixos d e q , devido à componente harmônica espacial fundamental do fluxo magnetizante oriundo da saturação magnética, para um motor de indução trifásico em gaiola e com saturação limitada ao caminho de fluxo magnetizante. A função $F_1(\lambda_{md}^f)$, na equação (4.15), é a função harmônica magnética fundamental, obtida experimentalmente (conforme se mostra na subsecção 4.2.5), e representa a componente fundamental espacial do fluxo magnetizante oriunda da saturação magnética.

Substituindo as equações (4.1) e (4.2) na equação (4.9), e levando em conta, com base no alinhamento de eixos, que o referencial nestas equações é o do fluxo magnetizante, f (em lugar do referencial genérico g), e que a componente de eixo q , λ_{mq}^f , do fluxo magnetizante é nula, obtém-se a equação (4.17), que fornece a componente fundamental do conjugado eletromagnético, C_{e1} . A inclusão da parte mecânica, que complementa o modelo da máquina, será mostrada na subsecção 4.2.3, após inserir as componentes de 3º harmônico do modelo.

$$C_{e1} = P(\lambda_{md}^f i_{sq}^f) \quad (4.17)$$

A representação em circuitos equivalentes das Figuras 4.2(a) e 4.2(b) para o motor de indução saturado é bastante simples. Para efetuar o alinhamento do eixo d com o valor máximo do fluxo magnetizante, deve-se procurar o valor da posição e da velocidade do par de eixos dq (alinhado com o fluxo magnetizante), θ_f e ω_f , respectivamente, de tal modo que a corrente i_{mq}^f e a tensão no ramo paralelo do circuito de eixo q (do elemento não-linear) da Figura 4.2 sejam ambas nulas.

Considerando inicialmente nulo o valor da velocidade ω_f , a posição θ_f do par de eixos d e q é calculada integrando numericamente a equação (4.18) em cada passo de tempo Δt .

$$\omega_f = \frac{d\theta_f(t)}{dt} \quad (4.18)$$

Verifica-se também, que não há nenhum acoplamento de efeito cruzado, devido à saturação magnética, entre os “enrolamentos” de eixos d e q , tendo em vista que apenas o eixo direto d possui excitação magnética e, portanto, a distribuição de densidade de fluxo magnético resultante coincide com a sua componente de eixo d [VAS, 1992].

A velocidade ω_f é determinada empregando a Lei de Kirchhoff das tensões ao circuito da Figura 4.2(b), empregando a equação (4.19), obtida a partir da equação (4.12). A equação (4.19) é resolvida por um método de integração numérica, a exemplo da regra Trapezoidal, sendo fornecidos valores adequados para as condições iniciais. Esta velocidade assume um valor distinto em cada passo de tempo, de modo a manter o eixo d alinhado com o valor de pico do fluxo magnetizante.

$$\omega_f = \left[\frac{v_{sq}^f - (r_s i_{sq}^f + L_{ls} \frac{d}{dt} i_{sq}^f)}{L_{ls} i_{sd}^f + \lambda_{md}^f} \right] \quad (4.19)$$

Para obter a solução do circuito equivalente da Figura 4.2, devido ao componente harmônico espacial fundamental de fluxo magnetizante, emprega-se, como se verifica na seção 4.2.2, uma técnica de análise de circuitos elétricos não-lineares. A técnica empregada está descrita de forma detalhada no trabalho proposto por NAIDU & LIMA [2002].

4.2.2. A técnica de análise não-linear aplicada ao circuito fundamental do modelo

Os circuitos da Figura 4.2 são não-lineares, pois, para calcular a velocidade rotórica, é necessário conhecer as correntes estatóricas e rotóricas em variáveis de eixos d e q . Além disso, para calcular estas correntes, deve-se saber previamente o valor da velocidade rotórica.

Além disso, há um elemento (indutância) não-linear no circuito equivalente de coordenada d . Então, uma maneira de resolver estes circuitos é empregar uma técnica de análise não-linear no domínio do tempo, como por exemplo, a que é proposta por NAIDU & LIMA [2002]. Por meio desta técnica, são inseridas nos circuitos da Figura 4.2 as fontes de corrente $i_{sd}^f, i_{rd}^f, i_{sq}^f$, e de tensão v_{md}^f , resultando nos circuitos equivalentes das Figuras 4.3(a) e 4.3(b).

Empregando-se as equações das malhas e dos nós destes circuitos, isto é, as equações (4.20) a (4.23), a equação do componente fundamental do conjugado eletromagnético dado pela equação (4.17), e a velocidade rotórica ω_r (calculada segundo o que será mostrado na subseção 4.2.3), solucionam-se os circuitos da Figura 4.3 usando a referida técnica. Na equação (4.21), nota-se que $i_{rq}^f = -i_{sq}^f$, conforme já demonstrado anteriormente.

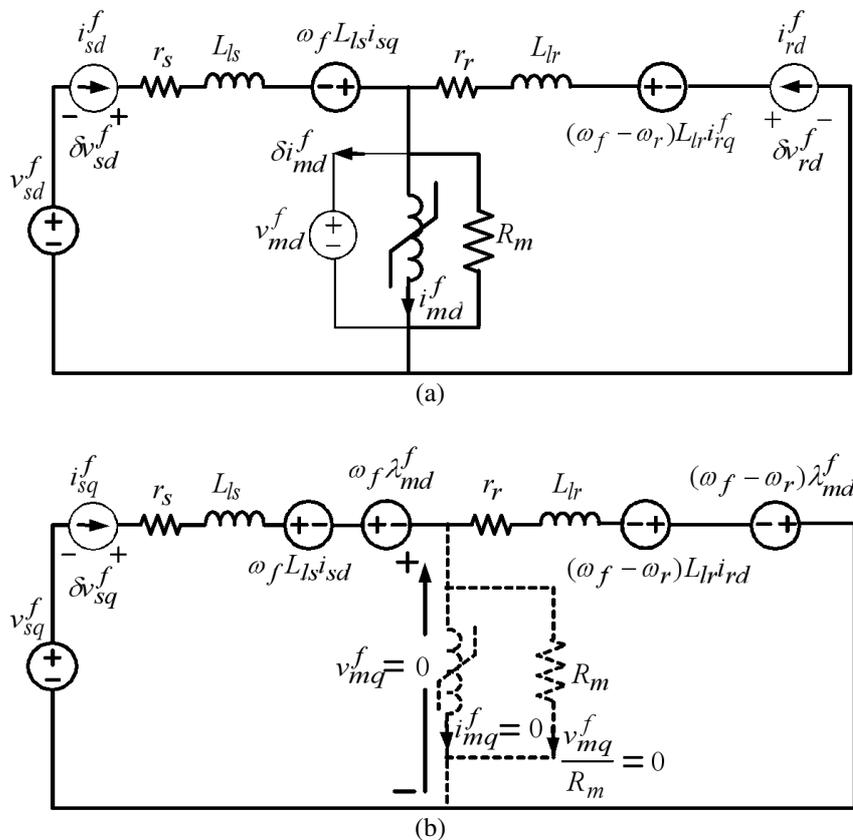


Figura 4.3 – Circuitos equivalentes de componente fundamental, (a) de eixo d e (b) de eixo q , com conexão das fontes estimadas no referencial f .

$$r_s i_{sd}^f + L_{ls} \frac{di_{sd}^f}{dt} - \omega_f L_{ls} i_{sq}^f + v_{md}^f - v_{sd}^f = \delta v_{sd}^f \quad (4.20)$$

$$r_r i_{rd}^f + L_{lr} \frac{di_{rd}^f}{dt} + (\omega_f - \omega_r) L_{lr} i_{sq}^f + v_{md}^f = \delta v_{rd}^f \quad (4.21)$$

$$(r_s + r_r) i_{sq}^f + (L_{ls} + L_{lr}) \frac{di_{sq}^f}{dt} - (\omega_g - \omega_r) L_{lr} i_{rd}^f + \omega_f L_{ls} i_{sd}^f + \omega_r \lambda_{md}^f - v_{sq}^f = \delta v_{sq}^f \quad (4.22)$$

$$i_{sd}^f + i_{rd}^f - \frac{v_{md}^f}{R_m} - i_{md}^f = \delta i_{md}^f \quad (4.23)$$

$$v_{sq}^f - r_s i_{sq}^f - L_{ls} \frac{di_{sq}^f}{dt} - \omega_f L_{ls} i_{sd}^f - \omega_f \lambda_{md}^f = v_{mq}^f = 0 \quad (4.24)$$

Prosseguindo com a técnica, as amplitudes das fontes de corrente i_{sd}^f , i_{sq}^f e i_{rd}^f e de tensão v_{md}^f injetadas (nos circuitos das figuras 4.3a e 4.3b) são as estimativas das suas respectivas correntes e tensão. Os erros nestas estimativas fazem surgir as tensões de erro δv_{sd}^f , δv_{sq}^f e δv_{rd}^f e a corrente de erro δi_{md}^f .

O objetivo da técnica é determinar, mediante um processo iterativo, as amplitudes das fontes de corrente e de tensão injetadas, tal que suas tensões e corrente de erro respectivas sejam nulas. As fontes de corrente e de tensão aplicadas permitem que a velocidade angular ω_f seja calculada por integração numérica da equação (4.19), e que a velocidade rotórica ω_r seja encontrada seguindo o que mostra a subseção 4.2.3, após serem obtidas as componentes de 3º harmônico do modelo. Integrando numericamente as equações (4.20) e (4.22), obtêm-se as somas de tensões $v_{sd}^f + \delta v_{sd}^f$ e $v_{sq}^f + \delta v_{sq}^f$. De posse destas tensões, são determinados (por simples análise dos circuitos da Figura 4.3) os valores das tensões de erro δv_{sd}^f e δv_{sq}^f , já que, por meio de transformação de variáveis, em cada passo de tempo, são conhecidas as tensões de alimentação, v_{sd}^f e v_{sq}^f . Por integração numérica da equação (4.21), encontra-se a tensão

de erro δv_{rd}^g . O fluxo concatenado magnetizante de eixo d , λ_{md}^f , é obtido a partir da tensão estimada v_{md}^f , empregando a Lei de Faraday nos terminais do elemento não-linear do circuito equivalente de eixo d da Figura 4.3(a), conforme previamente estabelecido pela equação (4.16). Integrando numericamente a equação (4.16) utilizando, por exemplo, a regra de Euler Regressivo, tem-se:

$$\lambda_{md}^f(t) = \Delta t v_{md}^f(t) + \Lambda_{md}^f(t - \Delta t), \quad (4.25)$$

sendo $\Lambda_{md}^f(t - \Delta t)$ a fonte fictícia passada do fluxo magnetizante de eixo d no referencial do fluxo magnetizante.

Calculando, na equação (4.25), a derivada do fluxo magnetizante de eixo d em relação à tensão magnetizante de eixo d , e escrevendo a equação resultante em termos dos seus elementos diferenciais,

$$\delta \lambda_{md}^f(t) = \Delta t \delta v_{md}^f(t) \quad (4.26)$$

De posse do valor do fluxo concatenado magnetizante de eixo d , λ_{md}^f , determinado a partir da equação (4.25), o conjugado fundamental C_{e1} pode ser calculado segundo o que está previsto pela equação (4.17). O procedimento usado para determinar o componente de 3º harmônico do conjugado eletromagnético, denotado por C_{e3} , é o mostrado na seção 4.2.3 para as conexões em estrela e em delta dos enrolamentos do estator. Este conjugado é calculado (em cada passo de tempo Δt) fora do laço iterativo que surge em decorrência do emprego da técnica de análise não-linear, depois que é atendido o critério de convergência.

No emprego da técnica de análise não-linear, a conexão da fonte de tensão estimada v_{md}^f em paralelo com a indutância não-linear, como na Figura 4.3(a), tem a função de dividir o circuito em partes linear e não-linear, com os elementos da associação em série de

resistência com indutância de dispersão (no estator e no rotor) sendo substituídos pelos seus respectivos equivalentes discretos. O elemento (indutância) não linear também é substituído pela sua resistência equivalente discreta. Estes elementos são mostrados na Figura 4.4.

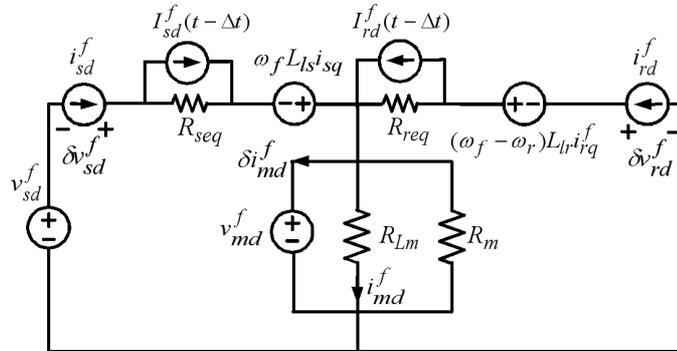


Figura 4.4 – Equivalente discreto de eixo d , no referencial f , do motor de indução saturado de rotor em gaiola.

Da mesma forma, no circuito de componente q da Figura 4.3(b), as associações série de resistência com indutância de dispersão são representadas pelos seus respectivos equivalentes discretos, conforme é visto na Figura 4.5. Em face do que foi exposto, torna-se possível o cálculo da corrente de erro δi_{md}^f .

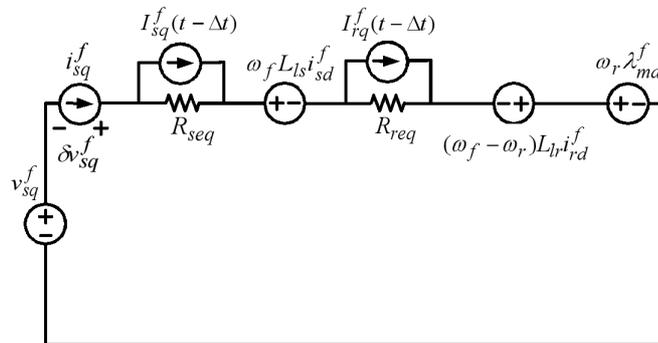


Figura 4.5 – Equivalente discreto de eixo q , no referencial f , do motor de indução saturado de rotor em gaiola.

As correções de corrente δi_{sd}^f , δi_{sq}^f e δi_{rd}^f e de tensão δv_{md}^f são então calculadas resolvendo-se os circuitos equivalentes de pequenos sinais. Estes circuitos são construídos a partir dos equivalentes discretos das figuras 4.4 e 4.5, sendo ilustrados nas figuras 4.6(a) e 4.6(b), respectivamente.

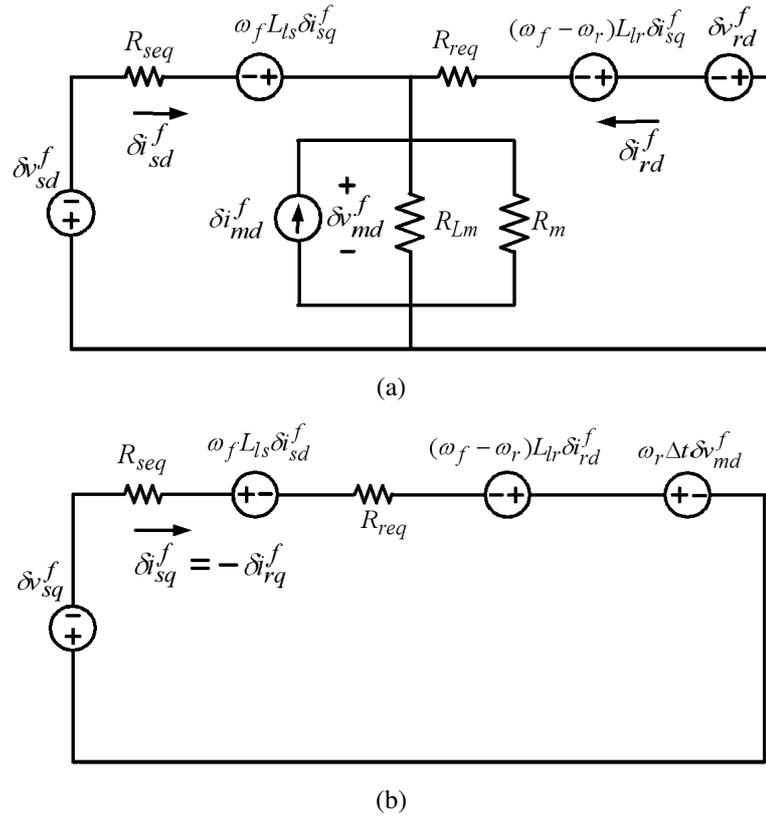


Figura 4.6 – Equivalentes de pequenos sinais, (a) de eixo d e (b) de eixo q , no referencial f , do motor de indução saturado.

No circuito equivalente de pequeno sinal de eixo q da Figura 4.6(b), é realizada a substituição do elemento diferencial de fluxo, $\delta \lambda_{md}^f$, que aparece na tensão de velocidade $\omega_r \delta \lambda_{md}^f$, pela expressão da equação (4.26). Os equivalentes de pequenos sinais das figuras 4.6(a) e 4.6(b) são então solucionados empregando-se as Leis de Kirchhoff, segundo as equações (4.27) a (4.30). A resistência R_{mp} , nas equações (4.27) a (4.29), representa a resistência equivalente da associação em paralelo das resistências R_m e R_{Lm} .

$$(R_{seq} + R_{mp}) \delta i_{sd}^f + R_{mp} \delta i_{rd}^f - \omega_f L_{ls} \delta i_{sq}^f = -(\delta v_{sd}^f + R_{mp} \delta i_{md}^f) \quad (4.27)$$

$$R_{mp} \delta i_{sd}^f + (R_{req} + R_{mp}) \delta i_{rd}^f + (\omega_f - \omega_r) L_{lr} \delta i_{sq}^f = -(R_{mp} \delta i_{md}^f + \delta v_{rd}^f) \quad (4.28)$$

$$\delta i_{sd}^f + \delta i_{rd}^f - \frac{1}{R_{mp}} \delta v_{md}^f = -\delta i_{md}^f \quad (4.29)$$

$$\omega_f L_{ls} \delta i_{sd}^f + (R_{seq} + R_{req}) \delta i_{sq}^f - (\omega_f - \omega_r) L_{lr} \delta i_{rd}^f + \omega_r \Delta t \delta v_{md}^f = -\delta v_{sq}^f \quad (4.30)$$

Ao escrever as equações (4.27) a (4.30) na forma matricial, o resultado é a equação (4.31).

$$\begin{bmatrix} (R_{seq} + R_{mp}) & R_{mp} & 0 & -\omega_f L_{ls} \\ R_{mp} & (R_{req} + R_{mp}) & 0 & (\omega_f - \omega_r) L_{lr} \\ 1 & 1 & -\frac{1}{R_{mp}} & 0 \\ \omega_f \cdot L_{ls} & -(\omega_f - \omega_r) L_{lr} & \omega_r \cdot \Delta t & (R_{seq} + R_{req}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta i_{sd}^f \\ \delta i_{rd}^f \\ \delta v_{md}^f \\ \delta i_{sq}^f \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} -1 & 0 & -R_{mp} & 0 \\ 0 & -1 & -R_{mp} & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta v_{sd}^f \\ \delta v_{rd}^f \\ \delta i_{md}^f \\ \delta v_{sq}^f \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

A resistência discreta R_{Lm} do circuito de pequenos sinais da Figura 4.6(a) é calculada a partir da indutância magnetizante L_m . Então, pela integração numérica de Euler Regressivo:

$$R_{Lm} = \frac{L_m}{\Delta t} \quad (4.32)$$

A indutância L_m é não-linear e varia com o valor absoluto $|i_m^f|$ da corrente de magnetização no referencial do fluxo magnetizante f . A variação de L_m com $|i_m^f|$ pode ser obtida conhecendo-se a componente fundamental da curva característica de saturação da máquina, que é obtida seguindo o procedimento experimental mostrado na subseção 4.2.5 deste trabalho. Esta curva expressa a relação entre a componente fundamental do fluxo de magnetização e a componente fundamental da corrente de magnetização, e é definida na subseção 4.2.5, como “função harmônica magnética fundamental”, $F_1(\lambda_{md}^f)$.

Pela equação (4.15), a corrente i_{md}^f pode então ser calculada em cada passo de tempo Δt , usando interpolação numérica da função harmônica fundamental, uma vez que o fluxo

concatenado magnetizante λ_{md}^f já foi obtido por solução numérica da equação (4.25) .

Uma vez que já são conhecidas as componentes de eixos d e q da corrente de magnetização, ou seja, i_{md}^f e i_{mq}^f (que é nula), o valor absoluto da corrente de magnetização é calculado pela equação (4.33), ou seja:

$$|i_m^f| = \sqrt{i_{md}^{f2} + i_{mq}^{f2}} = i_{md}^f \quad (4.33)$$

De posse dos dados experimentais de L_m e calculando $|i_m^f|$, os valores intermediários de L_m podem ser obtidos por interpolação numérica, a partir da curva $F_1(\lambda_{md}^f)$. Logo, a resistência R_{L_m} é determinada, em cada passo de tempo Δt , pela equação (4.32).

As correntes i_{sd}^f , i_{rd}^f e i_{sq}^f e a tensão v_{md}^f estimadas são, então, corrigidas. Em cada passo de tempo, portanto, a partir do cálculo do fluxo concatenado λ_{md}^f pela equação (4.25), começa o ciclo fechado de iterações. Este processo converge sempre que a corrente de erro δi_{md}^f e as tensões de erro δv_{sd}^f , δv_{sq}^f e δv_{rd}^f forem menores que uma dada tolerância.

As correntes de fase do estator i_{sk} ($k = a, b, c$) são calculadas por meio de transformações entre referenciais, de modo que as correntes i_{sd}^f e i_{sq}^f são transformadas para o referencial fixo no estator, e deste referencial para as grandezas de fase. Nesse estágio de cálculos, é empregado o valor obtido para o ângulo θ_f em cada passo de tempo, na transposta da matriz de transformação das variáveis de fase (a, b, c) no estator para as variáveis dq no referencial f a partir da equação (C2) mostrada no Apêndice C. Cálculo análogo se aplica às componentes fundamentais de correntes de fase do rotor i_{rj1} ($j = A, B, C$), tendo em vista já terem sido obtidas, nesta etapa, as correntes i_{rd}^f e i_{rq}^f .

4.2.3 Inclusão dos efeitos da distribuição de fluxo de 3^o harmônico

Ao realizar o alinhamento de eixos conforme previamente descrito na subseção 4.2.1, o fluxo concatenado magnetizante λ_{md}^f pode ser tratado como um vetor resultante no espaço em redor do entreferro, com posição definida pelo ângulo θ_f . Ainda em razão do alinhamento de eixos supracitado, este é o ângulo de posição entre o par de eixos d e q e o referencial fixo na fase “a” do estator, e pode ser determinado integrando-se a equação (4.18). Considerando uma integração analítica desta mesma equação, o ângulo θ_f pode ser escrito da forma mais simples, como o produto da velocidade ω_f pelo instante de tempo t .

Tomando como base o modelo de fases mostrado na seção 3.2 do Capítulo 3, é considerado inicialmente um enrolamento de fase “ n ” qualquer do estator ou do rotor distribuído em várias bobinas, cada uma delas com “ N ” espiras. O fluxo magnetizante total que concatena o enrolamento “ n ”, devido à distribuição de densidade de fluxo $B(\theta)$, é expresso pela equação (3.25) e reescrito na equação (4.34) como:

$$\lambda_{mn} = \sum_{h=1,3} F_h(\overline{FM}) \cos[h(\alpha - \theta_n)] \quad (4.34)$$

Nesta equação, $F_h(\overline{FM})$ é a função harmônica magnética de ordem h (e corresponde ao valor de pico da h -ésima componente harmônica do fluxo de magnetização), α é o ângulo correspondente ao valor de pico da força magneto motriz (fmm) resultante produzida pelas correntes em todas as fases do estator e do rotor, e θ_n é o ângulo que determina a posição do eixo de cada enrolamento de fase ao longo da periferia do entreferro. Na equação (4.34), se não for considerado o somatório que nela aparece, e se for levado em conta apenas a componente harmônica de ordem $h = 3$, tem-se somente a componente espacial de 3^o harmônico do fluxo magnetizante total de cada enrolamento de fase “ n ”, sendo $F_3(\overline{FM})$ a função harmônica magnética de 3^o harmônico.

Quando a máquina entra de forma um pouco mais acentuada na região de saturação magnética durante o seu funcionamento, a distribuição espacial de fluxo no entreferro deixa de ser senoidal. Há um achatamento desta distribuição de fluxo. Este achatamento pode ser descrito pelo aparecimento, de forma predominante, do 3º harmônico espacial nesta mesma distribuição de fluxo. Esta componente harmônica espacial de fluxo é proveniente da saturação magnética. Diante do exposto nos dois últimos parágrafos anteriores, pode-se inicialmente, observar por analogia, que em virtude do alinhamento de eixos, o ângulo θ_f (que define a posição do valor de pico do vetor de fluxo magnetizante) corresponde ao ângulo α . Em segundo lugar, de modo análogo ao que foi feito para o modelo de saturação em variáveis de fase, e ainda considerando o achatamento da distribuição de fluxo como acima mencionado, é possível determinar a componente espacial de 3º harmônico do fluxo magnetizante que concatena um enrolamento de fase n ($n = a, b, c$) do estator pela equação:

$$\lambda_{ms3}^n = -F_3(\lambda_{md}^f) \cos[3(\omega_f t - \theta_n)] \quad (4.35)$$

A função $F_3(\lambda_{md}^f)$ é a função magnética de terceiro harmônico, e, a exemplo da função magnética de componente fundamental, também é determinada a partir de procedimentos experimentais realizados na máquina sob estudo, conforme será mostrado na subseção 4.2.5. O ângulo θ_n é a posição angular fixa dos eixos de cada enrolamento do estator, e valem, para as fases $n = a, b, c$ do estator, respectivamente, 0° , -120° e 120° . Consequentemente, o componente de terceiro harmônico do fluxo que concatena cada enrolamento do estator é idêntico, sendo expresso por:

$$\lambda_{ms3}(t) = -F_3(\lambda_{md}^f) \cos(3\omega_f t) \quad (4.36)$$

O terceiro harmônico espacial do fluxo magnetizante que concatena cada um dos três enrolamentos do rotor, portanto, é escrito segundo a equação (4.37), isto é:

$$\lambda_{mr3}(t) = -F_3(\lambda_{md}^f) \cos[3(\omega_f - \omega_r)t] \quad (4.37)$$

As equações (4.36) e (4.37) mostram que o 3º harmônico espacial de fluxo magnetizante é um fluxo de seqüência zero para os enrolamentos da máquina. Neste momento, então, se torna necessário levar em conta a forma de ligação dos enrolamentos do estator para computar os efeitos dos terceiros harmônicos de fluxos concatenados.

a. Enrolamentos do estator conectados em ligação estrela

Considera-se, inicialmente, que o neutro dos enrolamentos do estator conectado em estrela é isolado. Por essa razão, correntes de 3º harmônico não podem ser induzidas nos enrolamentos do estator. O componente de 3º harmônico do fluxo de entreferro pode apenas induzir tensões idênticas em cada enrolamento do estator. Este mesmo componente de fluxo também induz componentes de 3º harmônico de corrente nos enrolamentos do rotor. A tensão de 3º harmônico induzida em cada enrolamento do estator, então, é escrita como:

$$v_{s3}(t) = \frac{d\lambda_{ms3}(t)}{dt} = 3\omega_f F_3(\lambda_{md}^f) \text{sen}(3\omega_f t) \quad (4.38)$$

A tensão fornecida pela equação (4.38) é uma tensão de seqüência zero que é somada a cada uma das tensões de fase do estator. A corrente induzida em cada enrolamento de fase do rotor pelo componente de 3º harmônico do fluxo de entreferro satisfaz a equação (4.39), ou seja,

$$r_r i_{r3}(t) + L_{lr} \frac{di_{r3}(t)}{dt} = \frac{d\lambda_{mr3}(t)}{dt} \quad (4.39)$$

A equação (4.39) é resolvida numericamente para a corrente i_{r3} . Esta corrente é adicionada a cada uma das correntes de fase do rotor que foram obtidas usando o procedimento descrito na subseção 4.2.2 anterior.

O componente de 3º harmônico do conjugado eletromagnético é representado por $C_{e3}(t)$, e é calculado a partir da interação entre o componente de 3º harmônico resultante do

fluxo magnetizante do rotor e a componente resultante de 3^o harmônico da corrente do rotor [VAS, 1992]. A expressão final do conjugado instantâneo $C_{e3}(t)$ é descrita pela equação (4.40), cuja demonstração encontra-se no apêndice D.

$$C_{e3}(t) = 3P[\lambda_{mr3}(t)3i_{r3}(t)] \quad (4.40)$$

Tendo obtido todas as variáveis elétricas, e assumindo que o conjugado mecânico C_m é conhecido, as equações mecânicas são usadas para determinar numericamente a velocidade angular ω_r . Estas equações são:

$$\frac{J}{P} \frac{d\omega_{r1}(t)}{dt} + \frac{F_a}{P} \omega_{r1}(t) = C_{e1} - C_m \quad (4.41)$$

$$\frac{J}{P} \frac{d\omega_{r3}(t)}{dt} + \frac{F_a}{P} \omega_{r3}(t) = C_{e3}(t) \quad (4.42)$$

$$\omega_r(t) = \omega_{r1}(t) + \omega_{r3}(t) \quad (4.43)$$

O conjugado eletromagnético total instantâneo $C_e(t)$ é determinado pela soma da componente harmônica instantânea fundamental, dada pela equação (4.17), com a componente de 3^o harmônico, determinada pela equação (4.40). Estas componentes harmônicas de conjugado eletromagnético e da velocidade rotórica são calculadas, em cada passo de tempo, fora do laço iterativo proveniente da técnica de análise não-linear.

Por fim, a velocidade angular ω_f do referencial rotativo é atualizada usando a equação (4.19) e, junto com a velocidade do rotor ω_r obtida segundo a equação (4.43), ela é usada nos cálculos do passo de tempo seguinte.

b. Enrolamentos do estator conectados em ligação delta

A simulação de um motor de indução com enrolamentos do estator conectados em delta é quase idêntica a do motor de indução com enrolamentos do estator conectados em estrela. Todas as componentes fundamentais são calculadas usando o mesmo procedimento, seja para o motor com estator conectado em estrela, quanto para o motor com estator

conectado em delta. Neste último, entretanto, a componente de 3^o harmônico do fluxo de entreferro induz correntes circulatórias no estator, e também no rotor. A componente de 3^o harmônico da corrente induzida em cada enrolamento do estator é calculada integrando numericamente a equação (4.44) que segue.

$$r_s i_{s3}(t) + L_{ls} \frac{di_{s3}(t)}{dt} = \frac{d\lambda_{ms3}(t)}{dt} \quad (4.44)$$

Esta corrente, denotada por $i_{s3}(t)$, é somada a cada componente fundamental das correntes de fase do estator obtidas da forma mostrada na subseção (4.2.1), fornecendo a corrente total em cada fase do estator do motor. O fluxo $\lambda_{ms3}(t)$ é o valor instantâneo do componente de terceiro harmônico do fluxo magnetizante que concatena cada enrolamento do estator, sendo calculado segundo o que está previamente escrito na equação (4.36). De forma análoga, a componente de 3^o harmônico da corrente induzida no rotor, $i_{r3}(t)$, é somada a cada componente fundamental das correntes de fase do rotor obtidas na subseção (4.2.1). A corrente $i_{r3}(t)$ é calculada por meio da equação (4.39). As componentes de 3^o harmônico do conjugado eletromagnético e da velocidade são calculadas do mesmo modo que no modelo de motor conectado em estrela, isto é, pelas equações (4.40) e (4.42).

4.2.4. Algoritmo computacional do modelo proposto

Conhecidos todos os parâmetros elétricos ($r_s, r_r, L_{ls}, L_{lr}, R_m$) e mecânicos (J, P, F_a) do motor de indução em estudo, bem como as “funções harmônicas magnéticas” fundamental e de 3^o harmônico, adquiridas segundo os procedimentos experimentais descritos na subseção 4.2.5 seguinte, é possível descrever a rotina computacional que emerge, em cada passo de tempo, para os modelos em variáveis dq propostos para o motor de indução sob análise. Considera-se que também são conhecidas as tensões de fase de alimentação do estator da máquina em cada passo de tempo, e as condições iniciais.

1. Usando os valores das velocidades ω_f e ω_r do passo de tempo anterior (valores iniciais destas velocidades, no primeiro passo de tempo), resolver as equações (4.15) e (4.16) para a corrente i_{md}^f e a tensão v_{md}^f , respectivamente. Solucionar também as equações (4.20) a (4.23) – das Leis de Kirchhoff aos circuitos d e q de componentes fundamentais da Figura 4.3 - que são resolvidas iterativamente, obtendo-se as variáveis $i_{sd}^f, i_{rd}^f, i_{sq}^f, i_{rq}^f$ e λ_{md}^f . É usada a função magnética fundamental $F_1(\lambda_{md}^f)$ nesta etapa de cálculos, empregando-se interpolação numérica para obter a corrente $i_{md}^f = F_1(\lambda_{md}^f)$ pela equação (4.15).
2. Sair do laço de iterações e obter o valor de pico do 3º harmônico do fluxo de entreferro, $\lambda_{m3p} = F_3(\lambda_{md}^f)$, por interpolação numérica, a partir do fluxo λ_{md}^f já calculado, pois é conhecida a função magnética de 3º harmônico, $F_3(\lambda_{md}^f)$.
3. Calcular as componentes de 3º harmônico: i) da tensão no motor em estrela, pela equação (4.38); ii) da corrente no rotor, pela equação (4.39); iii) da corrente no estator ligado em delta, pela equação (4.44).
4. Calcular as componentes fundamental e de 3º harmônico do conjugado eletromagnético, e resolver as equações mecânicas (4.41) e (4.42), para obter as componentes fundamental, ω_{r1} , e de 3º harmônico, ω_{r3} , da velocidade rotórica, uma vez conhecido o conjugado mecânico C_m .
5. Atualizar a velocidades ω_r , pela equação (4.38), e ω_f , pela equação (4.19).
6. Calcular as tensões de fase no estator em estrela e as correntes de fase - no estator em delta e no rotor (em estrela e em delta) - incluindo nos cálculos as respectivas componentes de 3º harmônico.
7. Ir para o próximo passo de tempo Δt , voltando à etapa 1.

4.2.5. Medições das funções harmônicas magnéticas

As “funções harmônicas magnéticas” são obtidas experimentalmente a partir do ensaio a vazio realizado na máquina, e também a partir do seu modelo. As Figuras 4.7 e 4.8 evidenciam os circuitos experimentais do ensaio para as conexões do estator em estrela e em delta, respectivamente. Pelo ensaio a vazio, a máquina é acionada à velocidade mecânica síncrona ($\omega_{s_{mec}}$) por um motor de corrente contínua acoplado ao seu eixo.

Os enrolamentos de fase do estator são então alimentados com tensões senoidais, a partir de uma fonte de tensão com tensões de saída controladas. A fonte de tensão empregada constitui-se de um variador de tensão (autotransformador) trifásico, a partir do qual, tensões são aplicadas às fases do estator até a máquina atingir um nível pré-estabelecido de saturação. Para cada valor de tensão aplicado, as tensões e correntes instantâneas mostradas nas Figuras 4.7 (para o motor em estrela) e 4.8 (para o motor em delta) são medidas e armazenadas na memória de um sistema de aquisição de dados (DAQ). O nível pré-estabelecido de saturação atingido experimentalmente no caso do motor com enrolamentos do estator em estrela foi de cerca de 118 % da tensão nominal, e de aproximadamente 147% da tensão nominal para o motor com estator conectado em delta.

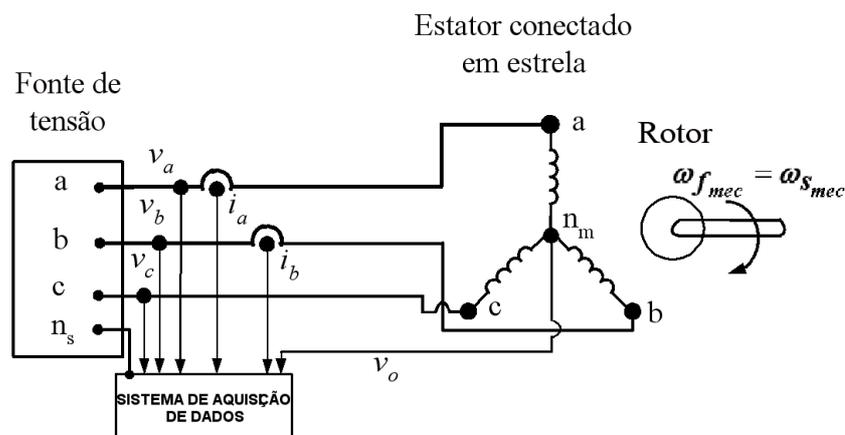


Figura 4.7 - Ensaio a vazio síncrono para determinação das funções harmônicas magnéticas do motor com enrolamentos do estator conectados em ligação estrela.

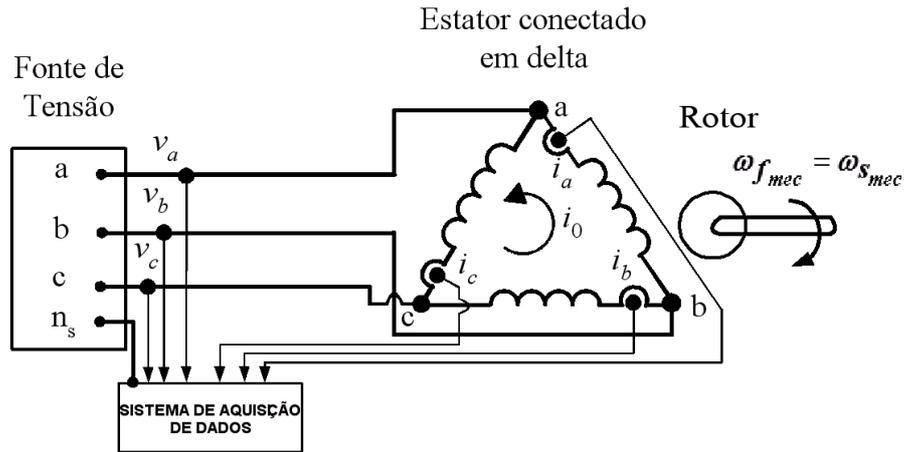


Figura 4.8 – Ensaio a vazio síncrono para determinação das funções harmônicas magnéticas do motor com enrolamentos do estator conectados em ligação delta.

Como a máquina de indução está sendo levada até a velocidade síncrona, não há correntes induzidas no rotor. Além disso, todas as variáveis periódicas são reduzidas a quantidades constantes em um referencial síncrono rotativo. Na Figura 4.9 estão expostos os circuitos equivalentes em regime permanente, quando o referencial rotativo é ligado ao vetor de corrente no estator, o qual é designado pelo índice sobrescrito c .

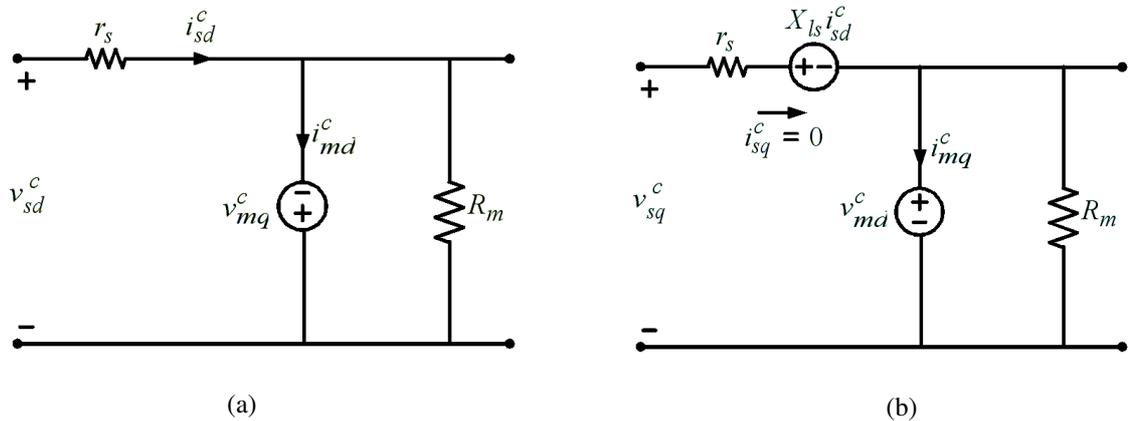


Figura 4.9 – Circuitos equivalentes em regime permanente e no referencial rotativo ligado ao vetor de corrente no estator: (a) circuito de eixo d ; (b) circuito de eixo q .

As equações que governam os fluxos concatenados são as expressas pelas equações (4.45) a (4.48), em que a velocidade ω_f é igual a velocidade síncrona ω_s :

$$v_{md}^c = \omega_f \lambda_{md}^c = v_{sq}^c - X_{ls} i_{sd}^c \tag{4.45}$$

$$v_{mq}^c = \omega_f \lambda_{mq}^c = -(v_{sd}^c - r_s i_{sd}^c) \quad (4.46)$$

$$i_{md}^c = i_{sd}^c - \frac{v_{mq}^c}{R_m} \quad (4.47)$$

$$i_{mq}^c = -\frac{v_{md}^c}{R_m} \quad (4.48)$$

Para cada tensão e corrente de fases medidas no estator da máquina pelo sistema de aquisição (DAQ), obtêm-se as tensões e correntes de fase no estator no referencial c e em coordenadas d e q (isto é, $v_{sd}^c, v_{sq}^c, i_{sd}^c, i_{sq}^c$), por meio do cálculo das componentes contínuas destas mesmas tensões e correntes. As componentes contínuas de $v_{sd}^c, v_{sq}^c, i_{sd}^c, i_{sq}^c$, por sua vez, são substituídas nas equações (4.45) e (4.46), obtendo-se os fluxos concatenados λ_{md}^c e λ_{mq}^c . Logo em seguida, a partir da Figura 4.10, a amplitude λ_{md}^f do vetor espacial $\overline{\lambda_{md}^f}$ de fluxo concatenado magnetizante pode ser calculada pela equação (4.49).

$$\lambda_{md}^f = \sqrt{(\lambda_{md}^c)^2 + (\lambda_{mq}^c)^2} \quad (4.49)$$

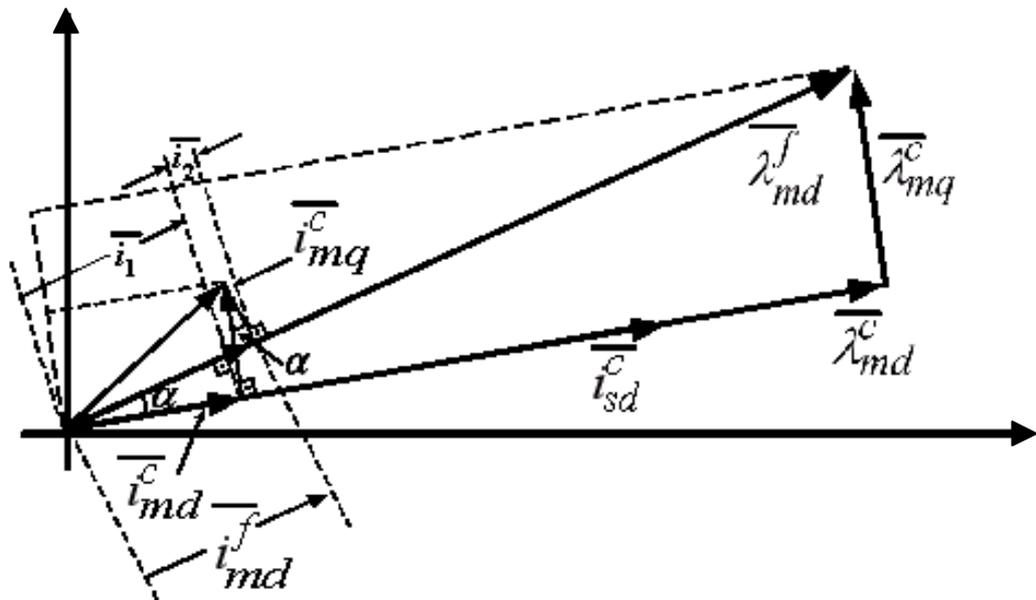


Figura 4.10 – Vetores no espaço do fluxo concatenado magnetizante e da corrente magnetizante, obtidos a partir de suas componentes d e q alinhadas com o vetor de corrente no estator.

As amplitudes i_{md}^c e i_{mq}^c dos vetores espaciais de correntes magnetizantes $\overline{i_{md}^c}$ (alinhada com o vetor de corrente estatórica $\overline{i_{sd}^c}$) e $\overline{i_{mq}^c}$ são calculadas a partir das equações (4.47) e (4.48) respectivamente, sendo conhecidas as tensões v_{md}^c e v_{mq}^c por meio das equações (4.45) e (4.46).

A amplitude i_{md}^f do vetor espacial de corrente magnetizante $\overline{i_{md}^f}$ (alinhada com o vetor de fluxo concatenado $\overline{\lambda_{md}^f}$) é calculada a partir da Figura 4.10, na qual se pode verificar que:

$$\cos \alpha = \frac{\lambda_{md}^c}{\lambda_{md}^f} = \frac{i_1}{i_{md}^c} \Rightarrow i_1 = \frac{\lambda_{md}^c}{\lambda_{md}^f} i_{md}^c; \quad (4.50)$$

$$\sin \alpha = \frac{\lambda_{mq}^c}{\lambda_{md}^f} = \frac{i_2}{i_{mq}^c} \Rightarrow i_2 = \frac{\lambda_{mq}^c}{\lambda_{md}^f} i_{mq}^c \quad (4.51)$$

Também na Figura 4.10, pode-se observar que a amplitude i_{md}^f do vetor espacial de corrente $\overline{i_{md}^f}$ é igual à soma das amplitudes dos vetores $\overline{i_1}$ e $\overline{i_2}$ dados pelas equações (4.50) e (4.51). Desta forma pode-se escrever:

$$i_{md}^f = \frac{\lambda_{md}^c}{\lambda_{md}^f} i_{md}^c + \frac{\lambda_{mq}^c}{\lambda_{md}^f} i_{mq}^c \quad (4.52)$$

Então, para cada tensão e corrente medida no estator da máquina empregando o sistema de aquisição de dados (DAQ), o par de pontos $(i_{md}^f, \lambda_{md}^f)$ representa a “função harmônica magnética fundamental”, mostrada na Figura 4.11, cuja expressão matemática é escrita como na equação (4.15), que por sua vez é aqui repetida na equação (4.53).

$$i_{md}^f = F_1(\lambda_{md}^f) \quad (4.53)$$

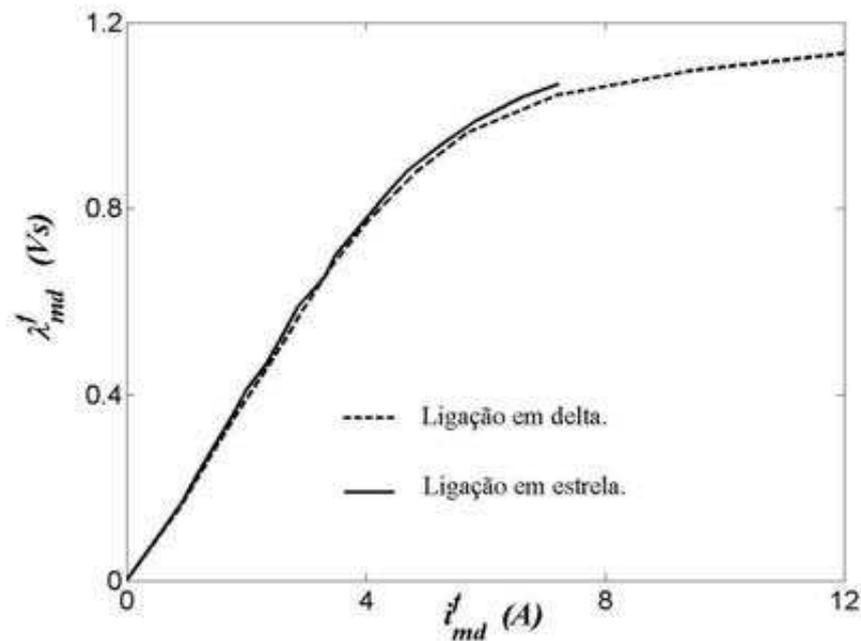


Figura 4.11 – Função harmônica magnética de componente fundamental.

A componente de 3º harmônico da distribuição espacial de fluxo de entreferro induz tensões de seqüência zero em cada enrolamento do estator, e a mesma tensão aparece entre o neutro da fonte, n_s , e o neutro da máquina, n_m , para o motor com enrolamentos do estator conectados em ligação estrela.

Considere-se $v_o(t)$ a tensão medida entre o neutro da fonte e o neutro da máquina, de acordo com o que ilustra a Figura 4.7, e $v_{o3}(t)$ a componente de 3º harmônico desta tensão. A derivada da componente de 3º harmônico da distribuição espacial de fluxo do entreferro é exatamente igual ao valor da tensão $v_{o3}(t)$. Sendo λ_{m3p} o valor de pico da forma de onda integrada de $v_{o3}(t)$, então, a função $\lambda_{m3p} = F_3(\lambda_{md})$ é a função magnética de 3º harmônico para a máquina em estudo. Esta função, para o motor em estrela, é mostrada na Figura 4.12.

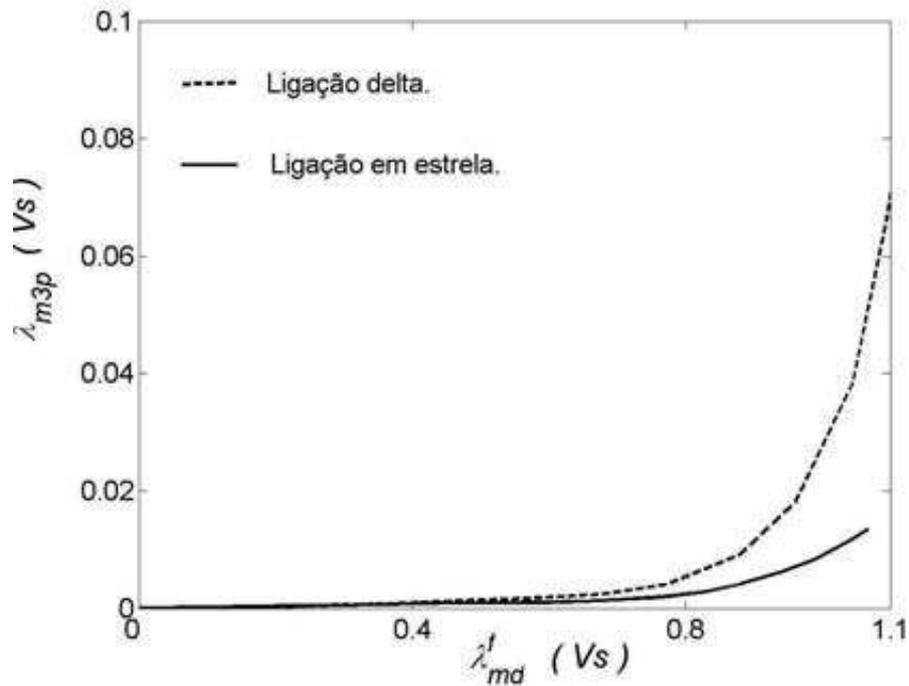


Figura 4.12 – Função harmônica magnética de 3º harmônico.

A análise do circuito do ensaio a vazio da Figura 4.8, para o motor conectado em ligação delta, é semelhante a do motor conectado em estrela ilustrado na Figura 4.7. A função harmônica magnética fundamental obtida a partir do ensaio a vazio realizado no motor com ligação em delta apresenta uma boa concordância com a função harmônica magnética fundamental obtida para o motor com ligação em estrela, conforme se observa na Figura 4.11.

Para cada tensão aplicada às fases do estator conectado em delta mostrado na Figura 4.8, a função harmônica magnética de 3º harmônico para o motor de indução com estator conectado em delta é obtida, inicialmente monitorando a componente de 3º harmônico da corrente de seqüência zero i_0 que circula dentro da ligação fechada em delta. Uma vez medidas as correntes em cada fase do estator em delta (i_a , i_b , i_c), pelo sistema de aquisição de dados mostrado na Figura 4.8, a corrente de seqüência zero é obtida pela equação:

$$i_0(t) = \frac{i_a(t) + i_b(t) + i_c(t)}{3} \quad (4.54)$$

A componente de 3^o harmônico da forma de onda da corrente $i_0(t)$, aqui denotada por $i_{03}(t)$, é computada aplicando o algoritmo da transformada rápida de Fourier à corrente $i_0(t)$. Para isso, pode-se empregar a função FFT (*Fast Fourier Transform*) do MATLAB[®] à forma de onda de $i_0(t)$, da qual é extraída a sua componente de 3^o harmônico. Como consequência deste cálculo de FFT, as partes real e imaginária da corrente obtida de 3^o harmônico resultarão em dois circuitos equivalentes de 3^o harmônico, conforme os que estão respectivamente mostrados nas Figuras 4.13(a) e 4.13(b). Estes circuitos, de modo semelhante aos circuitos de coordenadas d e q de componentes fundamentais da Figura 4.9, são obtidos com base no modelo da máquina.

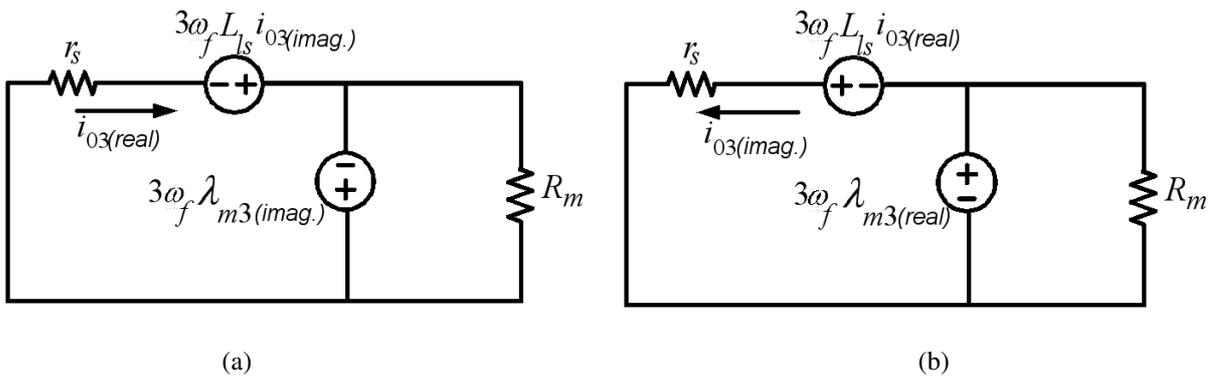


Figura 4.13- Circuitos equivalentes de 3^o harmônico para o motor de indução conectado em delta: (a) devido à parte real, e, (b) devido à parte imaginária da corrente de 3^o harmônico $i_{03}(t)$.

Uma vez conhecidas as partes real e imaginária, $i_{03}(real)$ e $i_{03}(imag.)$, da corrente $i_{03}(t)$, bem como os parâmetros do motor de indução sob estudo, é possível obter, pelas leis de Kirchhoff das tensões aos circuitos das Figuras 4.13, as partes real e imaginária do fluxo magnetizante de 3^o harmônico, ou seja, $\lambda_{m3}(real)$ e $\lambda_{m3}(imag.)$, respectivamente. Desse modo, para cada tensão aplicada aos enrolamentos de fase do estator conectado em delta, o valor de pico do fluxo magnetizante de 3^o harmônico é dado pela equação (4.55),

$$\lambda_{m3p} = \sqrt{[\lambda_{m3}(real)]^2 + [\lambda_{m3}(imag.)]^2} \tag{4.55}$$

Portanto, tendo sido obtida a componente fundamental do fluxo magnetizante (λ_{md}^f) pela equação (4.49) para cada tensão aplicada à máquina, a função harmônica magnética de 3º harmônico para o motor conectado em delta, isto é, $\lambda_{m3p} = F_3(\lambda_{md}^f)$, é obtida por interpolação numérica e está ilustrada na Figura 4.12. Como ocorreu com a função harmônica magnética fundamental, a função harmônica magnética de 3º harmônico foi adquirida a partir do ensaio a vazio na máquina conectada em delta. Na Figura 4.12, observa-se ainda que esta função difere daquela obtida para a máquina com ligação em estrela no estator. A diferença pode ser atribuída à saturação nas reatâncias de dispersão das fases do estator.

A componente de 3º harmônico da distribuição de fluxo de entreferro induz tensões de 3º harmônico nos enrolamentos do estator. Como os enrolamentos do motor conectado em ligação delta formam um circuito fechado, uma corrente de 3º harmônico, de seqüência zero circula nos enrolamentos do estator, limitada apenas pelas reatâncias de dispersão e pelas resistências dos enrolamentos do estator. Em níveis consideráveis de saturação, a corrente circulante pode vir a levar à saturação das reatâncias de dispersão. Dessa forma, a função magnética de 3º harmônico, obtida a partir de ensaios no motor conectado em delta, passa a ser diferente da curva obtida para o motor conectado em ligação estrela. Todavia, o estudo da saturação da reatância de dispersão não faz parte do escopo deste trabalho.

4.3. Aplicação do modelo proposto ao modelo do gerador de indução auto-excitado

Em busca de uma aplicação do modelo proposto, em variáveis de eixos d e q , do motor de indução trifásico estudado e apresentado em toda a Seção 4.2 deste capítulo, poder-se-ia pensar, a princípio, em estratégias de acionamento de motores de indução que levem em conta, obviamente, os efeitos da saturação magnética. Entretanto, optou-se por empregar o

modelo proposto de motor de indução trifásico que leva em conta a saturação magnética, apresentado na Seção 4.2, como ferramenta auxiliar no estudo dinâmico da mesma máquina de indução, funcionando, porém, como gerador de indução auto-excitado.

Conforme previamente exposto no Capítulo 1, quando se pretende realizar um estudo dinâmico do gerador de indução auto-excitado com o auxílio de capacitores, a não-linearidade oriunda da saturação magnética assume uma importância essencial [JESUS, 1988].

Como a intenção, no trabalho de tese que aqui se apresenta, é, conforme o supra-exposto, apenas uma aplicação teórica do modelo dq proposto de motor de indução à mesma máquina, mas operando como gerador de indução auto-excitado, não se buscou fazer uma revisão bibliográfica detalhada do tema. É suficiente afirmar que, dentre alguns dos trabalhos mais recentes encontrados na literatura (e de modo análogo ao caso do motor de indução) que tratam da modelagem e análise dinâmica do gerador de indução em variáveis de eixos d e q , são utilizados, além da componente espacial fundamental, os efeitos da componente de 3^o harmônico espacial da distribuição de fluxo de entreferro provenientes da saturação magnética. No trabalho elaborado por BISPO et al [2001], ambos os efeitos supracitados são considerados, todavia, a modelagem e análise do gerador são desenvolvidas em variáveis de fase.

4.3.1. Modelo dq do gerador de indução auto-excitado com estator em estrela

Considera-se que a máquina de indução trifásica sob estudo opera como gerador de indução auto-excitado, e possui seus enrolamentos do estator conectados em estrela, e em aberto, ou seja, não alimenta nenhuma carga. O banco de capacitores trifásico, que é responsável pela auto-excitação da máquina, também é conectado em estrela. O eixo do gerador é acoplado mecanicamente a um acionador primário. Na Figura 4.14 está detalhado o diagrama trifilar do gerador em estudo.

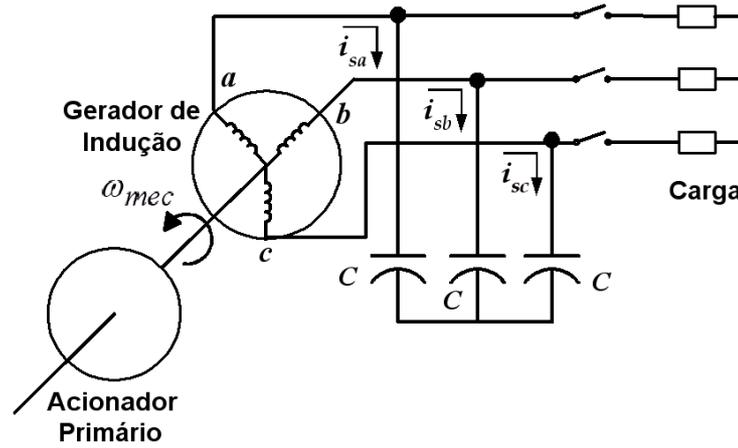


Figura 4.14 – Diagrama trifilar do gerador de indução auto-excitado com terminais em aberto.

Tendo em vista as formas de ligação do gerador de indução e do banco de capacitores de acordo com o ilustrado na Figura 4.14, obtêm-se as equações diferenciais de corrente por fase em cada capacitor. A partir destas equações, usando transformação de variáveis, são formuladas as equações em componentes d e q representativas do banco de capacitores, no referencial f do vetor de fluxo magnetizante, que é o referencial utilizado em razão do alinhamento do par de eixos dq com o vetor de fluxo magnetizante. Dessa forma, para os terminais do gerador de indução trifásico e do banco de capacitores, ambos conectados em estrela, verifica-se que:

$$C \cdot \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} v_{sa}(t) \\ v_{sb}(t) \\ v_{sc}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_{sa}(t) \\ i_{sb}(t) \\ i_{sc}(t) \end{bmatrix} \quad (4.56)$$

Transformando as variáveis de fase da equação (4.56) para as coordenadas d e q no referencial f , mediante o uso da matriz de transformação P_s^f definida no apêndice C, é obtida a equação:

$$\frac{d}{dt} P_s^f \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{C} P_s^f \begin{bmatrix} i_{so}(t) \\ i_{sd}^f(t) \\ i_{sq}^f(t) \end{bmatrix} \Rightarrow P_s^f \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} + \frac{dP_s^f}{d\theta_f} \frac{d\theta_f}{dt} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{C} P_s^f \begin{bmatrix} i_{so}(t) \\ i_{sd}^f(t) \\ i_{sq}^f(t) \end{bmatrix} \quad (4.57)$$

Segundo a equação (4.18), $\omega_f = \frac{d\theta_f}{dt}$ é a velocidade do par de eixos d e q , que pode ser substituída na equação (4.57). Além disso, multiplicando a mesma equação (4.57) pela inversa da matriz de transformação P_s^f , é possível obter:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} + \omega_f \left| P_s^f \right|^{-1} \frac{dP_s^f}{d\theta_f} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{C} \begin{bmatrix} i_{so}(t) \\ i_{sd}^f(t) \\ i_{sq}^f(t) \end{bmatrix} \quad (4.58)$$

Como a matriz de transformação P_s^f é ortogonal, isto é, $\left| P_s^f \right|^{-1} = \left| P_s^f \right|^T$, então, é possível mostrar que:

$$\left| P_s^f \right|^{-1} \cdot \frac{dP_s^f}{d\theta_f} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.59)$$

Substituindo a equação (4.59) na equação (4.58), o resultado é:

$$\omega_f \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{C} \begin{bmatrix} i_{so}(t) \\ i_{sd}^f(t) \\ i_{sq}^f(t) \end{bmatrix} - \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} v_{so}(t) \\ v_{sd}^f(t) \\ v_{sq}^f(t) \end{bmatrix} \quad (4.60)$$

A partir da equação (4.60), é possível escrever:

$$C \frac{dv_{sd}^f(t)}{dt} = \omega_f \cdot C \cdot v_{sq}^f + i_{sd}^f \quad (4.61)$$

$$C \frac{dv_{sq}^f(t)}{dt} = -\omega_f \cdot C \cdot v_{sd}^f + i_{sq}^f \quad (4.62)$$

Nas equações (4.61) e (4.62), pode-se representar o banco de capacitores ligado em estrela na forma de um circuito equivalente de eixo d e outro de eixo q , sendo cada um formado por uma fonte de corrente em paralelo com a capacitância C . O sentido de cada fonte de corrente, $\omega_f \cdot C \cdot v_{sq}^f$ e $-\omega_f \cdot C \cdot v_{sd}^f$, são os das Figuras 4.15(a) e 4.15(b), respectivamente.

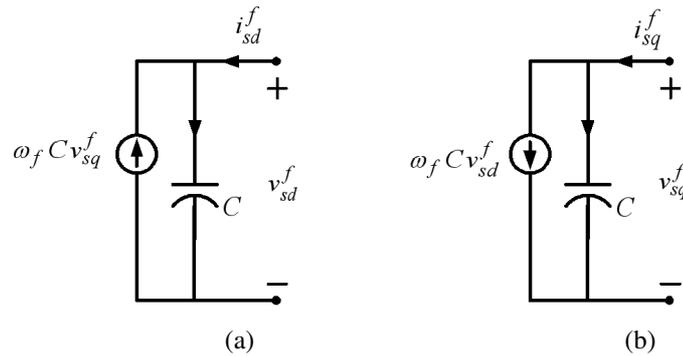


Figura 4.15 – Circuitos equivalentes do banco trifásico de capacitores conectados em estrela: (a) em coordenada d ; (b) em coordenada q .

a. Componentes fundamentais do modelo

Ao modelo de componente fundamental de máquina de indução saturada (devido aos efeitos da componente fundamental de fluxo de entreferro oriunda da saturação magnética) anteriormente apresentado na subseção 4.2.1 deste trabalho de tese, é incorporada a representação em circuitos equivalentes de componentes d e q ilustrada na Figura 4.15. Então, o modelo do gerador de indução trifásico auto-excitado com estator conectado em estrela e terminais em aberto, correspondente à configuração da Figura 4.14, é o mostrado na forma de circuitos equivalentes em coordenadas d e q da Figura 4.16. O modelo leva em consideração, inicialmente, os efeitos da componente fundamental do fluxo de entreferro, provenientes da saturação magnética.

O modelo é não-linear, logo, pode ser analisado pela mesma técnica de análise de circuitos não-lineares aplicada ao modelo de motor de indução saturado com estator em estrela, técnica esta previamente descrita na subseção 4.2.2. Pela análise mencionada, é possível determinar as respostas em regime transitório e permanente.

Considera-se um fluxo magnetizante inicial não nulo, pois é necessário existir um certo fluxo residual, de modo a propiciar o início da auto-excitação do gerador.

O objetivo da técnica não-linear é determinar iterativamente as fontes de tensão fictícias e as fontes de corrente fictícias inseridas nos circuitos das Figuras 4.16(a) e 4.16(b), tal que suas respectivas correntes de erro e tensões de erro sejam nulas, ou menores que uma dada tolerância. Com isso, podem-se determinar as respostas em regime transitório e permanente do gerador.

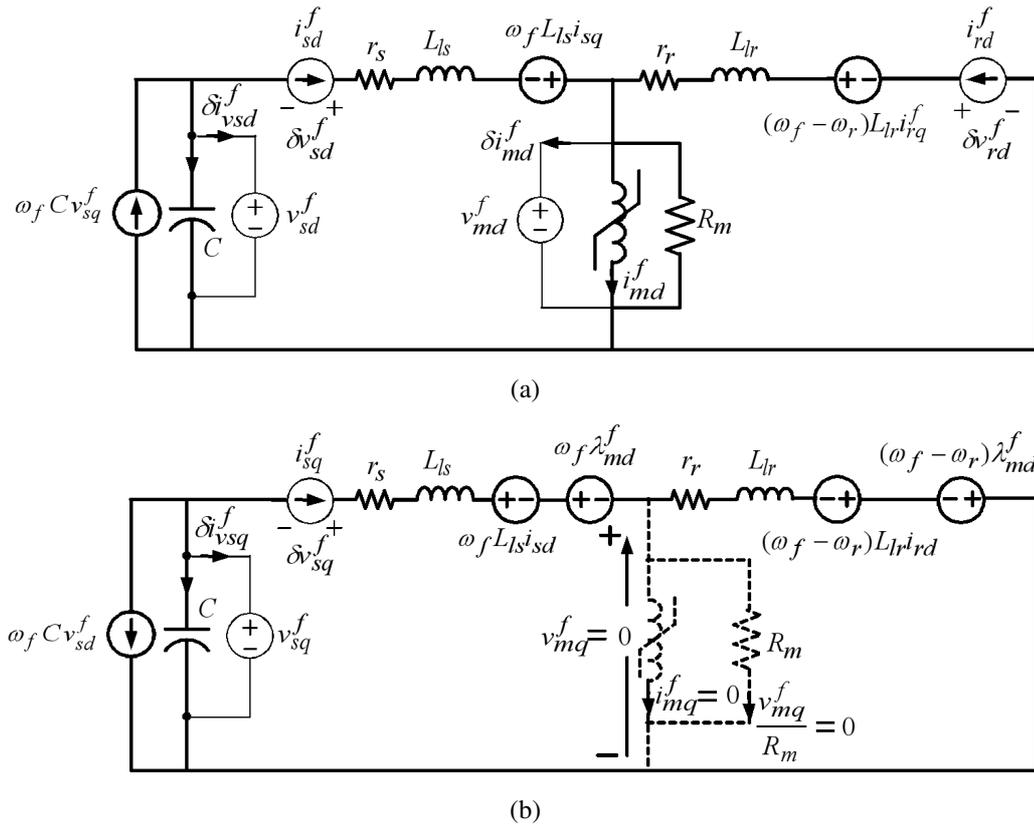


Figura 4.16 – Circuitos equivalentes, (a) de eixo d , e, (b) de eixo q , do gerador de indução auto-excitado com terminais em aberto, com detalhe das fontes de tensão e de corrente fictícias.

b. Componentes de 3º harmônico do modelo

As componentes de 3º harmônico do modelo, devidos aos efeitos da distribuição de fluxo de 3º harmônico no entreferro da máquina, são calculadas seguindo o que está previamente descrito no item a da subseção 4.2.3, do modelo de motor de indução.

No cálculo da componente fundamental da velocidade rotórica, ω_{r1} , conforme mostrado anteriormente na equação (4.41) para o motor de indução, uma pequena modificação se faz

necessária nesta equação para permitir o cálculo desta componente de velocidade no gerador de indução. Observando a Figura 4.14, o gerador de indução é acionado por um conjugado mecânico externo, por meio de um acionador primário, sendo suficiente, para a máquina em estudo, um conjugado mecânico pequeno, equivalente a uma fração do conjugado nominal. Este conjugado mecânico, em lugar de ser subtraído do componente fundamental C_{e1} do conjugado eletromagnético, como na equação (4.41) para o motor, deve, entretanto, ser somado ao conjugado C_{e1} , caracterizando um dos requisitos do funcionamento como gerador.

Diferentemente do modelo de motor de indução proposto na seção 4.2, as tensões de fase do estator não são fornecidas. As componentes fundamentais destas tensões são obtidas a partir das tensões v_{sd}^f e v_{sq}^f calculadas conforme mostrado no item a. desta subseção 4.3.1, usando transformação de variáveis. A estas tensões é somada a componente de 3º harmônico de tensão induzida em cada enrolamento do estator, que é calculada fora do laço de iterações oriundo da técnica de análise não-linear, conforme a equação (4.38) anteriormente mostrada no item “a.” da subseção 4.2.3.

4.4. Conclusões parciais

Neste capítulo foi apresentada uma nova modelagem para a máquina de indução trifásica, que leva em conta as distribuições espaciais de fluxo fundamental e de 3º harmônico que surgem no caminho de fluxo magnetizante, devido à saturação magnética. Não é considerada a saturação nos caminhos do fluxo de dispersão.

As variáveis devidas à componente espacial fundamental do modelo são resolvidas em variáveis do par de eixos d e q , o qual é alinhado, em um referencial rotativo, com o fluxo de magnetização. São usadas informações experimentais da parcela fundamental da característica da máquina, isto é, da componente fundamental do fluxo de magnetização, neste referencial.

São empregados também os dados experimentais da característica de 3^o harmônico espacial do fluxo magnetizante no mesmo referencial. Ambas as parcelas compõem as “funções harmônicas magnéticas” do modelo, e descrevem seu comportamento não-linear. As variáveis da parte fundamental do modelo são resolvidas por uma técnica recente de análise de circuitos não-lineares no domínio do tempo. Foi descrito o procedimento experimental de determinação das funções harmônicas. As funções harmônicas magnéticas foram obtidas, de modo predominante, em coordenada d do sistema de coordenadas de eixos d e q , diferentemente das funções harmônicas obtidas no trabalho de SOUZA & NAIDU [2004], em que elas foram obtidas diretamente em variáveis de fase.

Foi delineado o algoritmo de solução do modelo proposto, inicialmente para o modo de funcionamento da máquina como motor (para conexões dos enrolamentos do estator em estrela e em delta). Em seguida, foram descritas as modificações necessárias no modelo proposto de motor, visando sua aplicação ao modo de funcionamento da máquina de indução como gerador de indução auto-excitado, e considerando os mesmos componentes harmônicos espaciais utilizados no modelo de motor de indução.

Capítulo 5

Resultados de Simulação e Experimentais

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados obtidos. As correntes e tensões terminais de um motor de indução trifásico de bancada são experimentalmente obtidas por meio de um sistema de aquisição de dados. O motor é alimentado com tensões de fase senoidais, inicialmente com valores iguais as tensões nominais, e em seguida com valores maiores (correspondentes a uma região de maior saturação), a partir de uma fonte de tensão com tensões de saída controladas. Estas tensões são empregadas nos algoritmos de simulação do modelo de motor de indução, visando verificar o desempenho do modelo com níveis baixos de saturação (como é o caso com tensões nominais) bem como com níveis maiores. A velocidade mecânica experimental também é obtida, usando um sistema dedicado de aquisição. Resultados de simulação são apresentados, inicialmente considerando o modelo linear, e em seguida apenas a componente fundamental do fluxo de entreferro devida à saturação, usando os modelos em variáveis de fase e o modelo em variáveis d e q . Resultados de simulação empregando o modelo proposto de gerador de indução trifásico auto-excitado são ainda mostrados, considerando as componentes espaciais fundamental e de 3^o harmônico do fluxo magnetizante, oriundas da

saturação. Finalmente, resultados de simulação usando o modelo dq proposto e o modelo em variáveis de fase [BISPO et al, 2001], que levam em conta as componentes espaciais fundamental e de terceiro harmônico do fluxo de entreferro, são confrontados com os resultados experimentais visando validar o modelo proposto.

5.1. Metodologia adotada para medição das variáveis elétricas

Os experimentos realizados objetivando adquirir as variáveis medidas empregaram os diagramas expostos nas Figuras 5.1 e 5.2, respectivamente, para o motor com enrolamentos do estator em ligação estrela e em ligação delta. Nestas figuras, a fonte de tensão empregada possui tensões de saída controladas, mediante o uso de um variador de tensão trifásico, representado por um autotransformador trifásico conectado em estrela. O freio utilizado para atuar como carga mecânica é do tipo eletromagnético a disco fixado ao eixo de um motor CC de 1,12 kW, ao qual é acoplado o eixo do motor de indução sob estudo. O freio eletromagnético é um componente da composição de uma bancada didática da WEG para controle de velocidade CC com simulador.

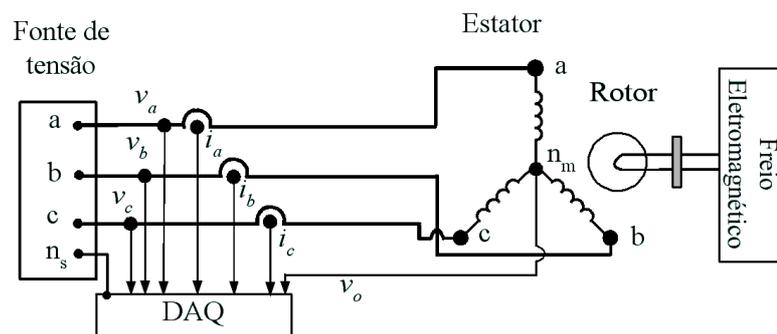


Figura 5.1 – Esquema para as medições no estator ligado em estrela de um motor de indução trifásico, com aplicação de carga mecânica ao seu eixo.

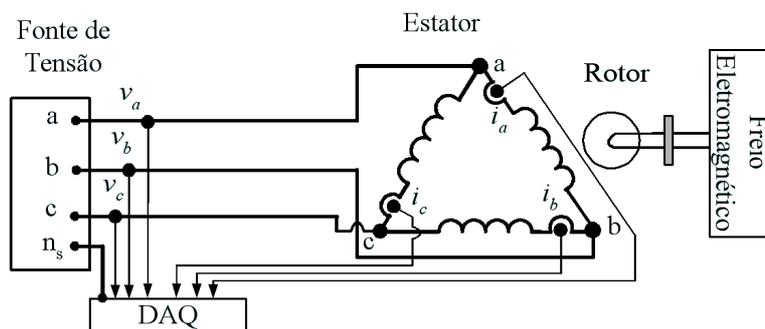


Figura 5.2 – Esquema para as medições no estator em ligação delta de um motor de indução trifásico, com aplicação de carga mecânica ao seu eixo.

Por outro lado, o pré-ajuste da velocidade do motor CC para o valor da velocidade síncrona do motor de indução analisado (velocidade na condição a vazio) é feito empregando-se o sistema SIMOREG – Conversor CA/CC modelo 6RA 2413-6DV62-O da SIEMENS. O Sistema para aquisição de dados das correntes e tensões de fase é o da *National Instruments*, com capacidade para 8 canais de aquisição. A banda de passagem do sistema pode ser fixada em 4,5 ou 22,5 kHz. A frequência de amostragem foi de 7,68 kHz , mas pode atingir 500 kHz. Os dados são digitalizados em 12 bits. O sistema é composto por uma placa de aquisição de entrada e saída. Esta placa é controlada pelo software *Labview 7 Express*. As tabelas 5.1 e 5.2 revelam, respectivamente, as especificações das pontas de prova de corrente e de tensão usadas nas medições mostradas nos esquemas das Figuras 5.1 e 5.2.

Tabela 5.1– Especificações das pontas de prova de corrente usada nos diagramas das Figuras 5.1 e 5.2.

Modelo	Fluke 80i-120 AC/DC Current Probe
Máxima tensão de trabalho	600 V rms
Norma de Segurança	IEC 1010-1, categoria III
Valores de Entrada Nominais	0 a 80 A rms/120 A de valor de pico CA ou CC; CC a 100 kHz (@ 3dB);
Valores de Saída Nominais	10 mV/A, 100 mV/A

Tabela 5.2– Especificações das pontas de prova de tensão usada nos diagramas das Figuras 5.1 e 5.2.

Modelo	Tektronix P2220 Voltage Probe
Norma de Segurança	IEC 348 cat II
Valores Nominais	10x/1x 200 MHz/6 MHz 10 M Ω /1 M Ω 300 V rms/ 150 V rms

No motor com ligação em estrela, a tensão medida do neutro da fonte, n_s , até o ponto comum da ligação em estrela dos três enrolamentos de fase no estator da máquina, é denotada por v_o no esquema da Figura 5.1. Medidas as tensões v_a , v_b e v_c conforme mostrado na Figura 5.1, as tensões medidas nas fases a , b e c do estator do motor conectado em estrela correspondem às diferenças de tensões $v_a - v_o$, $v_b - v_o$ e $v_c - v_o$, respectivamente.

No motor com estator conectado em delta, de acordo com a Figura 5.2, as tensões nas fases a , b , c do estator são dadas, respectivamente, pela diferença de tensões $v_a - v_b$, $v_b - v_c$ e $v_c - v_a$.

O freio eletromagnético é ajustado para as condições a vazio e com carga mecânica plena. As tensões de fase aplicadas no estator do motor conectado em estrela foram primeiramente iguais aos valores nominais, e depois foram de cerca de 111% das tensões nominais de fase do motor. Para o motor conectado em ligação delta, a tensão aplicada a cada fase do estator foi inicialmente igual à tensão nominal, e posteriormente de 120% da tensão nominal de fase do mesmo motor.

Os dados nominais do motor de indução em estudo, bem como seus parâmetros e procedimentos experimentais necessários à sua obtenção estão dispostos no Apêndice A. O coeficiente de atrito F_a da máquina é nulo.

5.2. Resultados obtidos com o estator do motor em ligação estrela

5.2.1. Estator alimentado com tensões de fase nominais

Inicialmente, observam-se na Figura 5.3 as tensões por fase nominais medidas no estator do motor com ligação em estrela, ao utilizar os procedimentos de medição descritos na seção 5.1, ou seja, considerando a diferença entre a tensão medida em cada fase dos terminais da fonte e a tensão v_0 também medida. A Figura 5.3 também mostra as tensões estatóricas por fase simuladas pelo modelo dq proposto e pelo modelo em variáveis de fase de motor de indução com estator em estrela, quando são inseridas as componentes espaciais fundamental e de 3^o harmônico do fluxo magnetizante em cada modelo. A simulação do modelo dq proposto obedece ao algoritmo proposto na subseção 4.2.4 do Capítulo 4, ao passo que a simulação do modelo de fases obedece ao algoritmo do motor em estrela mostrado na subseção 3.2.2 do capítulo 3.

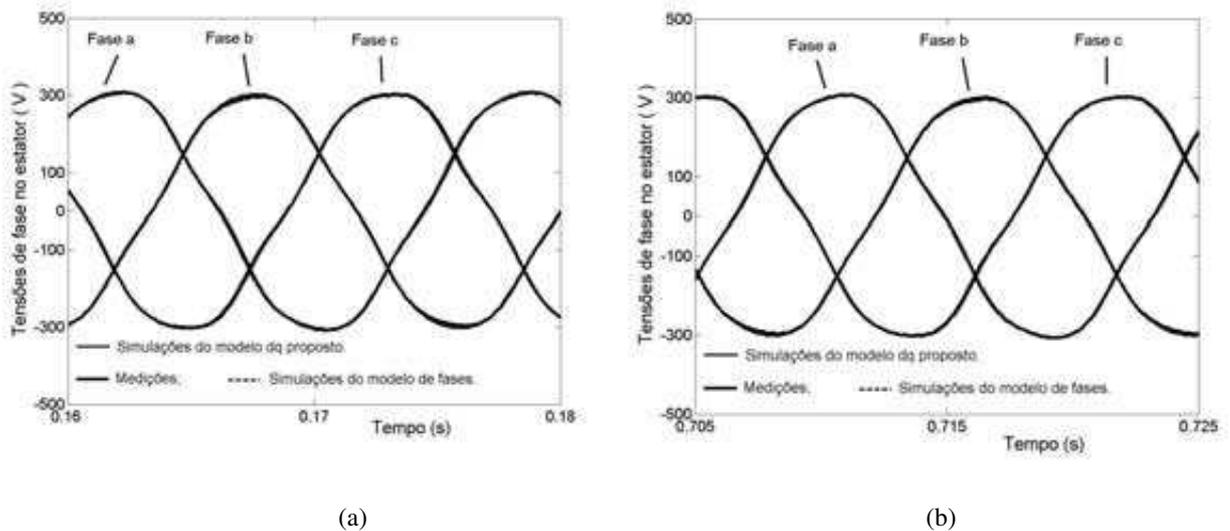


Figura 5.3 – Tensões de fase estatóricas nominais medidas e também simuladas pelos modelos dq proposto e de fases do motor ligado em estrela: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga mecânica.

A mesma Figura 5.3 mostra que as tensões estatóricas de fase simuladas (pelos modelos dq proposto e em variáveis de fase) e as tensões medidas são quase coincidentes.

A Figura 5.4, por sua vez, exibe as tensões por fase nominais no estator do motor quando não se leva em conta a influência do 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante (gerado pela saturação magnética) sobre as tensões de fase do motor com estator em estrela. Neste último caso, a tensão medida v_0 é considerada nula, e as tensões de fase do estator são iguais às tensões de fase medidas nos terminais da fonte com a ajuda do sistema de aquisição visto na Figura 5.1. Os valores destas tensões, obtidos em cada passo de tempo pelo sistema de aquisição de dados citado, são os utilizados nas simulações do modelo linear (isto é, sem saturação) e do modelo que leva em conta apenas a componente fundamental do fluxo magnetizante originado pelo fenômeno da saturação, seja no modelo em variáveis dq quanto no modelo em variáveis de fase.

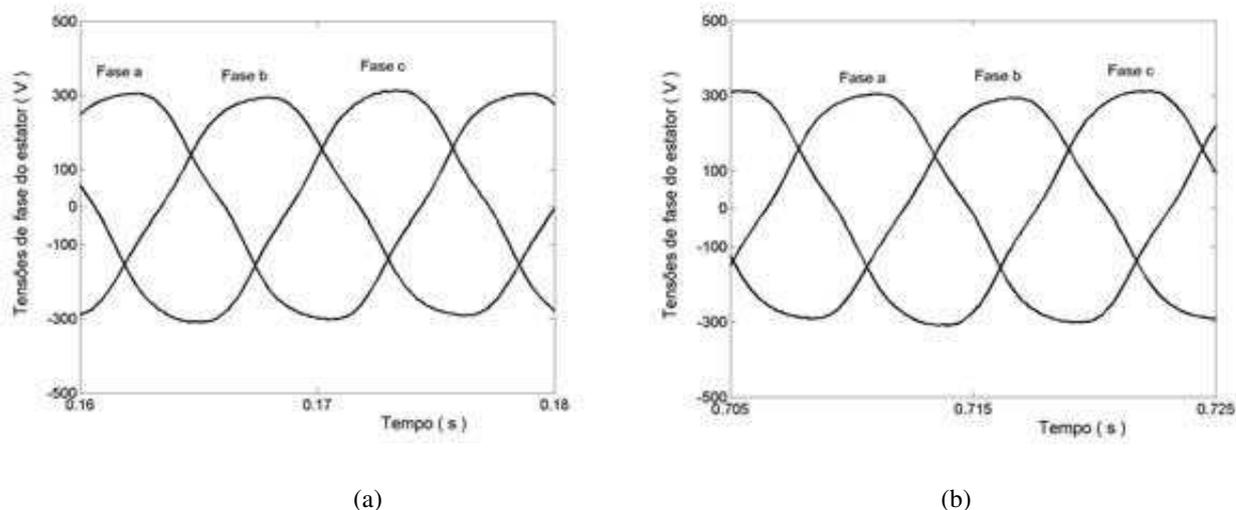


Figura 5.4 – Tensões de fase nominais medidas no estator em estrela, empregadas nas simulações do modelo linear e do modelo que considera apenas a componente fundamental espacial do fluxo devida à saturação: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga.

Nas Figuras 5.5(a) e 5.5(b) são evidenciados os espectros harmônicos correspondentes às tensões estatóricas nominais de fase medidas a vazio das Figuras 5.4(a) e 5.3(a). Comparando o espectro da Figura 5.5(a) com o da Figura 5.5(b), verifica-se que a componente de 3^o harmônico da tensão de fase medida é de aproximadamente 0,73% do componente fundamental, no caso em

que a tensão v_0 é nula. Enquanto isso, no caso em que v_0 não é nula (usada no modelo proposto de motor de indução que leva em conta o 3º harmônico espacial de fluxo magnetizante originado pela saturação), a componente de 3º harmônico é de 1,06% do seu componente fundamental.

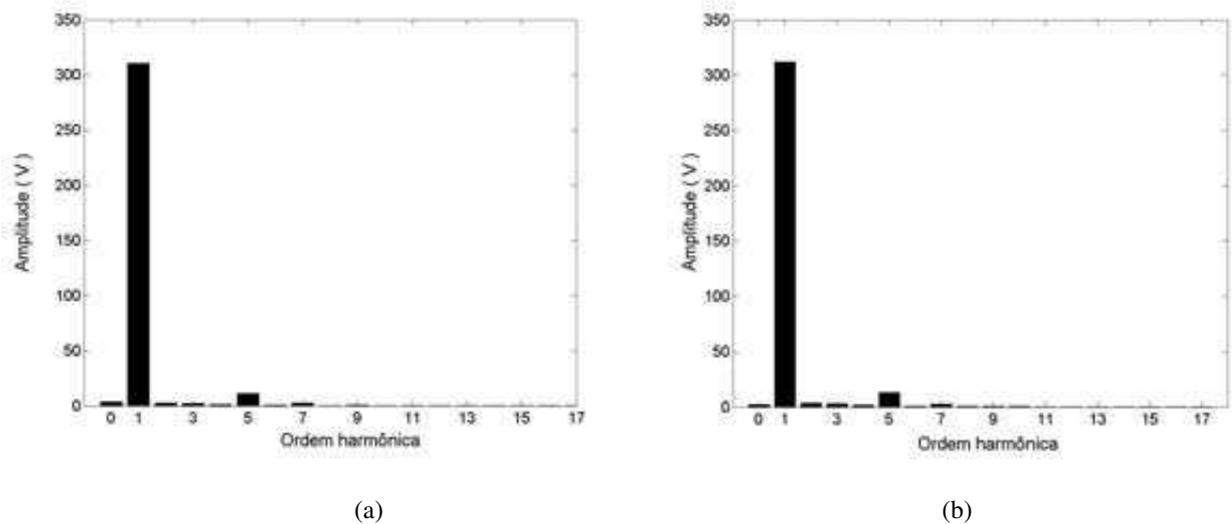


Figura 5.5 - Espectro harmônico das tensões de fase nominais medidas a vazio no estator do motor em estrela, nos casos em que: (a) a tensão v_0 é nula; (b) a tensão v_0 é diferente de zero.

A componente de 5º harmônico que aparece em ambos os espectros da Figura 5.5 é causada pelas distorções harmônicas provenientes da fonte de tensão empregada para alimentar o estator. A amplitude deste 5º harmônico é apenas um pouco maior no caso em que a tensão v_0 é medida entre o neutro da fonte e o neutro da máquina, conforme a Figura 5.5(b), uma vez que esta tensão de fato existe e é necessária para obter a tensão em cada fase do estator.

Os resultados de simulação das Figuras 5.6 até 5.8 levam em conta que as tensões de fase de alimentação do estator são iguais às tensões nominais do motor. A Figura 5.6(a) mostra as correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares em variáveis dq (que leva em conta o alinhamento de eixos) e em variáveis de fase. A Figura 5.6(a) também exibe as correntes de fase rotóricas simuladas pelo modelo de fases com inclusão das componentes espaciais

fundamental e de 3º harmônico de fluxo magnetizante oriundos da saturação. A Figura 5.6(b), por sua vez, mostra estas correntes rotóricas simuladas pelo modelo de fases e pelo modelo dq proposto em que também é incluso até o 3º harmônico espacial de fluxo magnetizante.

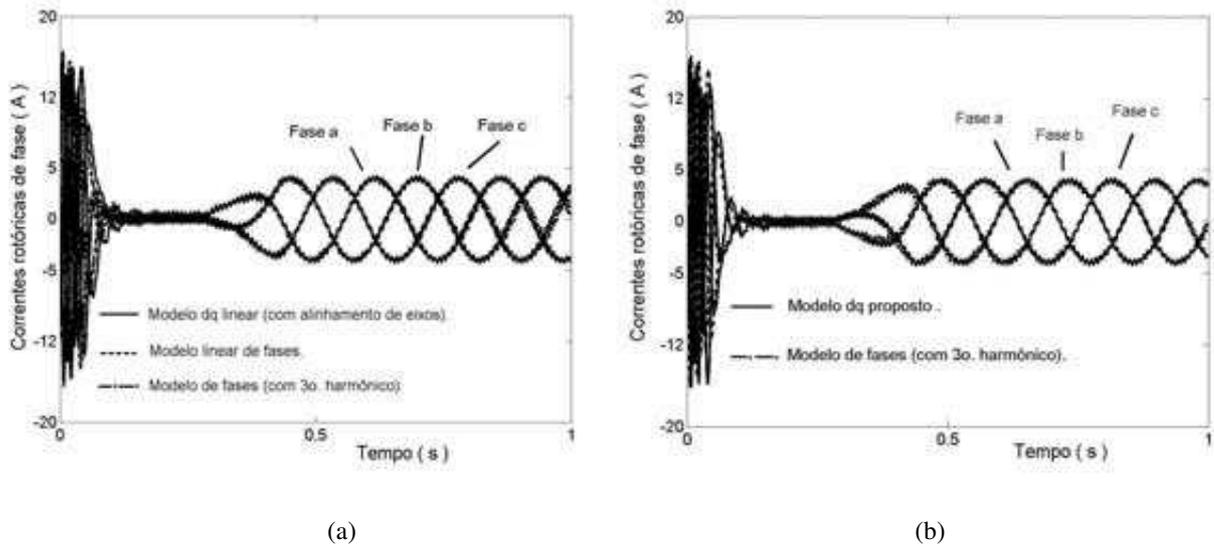
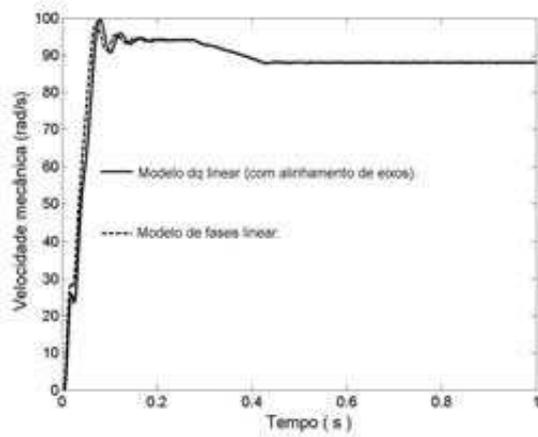


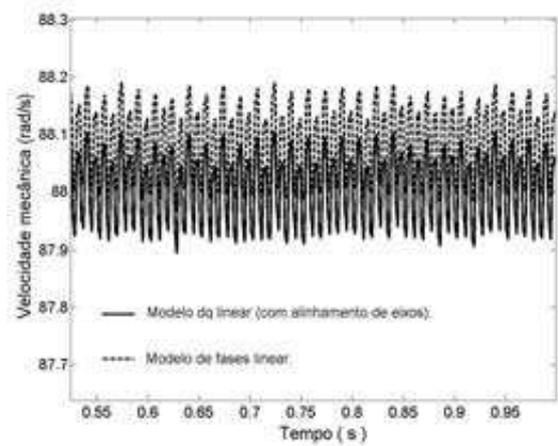
Figura 5.6 – Correntes de fase rotóricas do motor em estrela e sob tensões de fase nominais : (a) simulações pelos modelos lineares de fase, dq com alinhamento de eixos, e pelo modelo de fases com 3º harmônico; (b) simulações pelo modelo dq proposto e pelo modelo de fases com 3º harmônico.

Pela Figura 5.6, é possível observar que quando as fases do estator do motor conectado em estrela são alimentadas com tensões nominais, as correntes de fase do rotor simuladas pelos modelos dq proposto e de fases (Figura 5.6(b)), que incluem o 3º harmônico espacial gerado pela saturação, praticamente coincidem com as correntes rotóricas simuladas pelos modelos lineares em variáveis dq e em variáveis de fase mostradas na Figura 5.6(a). Esta coincidência se verifica principalmente durante o regime permanente de imposição de carga mecânica, e ocorre porque, sob tensões de fase nominais no estator, a componente de 3º harmônico espacial de fluxo magnetizante gerada pela saturação pode ser considerada desprezível comparado a sua componente espacial fundamental, de modo que não são induzidas componentes de 3º harmônico de valor relevante nas correntes de fase do rotor.

Na Figura 5.7 são ilustradas as velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares em variáveis dq (com alinhamento de eixos) e em variáveis de fase. A Figura 5.8, por outro lado, mostra as velocidades mecânicas simuladas pelos modelos dq proposto e em variáveis de fase nos quais são inclusos o 3º harmônico do fluxo magnetizante originado pela saturação magnética.

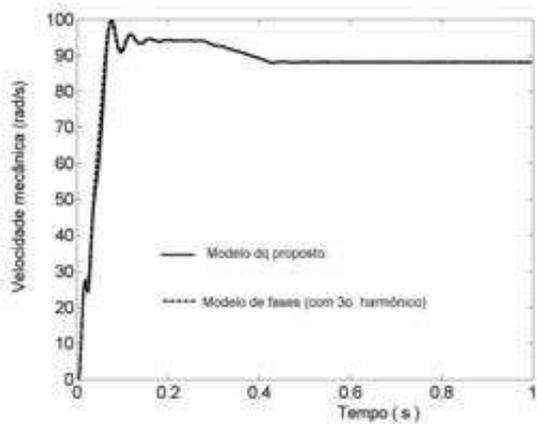


(a)

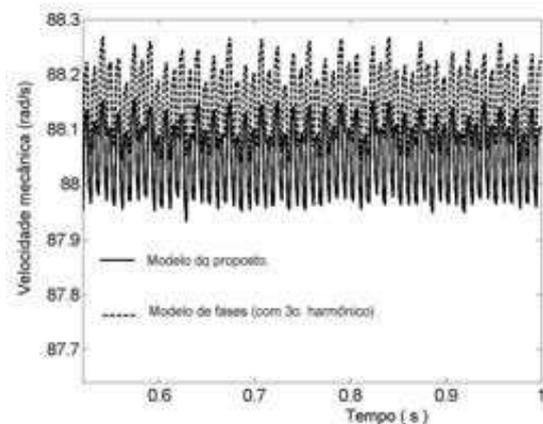


(b)

Figura 5.7 – Velocidades simuladas pelos modelos lineares, de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela e sob tensões nominais: (a) perfil completo; (b) em regime permanente com carga.



(a)



(b)

Figura 5.8 – Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos dq proposto e de fases, incluindo o 3º harmônico, para o motor em estrela e sob tensões nominais: (a) perfil completo; (b) em regime permanente com carga.

Observando as Figuras 5.7 e 5.8, verifica-se que quando o estator do motor de indução é alimentado com tensões nominais, o perfil das velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares, dq (com alinhamento de eixos) e de fases, são bem concordantes com as respectivas velocidades obtidas pelos modelos dq proposto e de fases que levam em conta as componentes espaciais fundamental e de 3º harmônico do fluxo oriundas da saturação magnética. Verifica-se, portanto, que no regime permanente de imposição de carga mecânica, as velocidades simuladas pelos dois modelos que levam em conta até o 3º harmônico de fluxo oriundo da saturação (Figura 5.8(b)) não apresentam oscilações de baixa frequência significativas. Estas oscilações são causadas por este mesmo componente de 3º harmônico, o qual, como nas correntes rotóricas da Figura 5.6(b), também é de valor desprezível em face da componente espacial fundamental do referido fluxo magnetizante gerado pelo fenômeno da saturação.

5.2.2. Estator alimentado com tensões de fase 11% acima das tensões nominais

A formulação matemática do modelo em variáveis d e q (com alinhamento de eixos) que não considera a saturação magnética (modelo linear), e também a formulação do modelo em variáveis d e q (com alinhamento de eixos) que leva em conta apenas a componente espacial fundamental do fluxo (oriunda da saturação magnética) prevêm, ambos, que já sejam conhecidas as tensões de fase de alimentação do estator.

Os modelos em variáveis de fase linear e com apenas a componente espacial fundamental da saturação permitem calcular por simulação as tensões de fase do estator, embora já sejam previamente conhecidas estas tensões, que foram obtidas por medições, por meio do sistema de aquisição de dados da Figura 5.1. Entretanto, tanto nas simulações do modelo linear como naquelas do modelo que considera apenas a componente fundamental originada pela saturação (seja para o modelo dq com alinhamento de eixos, seja para o modelo de fases), as tensões de

fase do estator correspondem às tensões medidas (em cada passo de tempo) nos terminais da fonte trifásica, por meio do sistema de aquisição de dados da Figura 5.1. Ou seja, nesta situação, como no caso do motor alimentado com tensões de fase nominais mostrado na seção 5.2.1 anterior, a tensão v_0 entre os neutros da fonte e do motor é nula. Estas tensões de fase estáticas são vistas na Figura 5.9.

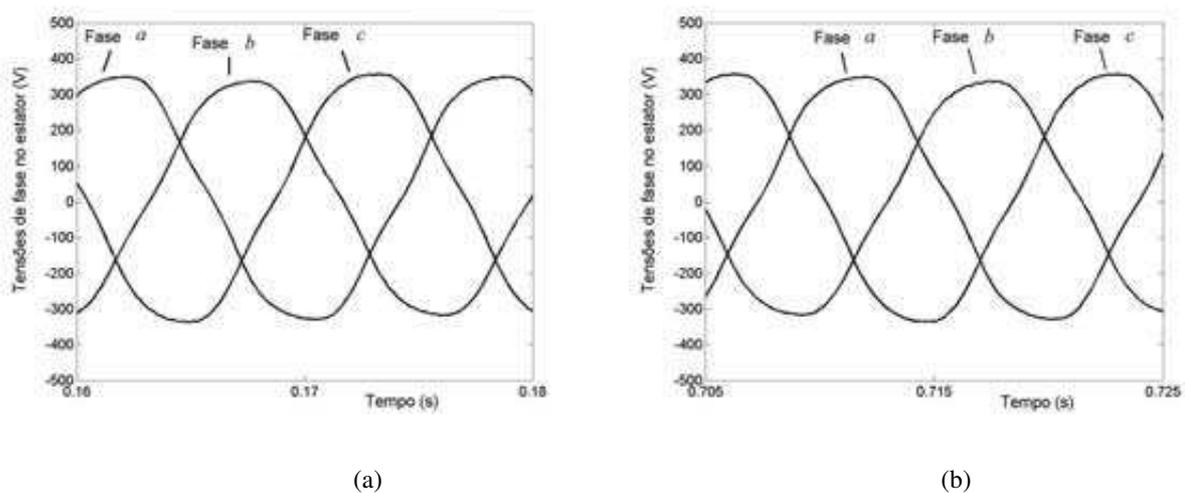
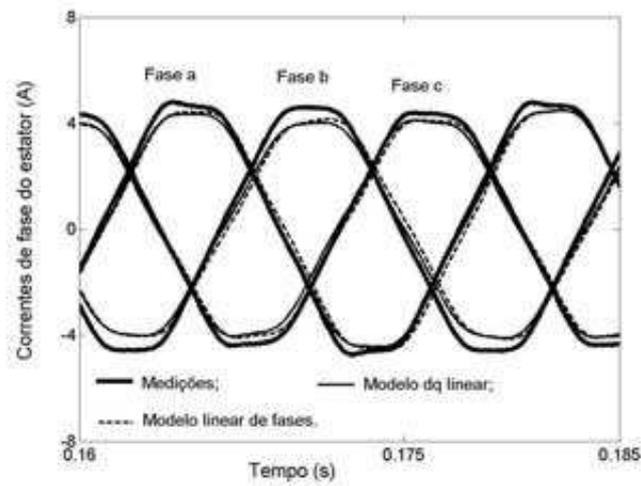
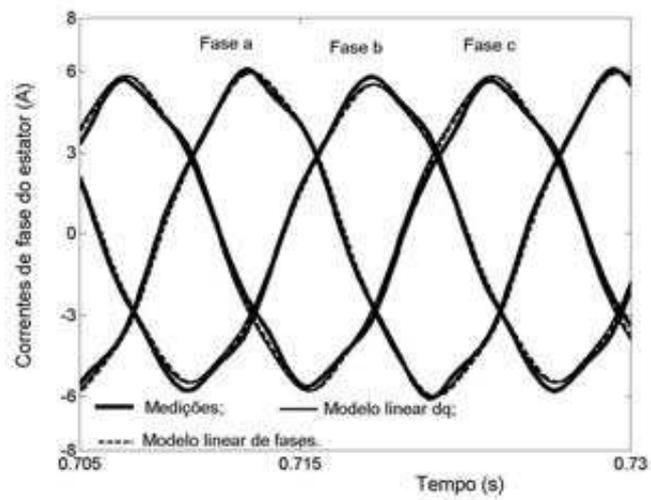


Figura 5.9 – Tensões de fase estáticas medidas nos terminais da fonte do motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal por fase: (a) a vazio e, (b) em regime permanente de carga mecânica.

A figura 5.10 exibe as correntes de fase medidas no estator do motor, bem como os resultados das simulações computacionais empregando o modelo em variáveis de fase e o modelo em variáveis d e q (que considera o alinhamento de eixos), sem levar em conta a saturação magnética (modelos lineares). As correntes de fase do rotor obtidas por simulação dos modelos lineares em variáveis dq e de fase supramencionados são vistas na Figura 5.11. A Figura 5.12 mostra as velocidades mecânicas simuladas empregando estes dois modelos.



(a)



(b)

Figura 5.10 – Correntes de fase estáticas medidas e simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vácuo; (b) em regime permanente de carga.

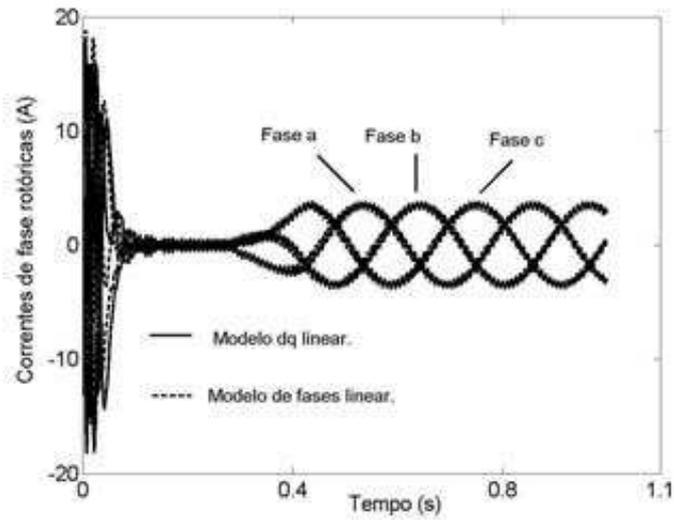


Figura 5.11 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal.

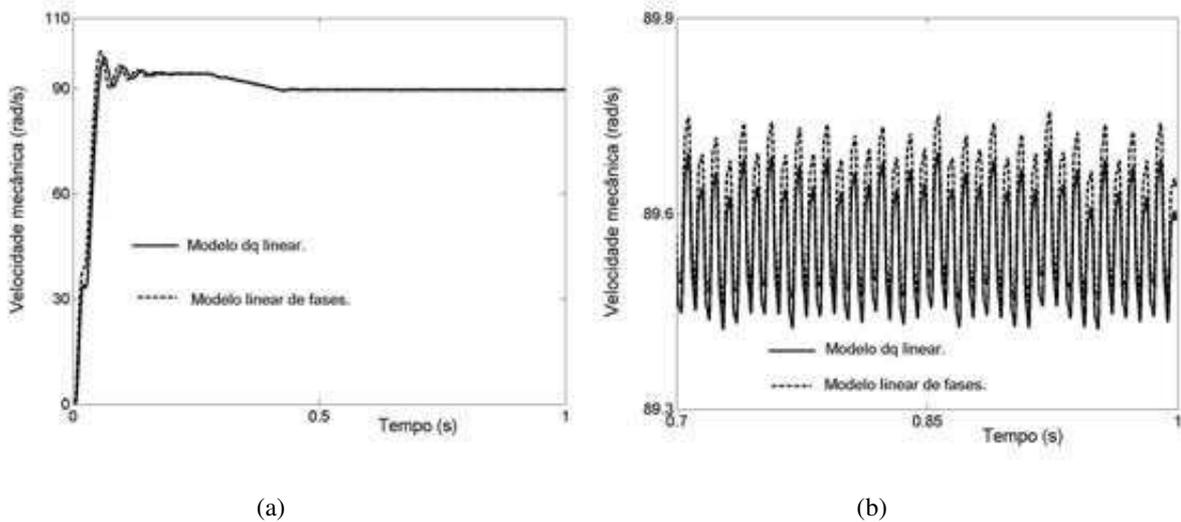
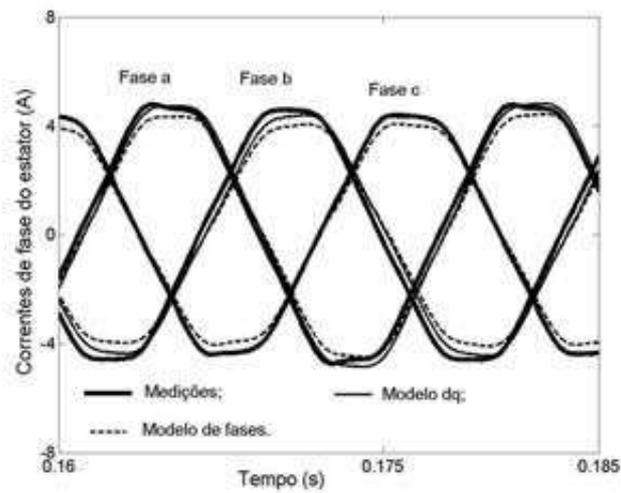


Figura 5.12 – Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

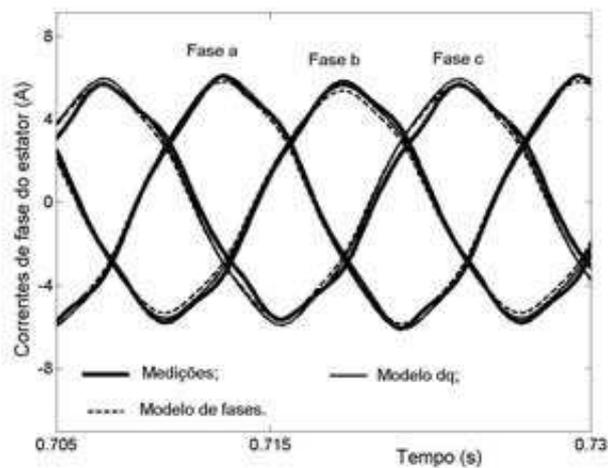
Pela Figura 5.10, nota-se que as correntes de fase estatóricas simuladas pelos modelos lineares em variáveis de fase e em variáveis de eixos dq (com alinhamento de eixos) são quase coincidentes. No regime permanente de aplicação do conjugado mecânico, estas correntes parecem ter uma boa concordância com os valores obtidos pelas medições. Entretanto, isto não torna os modelos lineares plenamente adequados, visto que, no regime permanente a vazio, as correntes estatóricas simuladas e medidas não apresentam uma concordância tão satisfatória. Isso se deve ao fato de o modelo linear não incluir a componente espacial fundamental de fluxo magnetizante causada pela saturação.

Na Figura 5.11, as correntes de fase do rotor simuladas por ambos os modelos lineares citados são praticamente coincidentes durante todo o tempo de regime permanente de aplicação da carga mecânica. As velocidades mecânicas simuladas pelos dois modelos lineares, conforme pode ser visto na Figura 5.12, estão bem concordantes. Sendo lineares os modelos supra-referidos, não há nenhuma influência dos harmônicos espaciais devidos à saturação magnética sobre as formas de onda simuladas das correntes de fase rotóricas e da velocidade mecânica durante o regime permanente de aplicação de conjugado mecânico.

As oscilações de maior frequência observadas nas correntes do rotor e na velocidade mecânica se devem ao desbalanceamento e às distorções da fonte de tensão trifásica empregada para alimentar o estator, que se refletem no campo magnético produzido pelas correntes estatóricas, e que, portanto, atingem as correntes induzidas no rotor. Estas oscilações, portanto, são de frequência de 2^o harmônico (120 Hz) em razão do aparecimento de uma seqüência negativa no campo magnético que cruza o entreferro e passa para o rotor, afetando, então, a velocidade mecânica.



(a)



(b)

Figura 5.13 – Correntes de fase do estator simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime de carga.

Na Figura 5.13, têm-se as correntes de fase medidas no estator e as correntes de fase estatóricas simuladas pelo modelo em variáveis de fase e pelo modelo em dq (com alinhamento de eixos), ao considerar apenas a componente espacial fundamental do fluxo magnetizante

oriunda da saturação. As Figuras 5.14 e 5.15, respectivamente, mostram as correntes de fase rotóricas e a velocidade mecânica obtidas pela simulação destes mesmos dois modelos.

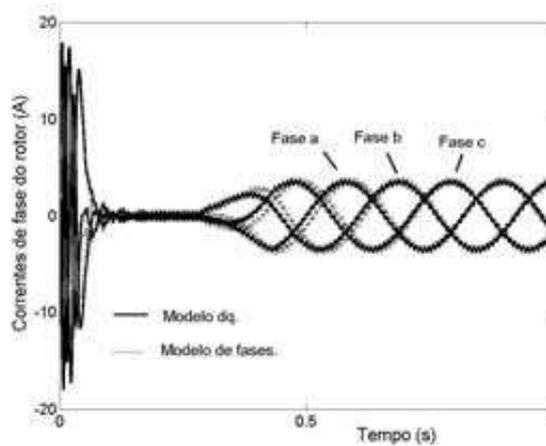
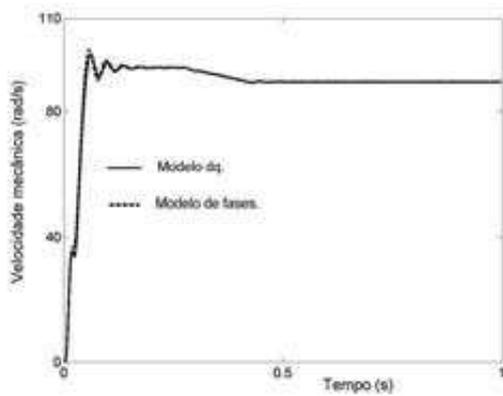
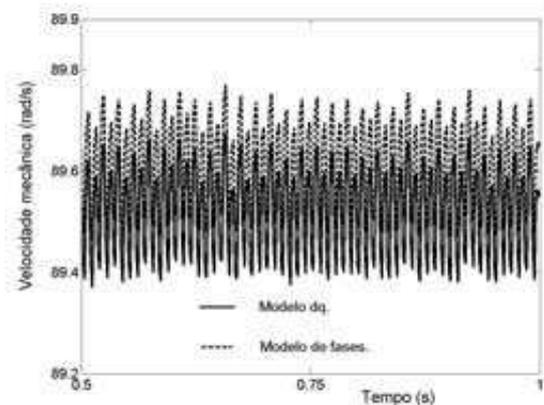


Figura 5.14 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela e alimentado com 111% da tensão nominal por fase.



(a)



(b)

Figura 5.15 – Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal por fase: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

Como no caso do modelo linear em variáveis dq com alinhamento de eixos de fluxos (cujos resultados são mostrados nas Figuras 5.10 a 5.12), no modelo em variáveis dq (com alinhamento

de eixos) que considera apenas a componente espacial fundamental do fluxo magnetizante oriunda da saturação magnética, é levado em conta a resistência devida às perdas no ferro da máquina.

Na Figura 5.13, verifica-se que as correntes de fase estatóricas simuladas pelo modelo em variáveis de eixos dq (com alinhamento de eixos) têm uma melhor concordância com os valores medidos do que os resultados obtidos pelo modelo em variáveis de fase. Isto é mais notório na condição a vazio, como mostra a Figura 5.13(a).

Uma justificativa que deve ser considerada está no modo como pela formulação matemática do modelo de fases, são calculadas as correntes de fase do estator, visto que este modelo realiza uma simplificação no método de análise do problema não-linear, passando a empregar uma técnica de análise “linearizada”. Por esta técnica, os fluxos concatenados por fase e as correntes de fase não são calculados, ambos, no mesmo passo de tempo, diferentemente do que ocorre com o modelo dq com alinhamento de eixos. Neste último, é usada uma técnica de análise não-linear, por meio da qual as componentes fundamentais de correntes e de fluxos são calculadas no mesmo passo de tempo, utilizando um processo iterativo, pelo qual estas correntes são corrigidas a cada passo de tempo. Além disso, pode ser considerado o fato de cada um dos dois modelos adotarem uma forma própria de representar a saturação magnética por meio de suas respectivas “funções harmônicas magnéticas” de componente fundamental.

A Figura 5.13(b) mostra, por sua vez, que durante o regime permanente de imposição de carga mecânica, as correntes estatóricas simuladas pelos dois modelos (dq e em variáveis de fase, que consideram apenas a componente fundamental originada da saturação) têm boa concordância com as correntes estatóricas medidas.

Comparado ao caso linear, as correntes de fase do estator simuladas por ambos os modelos (principalmente o modelo em variáveis dq) estão mais próximas dos valores medidos, quando se considera apenas a componente espacial fundamental do fluxo de entreferro proveniente da saturação magnética. Alia-se a isto o fato de que correntes de 3^o harmônico não circulam nos enrolamentos do estator conectado em estrela isolado, conforme já comentado no caso linear.

A Figura 5.14 indica que as correntes de fase do rotor simuladas por ambos os modelos (em variáveis dq e em variáveis de fase que consideram apenas a componente fundamental da saturação) possuem uma boa concordância. Além disso, no regime permanente de imposição de carga mecânica, ainda na Figura 5.14, verifica-se que as correntes rotóricas não sofrem distorções, pois se considera, em ambos os modelos citados, apenas o harmônico espacial fundamental de fluxo magnetizante proveniente da saturação magnética.

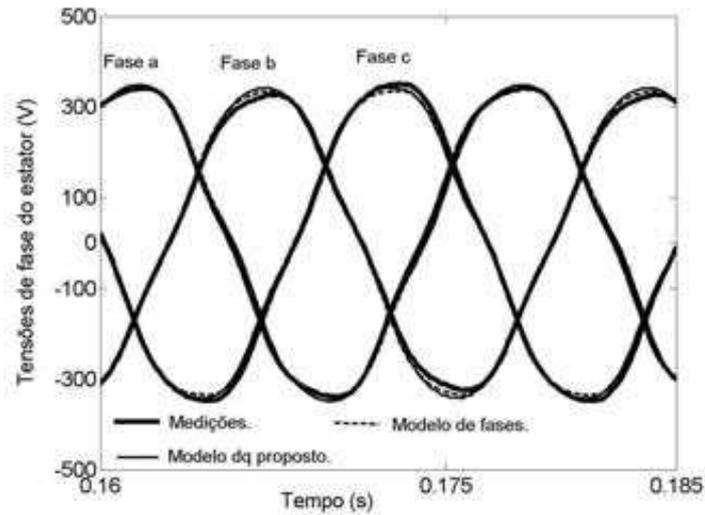
Também são bem correlatas as velocidades mecânicas simuladas por estes mesmos modelos, como ilustra a Figura 5.15. A discrepância entre as velocidades mecânicas simuladas por estes dois modelos durante o regime permanente de carga mecânica, como se nota na Figura 5.15(b), é menor que 0,5%. Nesta figura, é possível perceber que apenas com a componente fundamental espacial de fluxo magnetizante oriunda da saturação, as velocidades mecânicas simuladas não respondem de forma lenta e oscilatória. As oscilações que nelas se apresentam também possuem frequência de 120 Hz, e se devem, como no caso linear, ao desbalanceamento e às distorções da fonte de tensão empregada para alimentar o estator, que se refletem no campo magnético produzido pelas correntes estatóricas, o qual cruza o entreferro e passa para o rotor.

Os resultados de simulação dos modelos de fases linear mostrados na subseção 5.2.1 (motor em estrela alimentado com tensões nominais) e nesta subseção 5.2.2 (motor em estrela alimentado com 111% da tensão nominal por fase) empregaram os procedimentos descritos no

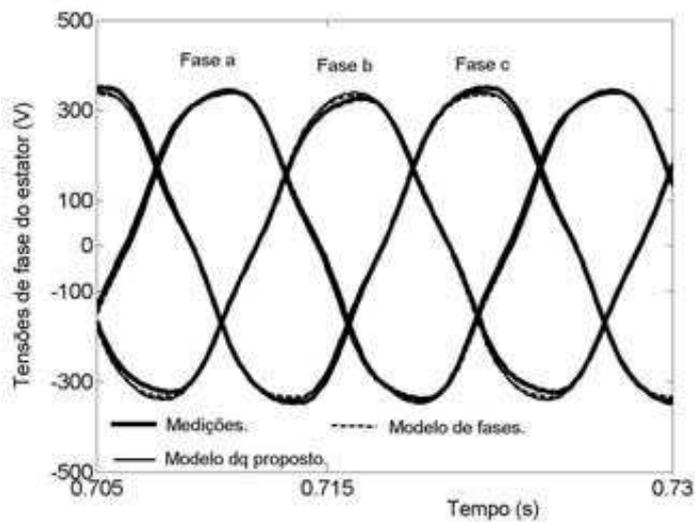
trabalho de FREITAS [2001]. Os resultados de simulações que consideraram apenas a componente fundamental da saturação foram obtidos usando o algoritmo da subseção 3.2.2 do Capítulo 3, ao considerar nula no algoritmo, os valores da função magnética de 3^o harmônico, que lá é denotada por $F_3(\overline{FM})$. Já os resultados obtidos pela simulação do modelo em variáveis dq acima citado (que considera apenas a componente espacial fundamental da saturação magnética), empregam o algoritmo descrito na subseção 4.2.4 do Capítulo 4, se nele for considerada nula a componente de 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante gerada pela saturação magnética.

Por outro lado, ao considerar as componentes espaciais fundamental de 3^o harmônico de fluxo magnetizante geradas pela saturação, as simulações computacionais do modelo dq de motor de indução em estrela proposto neste trabalho de tese empregam integralmente o algoritmo delineado na subseção 4.2.4 do Capítulo 4. As simulações do modelo em variáveis de fase (que utilizam as duas componentes harmônicas espaciais devidas à saturação magnética), para comparação com o modelo aqui proposto, foram por sua vez implementadas usando todos os passos do algoritmo computacional descrito na subseção 3.2.2 do Capítulo 3 deste trabalho.

Com a inclusão dos dois componentes harmônicos espaciais supra-referidos nos dois modelos de motor de indução acima citados (em variáveis de fase e em variáveis dq com alinhamento de eixos), verificam-se, então, os resultados de simulações e de medições das tensões de fase do estator, e o espectro harmônico das tensões de fase medidas no estator, respectivamente, como visto nas Figuras 5.16 e 5.17. Observa-se que os modelos em variáveis dq e em variáveis de fase que incluem os harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico, permitem, por simulação, que sejam calculadas as tensões de fase do estator.



(a)



(b)

Figura 5.16 – Tensões de fase simuladas e medidas, incluindo harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico da saturação, para o motor de indução em estrela e alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

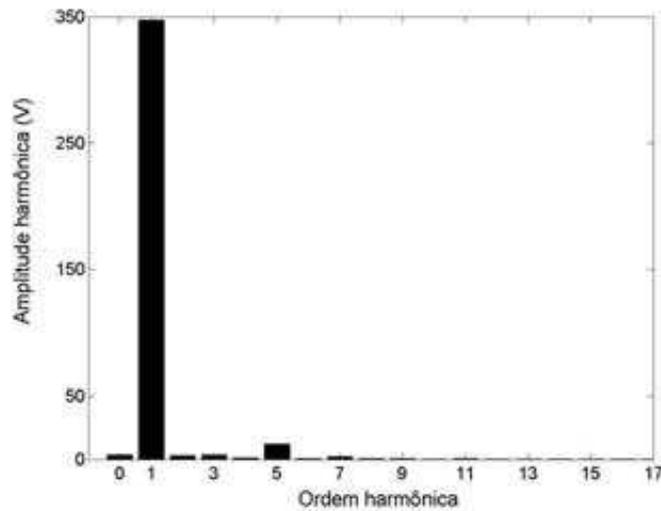


Figura 5.17 – Espectro harmônico das tensões de fase medidas no estator do motor de indução ligado em estrela e alimentado com 111% da tensão de fase nominal.

Nas Figuras 5.16(a) e 5.16(b), observam-se que as tensões de fase simuladas no estator, ao considerar o 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante oriundo da saturação magnética, possuem uma satisfatória concordância com as tensões medidas, seja a vazio ou em regime de imposição de carga mecânica. O espectro harmônico das tensões estatóricas medidas (Figura 5.17) indicam um 3^o harmônico com amplitude de cerca de 1,05 % da componente fundamental, e de valor menor que a amplitude do componente de 5^o harmônico. Este componente de 3^o harmônico tem o mesmo valor obtido para o caso do motor alimentado com a tensão de fase nominal, conforme se observa na Figura 5.5(b). A componente de 5^o harmônico é causada pelas distorções harmônicas provenientes da fonte de tensão empregada para alimentar o estator.

Deveria ser esperado (na Figura 5.16) dos modelos de saturação de motor de indução (modelos em variáveis dq e em variáveis de fase), que o 3^o harmônico do fluxo de magnetização criado pela saturação “achatasse” as tensões de fase. Porém, em face da boa concordância com os valores medidos, o espectro harmônico de tensões mostrado na Figura 5.17 revela (do mesmo

modo que ocorreu com o motor em estrela alimentado com tensões de fase nominais) que a amplitude do 3º harmônico é ainda pequena, indicando que o nível de tensões aplicado ao estator do motor (de cerca de 111 % da tensão nominal) não foi suficiente para levar o motor em estudo a valores mais significativos de saturação em sua curva característica.

Na Figura 5.18 são observadas as simulações e medições das correntes de fase do estator, sendo que as correntes de fase estáticas simuladas pelo modelo em variáveis de fase e pelo modelo em variáveis dq proposto (com alinhamento de eixos), levam em conta as componentes espaciais fundamental e de 3º harmônico do fluxo magnetizante oriundas da saturação magnética.

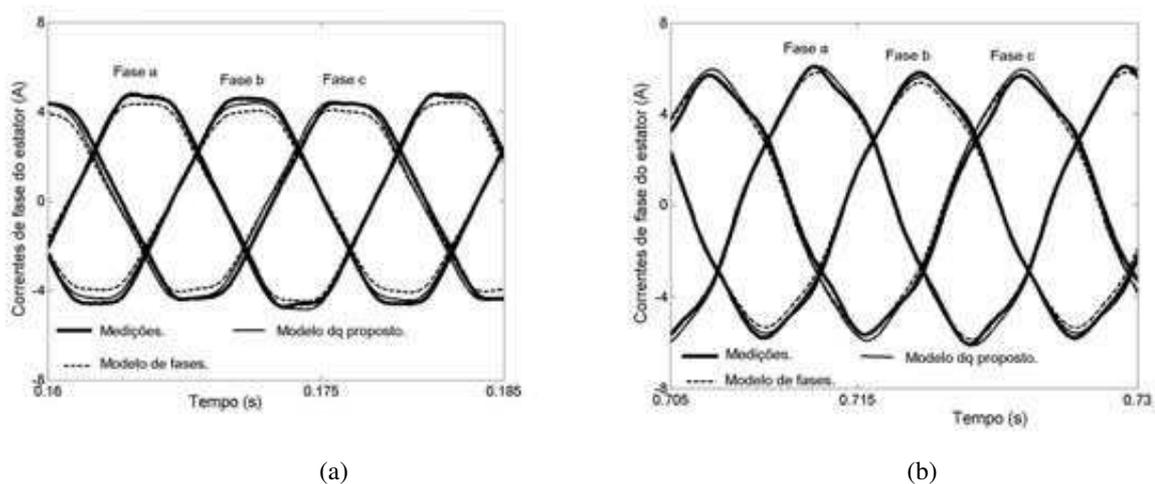


Figura 5.18 – Correntes de fase estáticas simuladas e medidas, incluindo componentes espaciais fundamental e de 3º harmônico da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

Pela Figura 5.18 nota-se que as correntes estáticas de fase simuladas pelo modelo dq proposto com alinhamento de eixos apresenta uma excelente concordância com os valores medidos. Isto ocorre no regime a vazio e também no regime permanente de imposição do conjugado de carga mecânico. Esta concordância com as correntes medidas é maior do que a obtida pelas correntes do estator simuladas pelo modelo que considera apenas a componente

espacial fundamental oriunda da saturação, e que são vistas na Figura 5.13. A Figura 5.18 também mostra que as correntes de fase do estator simuladas pelo modelo em variáveis de fase, porém, apresentam menor concordância com os valores medidos.

Como ocorreu com o modelo em variáveis de fase que considera apenas a componente espacial fundamental da distribuição de fluxo de magnetização, o modelo de fases que inclui as duas componentes espaciais de fluxo magnetizante geradas pela saturação adota uma simplificação na técnica de análise do problema não-linear, o que não é feito durante a análise do modelo dq proposto, o qual utiliza uma técnica de análise não-linear. Além disso, cada um destes dois modelos possui sua forma particular de representar a saturação magnética por meio de suas “funções harmônicas magnéticas” fundamental e de 3^o harmônico. O modelo dq proposto, por sua vez, ainda inclui a resistência equivalente de perdas no ferro, a qual não é inclusa no modelo de fases.

Todos os fatores destacados no parágrafo anterior contribuem com uma dada intensidade para as discrepâncias existentes entre as correntes de fase estatóricas simuladas por ambos os modelos supramencionados. As correntes estatóricas de fase, por outro lado, não são influenciadas pelo 3^o harmônico espacial de fluxo oriundo da saturação magnética, pois não há caminho para circulação de correntes de 3^o harmônico nas correntes do estator de um motor conectado em ligação estrela.

Ao incluir as componentes harmônicas espaciais fundamental e de 3^o harmônico provenientes da saturação, as Figuras 5.19 e 5.20 mostram, respectivamente, as simulações das correntes de fase do rotor e as velocidades mecânicas medidas e simuladas.

As correntes rotóricas simuladas pelo modelo em variáveis dq proposto estão concordando razoavelmente com as correntes simuladas pelo modelo em variáveis de fase, conforme ilustra a

Figura 5.19. A componente de 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética induz uma componente de 3^o harmônico nestas correntes rotóricas.

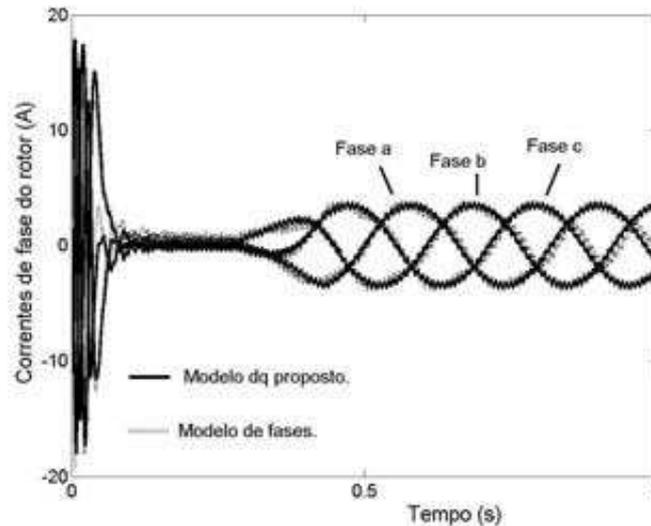
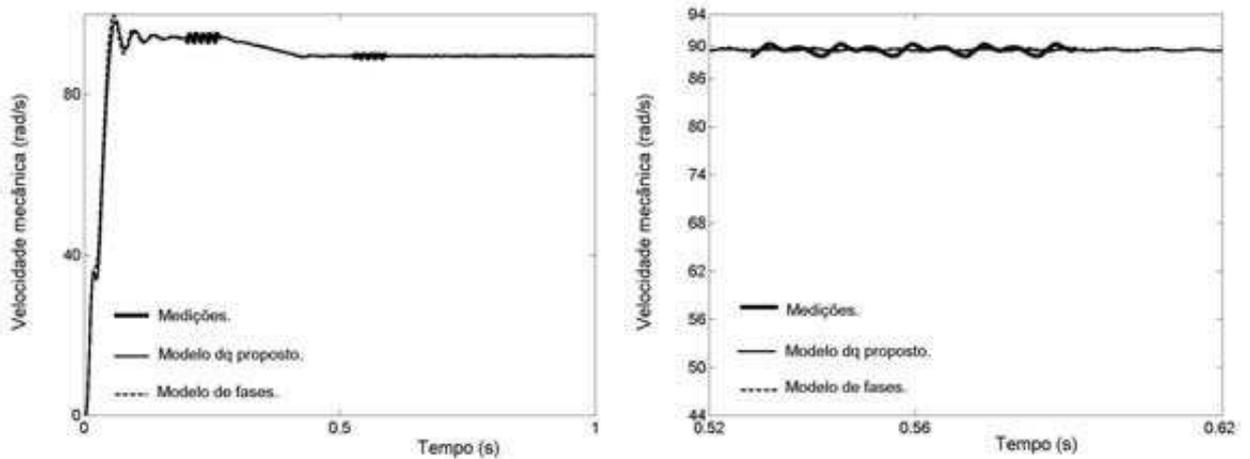


Figura 5.19 – Correntes de fase rotóricas simuladas, incluindo as componentes fundamental e de 3^o harmônico espaciais da saturação, para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

A Figura 5.19 ainda evidencia que esta componente de 3^o harmônico provoca algumas distorções nas formas de onda das correntes rotóricas durante o regime permanente de imposição de carga mecânica. Estas distorções, entretanto, não são tão expressivas, tendo em vista que as tensões aplicadas às fases do estator, de aproximadamente 111% da tensão nominal, não atingiram um nível significativo de saturação magnética.

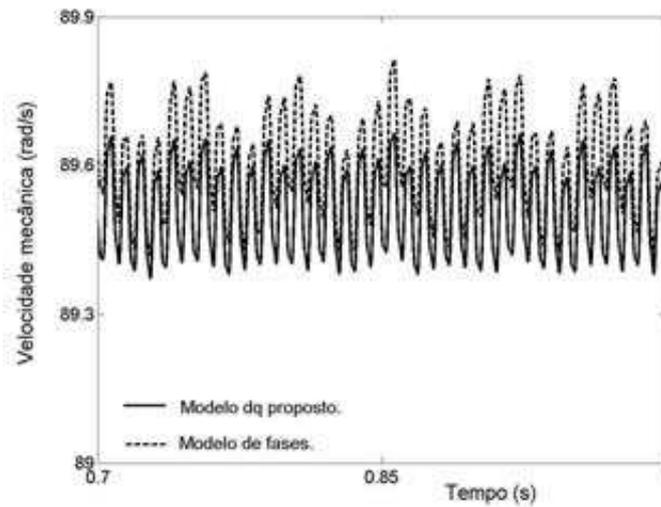
As velocidades mecânicas simuladas pelos modelos *dq* proposto e em variáveis de fase (ao incluir o 1^o e o 3^o harmônicos espaciais originados pela saturação) são bem concordantes, como se observa no perfil completo destas velocidades ilustrado na Figura 5.20(a). Na Figura 5.20(b), percebe-se que estas velocidades simuladas também exibem uma boa concordância durante os regimes permanentes a vazio e de imposição de carga mecânica, com as velocidades mecânicas

medidas pelo sistema de aquisição mostrado no Apêndice B, onde é demonstrado que o erro de quantização $\Delta\omega$ da velocidade medida vale aproximadamente 2,38 rad/s.



(a)

(b)



(c)

Figura 5.20- Velocidades mecânicas simuladas e medidas, incluindo o fundamental e o 3^o harmônico espaciais da saturação para o motor de indução em estrela alimentado com 111% da tensão nominal: (a) perfil completo; (b) regime permanente de carga mostrando as medições; (c) simulações no regime de carga.

As velocidades a vazio simuladas mostradas na Figura 5.20(a) estão bem próximas do valor 94,25 rad/s, que é a velocidade síncrona do motor empregado nas medições. O erro da velocidade medida, é, então, cerca de 2,53% da velocidade síncrona. Este erro é, também, de cerca de 2,65% em relação à velocidade da mesma máquina sob carga, considerando o escorregamento nominal (90,05 rad/s). Os erros de medição são, então, muito pequenos. A Figura 5.20(c) mostra, comparando a velocidade mecânica simulada pelos modelos dq proposto e de variáveis de fase, que as oscilações mais lentas são mais evidentes no modelo de fases do que no modelo dq proposto, durante o regime permanente de carga. Estas oscilações se devem ao 3º harmônico espacial de fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética.

As oscilações de frequência maior vistas nas correntes rotóricas das figuras 5.19, 5.11 (modelo linear) e 5.14 (modelo que considera apenas a componente fundamental da saturação), se devem ao desbalanceamento e às distorções na fonte de tensão trifásica empregada para alimentar o estator, que se refletem no campo magnético produzido pelas correntes estatóricas, e que, portanto, atingem as correntes induzidas no rotor. Também são observadas estas mesmas oscilações nas correntes rotóricas simuladas no caso em que o motor em estrela é alimentado com tensões nominais (Figura 5.6). Estas oscilações, portanto, são de frequência de 2º harmônico (120 Hz) em razão do aparecimento de uma sequência negativa no campo magnético que cruza o entreferro e passa para o rotor. Estas oscilações também aparecem no conjugado eletromagnético, e nas velocidades mecânicas simuladas das Figuras 5.7, 5.8 e 5.20, pela mesma razão supracitada, tendo em vista que o conjugado eletromagnético é diretamente proporcional ao fluxo magnetizante, e a velocidade, por sua vez, é diretamente proporcional ao conjugado eletromagnético através da equação da dinâmica mecânica da máquina.

5.3. Resultados obtidos com o estator do motor em ligação delta

5.3.1. Alimentação com tensões de fase de valores bem próximos aos nominais

A Figura 5.21 mostra as tensões de fase medidas em cada enrolamento de fase do estator com o sistema de aquisição de dados mostrado na Figura 5.2. Estas tensões possuem valores bem próximos aos valores nominais do motor. Usando este sistema de aquisição, as tensões de fase medidas nas fases a , b , c do estator, em cada passo de tempo, são dadas, respectivamente, pela diferença de tensões $v_a - v_b$, $v_b - v_c$ e $v_c - v_a$. Estas tensões estatóricas foram usadas em todas as simulações do motor em delta alimentado com tensões bem próximas aos valores nominais.

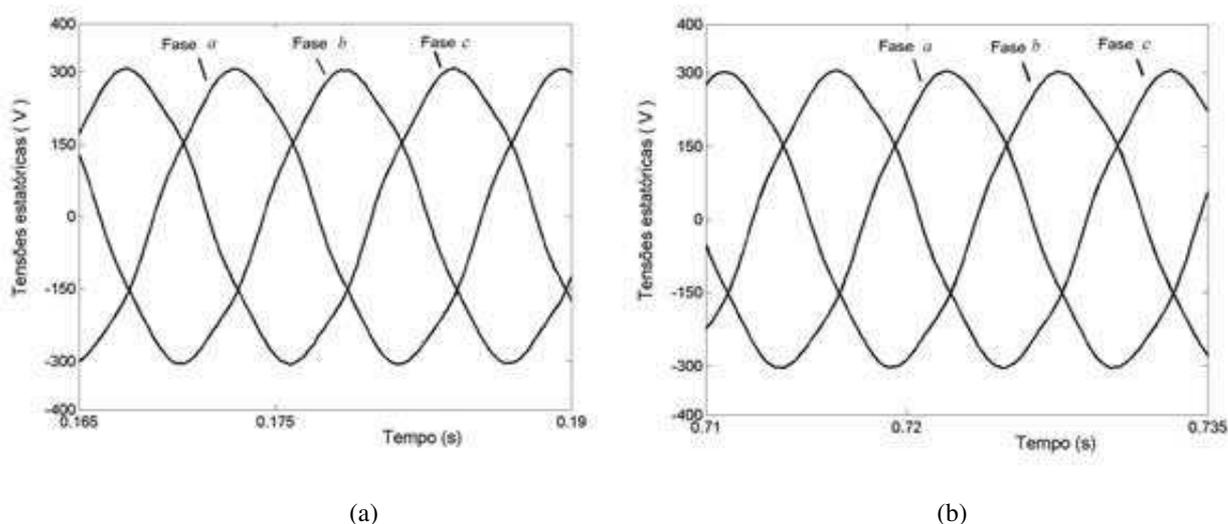


Figura 5.21 – Tensões de fase bem próximas aos valores nominais, medidas no estator conectado em delta do motor de indução em estudo: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga.

A Figura 5.22 ilustra o espectro harmônico da corrente a vazio medida por fase no estator alimentado com tensões de fase nominais. Nesta Figura, verifica-se a presença de uma componente de 3^o harmônico de aproximadamente 9 % comparado a componente fundamental da mesma corrente de fase no estator. Esta componente de 3^o harmônico se deve a presença do 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante proveniente da saturação magnética.

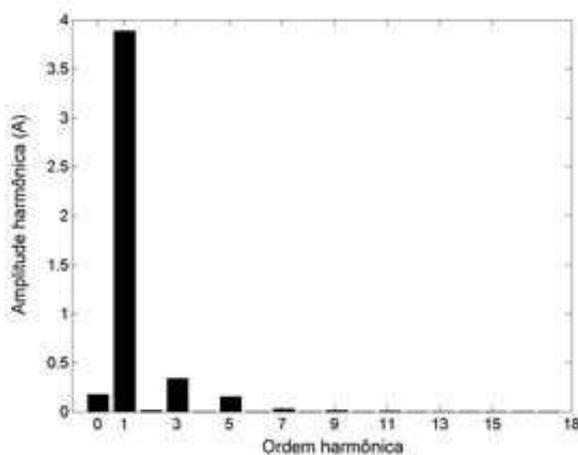


Figura 5.22 – Espectro harmônico das correntes de fase a vazio medidas no estator do motor em delta alimentado com tensões de fase bem próximas das nominais.

A Figura 5.23 mostra, para o mesmo motor em delta alimentado com tensões de fase bem próximas às nominais, as correntes de fase medidas no estator, e as correntes estatóricas obtidas por simulação com o uso do modelo em variáveis de fase e o modelo em variáveis dq (que considera o alinhamento de eixos), sem levar em conta a saturação magnética (modelos lineares).

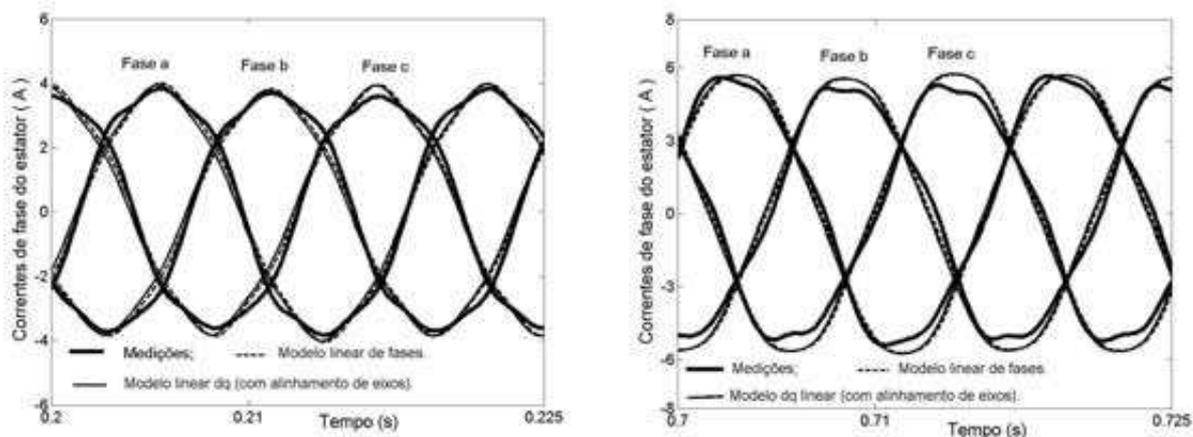


Figura 5.23 – Correntes de fase estatóricas medidas, e simuladas pelos modelos lineares de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões de fase próximas aos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

Todas as simulações do modelo linear em variáveis de fase de motor conectado em delta empregam o algoritmo proposto no trabalho de FREITAS [2001].

Na Figura 5.23(a), nota-se que na condição do motor em delta a vazio e alimentado com tensões bem próximas das nominais, as correntes de fase simuladas no estator pelos modelos lineares supracitados em variáveis dq e em variáveis de fase são coincidentes, mas apresentam certa diferença em relação aos valores medidos. Esta diferença se deve ao fato de as correntes de fase estáticas simuladas por estes dois modelos lineares não levarem em conta nenhuma das componentes espaciais harmônicas devidas a saturação magnética, as quais aparecem nas correntes obtidas pelas medições. No regime permanente de imposição de carga mecânica ao motor, entretanto, de forma um pouco mais significativa, as correntes simuladas pelos modelos lineares também apresentam diferenças em relação às medições. Também a diferença ocorre porque os modelos lineares não consideram as componentes harmônicas espaciais geradas pela saturação magnética.

Na Figura 5.24 são mostradas as correntes rotóricas simuladas pelos mesmos dois modelos lineares, dq (com alinhamento de eixos) e de fases, correntes estas que são quase coincidentes, principalmente durante o regime permanente de carga mecânica. Neste mesmo regime de carga, estas correntes rotóricas simuladas por ambos os modelos mantêm uma forma de onda senoidal. Isto se deve ao fato de que os modelos são lineares, e por isso não consideram nenhum harmônico espacial de fluxo magnetizante (devido à saturação). Dentre estes componentes harmônicos espaciais, o 3º harmônico é o predominante e induz uma componente de 3º harmônico em cada corrente de fase rotórica durante o regime permanente de carga mecânica, impondo a estas correntes um aspecto não mais puramente senoidal, mas com distorções.

Na Figura 5.25, por outro lado, são mostradas as velocidades mecânicas também simuladas pelos modelos lineares em variáveis dq (com alinhamento de eixos) e de fases. Ambas as velocidades se apresentam satisfatoriamente concordantes, como se vê na Figura 5.25(a).

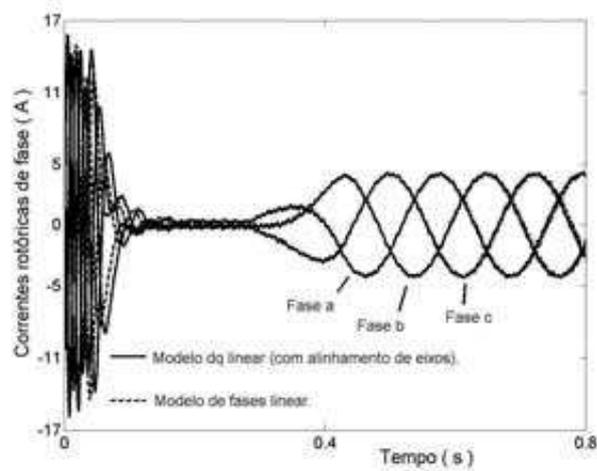


Figura 5.24 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares dq (com alinhamento de eixos) e de fases para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões bem próximas das nominais.

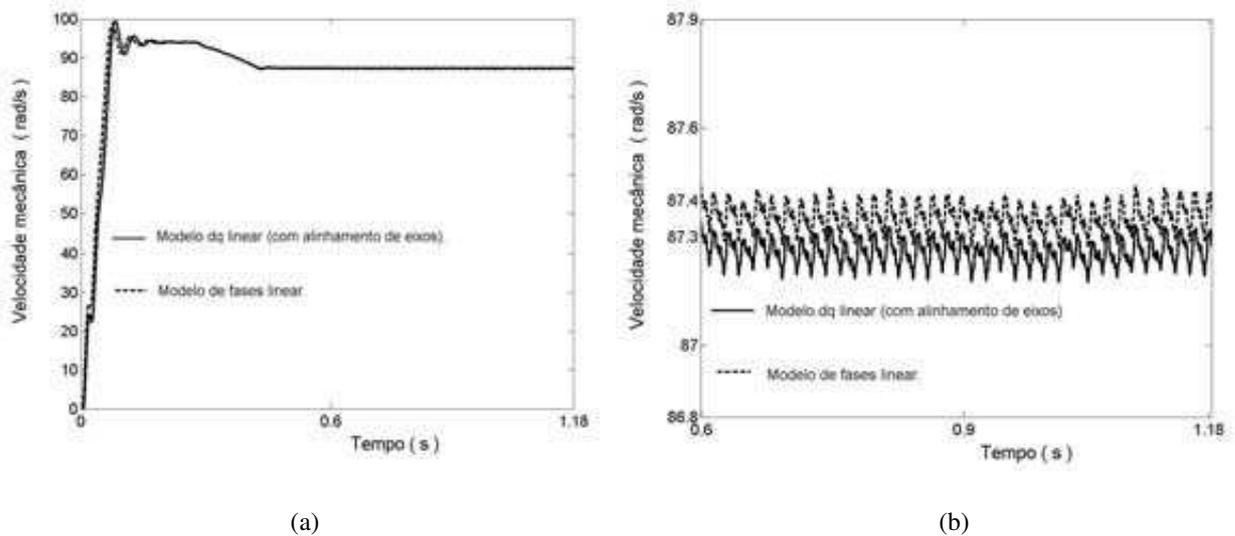


Figura 5.25 – Velocidades simuladas pelos modelos lineares, de fase e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões bem próximas das nominais: (a) perfil completo; (b) regime permanente de carga.

A Figura 5.25(b), por sua vez, mostra que no regime permanente de imposição de carga mecânica, as velocidades mecânicas simuladas pelos dois modelos lineares apresentam entre si um erro relativo menor que 0,5 %. Além disso, estas velocidades não apresentam oscilações lentas (i.é, de baixa frequência) que sejam causadas pelo 3^o harmônico espacial de fluxo oriundo

da saturação magnética, pois ambos os modelos lineares não levam em conta nenhuma das componentes harmônicas espaciais de fluxo geradas pela saturação. Como ocorreu nas simulações do motor conectado em estrela, oscilações de maior frequência também aparecem nas correntes rotóricas da Figura 5.24 e nas velocidades simuladas da Figura 5.25, sendo causadas pelo desbalanceamento e distorções na fonte de tensão trifásica empregada para alimentar o estator, que se refletem no campo magnético produzido pelas correntes estatóricas, e que, portanto, atingem o rotor.

5.3.2. Estator alimentado com tensões de fase 20% acima das tensões nominais

Analogamente ao caso do motor alimentado com tensões bem próximas das tensões nominais (subseção 5.3.1), as tensões de alimentação em cada fase do estator e que foram empregadas nas simulações computacionais, correspondem às tensões medidas em cada passo de tempo por meio do sistema de aquisição de dados (DAQ) ilustrado na Figura 5.2. Estas tensões são de 120% das tensões nominais do motor, cujas formas de onda são exibidas na Figura 5.26.

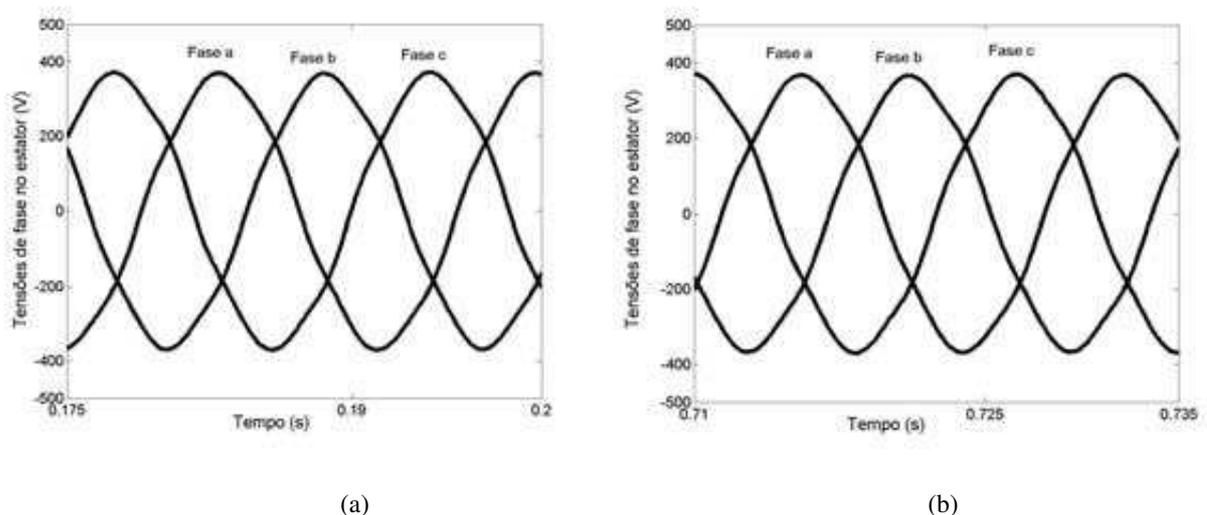


Figura 5.26 – Tensões de fase medidas no estator conectado em delta do motor de indução em estudo, alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) regime a vazio; (b) regime permanente de carga.

Como no modelo de motor em estrela alimentado com tensões 11% acima dos valores nominais, além de apresentados os resultados de medições, foram simulados e comparados entre si os modelos em variáveis de eixos dq (com alinhamento de eixos) e em variáveis de fase, para os casos: (1) linear, (2) considerando apenas a componente espacial fundamental do fluxo magnetizante gerado pela saturação, e (3) levando em conta as componentes espaciais fundamental e de 3^o harmônico do mesmo fluxo. Os algoritmos para simulação do modelo linear em variáveis de fase estão descritos em FREITAS [2001], enquanto que os empregados para os modelos de fases relativos aos itens (2) e (3) são os descritos na seção 3.2.2 do Capítulo 3 anterior, considerando, para o caso (2), que o 3^o harmônico de fluxo é nulo. Como no modelo em estrela, o algoritmo para simulação do caso linear em dq do item (1) é simples e toma como base o modelo clássico linear em variáveis dq . O algoritmo para o modelo dq do item (2) é o mesmo empregado para o modelo em estrela. Por sua vez, o do modelo dq proposto do item (3) emprega o procedimento computacional descrito na subseção 4.2.4 do Capítulo 4 deste trabalho.

As Figuras 5.27 a 5.29 ilustram os resultados obtidos para os modelos lineares, junto com alguns resultados experimentais. As Figuras 5.30 a 5.32 expõem, além de alguns resultados experimentais, os resultados dos referidos modelos de motor de indução ligado em delta levando em conta apenas a componente espacial fundamental gerada pela saturação magnética. Nas Figuras 5.33 a 5.37 estão os resultados de simulação computacional (dos modelos dq e de fases) e de medições, ao considerar as duas componentes harmônicas espaciais provenientes da saturação.

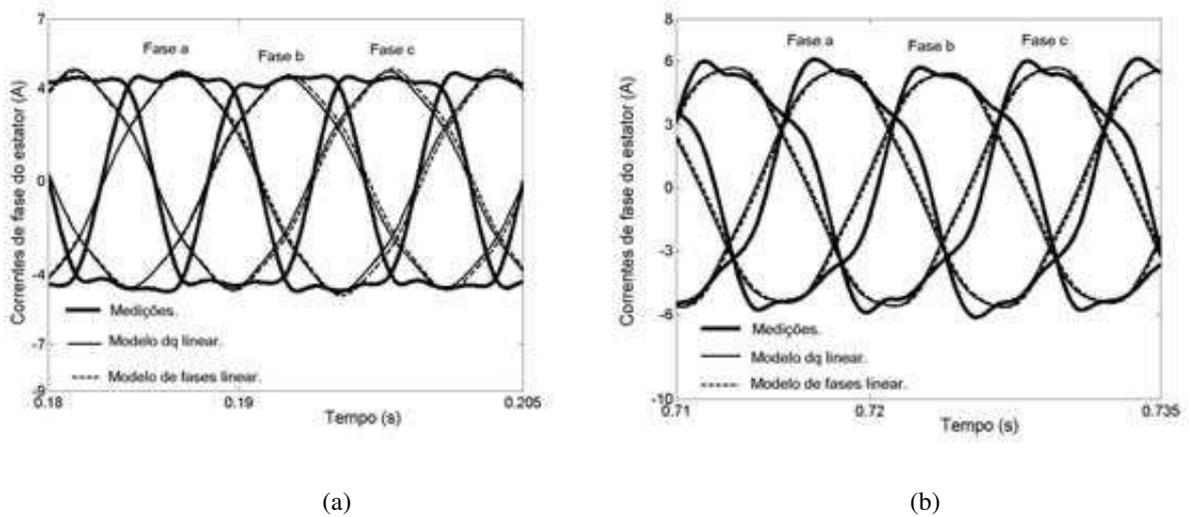


Figura 5.27 – Correntes de fase estáticas medidas e simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

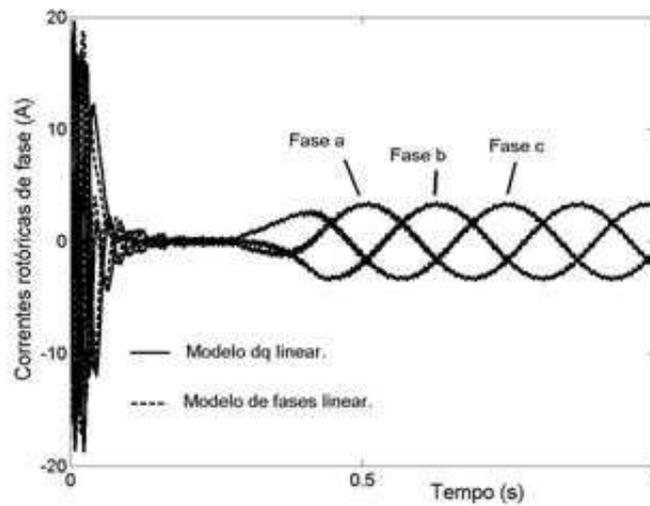


Figura 5.28 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor conectado em delta e alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

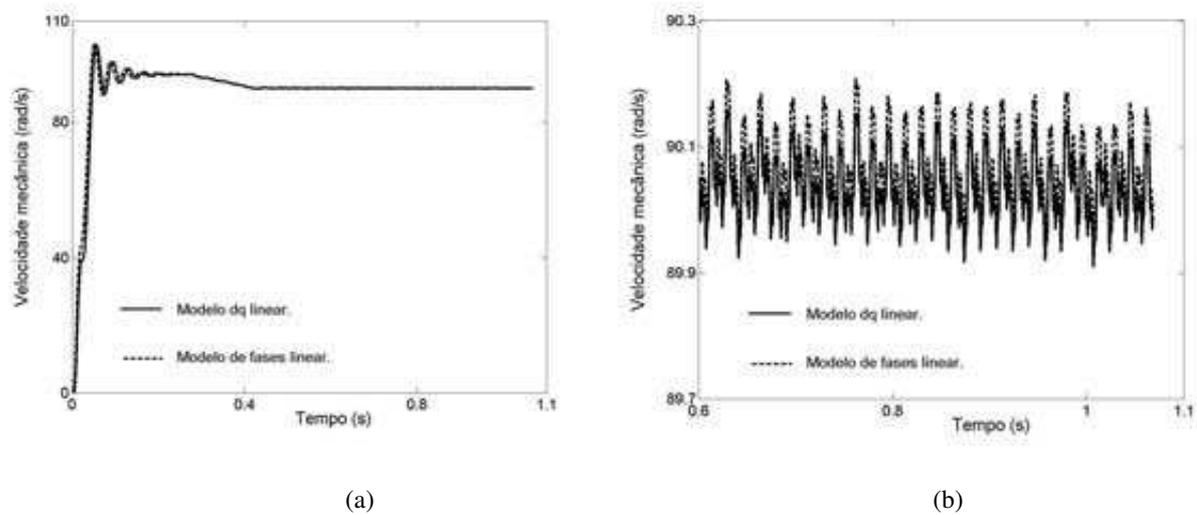


Figura 5.29 – Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos lineares, de fase, e dq com alinhamento de eixos, para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente com carga.

Na Figura 5.27, é verificado que as correntes de fase estáticas simuladas pelos modelos lineares em variáveis de fase e em variáveis de eixos dq (com alinhamento de eixos) são quase coincidentes, entretanto, são bem distintas das correntes obtidas pelas medições. Isto ocorre porque estes modelos não consideram nenhum dos componentes harmônicos presentes no fluxo magnetizante, originados pela saturação magnética.

Na Figura 5.28, as correntes rotóricas simuladas pelos mesmos dois modelos lineares (de fase, e dq), demonstram uma boa concordância, sendo inclusive coincidentes durante todo o regime de imposição de carga mecânica. Neste regime, não aparece nenhum componente harmônico nas correntes induzidas no rotor. Estas correntes permanecem senoidais e sem distorções, pois como ocorre com as correntes rotóricas simuladas pelo modelo linear de motor em delta alimentado com tensões bem próximas das nominais, o modelo linear não inclui nenhum componente harmônico espacial gerado pela saturação magnética. Na Figura 5.29, as velocidades mecânicas simuladas pelos dois modelos lineares são quase coincidentes, mesmo no regime

permanente de carga mecânica. Além disso, as velocidades não respondem de forma lenta e oscilatória no regime permanente de carga mecânica, pois o modelo linear não leva em conta os harmônicos espaciais da saturação. Como no caso das simulações do modelo de motor conectado em estrela, as oscilações vistas na velocidade mecânica da Figura 5.29 têm frequência de 2^o harmônico (120 Hz), e se devem ao aparecimento de uma seqüência negativa no campo magnético (criado pelas correntes do estator) que cruza o entreferro e passa para o rotor.

Como observado na Figura 5.30, as correntes de fase estáticas simuladas pelos modelos em variáveis de fase e em variáveis dq (com alinhamento de eixos) com inclusão apenas da componente espacial fundamental da saturação magnética, apresentam formas de onda similares, e estão sincronizadas no tempo. Porém, as amplitudes das correntes do modelo de fases são sempre menores. Da mesma forma como ocorreu com o modelo de motor conectado em estrela, uma explicação para esta diferença parece estar no modo como o modelo de fases calcula as correntes de fase do estator, usando uma simplificação que é feita no método de análise do problema não-linear, diferentemente do que ocorre com o modelo dq com alinhamento de eixos, que por sua vez usa de fato uma técnica de análise não-linear. Além disso, o modelo de fases e o modelo dq (com alinhamento de eixos) usam cada um, formas próprias de representar a componente fundamental da saturação, pelas suas respectivas “funções harmônicas magnéticas fundamentais”.

Observando ainda os resultados da Figura 5.30, as correntes de fase simuladas do estator (de ambos os modelos, em variáveis dq e em variáveis de fase) são sempre distintas daquelas obtidas pelas medições, como consequência de que as correntes medidas incluem o 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante criado pela saturação magnética. Os modelos, no entanto, só incluem a componente fundamental deste fluxo.

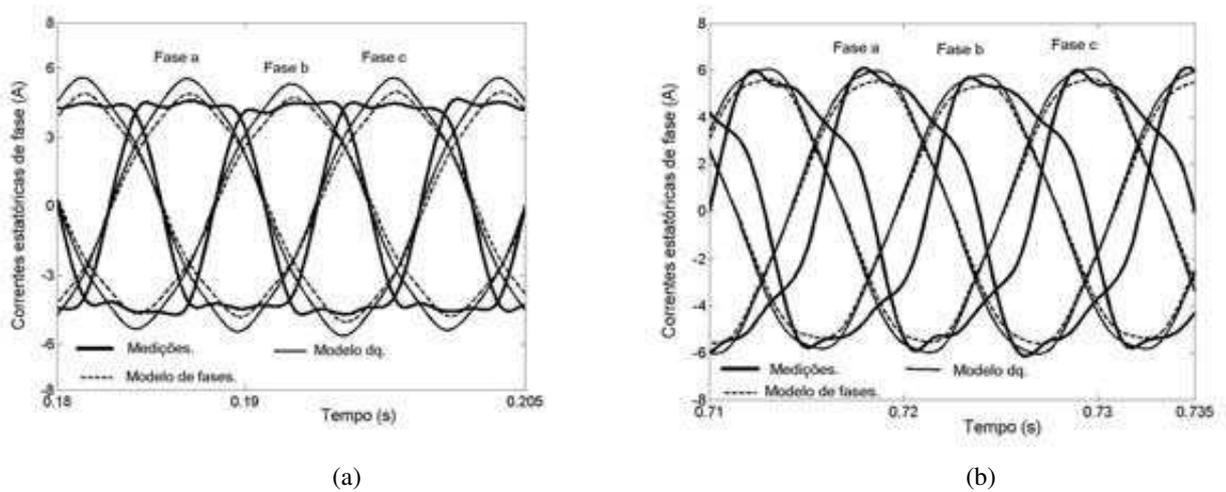


Figura 5.30 – Correntes de fase medidas no estator, e também simuladas pelos modelos de fase e dq que consideram apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime de carga.

As correntes de fase rotóricas simuladas pelos dois modelos (Figura 5.31), por sua vez, têm uma boa concordância, até mesmo no regime permanente de imposição de carga mecânica, como se pode verificar na Figura 5.31(b). Neste regime, não se observa nenhuma distorção nas formas de onda das correntes de fase do rotor, que são senoidais, pois não foi incluso nos modelos a componente espacial de 3^o harmônico de fluxo magnetizante gerada pela saturação magnética.

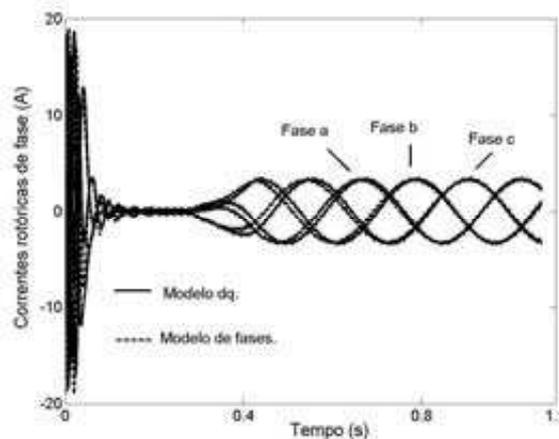


Figura 5.31 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor em delta com tensões de fase 20% acima dos valores nominais.

Na Figura 5.32, são apresentadas as velocidades mecânicas simuladas pelos dois modelos, que apresentam entre si uma concordância satisfatória.

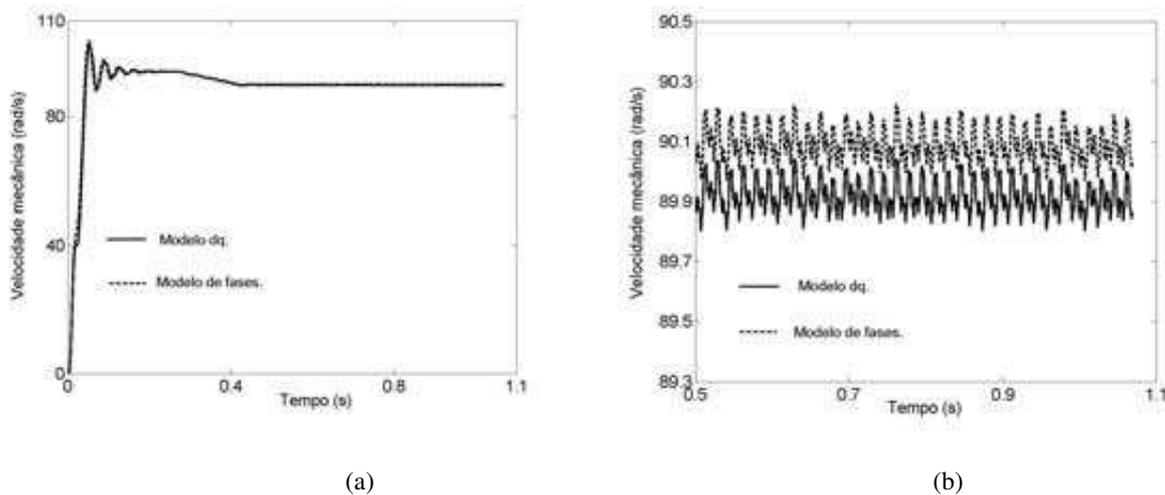


Figura 5.32 – Velocidades mecânicas simuladas pelos modelos de fase e dq , apenas com a componente fundamental da saturação, para o motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima das tensões nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

Como nas correntes rotóricas, não aparecem (também na Figura 5.32) os efeitos causados pela componente espacial de 3^o harmônico originada da saturação nas velocidades simuladas pelos dois modelos (em variáveis dq com alinhamento de eixos, e em variáveis de fase), já que estes incluem apenas a componente fundamental de fluxo magnetizante oriunda da saturação. Isto se justifica pelo fato de não terem surgido oscilações de frequência mais baixa nestas velocidades durante o regime de imposição de carga mecânica, conforme se observa na Figura 5.32(b). Nesta mesma Figura, o erro entre as respostas apresentadas pelos dois modelos é menor que 0,5%. Como nas simulações dos modelos lineares das Figuras 5.28 e 5.29, e dos modelos de motor de indução em ligação estrela mostrados na subseção 5.2, as correntes rotóricas simuladas possuem oscilações que não são provenientes da saturação magnética, mas são igualmente causadas pelo desbalanceamento e distorções harmônicas presentes na fonte de tensão que alimenta o motor, e

que se refletem no campo magnético, o qual atinge o rotor. Tais oscilações, como já visto, têm frequência de 2^o harmônico, e também surgem nas velocidades mecânicas simuladas pelos dois modelos, conforme se observa na Figura 5.32(b).

Na Figura 5.33, verifica-se uma concordância razoável entre as correntes de fase do estator simuladas pelo modelo em variáveis dq proposto (que inclui os efeitos da fundamental e do 3^o harmônico espaciais criados pela saturação) e as correntes medidas, seja na condição a vazio como no regime permanente de carga mecânica. As correntes estatóricas de fase simuladas pelo modelo em variáveis de fase, na condição a vazio da máquina, não parecem concordar de modo mais satisfatório com os valores medidos, do que o fazem as correntes estatóricas de fase a vazio simuladas pelo modelo em variáveis dq proposto. Isto pode ser percebido na Figura 5.33(a) e, como já visto no caso das correntes de fase estatóricas simuladas pelos modelos que consideram apenas a componente fundamental da saturação (Figura 5.30), as diferenças existentes entre os dois modelos são devidas, em boa parte, às técnicas que cada modelo utiliza para análise do problema não-linear, e à maneira, própria de cada modelo, de representar a saturação magnética por meio de suas curvas de “funções harmônicas magnéticas” de 3^o harmônico.

No regime de imposição de carga mecânica, entretanto, conforme disposto na Figura 5.33(b), as correntes de fase do estator simuladas pelos modelos dq proposto e em variáveis de fase exibem uma melhor concordância entre si, e razoável com os valores medidos. As maiores discrepâncias entre as correntes de fase do estator simuladas pelo modelo dq proposto e os valores medidos podem vir a ser atribuídas à saturação das reatâncias de dispersão.

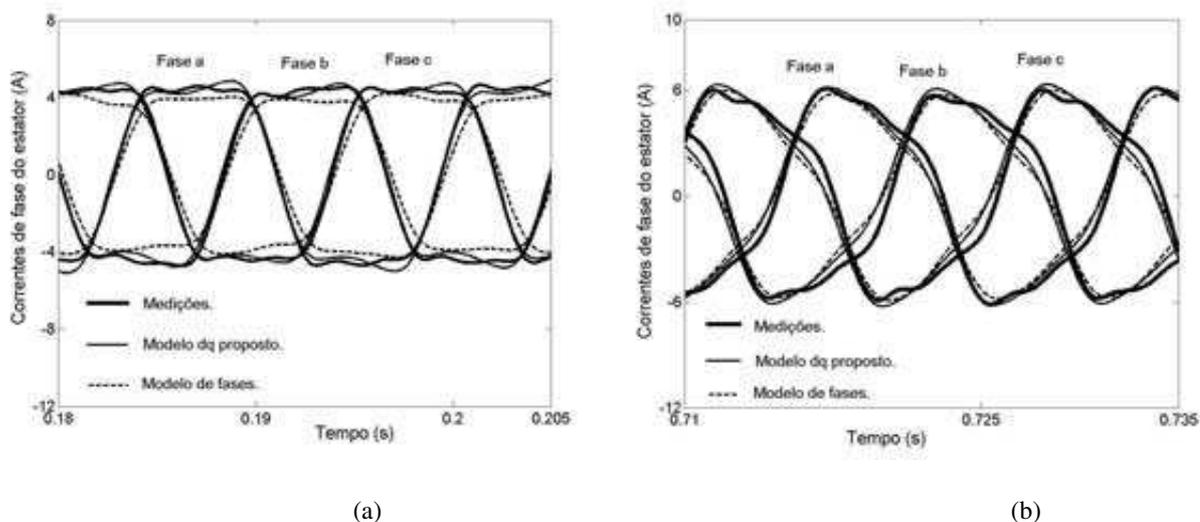


Figura 5.33 – Validação experimental das correntes de fase estáticas simuladas pelo modelo *dq* proposto, e detalhe das correntes simuladas pelo modelo de fases do motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões 20% acima dos valores nominais: (a) a vazio; (b) em regime permanente de carga.

Como no motor em delta alimentado com tensões nominais, as correntes de fase do estator em delta sofrem distorções, de modo predominante, devidas ao 3º harmônico espacial originado pela saturação. O espectro harmônico das correntes de fase medidas no estator (Figura 5.34) mostram, porém, que o 3º harmônico é mais significativo que no motor sob tensões nominais.

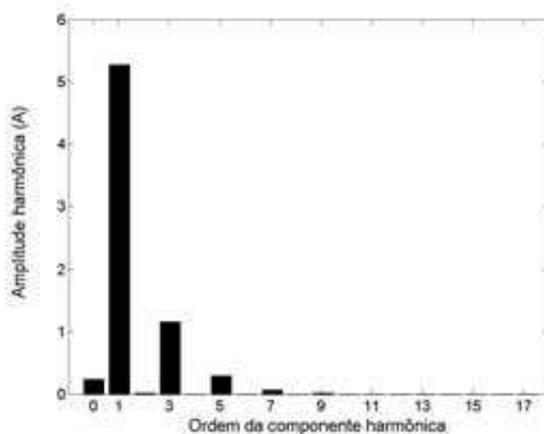


Figura 5.34– Espectro harmônico das correntes de fase medidas no estator do motor de indução ligado em delta e alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais.

As tensões de fase medidas no estator do motor conectado em delta, previamente expostas

na Figura 5.26, por sua vez, não ficam sujeitas aos efeitos do conteúdo harmônico espacial proveniente da saturação magnética. O motivo é porque a componente espacial de 3^o harmônico do fluxo de magnetização gerado pela saturação magnética se concatena com os enrolamentos de fase do estator, induzindo a mesma tensão de 3^o harmônico em cada um. Porém, como a tensão em cada um dos enrolamentos estatóricos do motor conectado em delta é igual à diferença entre as tensões de fase nestes mesmos enrolamentos, as tensões de 3^o harmônico são, então, anuladas.

A Figura 5.35 a seguir mostra uma concordância bem aceitável entre as correntes de fase do rotor simuladas pelo modelo *dq* proposto, e as simuladas pelo modelo em variáveis de fase. Nesta figura, o conteúdo harmônico espacial do fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética (a exemplo do que ocorre no motor com estator ligado em estrela) induz 3^o harmônico nas correntes de fase do rotor. O efeito deste harmônico é “achatar” a forma de onda destas correntes durante a aplicação de carga mecânica, como se pode observar também na Figura 5.35.

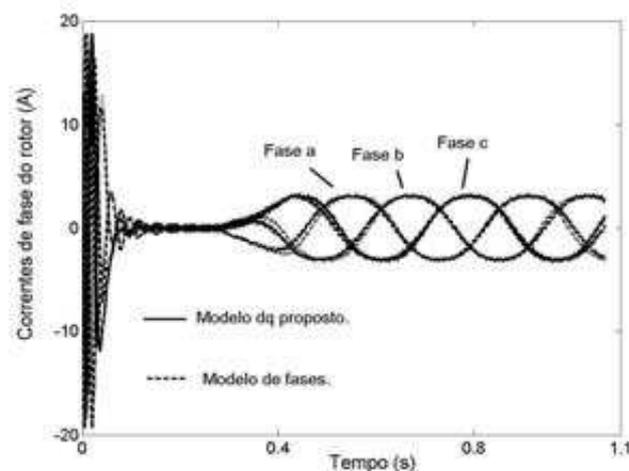


Figura 5.35 – Correntes de fase rotóricas simuladas pelos modelos de fase, e *dq* proposto, incluindo os harmônicos espaciais de 1^a e 3^a ordens gerados pela saturação, para o motor de indução conectado em delta e alimentado com tensões de fase 20% maiores que os valores nominais.

A Figura 5.36(a) exhibe o perfil completo das velocidades mecânicas simuladas pelos modelos *dq* proposto e em variáveis de fase. Observa-se entre ambas uma concordância aceitável.

Esta mesma figura também exhibe que as velocidades mecânicas medidas nos regimes permanentes a vazio e com carga mecânica estão em consonância com as velocidades simuladas. As velocidades mecânicas medidas foram obtidas a partir do sistema de aquisição mostrado no Apêndice B. Na Figura 5.36(a), as velocidades mecânicas simuladas e medidas a vazio, acompanham a velocidade síncrona a vazio, que é de 94,25 rad/s para o motor em estudo.

Na Figura 5.36(b), é verificado que as velocidades simuladas pelo modelo dq proposto, pelo modelo de fases, bem como a velocidade obtida a partir das medições, possuem todas uma boa correlação. Além disso, a exemplo do que ocorreu para o motor conectado em estrela mostrado na Figura 5.20(a), estas velocidades acompanham um valor bem próximo ao da rotação da máquina com escorregamento nominal, que é de cerca de 90,05 rad/s, ou 860 rpm, para o motor empregado. O erro de quantização da velocidade medida também é o mesmo do motor em estrela, isto é, 2,38 rad/s, isto é, 2,65% de 90,05 rad/s, que também é um erro muito pequeno.

A Figura 5.36(c), por sua vez, exhibe nos resultados de simulação dos dois modelos (em variáveis dq proposto, e em variáveis de fase), que os harmônicos espaciais gerados pela saturação magnética, com predominância para o 3º harmônico, fazem as velocidades mecânicas de cada um destes modelos responderem de forma oscilatória e lenta durante o regime permanente de imposição de carga mecânica. Nota-se que as velocidades simuladas pelos modelos são concordantes, mas com uma pequena discrepância entre ambas. Como no modelo de motor em estrela (subseção 5.2), a mesma Figura 5.36(c) mostra as oscilações de frequência maior, que são de 120 Hz, em razão de uma seqüência negativa no campo magnético girante do entreferro, o qual é produzido pelas correntes estatóricas. Estas oscilações, como no modelo de motor em estrela, também surgem nas correntes rotóricas simuladas vistas na Figura 5.35.

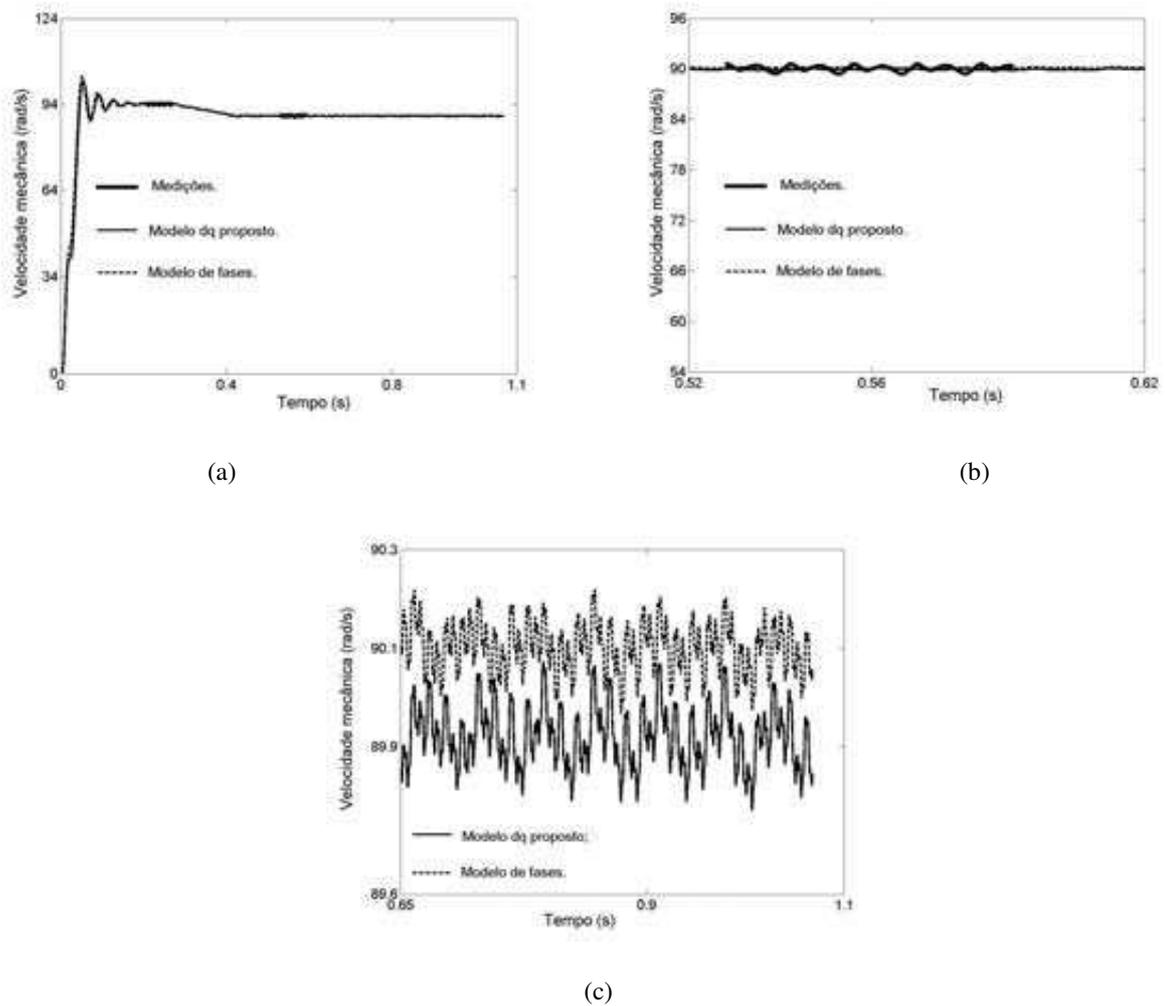


Figura 5.36 - Validação experimental da velocidade mecânica simulada pelo modelo dq proposto e simulação do modelo de fases (motor em delta com tensões 20% acima das nominais): (a) simulações completas e medições; (b) simulações e medições com carga; (c) simulações no regime de carga.

Uma discussão resumida sobre os resultados obtidos com os modelos de saturação desenvolvidos para o motor de indução é mostrada no final deste capítulo, na Seção 5.5.

5.4. Resultados de Simulações - modelo de gerador de indução auto-excitado

A mesma máquina empregada para obtenção dos resultados dos modelos propostos de motor de indução mostrados nas Subseções 5.3 e 5.2 anteriores, também foi a utilizada para

simulação computacional do modelo de gerador de indução auto-excitado (GIAE) com enrolamentos do estator em estrela e em aberto, conforme descrito na subseção 4.3.1 do Capítulo 4. O banco de capacitores trifásico é conectado em estrela e o eixo do gerador é acoplado mecanicamente a um acionador primário, como ilustrado na Figura 4.14. Os parâmetros da máquina são os mesmos das simulações do motor, e estão disponíveis no Apêndice A. O valor usado para cada capacitância C de fase do banco de capacitores foi de $18\mu\text{F}$.

O conjugado mecânico aplicado pelo acionador primário é uma fração do conjugado nominal, necessário apenas para vencer a inércia da máquina. Inicialmente, o gerador foi simulado considerando apenas a componente fundamental do modelo. Considerando apenas esta componente no modelo, as Figuras 5.37, 5.38, 5.39 e 5.40 mostram, respectivamente, os resultados de simulações das tensões de fase do estator, correntes de fase do estator, correntes de fase do rotor e velocidade mecânica.

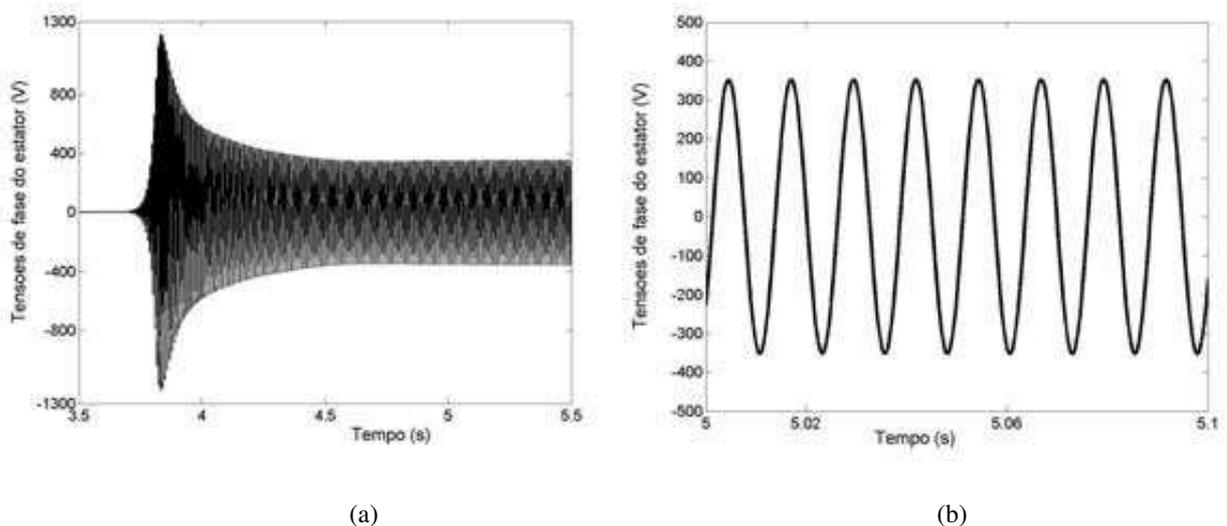


Figura 5.37 – Tensão simulada na fase ‘a’ do estator do GIAE em estrela e a vazio, apenas com a componente fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

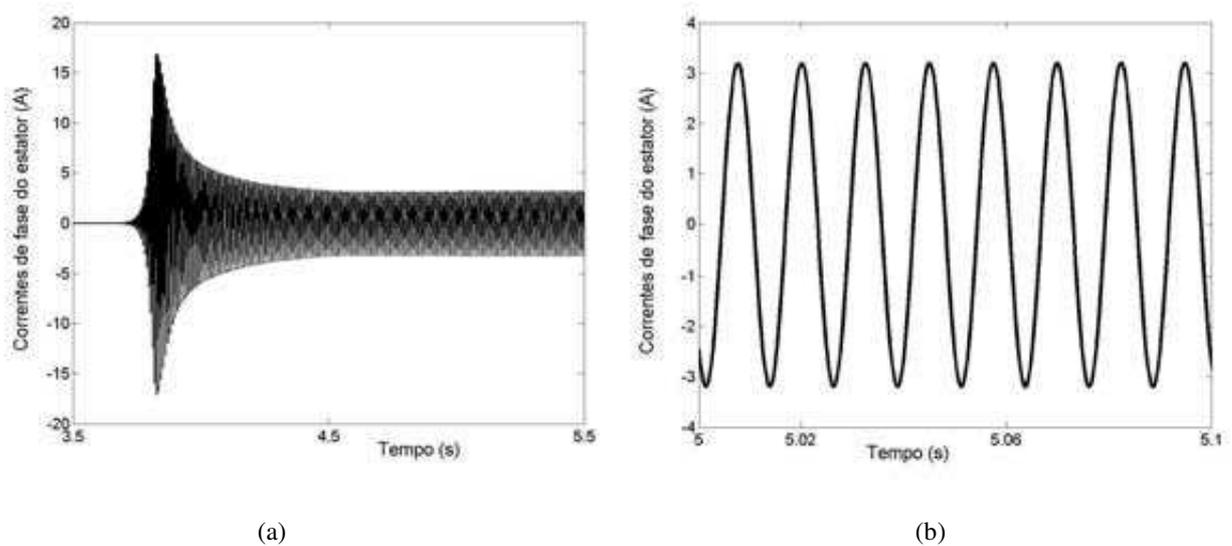


Figura 5.38– Corrente simulada na fase ‘a’ do estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente espacial fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

Pelas Figuras 5.37(a) e 5.38(a), observa-se que a tensão e a corrente de fase no estator levam um certo tempo para começarem a ser geradas, instante de tempo este em que o processo de auto-excitação se inicia, provido pelo banco de capacitores. Os valores de regime desta tensão e corrente, como se pode notar, são atingidos em valores relativamente altos de tempo, tendo em vista que as constantes de tempo mecânicas da máquina, são, em geral, bem maiores que as constantes de tempo elétricas. As Figuras 5.37 e 5.38 também evidenciam que o modelo proposto para análise dinâmica de gerador de indução auto-excitado, considerando apenas a componente espacial fundamental da saturação magnética (conforme mostrado no capítulo 4), pode ser empregado para fins de simulações de tensões e correntes geradas por uma máquina de indução trifásica operando como gerador de indução auto-excitado. A Figura 5.37(b) mostra que a tensão senoidal de fase gerada tem amplitude maior que a tensão nominal da máquina, indicando, portanto, que ela está funcionando em uma região de saturação de sua curva característica.

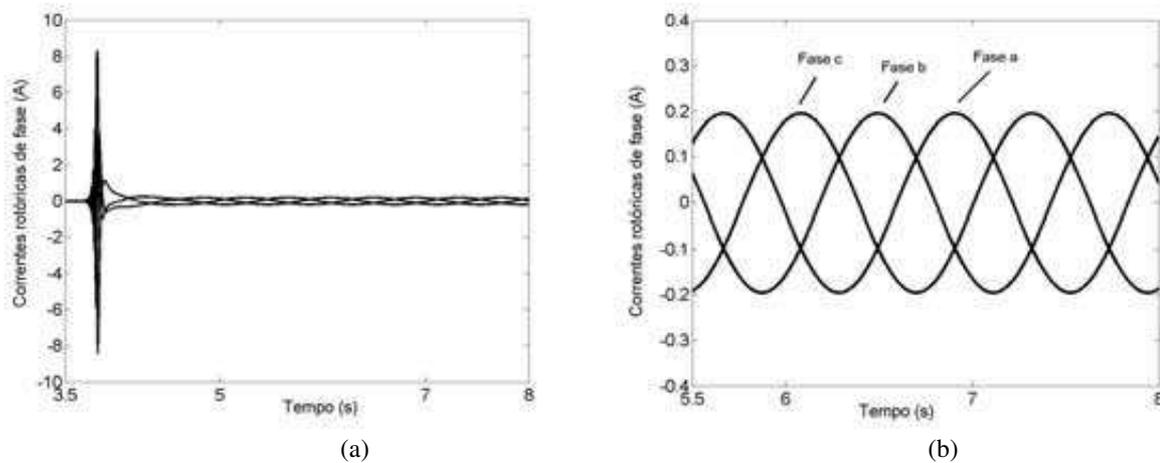


Figura 5.39– Correntes de fase do rotor simuladas pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente fundamental da saturação : (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

A Figura 5.39(a) evidencia o instante em que a auto-excitação se inicia, mostrando o regime transitório e, e em seguida o regime permanente do processo de geração. A velocidade da máquina deve estar acima da velocidade síncrona, a partir da qual as correntes rotóricas de fase revertem sua direção, tendo em vista que ocorre uma reversão na direção relativa de rotação entre as barras do rotor e o fluxo que as atravessa [BARKLE & FERGUSON, 1954]. Por essa razão, as correntes de fase do rotor têm a seqüência de fases invertida, conforme mostra a Figura 5.39(b). Nesta mesma figura, verifica-se que as correntes rotóricas são senoidais, sem distorção, pois o modelo não inclui o 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética.

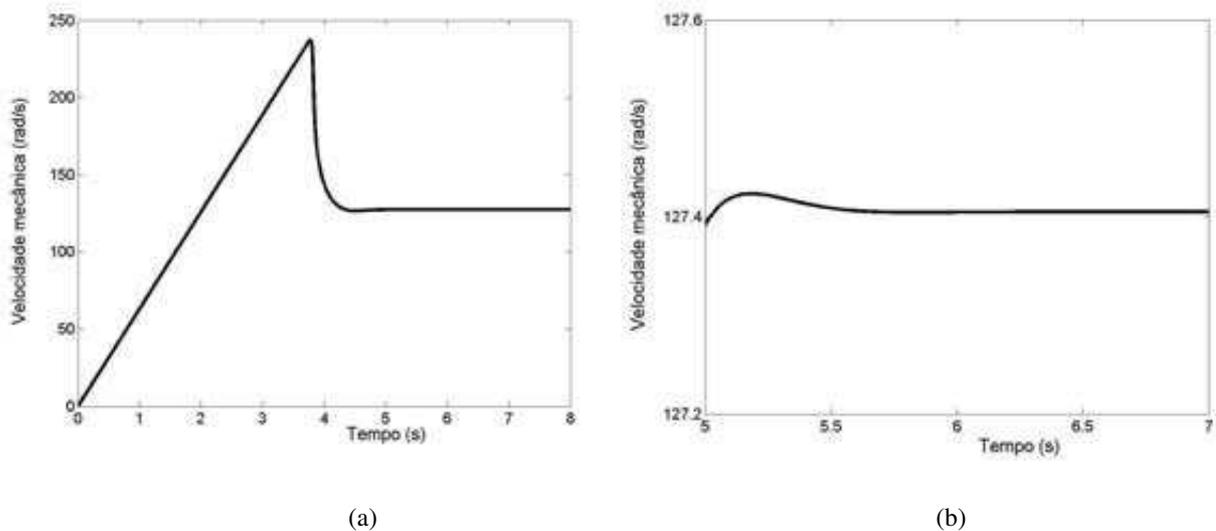
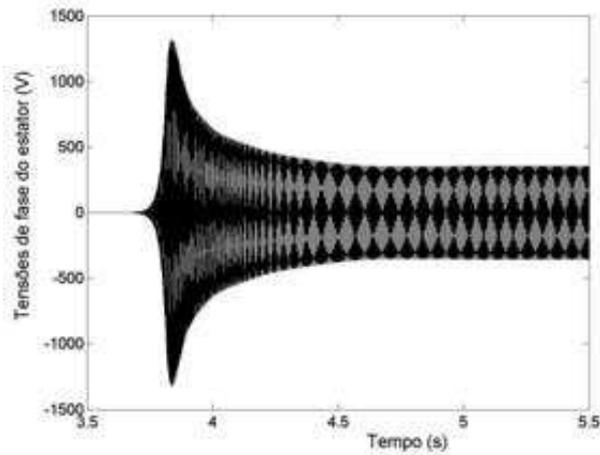


Figura 5.40– Velocidade mecânica simulada pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo apenas a componente fundamental da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

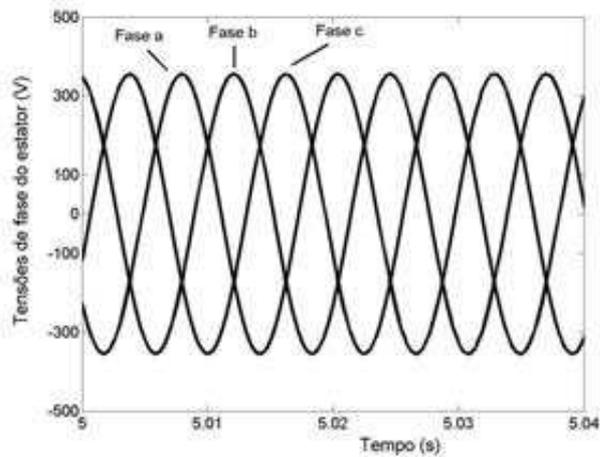
A Figura 5.40(a) evidencia, na velocidade mecânica simulada, o processo de aceleração da máquina durante o regime transitório que finaliza no instante em que a auto-excitação ocorre e o gerador atinge a velocidade de regime permanente, cujo valor (aproximadamente 127,4 rad/s, pela Figura 5.28(b)) é maior que a velocidade síncrona da máquina (cujo valor é igual a 94,25 rad/s a vazio). A Figura 5.40(b) mostra, ainda, que no regime permanente de funcionamento, a velocidade mecânica do gerador não apresenta oscilações lentas, pois não foi incluso no modelo, o 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante gerado pela saturação.

Em uma segunda etapa, o gerador foi simulado considerando no seu modelo, as componentes fundamental e de 3^o harmônico espaciais de fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética, seguindo o que está descrito na subseção 4.3.1, itens “a.” e “b.” do Capítulo 4. Os resultados de simulação são, então, os das Figuras 5.41, 5.42, 5.43 e 5.44, que mostram,

respectivamente, as tensões de fase do estator, correntes de fase do estator, correntes de fase do rotor e velocidade mecânica.

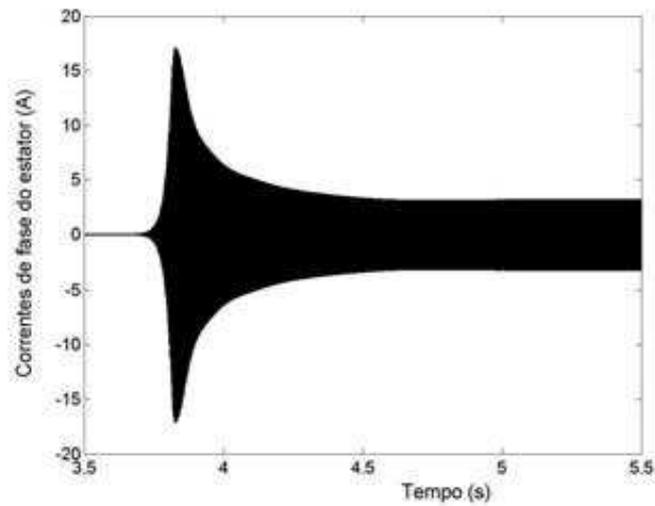


(a)

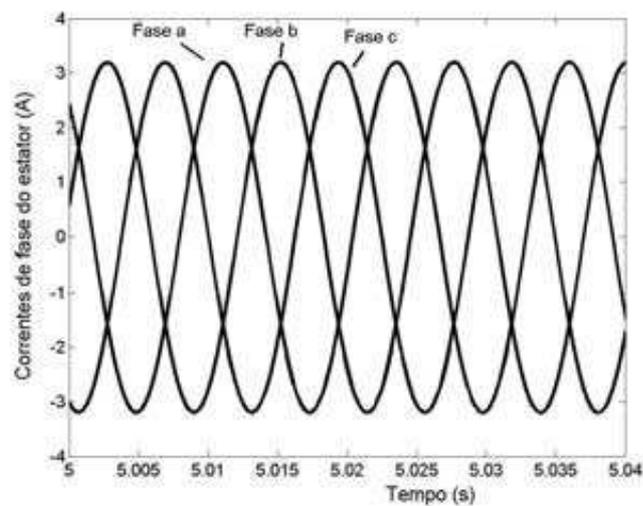


(b)

Figura 5.41– Tensões de fase simuladas no estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e de 3^a harmônico da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.



(a)



(b)

Figura 5.42– Correntes de fase simuladas no estator do GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e de 3^o harmônico da saturação : (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

As tensões e correntes de fase simuladas no estator do gerador de indução (Figuras 5.41 e 5.42, respectivamente), ao considerar no modelo as componentes harmônicas fundamental e de 3^o harmônico oriundos da saturação, apresentam comportamento bastante similar aos obtidos apenas

com a componente fundamental da saturação no modelo, e ilustrados nas Figuras 5.37 e 5.38.

Não parece haver, portanto, nenhuma alteração significativa de uma situação para a outra.

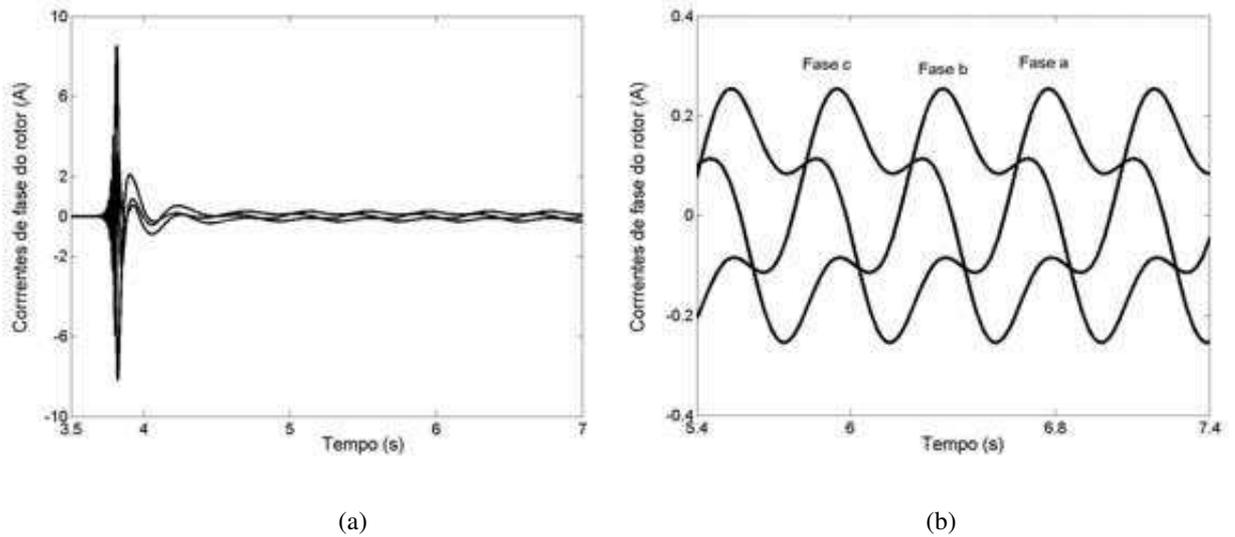


Figura 5.43– Correntes de fase do rotor simuladas pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e 3^o harmônico espaciais da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

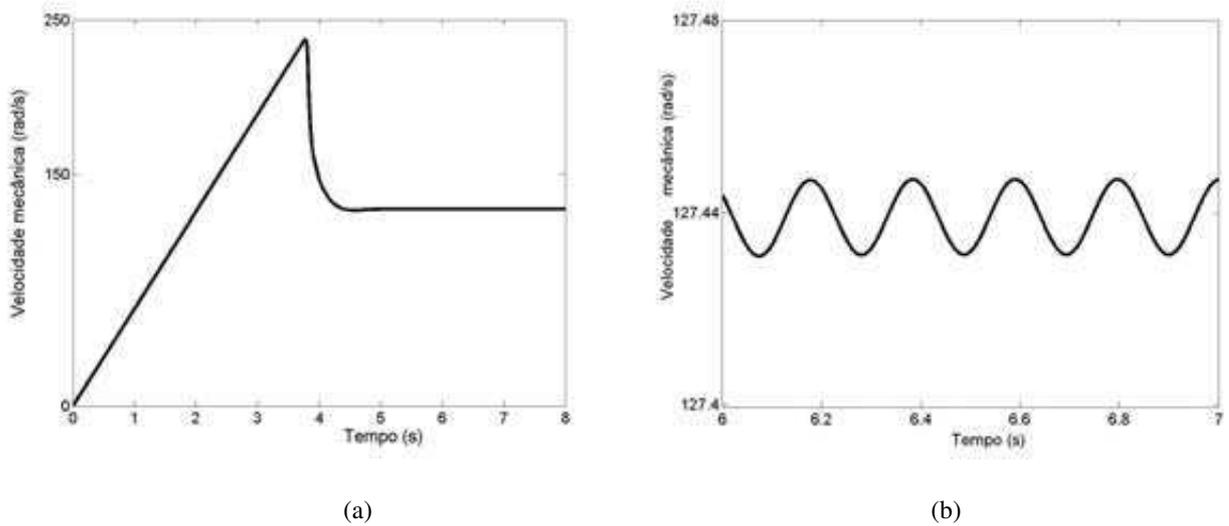


Figura 5.44 – Velocidade mecânica simulada pelo modelo proposto de GIAE em estrela e a vazio, incluindo as componentes fundamental e 3^o harmônico espaciais da saturação: (a) detalhe dos regimes transitório e permanente; (b) regime permanente.

Da mesma forma que nas correntes simuladas do rotor pelo modelo de gerador de indução que leva em conta apenas a componente espacial fundamental de fluxo magnetizante devida à saturação magnética (Figura 5.39), as correntes de fase do rotor têm as suas seqüências de fases invertidas com a máquina funcionando em velocidade acima da velocidade síncrona, como se vê na Figura 5.43(b). Pela mesma razão, isto se deve a uma reversão na direção relativa de rotação entre as barras do rotor e o fluxo que as atravessa. A Figura 5.43(b) ainda mostra que, em regime permanente, são induzidas correntes de 3^o harmônico nas correntes de fase simuladas no rotor, e que se devem ao 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante proveniente da saturação magnética (que é incluso no modelo), impondo o aspecto distorcido nestas correntes rotóricas de fase.

A velocidade mecânica vista na Figura 5.44(a), por outro lado, mostra, como na velocidade mecânica simulada pelo modelo que inclui apenas a componente fundamental espacial da saturação, o processo de aceleração da máquina durante o regime transitório, e a velocidade de regime permanente, esta de valor médio maior que a velocidade síncrona da máquina. A Figura 5.44(b), entretanto, evidencia que no regime permanente de funcionamento, a velocidade mecânica simulada do gerador responde de forma oscilatória e lenta, em virtude da presença do 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante gerado pela saturação magnética, o qual é incluso no modelo de gerador de indução em estudo.

5.5. Conclusões parciais

O principal objetivo deste capítulo foi verificar a influência dos harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico do fluxo de magnetização provenientes da saturação magnética sobre as grandezas elétricas e mecânicas de um motor de indução trifásico. Para isso, foi

implementado no ambiente de programação do MATLAB[®], a modelagem matemática do motor apresentada no Capítulo 4, que inclui (em coordenadas d e q) as grandezas de componente fundamental devidas ao harmônico espacial fundamental, e as grandezas de componente de 3^o harmônico devidas ao 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante, ambas originadas da saturação. As grandezas de 3^o harmônico foram obtidas. A modelagem foi também validada experimentalmente, por meio de medições das grandezas terminais do motor e da velocidade mecânica, empregando-se sistemas de aquisição de dados apropriados, de modo que correlações satisfatórias entre os resultados de simulação computacional e os de medição foram observadas.

Verificou-se que ao incorporar no modelo as componentes harmônicas espaciais de fluxo magnetizante criadas pela saturação (principalmente a componente espacial de 3^o harmônico), ocorreram oscilações de baixa frequência na velocidade simulada e distorções nas correntes rotóricas de fase simuladas. Entretanto, estes efeitos provenientes do 3^o harmônico espacial não foram significativos no modelo proposto do motor de indução estudado, quando este foi conectado em estrela e alimentado com as tensões nominais de fase (do motor), ou com 11% acima destas tensões nominais. Estes efeitos também não foram significativos nos resultados de simulações do modelo proposto para o mesmo motor de indução quando este foi conectado em delta e alimentado com tensões de fase menores, mas bem próximas às tensões nominais.

Além disso, estes mesmos efeitos não foram constatados nas simulações realizadas usando os modelos (em coordenadas d e q) com circuito magnético linear, nem nos modelos com a inclusão apenas da componente fundamental espacial da saturação, seja para o motor conectado em estrela, como em delta. Simulações de todas as grandezas supracitadas também foram implementadas usando modelos recentemente elaborados em variáveis de fase. A modelagem apresentada neste trabalho, que considera até o 3^o harmônico espacial oriundo da saturação,

apresentou resultados de simulações predominantemente mais concordantes com as medições que os do modelo no domínio de fases.

O final do capítulo expõe simulações resultantes da aplicação do modelo de motor apresentado, mas para a máquina funcionando como gerador de indução auto-excitado. Os resultados mostraram que apenas ao incluir no modelo os efeitos do 3º harmônico espacial oriundo da saturação, surgiram, de modo similar ao que ocorreu com o motor, oscilações na velocidade e distorções nas correntes do rotor, em virtude da presença deste 3º harmônico.

Capítulo 6

Conclusões

No presente trabalho, foram apresentadas a importância e a necessidade de modelos em coordenadas d e q de máquinas de indução trifásicas, voltadas ao estudo da dinâmica destes dispositivos sob o efeito da saturação na trajetória do fluxo magnetizante. Uma revisão bibliográfica com relevantes contribuições relativas a estudos de modelos de máquinas de indução sob influência da saturação magnética foi abordada. É proposta a modelagem de um motor de indução trifásico com estator em ligação estrela e em ligação delta (triângulo), em coordenadas d e q , levando em conta as distribuições espaciais fundamental e de 3º harmônico que surgem no caminho do fluxo magnetizante, devido à saturação magnética. São enfatizadas as contribuições da referida proposta. Simulações foram efetuadas usando a modelagem proposta e uma técnica recente de análise de circuitos não-lineares no domínio do tempo. Os resultados de simulações foram validados por meio de medições realizadas em um motor de indução trifásico de bancada, de potência 1,5 cv.

As principais contribuições foram: a modelagem de motores de indução considerando as distribuições espaciais fundamental e de 3º harmônico do fluxo magnetizante geradas pela saturação magnética; a forma de desenvolver o modelo, combinando o modelo em variáveis d e q para a máquina em um referencial rotativo alinhado ao fluxo de entreferro, com “funções

harmônicas magnéticas”, que descrevem o comportamento não-linear. Foram descritos e realizados os procedimentos experimentais para a determinação destas funções harmônicas.

Uma outra contribuição foi a elaboração de um modelo de gerador de indução trifásico auto-excitado, baseado no mesmo modelo de motor de indução proposto, e utilizando a mesma máquina. Como aplicação teórica do modelo de motor de indução, simulações foram feitas com o modelo de gerador de indução trifásico auto-excitado com estator em estrela, por meio da mesma técnica de análise não-linear adotada no modelo proposto de motor.

A modelagem proposta de motor de indução se mostrou experimentalmente válida quando foram confrontados seus resultados de simulação com os obtidos experimentalmente para as variáveis elétricas e mecânicas analisadas. Comparando com um modelo recente encontrado na literatura, desenvolvido diretamente em variáveis de fase, e que também usa o conceito de “funções harmônicas magnéticas”, ainda assim, os resultados de simulação indicaram que aqueles do modelo proposto de motor de indução, são, predominantemente, mais concordantes com os resultados das medições.

Discrepâncias um pouco mais significativas entre os resultados de simulação do modelo proposto de motor de indução e os resultados de medições se devem, com grande probabilidade, à saturação das reatâncias de dispersão, principalmente no modelo de motor conectado em delta, cujos enrolamentos do estator foram alimentados com valores de tensões de fase situados em região de maior saturação da curva característica do motor (cerca de 120% do valor nominal). A modelagem proposta de motor de indução, entretanto, não leva em conta a saturação das reatâncias de dispersão.

O espectro harmônico das tensões de fase de alimentação do motor conectado em estrela mostrou que, mesmo tendo sido alimentado com uma tensão de aproximadamente 111% da tensão nominal, a componente de 3^o harmônico deste espectro não foi significativa. A componente espacial de 3^o harmônico do fluxo magnetizante criada pela saturação não foi

suficiente para distorcer de modo mais significativo as correntes de fase rotóricas simuladas pelo modelo dq proposto e pelo modelo de fases (durante o regime permanente de carga mecânica), nem tão pouco provocou oscilações significativas de baixa frequência nas velocidades mecânicas simuladas por estes dois modelos, também durante o mesmo regime. Estes comportamentos também foram verificados nos resultados de simulações dos modelos de motor de indução com enrolamentos de estator em estrela e em delta, quando estes foram alimentados com as tensões nominais (motor em estrela), ou com valores menores, mas bem próximos aos nominais (motor em delta). Isto mostrou que quando o motor em estudo é submetido às tensões nominais ou a valores de tensões menores, mas bem próximos aos nominais (seja para o estator enrolado em estrela como em delta), os níveis de saturação magnética e os seus efeitos sobre alguns resultados simulados são muito pouco significativos .

Com base nos resultados de simulação e de medições obtidos, a modelagem proposta de motor de indução trifásico com estator conectado em delta, e com inclusão dos efeitos da saturação, apresentou resultados melhores do que os do modelo do mesmo motor com estator conectado em estrela.

Tomando como referência os resultados medidos, as simulações feitas em variáveis d e q (considerando o alinhamento com o fluxo magnetizante) e no domínio de fases considerando os modelos linear e com inclusão apenas da componente fundamental espacial da saturação, serviram para mostrar que o desempenho dos resultados destes modelos é predominantemente insatisfatório. Isto reforça a necessidade da inclusão dos componentes harmônicos espaciais de fluxo magnetizante originados pela saturação nos modelos de motor de indução com saturação limitada ao caminho de fluxo magnetizante de entreferro. Pelo menos até o 3^o harmônico espacial deste fluxo deve ser incluso nos modelos com inclusão de saturação em motores de indução, por ser este o componente harmônico predominante. Uma vantagem do modelo proposto de motor de indução com saturação, é o fato de que ele não

requer o conhecimento prévio dos dados de projeto da máquina. Além disso, embora o modelo tenha sido utilizado para um motor de indução em gaiola, ele é extensível ao motor de indução com rotor bobinado.

Uma outra vantagem, muito importante, e que pode ser atribuída ao modelo de motor de indução em variáveis d e q proposto, é que o seu algoritmo computacional é eficiente, no sentido de que no seu laço de iterações, decorrente da análise de pequenos sinais usada pela técnica não-linear, só são calculadas as variáveis d e q de correntes e tensões que aparecem nos circuitos de componentes fundamentais. O restante das componentes fundamentais elétricas e mecânicas, bem como as componentes de 3^o harmônico do modelo, são calculadas ao sair do laço de iterações. Alia-se a isto, igualmente importante, a simplificação feita no circuito de eixo q de componente fundamental do modelo, no qual não existe o ramo paralelo, em virtude do alinhamento do eixo d com o vetor de fluxo magnetizante. O modelo também descarta a necessidade de técnicas de controle para forçar a componente de eixo q do fluxo magnetizante a ser nula, como consequência do referido alinhamento.

Os resultados obtidos em razão da aplicação do modelo dq proposto ao gerador de indução trifásico auto-excitado demonstram, nas simulações, a influência do 3^o harmônico espacial de fluxo magnetizante oriundo da saturação magnética na distorção das correntes de fase do rotor durante o regime de imposição de carga mecânica. Também se verifica no gerador auto-excitado, como efeitos da mesma componente de 3^o harmônico, oscilações de baixa frequência na velocidade mecânica simulada durante o regime permanente de carga. Estes comportamentos, entretanto, não são vistos nas simulações destas mesmas variáveis, quando se emprega, no modelo do gerador, apenas a componente fundamental espacial originada pela saturação.

As limitações mais importantes do modelo em variáveis dq proposto de motor de indução são a não inclusão, no modelo, da saturação nas reatâncias de dispersão. Além disso,

o modelo proposto só inclui os efeitos dos harmônicos espaciais da distribuição de fluxo magnetizante (criados pela saturação) até o componente harmônico de 3^a ordem. Outros harmônicos triplos, tais como 9^o, 15^o e 21^o, não foram inclusos.

6.1. Propostas para trabalhos futuros

O presente trabalho permite que haja continuidade em obter modelos, em coordenadas d e q , para motores de indução trifásicos com inclusão da saturação magnética.

No modelo apresentado, sugere-se incluir os efeitos da saturação nas reatâncias de dispersão, comprovando-as experimentalmente, e em seguida fazer a validação experimental das variáveis elétricas e mecânicas do modelo.

Sugere-se incluir os efeitos de alguns harmônicos espaciais ímpares da distribuição de fluxo magnetizante, de ordem maior que 3, ao modelo apresentado, e que também são gerados pela saturação magnética no caminho deste fluxo.

Uma simplificação da técnica de análise do modelo proposto neste trabalho de modo a evitar o emprego de um laço de iterações em cada passo de tempo (linearização da técnica), poderia reduzir ainda mais o esforço computacional das simulações. Isso iria permitir que o modelo fosse implementado em um sistema em tempo real baseado no DSP (*Digital Signal Processor*), o qual iria ser conectado aos dispositivos de medição. As variáveis (tensões, correntes e velocidade, por exemplo) do motor seriam fornecidas pelo modelo.

Tendo em vista as aplicações dos modelos de motor de indução estar principalmente voltada para acionamentos elétricos, poder-se-ia também incluir os efeitos da saturação presentes no modelo desenvolvido de motor de indução, no sentido de modificar as estratégias de controle linear, que são geralmente elaboradas em variáveis de eixos d e q . Em seguida, poderia ser feita uma validação experimental da estratégia.

A simulação das respostas do gerador de indução trifásico auto-excitado, com inclusão de um sistema de controle em malha fechada para controle das tensões de fase geradas, por exemplo, seria uma interessante alternativa. Para isso, poderia ser utilizado o modelo de gerador de indução auto-excitado proposto neste trabalho de tese, com inclusão dos harmônicos espaciais fundamental e de 3^o harmônico de fluxo magnetizante criados pela saturação. Em adição, poderia ser investigada a validação experimental do sistema de controle em malha fechada mencionado.

Referências Bibliográficas

- ALVARENGA, B. P. **Modelo para o Cálculo do Conjugado de uma Máquina de Indução Incluindo os Efeitos de Enrolamento e Saturação Magnética.** Dissertação de Mestrado, 115p, UFU, Uberlândia-MG, Brasil, 1993.
- BISPO, D. **Contribuição ao Estudo de Máquinas Elétricas Incluindo o Efeito da Saturação Magnética.** Tese de Doutorado, 129p, UNICAMP, Campinas-SP, Brasil, 2000.
- BARKLE, J. E., FERGUSSON, R. W. **Induction Generator Theory and Application.** AIEE Transactions (Electrical Engineering), vol. 73, pp. 12-19, February 1954.
- BISPO, D., NETO, L., RESENDE, J., ANDRADE, D. A. **A New Strategy for Induction Machine Modelling Taking into Account the Magnetic Saturation.** IEEE Transactions on Industry Applications, vol. IAS-37, nº 6, pp. 1710-1719, january/february, 2001.
- BOLDEA, I., NASAR, S. A. **A Unified Analysis of Magnetic Saturation in Orthogonal Axis Models of Electric Machines Electric Machines and Power Systems,** vol. 12, pp. 195-204, 1987.
- BROWN, J. E., KOVACS, K. P., VAS, P. A. **Method of Including the Effects of Main Flux Path Saturation in the Generalized Equations of A. C. Machines.** IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-102, nº. 1, pp. 96- 103, january, 1983.
- DONESCU, V., CHARETTE, A., YAO, Z. RAJAGOPALAN, V. **Modelling and Simulation of Saturated Induction Motor in Phase Quantities.** IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 14, nº 3, pp. 386-393, september, 1998.

- FACCIO, M., GRANDE, P., PARASILITI, F., PETRELLA, R., TURSINI, M. **An Embedded System for Position and Speed Measurement Adopting Incremental Encoders.** 39th Industry Applications Society Annual Meeting. Vol. 2, pp. 1192-1199, 3-7 October, 2004.
- FREITAS, M. A. A. **Análise dos Efeitos da Saturação Magnética em Motores de Indução Acionados por Conversores Estáticos e Proposta de um Novo Estimador do Fluxo Rotórico.** Exame de Qualificação, 164p, UFU, Uberlândia-MG, Brasil, Dezembro 2001.
- FREITAS, M. A. A. **Efeitos da Saturação Magnética em Motores de Indução Acionados por Conversores Estáticos e Proposta de um Estimador do Fluxo Rotórico.** Tese de Doutorado, 170p, UFU, Uberlândia-MG, Brasil, 2002.
- HALL, D. V. **Microprocessors and Interfacing – Programming and Hardware.** Mcgraw Hill International Editions – computer science series, 554p., New Delhi, 1986.
- HE, Y., LIPO, T. A. **Computer Simulation of an Induction Machine with Spatially Dependent Saturation.** IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-103, n^o 4, april, 1984.
- IEEE Std 112-1991. **IEEE Standard Test Procedure for Polyphase Induction Motors and Generators.** Electric Machinery Committee of the IEEE Power Engineering Society, New York, U.S.A, december, 1991.
- KOVACS, K. P. **On the Theory of Cylindrical Rotor A.C. Machines, Including Main Flux Saturation.** IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-103, n^o 4, pp. 754-761, april, 1984.

- KRAUSE, P. C. & THOMAS, C. H. **Simulation of Symmetrical Induction Machinery**. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-84, n^o 11, pp. 1038-1053, november, 1965.
- KRAUSE, P. C., WASYCNCZUC, O., SUDHOFF, S. D. **Analysis of Electric Machinery**. IEEE Press, New York, 1995.
- JESUS, J. M. F. **A Model for Saturation in Induction Machines**. IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 3, no. 3, pp. 682-687, September, 1988.
- LEVI, E. A. **Unified Approach to Main Flux Saturation Modelling in D-Q Axis Models of Induction Machines**. IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 10, n^o 3, pp. 455-461, september, 1995.
- LEVI, E. **Impact of Cross-Saturation on Accuracy of Saturated Induction Machine Models**. IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 12, n^o 3, pp. 907-917, september, 1997.
- LIPO, T. A., CONSOLI, A. **Modeling and Simulation of Induction Motors with Saturable Leakage Reactances**. IEEE Transactions on Industry Applications, vol. IA-20, n^o 1, january/february, 1984.
- MASCARENHAS, A. W., LIMA, A. M. N., JACOBINA, C. B. **Sensor Integrado de Posição, Velocidade e Vibração para Máquinas Rotativas**. XV Congresso Brasileiro de Automática – XV CBA, setembro, Gramado-RS, Brasil, 2004.
- MELKEBEEK, J. A. A. **Magnetising-field Saturation and Dynamic Behaviour of Induction Machines. Part 1: Improved calculation method for induction - Machine dynamics**. Institute of Electrical Engineering Proceedings, vol. 130, part B, n^o 1, january, 1983.

- MELKEBEEK, J. A. A. **Magnetising-field Saturation and Dynamic Behaviour of Induction Machines. Part 2: Stability limits of a voltage-fed induction motor and of a self-excited induction generator.** Institute of Electrical Engineering Proceedings, vol. 130, part B, n^o 1, january, 1983.
- MOREIRA, J. C., LIPO, T. A. **Modeling of Saturated AC Machines Including Air Gap Flux Harmonic Components.** IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 28, n^o 2, pp. 343-349, march/april, 1992.
- NAIDU, S. R., LIMA., A. M. N. **A New Approach for the Simulation of Power Electronic Circuits.** IEEE Transactions on Circuits and Systems – I: Fundamental Theory and Applications, vol. 49, n^o 9, pp. 1317-1324, september, 2002.
- NANDI, S. **A Detailed Model of Induction Machines With Saturation Extendable for Fault Analysis.** IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 40, no. 5, pp. 1302-1309, september/October, 2004.
- NORMA TÉCNICA NBR 5383-1:2002. **Máquinas Elétricas Girantes. Parte 1: Motores de Indução Trifásicos – Ensaio.** ABNT/CB-03 – Associação Brasileira de Normas Técnicas/Comitê Brasileiro de Eletricidade, 62p, fevereiro, 2002.
- NETO , L. M., CAMACHO J. R., SALERNO, C. H. & ALVARENGA B. P. **Analysis of a Three-Phase Induction Machine Including Time and Space Harmonic Effects: The A, B, C Reference Frame.** IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 14, n^o 1, pp. 80-85, march, 1999.
- NETO , L. M., RESENDE J. **Uma Análise da Saturação Magnética em uma Máquina de Indução Trifásica Através de seus Terminais Elétricos.** Proceedings of XII Brazilian Automatic Conference – XII CBA , pp. 795-800, september, 1998.

- OJO, J. O., CONSOLI, A., LIPO, T. A. **An Improved Model of Saturated Induction Machines.** IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 26, nº 2, pp. 212-221, march/april, 1990.
- SOUZA, E. V. N., NAIDU, S. R. **Modelo dq de Motor de Indução Saturado Incluindo o 3º Harmônico Espacial do Fluxo Magnetizante.** XV Congresso Brasileiro de Automática – XV CBA, Gramado-RS, Brasil, setembro, 2004.
- SULLIVAN, C. R., SANDERS, S. R. **Models for Induction Machines with Magnetic Saturation of the Main Flux Path.** IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 31, nº 4, pp. 907-917, july/august, 1995.
- VAS, P. **Electrical Machines and Drives - A Space-Vector Theory Approach.** Oxford University Press Inc., 808p., New York, USA, 1992.
- VAS, P., HALLENIUS, K. E., BROWN, J. E. **Cross-saturation in Smooth Air Gap Electrical Machines.** IEEE Transactions on Energy Conversion, EC-1, no. 1, pp. 103-112, 1986.

Apêndice A

Determinação Experimental dos Parâmetros da Máquina de Indução

A.1. Dados nominais da máquina de indução

A máquina de indução trifásica empregada é um motor de bancada, com rotor em gaiola, e possui dados nominais conforme descritos na Tabela A.1.

Tabela A.1 – Dados nominais do motor de indução trifásico submetido aos experimentos.

Potência	1,5 CV
Número de pólos	8 pólos
Frequência	60 Hz
Rotação	860 rpm
Tensão de alimentação Δ/Y	220V/380V
Corrente dos Enrolamentos Δ/Y	6,5A/3,8A
Classe de Isolação	B
Relação I_p/I_n	6,8 A
Categoria	N

A.2. Determinação da resistência por fase do estator

A resistência ôhmica por fase do estator foi obtida em corrente contínua, por meio do método da queda de tensão, conforme prevêm os itens 7.1 e 7.2 da norma NBR 5383-1:

2002. Primeiramente, utiliza-se o esquema mostrado na Figura A.1 para a medição da resistência “a frio”, tomando o devido cuidado para que a corrente circulante não seja superior a 15% do valor nominal do enrolamento, dado um tempo máximo de 1 min. Foram feitas cinco leituras, cujos resultados estão dispostos na tabela A.2. No esquema da Figura A.1, o amperímetro Acc e o voltímetro Vcc empregados, têm, respectivamente, as seguintes especificações: multímetro digital FLUKE 111 TRUE RMS, e multímetro digital POLI PM 235 O. A fonte C.C variável empregada consiste, como mostra a mesma figura, de um variador de tensão monofásico conectado a uma ponte retificadora a diodo.

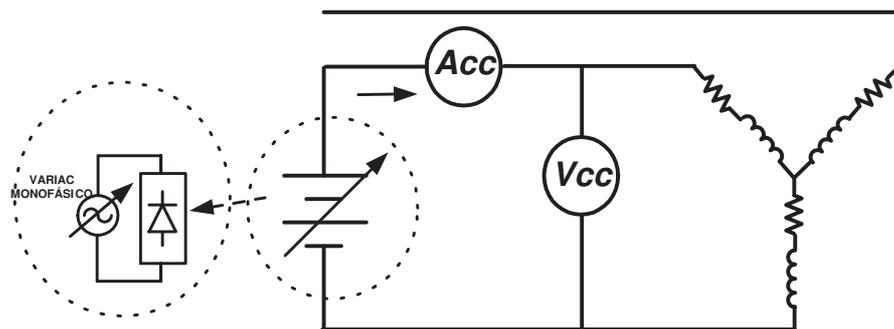


Figura A.1 – Esquema para medição da resistência “a frio” e “a quente” do enrolamento estatórico.

Tabela A.2 – Resultados do ensaio de medição de resistência “a frio” do estator.

Acc (A)	Vcc (V)
0.124	1.15
0.243	2.25
0.345	3.22
0.465	4.34
0.566	5.28

Tendo em vista que a medição da Figura A.1 é feita com dois enrolamentos em série, a resistência a frio é calculada pela média expressa pela equação (A1), isto é:

$$R_{frio} = \frac{1}{5} \sum_{k=1}^5 \frac{Vcc_k}{Acc_k} \quad \therefore R_{frio} \approx 4,66\Omega. \quad (A1)$$

Para a medição de resistência “a quente” utiliza-se o mesmo esquema da Figura A.1, com a diferença de que a medição é feita logo após o ensaio de rotor bloqueado. Os resultados do ensaio da medição de resistência “a quente” são os da tabela A.3.

Tabela A.3 – Resultados do ensaio de medição de resistência “a quente” do estator.

Acc (A)	Vcc (V)
0.1234	1.2
0.244	2.41
0.345	3.47
0.465	4.74
0.566	5.68

Calculando a resistência “a quente” de modo análogo ao da resistência a frio:

$$R_{quente} = \frac{1}{5} \sum_{k=1}^5 \frac{Vcc_k}{Acc_k} \quad \therefore R_{quente} \approx 5,02\Omega. \quad (A2)$$

O ensaio foi realizado a uma temperatura ambiente de 22° C, medida por um medidor de temperatura digital. Segundo as prescrições dos itens 5.2.2 e 14.1.1 da norma brasileira NBR 5383-1: 2002, e das seções 4.2.3 e 5.1.1 do padrão IEEE Std 112-1991, a resistência medida foi corrigida para a temperatura especificada de 95° C, tendo em vista ser de classe B a isolamento térmica do motor ensaiado, e levando em conta não ter sido medida a elevação de temperatura do mesmo. Seguindo estas especificações, tem-se:

$$R_{tesp} = R_t \cdot \frac{(T_{esp} + K)}{(T_t + K)} \quad (A3)$$

Sendo,

R_{tesp} , a resistência do enrolamento, em Ohms, corrigida para a temperatura especificada, no caso, $T_{esp} = 95^{\circ} \text{ C}$;

R_t , a resistência do enrolamento obtida após o ensaio de rotor bloqueado, correspondendo, então, ao valor da resistência “a quente”;

$K = 234,5$ para o cobre eletrolítico, com 100% de condutividade.

A temperatura T_t do enrolamento, quando a resistência R_t foi medida, é calculada conforme determinam os itens 13.2.1.3 e 8.3.3 da norma NBR 5383-1: 2002 e do padrão IEEE Std 112-1991, respectivamente, isto é:

$$T_t = T_{ref} + \frac{(R_t - R_{ref})}{(R_t + R_{ref})} * (234,5 + T_{ref}) \quad (A4)$$

Sendo que:

T_{ref} é o valor da temperatura do enrolamento, em $^{\circ} \text{ C}$, quando o valor de referência de resistência, R_{ref} , foi medido. Em geral T_{ref} é a temperatura ambiente, logo, R_{ref} é a resistência nesta temperatura, coincidente com o valor da resistência “a frio”.

Substituindo adequadamente os valores que constam na equação (A3), tendo em vista todo o desenvolvimento supra-exposto, o valor de resistência estatórica calculado é:

$$r_s = R_{tesp} \approx 6.0 \Omega \quad (A5)$$

A.3. Determinação dos demais parâmetros da máquina

Os parâmetros restantes do motor de indução trifásico empregado são determinados pelos ensaios clássicos com rotor em vazio e com rotor bloqueado. No ensaio a vazio, uma fonte de tensão trifásica senoidal alimenta o estator do motor de indução conectado em estrela, sem carga no eixo rotórico. A tensão entre fases foi levada até o valor nominal, isto é,

380 V em valor eficaz, instante no qual foi medida o valor da potência trifásica e o fator de potência. Estas três grandezas foram medidas pelo instrumento de medição AEMC True rms, cuja especificação encontra-se na Tabela A.4. As correntes em cada uma das três fases do estator foram lidas por um amperímetro C.A digital de medição True rms, representado pelo multímetro digital FLUKE 111 TRUE RMS.

No ensaio com rotor bloqueado, o eixo rotórico do motor é bloqueado, instante no qual a fonte de tensão trifásica senoidal que alimenta o estator do motor é levada a um certo valor de tensão entre fases, de tal modo que as correntes de fase atinjam o valor nominal. Da mesma forma que no ensaio a vazio, são medidas as correntes eficazes de cada fase, a tensão eficaz entre fases que alimenta o estator, a potência trifásica do estator e o fator de potência. Estas três últimas grandezas foram medidas com o instrumento de medição True RMS especificado na Tabela A.4.

Tabela A.4 – Especificações do medidor AEMC True RMS.

Modelo	AEMC 3910 TRMS POWER METER
Máxima tensão de trabalho	600 V rms
Norma de Segurança	IEC 348 cat II
Valores de Entrada Nominais	0 a 600 V rms; 30 Hz a 999 Hz; 0 a 500 A rms com a ponta de prova de corrente MD313.
Ponta de prova de corrente MD313	- <u>Entrada</u> : 0 a 500 A rms, com tensão de trabalho de 600 V em relação à terra. - <u>Saída</u> : 1mV AC/A, tensão de flutuação de 30 V.

Os valores obtidos com os ensaios a vazio e de rotor bloqueado são os disponíveis na tabela A.5, na qual a tensão entre fases ab foi medida com o instrumento de medição TRUE RMS especificado na Tabela A.4. A tensão entre as fases b e c foi medida com um multímetro digital FLUKE 111 TRUE RMS.

Os circuitos equivalentes simplificados dos ensaios a vazio e com rotor travado são os mostrados nas figuras A.2(a) e A.2(b).

Tabela A.5 – Valores medidos dos ensaios a vazio e de rotor bloqueado no motor de indução sob teste.

Tipo de ensaio	Tensão entre fases ab (V)	Tensão entre fases bc (V)	Corrente na fase a (A)	Corrente na fase b (A)	Corrente na fase c (A)	Média das correntes (A)	Potência trifásica (W)	Fator de potência
A vazio	380	384	2,65	2,70	2,53	2,63	565	0,33
Rotor bloqueado	131	134	3,92	3,95	3,81	3,89	418	0,49

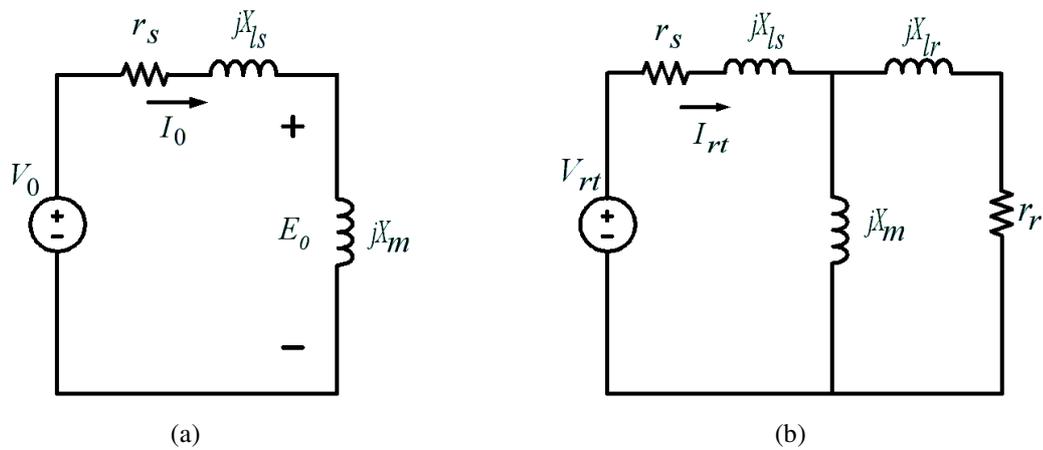


Figura A.2 – Circuitos equivalentes: (a) do ensaio a vazio, (b) do ensaio de rotor travado.

Empregando os dados da tabela A.5 e o circuito equivalente da Figura A.2(b), os seguintes cálculos foram efetuados:

$$\varphi_{rt} = \cos^{-1}(\text{fator de potência do ensaio de rotor travado}); \quad V_{rt} (p / \text{fase}) = \frac{V_{rt}}{\sqrt{3}};$$

em que a tensão V_{rt} é a média das tensões medidas no ensaio de rotor bloqueado.

Tomando a tensão de rotor travado por fase como referência, a impedância de rotor bloqueado por fase é calculada por:

$$Z_{rt} (p / \text{fase}) = \frac{V_{rt} (p / \text{fase})}{I_{rt} (p / \text{fase})} = \frac{V_{rt} (p / \text{fase})}{I_{rt\text{méd}} \cdot [\cos(-\varphi_{rt}) + j \cdot \sin(-\varphi_{rt})]} \quad (A6)$$

Sendo $I_{rt\text{méd}}$ a média dos valores medidos das correntes em cada fase do estator, conforme descrito na Tabela A.5.

Com base na equação (A6), a resistência R_{rt} e a reatância X_{rt} de rotor travado por fase, respectivamente, são determinadas de acordo com a equação (A7).

$$R_{rt} = \text{real}[Z_{rt} (p / \text{fase})]; \quad X_{rt} = \text{imag}[Z_{rt} (p / \text{fase})] \quad (\text{A7})$$

Visto que no ensaio de rotor travado, a resistência r_r é geralmente bem menor que a reatância X_m do ramo magnetizante, então, no circuito equivalente da Figura A.2(b) facilmente se verifica que:

$$r_r = R_{rt} - r_s \quad (\text{A8})$$

$$X_{lr} = X_{rt} - X_{ls} \quad (\text{A9})$$

Contudo, não há perda de generalidade em se considerar, tendo em vista que o motor empregado é de categoria N (conforme se nota na tabela A.1), a validade das equações (A10) e (A11) [IEEE Std 112-1991], ou seja:

$$X_{ls} = \frac{X_{rt}}{2} \quad (\text{A10})$$

Substituindo a equação (A10) na equação (A9), observa-se que:

$$X_{lr} = \frac{X_{rt}}{2}$$

e, portanto,

$$X_{ls} = X_{lr} = \frac{X_{rt}}{2} \quad (\text{A11})$$

Por outro lado, pelo ensaio a vazio do motor de indução, e empregando o circuito equivalente da Figura A.2(a), é observado que:

$$V_0 = \frac{V_{om}}{\sqrt{3}}, \quad (\text{A12})$$

sendo V_0 a tensão do ensaio a vazio por fase, e V_{om} a média das tensões medidas entre fases do ensaio a vazio. Considerando que I_o e P_o são, respectivamente, o valor médio das

correntes medidas nas fases do ensaio a vazio, e a potência trifásica medida entregue ao motor neste mesmo ensaio, então:

$$Z_{om} = \frac{V_o}{I_{om}}, \quad R_{om} = \frac{P_{om}}{3 \cdot I_{om}^2}, \quad X_{om} = \sqrt{Z_{om}^2 - R_{om}^2}, \quad (A13)$$

são respectivamente, os valores por fase da impedância, da resistência e da reatância do ensaio a vazio do motor. Sendo Ψ_{FPO} o ângulo do fator de potência medido no ensaio,

$$I_o = I_{om} \cdot [\cos(\Psi_{FPO}) + i \cdot \sin(-\Psi_{FPO})], \quad (A14)$$

é o fasor complexo da corrente do ensaio a vazio.

Dessa forma, no circuito equivalente do ensaio a vazio (Figura A.2a), tomando a tensão V_o como referência:

$$X_m = \text{imag} \left[\frac{E_o}{I_o} \right]; \quad E_o = | V_o - (r_s + j \cdot X_{ls}) \cdot I_o | \quad (A15)$$

As perdas totais no cobre dos enrolamentos da máquina são determinadas por:

$$P_J = 3 \cdot R_{om} \cdot I_{om}^2 \quad (A16)$$

Empregando-se ainda o circuito equivalente do ensaio a vazio, realiza-se o teste de separação de perdas para determinação das perdas rotacionais totais da máquina. São medidos valores de tensão entre fases V_{om} em função da potência de entrada trifásica P_{om} para valores decrescentes da tensão aplicada. Começa-se da tensão nominal até o ponto em que a corrente começa a aumentar, e então se extrapola a curva até o eixo das ordenadas (Figura A.3).

De posse dos valores medidos no teste de separação para o motor em uso, a extrapolação é realizada por meio de um software que usa um método de extrapolação cúbica no ambiente de programação do MATLAB[®]. O valor em que a curva da Figura A.3 toca o eixo das ordenadas corresponde às perdas rotacionais, cujo valor, para o motor empregado é:

$$P_{rot} = 66W .$$

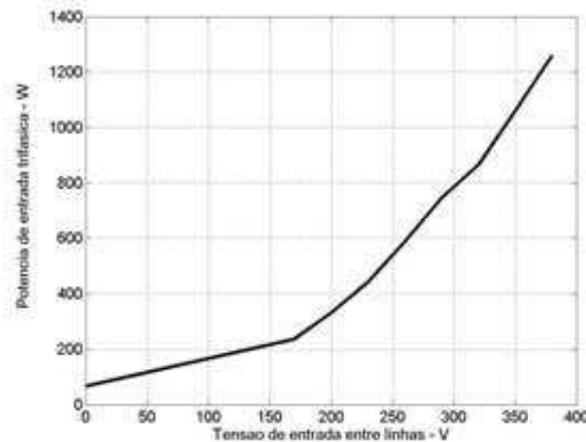


Figura A.3 - Potência x Tensão para obtenção das perdas rotacionais pela separação de perdas.

Conhecidos, então, P_{om} , P_J e P_{rot} como previamente mostrados, é possível calcular as perdas totais no ferro da máquina pela equação (A17), isto é:

$$P_{fe} = P_{om} - P_J - P_{rot} \quad (A17)$$

A resistência R_m pode então ser determinada a partir das equações (A15) e (A17), sendo calculada segundo a equação (A18).

$$R_m = \frac{(E_0)^2}{\left(\frac{P_{fe}}{3}\right)} \quad (A18)$$

Como o parâmetro X_m não é levado em conta no cálculo das reatâncias de dispersão do estator e do rotor pela equação (A11), que por sua vez usa informações do circuito equivalente do ensaio de rotor travado, então, para melhorar as estimativas destas duas reatâncias e da reatância de magnetização e resistência do rotor, utiliza-se um processo iterativo [BISPO, 2000].

Reilustrando na Figura A.4 os circuitos equivalentes dos ensaios a vazio e rotor travado da Figura A.2, é possível verificar a validade da equação (A19) neste circuito equivalente.

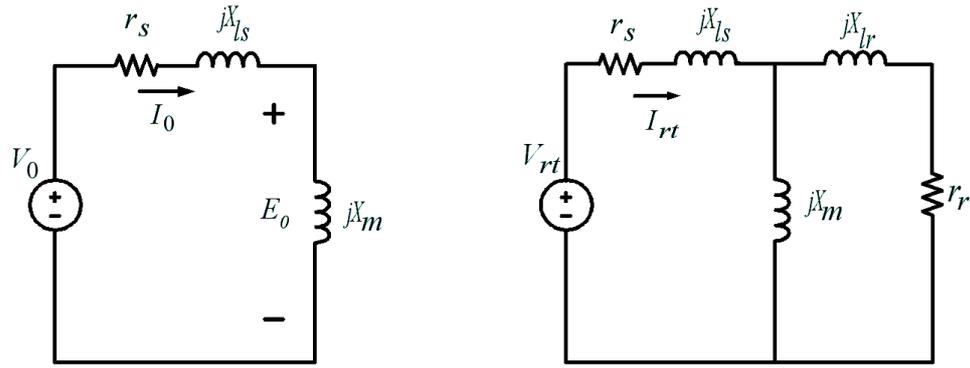


Figura A.4 – Representação dos circuitos equivalentes dos ensaios a vazio e de rotor travado.

$$X_{om} = X_{ls} + X_m \tag{A19}$$

Por outro lado, no circuito equivalente do ensaio de rotor travado, é possível observar que:

$$R_{rt} + jX_{rt} = r_s + jX_{ls} + \frac{(r_r + jX_{lr}) \cdot jX_m}{r_r + j(X_{lr} + X_m)} \tag{A20}$$

Como, em geral, r_r é bem menor que X_m , a equação (A20) se torna:

$$R_{rt} + jX_{rt} = r_s + jX_{ls} + \frac{(r_r + jX_{lr}) \cdot jX_m}{j(X_{lr} + X_m)},$$

na qual, facilmente se verifica que:

$$R_{rt} = K_i \cdot r_r + r_s \tag{A21}$$

e

$$X_{rt} = K_i \cdot X_{lr} + X_{ls}, \tag{A22}$$

sendo,

$$K_i = \frac{X_m}{X_m + X_{lr}} \tag{A23}$$

Conforme já previamente comentado a respeito de um motor de indução de categoria N, pode-se verificar que:

$$X_{lr} = X_{ls} \tag{A24}$$

Substituindo a equação (A24) nas equações (A22) e (A23), obtém-se:

$$X_{rt} = (K_i + 1) \cdot X_{ls} \quad (\text{A25})$$

$$K_i (X_m + X_{ls}) = X_m \Rightarrow X_m = K_i \cdot X_{om} \quad (\text{A26})$$

E por substituição da equação (A25) na equação (A26), tem-se:

$$K_i \cdot \left(\frac{X_{rt}}{(K_i + 1)} + X_m \right) = K_i \cdot X_{om} \quad (\text{A27})$$

Ou seja,

$$K_i = 1 - \frac{X_{rt}}{X_{om}(K_i + 1)} \quad (\text{A28})$$

Da equação (A27), entretanto, pode-se notar que:

$$X_m = X_{om} - \frac{X_{rt}}{(K_i + 1)} \quad (\text{A29})$$

As equações (A19), (A21), (A22) e (A23) constituem um sistema de equações que pode ser resolvido por meio de um processo iterativo, usando a constante K_i . Considerando que a constante K_i na equação (A28) tem um valor K_{it} , então, pelo referido processo iterativo, obtém-se o novo valor K_{it+1} , dado por:

$$K_{it+1} = 1 - \frac{X_{rt}}{X_{om}(K_{it} + 1)} \quad (\text{A30})$$

A cada iteração, comparam-se os valores de K_{it} e K_{it+1} até se chegar a uma diferença menor ou igual a uma especificada tolerância. Denominando K_f o valor final de K_i , obtêm-se os valores dos parâmetros do circuito equivalente do motor seguindo as equações (A31) a (A33), isto é:

$$X_{ls} = X_{lr} = \frac{X_{rt}}{K_f + 1} \quad (\text{A31})$$

$$X_m = X_{om} - \frac{X_{rt}}{(K_f + 1)} \quad (\text{A32})$$

$$r_r = \frac{R_{rt} - r_s}{K_f} \quad (\text{A33})$$

Após os resultados do processo iterativo, computado através de um programa desenvolvido no ambiente do MATLAB[®] que leva em conta os dados dos ensaios a vazio e a rotor travado dispostos na tabela A.5, e os dados de placa do motor dispostos na tabela A.1, obtêm-se então os valores dos parâmetros do motor mostrados na tabela A.6.

Tabela A.6 – Parâmetros do motor de indução determinados experimentalmente.

r_s (Ω)	r_r (Ω)	R_m (Ω)	X_{ls} (Ω)	X_{lr} (Ω)	X_m (Ω)
6	4,195	339,3322	8,598	8,598	70,365

Apêndice B

Determinação Experimental da Velocidade do Motor de Indução

A medida de posição e velocidade de peças que giram, tais como eixos, volantes e as engrenagens de uma máquina são extremamente importantes para o controle de processos ou mesmo para a sincronização de outras partes do equipamento envolvido [MASCARENHAS et al, 2004]. Para obter as informações de posição e velocidade de uma máquina girante, geralmente é utilizado um sensor que transforma estas informações para a forma digital, de tal modo que se torna possível enviá-las para um microcomputador. Este sensor digital possui um circuito de detecção simples e é chamado de *encoder* rotativo (ou *encoder* de eixo).

Há dois tipos básicos de *encoders* de eixo, o absoluto e o incremental. Como o sistema de aquisição de velocidade do motor de indução sob estudo emprega o *encoder* do tipo incremental, então, procura-se mostrar o princípio de funcionamento, o esquema de aquisição experimental e as equações que permitem obter a velocidade, relacionados apenas a este tipo de *encoder*.

Um *encoder* incremental basicamente produz um pulso para cada incremento de rotação do eixo e funciona por meio da passagem de um feixe de luz por dois grupos (trilhas) de fendas cortadas em um disco de metal, de modo que cada fenda é igualmente espaçada uma da outra [HALL, 1986]. A configuração das fendas é tal que quando uma trilha “vê” luz, a outra não vê. Dessa forma, dois sinais em forma de um trem de pulsos são produzidos. Estes

dois sinais ficam em quadratura um em relação ao outro, permitindo que a direção de rotação também seja determinada.

Cada uma das duas trilhas do *encoder* incremental possui N_P fendas, de modo que N_P pulsos serão produzidos para cada volta, sendo N_P um número inteiro. Sendo conhecida a quantidade N_j de pulsos do trem de pulsos em uma janela j de tempo, como mostrado na Figura B.1, bem como o número N_P de pulsos do *encoder* em cada volta, é possível obter a posição angular e a velocidade mecânica por meio de uma aritmética simples. Então, em cada janela j , com período de tempo constante e igual à T_{sc} segundos, a posição (ou deslocamento) angular θ_j é determinada com base na equação (B1), isto é:

$$\theta_j(rad) = \frac{2\pi.N_j}{N_P} \tag{B1}$$

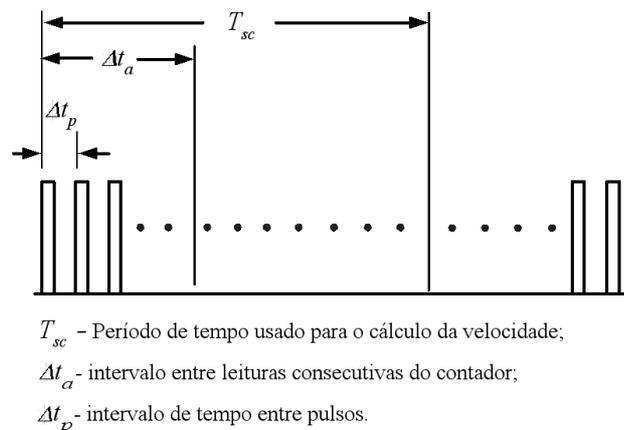


Figura B.1 – Pulsos gerados pelo encoder com detalhe da janela de tempo j de valor T_{sc} segundos.

Uma vez obtida a posição angular θ_j pela equação (B1), a velocidade angular ω_{mj} em cada janela é aproximada por um valor médio. Este valor é calculado pela taxa incremental discreta no intervalo de T_{sc} segundos [FACCIO et al, 2004] segundo a equação (B2), ou seja:

$$\omega_{mj}(rad / s) = \frac{\theta_j}{T_{sc}} = \frac{2\pi.N_j}{N_P.T_{sc}} \tag{B2}$$

Para a contagem do número de pulsos foi utilizado um circuito contador. Esta tarefa foi desempenhada por um microcontrolador da família *PIC* (especificamente pelo microcontrolador *PIC16F876A* da Microchip) ao qual foi conectado um dos dois canais de saída de trem de pulsos oriundos do *encoder*. O canal de saída empregado foi o canal A. Além disso, foi conectado ao microcontrolador um circuito integrado denominado de *Latch*. Enquanto estiver habilitado, a função do *Latch* é receber o número de pulsos contados pelo microcontrolador na forma de dois números binários de 8 bits, um sendo a parte de bits menos significativos (bms) e o outro a parte de bits mais significativos (BMS), e então os envia à porta paralela do computador (isto é, à *LPT1*). A composição destes dois números forma o número de 16 bits que fornece a quantidade de pulsos contados.

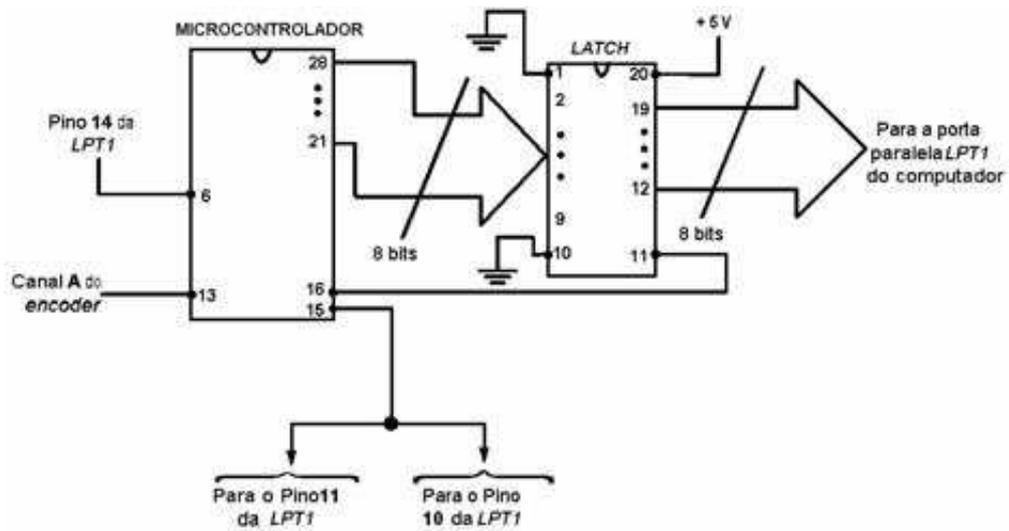
A Figura B.2(a) mostra o esquema empregado para a aquisição de velocidade do motor de indução que está sendo estudado. A Figura B.2(b) mostra uma foto do *encoder* incremental utilizado. A contagem do número de pulsos é limitada a um valor máximo de 1000 pulsos, a partir do qual é feita uma nova contagem. Este número máximo de contagem de pulsos coincide com a especificação máxima N_P de pulsos por volta do *encoder* utilizado, conforme pode ser visto na Tabela B.1, em que são descritas as especificações mais relevantes do *encoder* de eixo usado no sistema de aquisição de velocidade do motor de indução estudado.

Tabela B.1 – Especificações do *encoder* incremental empregado no sistema de aquisição de velocidade.

Canal A	Saída dos pulsos oriunda da 1ª trilha de fendas.
Tensão de alimentação	5 V CC $\pm 10\%$
Tipo de conexão	Cabo radial
Número de pulsos por volta	1000
Velocidade máxima	6000 rpm

Então, a informação de 16 bits referente à contagem do número de pulsos é enviada à porta paralela do computador em duas partes de 8 bits: a parcela de bits menos significativos

(bms) e a parcela dos bits mais significativos (BMS). Um programa computacional, por sua vez, habilita o computador a ler na sua porta paralela, dentro de cada intervalo Δt_a (Figura B.1) entre leituras consecutivas do contador, os 8 bits bms e os 8 bits BMS. Os dois números decimais correspondentes a cada um desses dois n^{os} binários são somados no mesmo programa computacional, e representam um certo número de pulsos em cada intervalo Δt_a . A janela j de tempo (de valor T_{sc} segundos) em que são contados N_j pulsos é geralmente tomada como um múltiplo do intervalo de tempo Δt_a .



(a)



(b)

Figura B.2 – (a) Esquema do sistema de aquisição de velocidade do motor de indução; (b) Foto do encoder de eixo utilizado no esquema.

Sabendo-se a quantidade total k de janelas j de tempo ($j = 1,2,..k$), o produto $k.T_{sc}$ denota o tempo total de medição de posição angular e, conseqüentemente, da velocidade mecânica. A posição e a velocidade em cada janela j são estimadas pelas equações (B.1) e (B.2), respectivamente. Isto permite construir uma curva de posição angular e outra de

velocidade mecânica angular em função do tempo total $k.T_{sc}$. Embora a posição e a velocidade sejam valores estimados, podem ser considerados valores medidos já que, pela equação (B1) a posição angular é diretamente proporcional à quantidade de pulsos N_j medida na janela j de tempo, e a velocidade ω_{mj} é diretamente proporcional à posição angular pela equação (B2).

Na obtenção das curvas de posição (Figuras B3 e B4) e velocidade (Figuras 5.13 e 5.25 do capítulo 5) medidas do motor de indução aqui estudado, o período de amostragem Δt_a foi de aproximadamente $263,5\mu s$ e o tamanho de cada janela j de tempo T_{sc} foi de 10 vezes o período de amostragem, isto é, $2635\mu s$. Além disso, o tempo total foi de aproximadamente $0,817s$. As figuras B.3 e B.4 mostram as curvas de posição obtidas apenas para o regime permanente a vazio do motor de indução conectado em estrela e em delta, respectivamente. Para o regime permanente de aplicação de carga mecânica, nas duas formas de ligação do motor, as respectivas curvas de posição são obtidas usando o mesmo procedimento empregado para as curvas na condição a vazio.

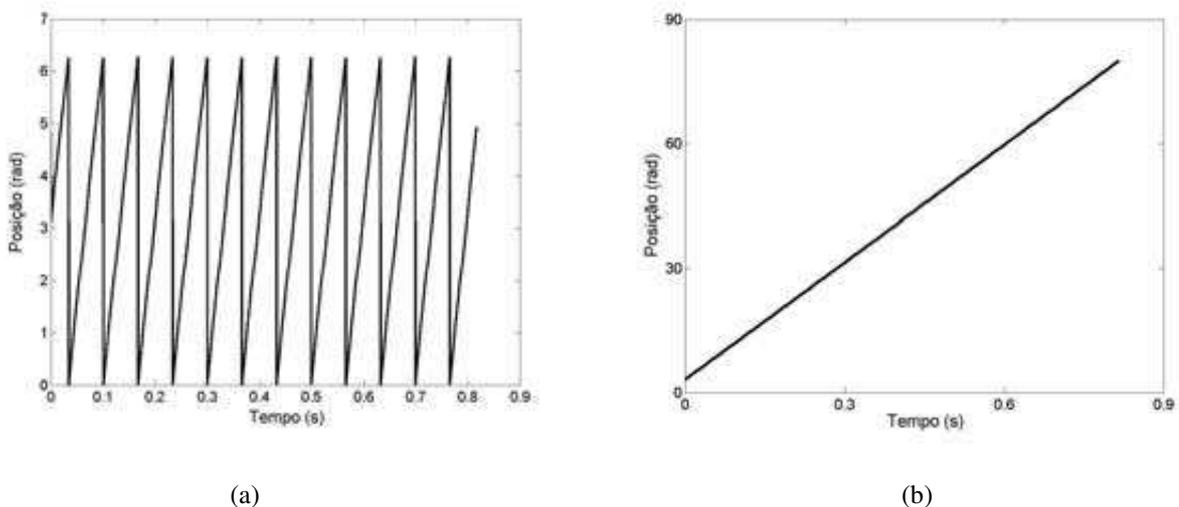


Figura B.3 – Motor em vazio e estator em estrela alimentado com tensões de fase 11% acima das nominais: (a) posições medidas por cada volta do motor; (b) posições construídas a partir das posições medidas por volta.

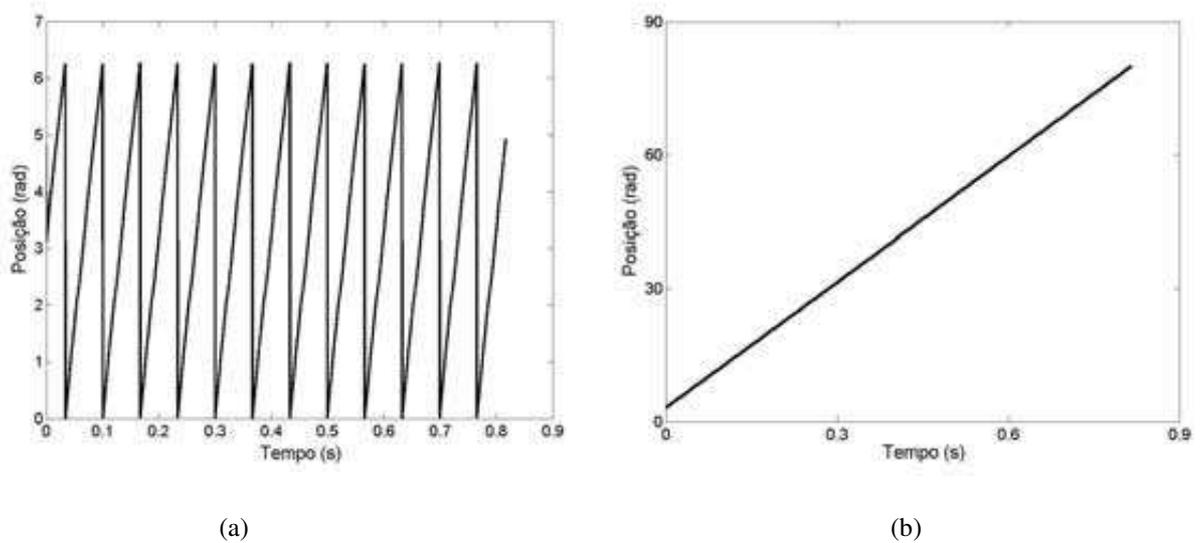


Figura B.4 – Motor em vazio e estator em delta alimentado com tensões de fase 20% acima dos valores nominais: (a) posições medidas por cada volta do motor; (b) posições construídas a partir das posições medidas por volta.

Como era de se esperar, as curvas de posição nas duas formas de ligação do estator são as mesmas, o que ocorrerá também para as curvas de posição do regime permanente com carga. As velocidades mecânicas medidas do motor, para cada forma de conexão do estator, são obtidas a partir das posições angulares construídas, a exemplo das mostradas nas figuras B.3(b) e B.4(b) (motor a vazio), usando a expressão da velocidade média da equação (B2), uma vez que são conhecidos os parâmetros, N_j , N_p e T_{sc} . As velocidades medidas mostradas nas Figuras 5.13 e 5.25 do capítulo 5 (para as conexões em estrela e em delta, respectivamente), foram submetidas a um filtro passa-baixa definido por uma função do MATLAB[®] (filtro de Butterworth) para eliminação de ruídos indesejáveis do sinal. Os coeficientes do filtro são calculados conhecendo-se o intervalo de tempo Δt_a . O filtro elimina as frequências acima de 15 Hz, tendo em vista ser esta a velocidade síncrona do motor utilizado nas medições.

As discrepâncias existentes na velocidade medida se devem aos erros de quantização sobrepostos à velocidade média efetiva dentro de cada janela de tempo T_{sc} , que é função da

incerteza no número medido de pulsos (N_j) em cada uma, e se deve à falta de sincronização entre os pulsos do *encoder* e a própria janela de observação [FACCIO et al, 2004]. O erro de quantização de velocidade $\Delta\omega$ é, então, independente da velocidade de operação, sendo calculado pela equação (B3) [FACCIO et al, 2004].

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{N_p \cdot T_{sc}} \text{ [rad / s]} \quad (\text{B3})$$

Considerando os valores anteriormente citados para N_p e T_{sc} o erro $\Delta\omega$ é cerca de 2,38 rad/s.

Apêndice C

Matrizes de Transformação para o Referencial dq do Fluxo Magnetizante

A matriz de transformação empregada para realizar a transformação das variáveis trifásicas F_{sabc} para as variáveis F_{sodq}^f em coordenadas d e q , no referencial rotativo f do fluxo magnetizante, pode ser escrita como:

$$P_s^f = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos(\theta_f) & -\sin(\theta_f) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos(\theta_f - \frac{2\pi}{3}) & -\sin(\theta_f - \frac{2\pi}{3}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos(\theta_f - \frac{4\pi}{3}) & -\sin(\theta_f - \frac{4\pi}{3}) \end{bmatrix} \quad (C1)$$

Na equação (C1), θ_f é o ângulo entre o par de eixos d e q , alinhado com o vetor de fluxo magnetizante, e o referencial fixo no estator da máquina. De acordo com o que está estabelecido em KRAUSE et al [1995], é possível escrever que:

$$F_{sabc} = P_s^f F_{sodq}^f, \quad (C2)$$

sendo,

$$F_{sabc} = [F_{sa} \ F_{sb} \ F_{sc}]^T ; \quad F_{sodq}^f = [F_{so}^f \ F_{sd}^f \ F_{sq}^f]^T \quad (C3)$$

Analogamente, para realizar a transformação de variáveis trifásicas F_{rabc} do domínio de fases do rotor para o referencial rotativo f em coordenadas d e q , emprega-se a matriz de transformação genérica do rotor, P_r^f , como mostrada na equação (C4).

$$P_r^f = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\theta_f - \theta_r) & -\sin(\theta_f - \theta_r) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\theta_f - \theta_r - \frac{2\pi}{3}) & -\sin(\theta_f - \theta_r - \frac{2\pi}{3}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\theta_f - \theta_r - \frac{4\pi}{3}) & -\sin(\theta_f - \theta_r - \frac{4\pi}{3}) \end{bmatrix} \quad (C4)$$

Na equação (C4), θ_r é o ângulo entre fase “A” do rotor e o referencial na fase “a” do estator. Portanto, é possível obter:

$$F_{rabc} = P_r^f F_{rodq}^f \quad (C5)$$

sendo,

$$F_{rabc} = [F_{ra} \ F_{rb} \ F_{rc}]^T ; \quad F_{rodq}^f = [F_{ro}^f \ F_{rd}^f \ F_{rq}^f]^T \quad (C6)$$

Se x for denotado como o referencial a partir do qual as variáveis F estão sendo transformadas, e y sendo o referencial para o qual as variáveis F são transformadas, então, de uma forma geral [KRAUSE, 1995]:

$$F_{odq}^y = {}^x P^y F_{odq}^x \quad (C7)$$

Na equação (C7), ${}^x P^y$ representa uma matriz de transformação das variáveis F do referencial x para o referencial y .

Considerando que o referencial de origem x é o referencial rotativo f e y é o referencial estático s , então:

$$F_{sodq}^s = F_{sodq}^f = {}^f P^s F_{odq}^f \quad (C8)$$

Como a matriz de transformação da equação (C1) é ortogonal, ou seja, $[P_s^f]^{-1} = [P_s^f]^T$, então, pela equação (C2), a transformação das variáveis trifásicas estacionárias F_{sabc} (variáveis do estator) para variáveis de coordenadas dq em um referencial rotativo f é expresso por:

$$F_{sodq}^f = [P_s^f]^T F_{sabc} \quad (C9)$$

Substituindo a equação (C9) na equação (C8):

$$F_{sodq} = {}^f P^s [P_s^f]^T F_{sabc} \quad (C10)$$

Na equação (C9), fazendo-se $f = s$, é possível transformar a grandeza trifásica F_{sabc} (que antes havia sido transformada para o referencial f em coordenadas dq) para o referencial estatórico também em coordenadas dq , ou seja:

$$F_{sodq}^s = [P_s^s]^T F_{sabc} \quad (C11)$$

Na equação (C11), a matriz P_s^s é a matriz de transformação para o referencial estacionário, sendo obtida a partir da matriz de transformação para o referencial rotativo f em coordenadas dq , P_s^f , fazendo-se $\theta_f = 0$. Neste caso, obtém-se:

$$P_s^s = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & 1 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \quad (C12)$$

Então, substituindo a equação (C11) na equação (C10), e fazendo as devidas simplificações na equação resultante, chega-se a:

$${}^f P^s = [P_s^s]^T P_s^f \quad (C13)$$

A equação (C13) fornece a matriz de transformação das variáveis F_{sodq}^f de um referencial rotativo f em coordenadas dq para as variáveis F_{sodq}^s em um referencial estático também de coordenadas dq . Raciocínio análogo pode ser estendido às variáveis do rotor, de modo que:

$${}^f P^r = [P_r^r]^T P_r^f \quad (C14)$$

Ou seja, a equação (C14) fornece a matriz de transformação das variáveis F_{rodq}^f de um referencial rotativo f em coordenadas dq para as variáveis F_{rodq}^r em um referencial rotórico também de coordenadas dq . Nesta equação, a matriz de transformação P_r^r é a matriz de transformação para o referencial rotórico, e é igual a matriz de transformação P_s^s para o referencial estático.

Apêndice D

Componente de 3^o Harmônico do Conjugado Eletromagnético

A equação (4.36) do capítulo 4 fornece a expressão da componente de 3^o harmônico espacial do fluxo concatenado magnetizante do rotor. Esta equação é válida para o modelo de motor de indução conectado em estrela e em delta, incluindo a saturação magnética. Além disso, se baseia na orientação (alinhamento) do par de eixos d e q com o vetor de fluxo magnetizante, conforme definido no capítulo 4. Reescrevendo a equação (4.36) na equação (D1), tem-se:

$$\lambda_{mr3}(t) = -F_3(\lambda_{md}^f) \cdot \cos[3 \cdot (\omega_f - \omega_r)t] \quad (D1)$$

Na equação (D1), os termos $F_3(\lambda_{md}^f)$, $\omega_f(t)$ e $\omega_r(t)$ denotam respectivamente, o valor de pico do componente de 3^o harmônico do fluxo concatenado magnetizante, a velocidade do par de eixos dq e a velocidade do rotor.

Empregando a forma simétrica (isto é, com potência invariante) de vetores no espaço, o h -ésimo componente harmônico do conjugado eletromagnético Ce_h é dado [VAS, 1992] pelo produto vetorial:

$$Ce_h = P \cdot h \cdot (\bar{\lambda}_{rh} \times \bar{i}_{rh}) \quad (D2)$$

Sendo que:

$\bar{\lambda}_{rh}$ é o vetor no espaço, do *h-ésimo* harmônico de fluxo resultante que concatena os enrolamentos do rotor.

\bar{i}_{rh} é o vetor no espaço do *h-ésimo* harmônico da corrente resultante dos três enrolamentos do rotor.

Se o vetor $\bar{\lambda}_{rh}$ for decomposto em suas parcelas de dispersão e de magnetização, e considerando que a parcela de dispersão é não-saturável, então:

$$\bar{\lambda}_{rh} = L_{lr} \cdot \bar{i}_{rh} + \bar{\lambda}_{mrh} \quad (D3)$$

Substituindo a equação (D3) na equação (D2):

$$C_e h = P \cdot h \cdot [(L_{lr} \cdot \bar{i}_{rh} + \bar{\lambda}_{mrh}) \times \bar{i}_{rh}] = P \cdot h \cdot (\bar{\lambda}_{mrh} \times \bar{i}_{rh}) \quad (D4)$$

Na equação (D4) o produto vetorial $\bar{i}_{rh} \times \bar{i}_{rh}$ é nulo, e $\bar{\lambda}_{mrh}$ é o vetor espacial do *h-ésimo* componente harmônico de fluxo de magnetização que concatena os enrolamentos do rotor.

O vetor componente de 3º harmônico de fluxo de magnetização do rotor é definido com base na expressão instantânea fornecida pela equação (D1). Esta equação pode ser escrita na forma senoidal, segundo a equação (D5), se forem empregadas identidades trigonométricas conhecidas, isto é:

$$\lambda_{mr3}(t) = -F_3(\lambda_{md}^f) \cos[3(\omega_f - \omega_r)t] = F_3(\lambda_{md}^f) \sin[3(\omega_f - \omega_r)t - 90^\circ] \quad (D5)$$

Por sua vez, a componente de 3º harmônico da corrente rotórica de fase é calculada solucionando a equação diferencial (4.38), presente na subseção 4.2.3 do capítulo 4, e transcrita na equação (D6), isto é:

$$r_r \cdot i_{r3} + L_{lr} \cdot \frac{di_{r3}}{dt} = \frac{d\lambda_{mr3}}{dt} \quad (D6)$$

Sendo conhecidos os parâmetros r_r, L_{lr} e o fluxo $\lambda_{mr3}(t)$ pela equação (D5), é resolvida a equação diferencial (D6) por um método de integração numérica, como por exemplo, a regra de Euler Regressivo, e encontra-se a corrente i_{r3} . Dessa forma, a solução numérica para a corrente i_{r3} resulta em:

$$i_{r3}(t) = \frac{R_{lr}}{L_{lr} \cdot R_{req}} \cdot \lambda_{mr3}(t) + I_{r3}(t - \Delta t), \quad (D7)$$

sendo,

$$I_{r3}(t - \Delta t) = \left(\frac{R_{lr}}{R_{req}} \right) \cdot i_{r3}(t - \Delta t) - \left(\frac{R_{lr}}{L_{lr}} \right) \left(\frac{1}{r_r + R_{lr}} \right) \lambda_{mr3}(t - \Delta t) \quad (D8)$$

$$R_{lr} = \frac{L_{lr}}{\Delta t}; \quad R_{req} = r_r + R_{lr}$$

O 3º harmônico de corrente resultante no rotor (i_3^r) é igual à soma das correntes de 3º harmônico de cada fase do rotor. Estas, por sua vez têm valores iguais, e são obtidas pela equação (D7). Portanto, o 3º harmônico resultante de corrente no rotor, i_3^r , é expressa por:

$$i_3^r(t) = 3 \cdot \left\{ \frac{R_{lr}}{L_{lr} \cdot R_{req}} \cdot \lambda_{mr3}(t) + I_{r3}(t - \Delta t) \right\} = 3 \cdot i_{r3}(t) \quad (D9)$$

As componentes de 3º harmônico do fluxo magnetizante instantâneo no rotor e da corrente instantânea resultante no rotor, dados pelas equações (D5) e (D7), respectivamente, podem escritas na forma de seus vetores espaciais. Pode ser verificado que no produto vetorial entre estes dois vetores, o ângulo entre eles é de 90º. O 3º harmônico do conjugado eletromagnético, portanto, pode ser determinado pela equação (D10) para $h = 3$, ao substituir os vetores espaciais $\bar{\lambda}_{mr3}$ e \bar{i}_{r3} pelas suas correspondentes expressões instantâneas dadas pelas equações (D5) e (D9) respectivamente, ou seja:

$$C_{e3}(t) = 3 \cdot P \cdot [\lambda_{mr3}(t) \cdot i_3^r(t)] = 3 \cdot P \cdot [\lambda_{mr3}(t) \cdot 3 \cdot i_{r3}(t)] \quad (D10)$$