

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
جامعة فرحات عباس سطيف
UNIVERSITE FERHAT ABBAS – SETIF
UFAS (ALGERIE)

Thèse de Doctorat d'Etat

Présentée au département d'Electrotechnique
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
pour obtenir le titre

de Docteur d'Etat en Electrotechnique

Par

RADJELI Hammoud

Thème

**Contribution à l'amélioration des modèles mathématiques
des machines synchrones**

Soutenue le 06 / 05 / 2007 devant la commission d'examen composée de :

ZEHAR Khaled
ABDESSEMED Rachid
CHAMPENOIS Gérard
BENMAHAMED Elkhier
BOUCHERIT M. Seghir
AZOUI Boubakeur
BOUKHETALA Djamel
TNANI Slim

Prof. à l'Université de SETIF
Prof. à l'Université de BATNA
Prof. à l'Université de POITIERS (France)
Prof. à l'Université de SETIF
Prof. à l'ENP d'ALGER
M.C. à l'Université de BATNA
M.C. à l'ENP d'ALGER
M.C. à l'Université de POITIERS (France)

Président
Directeur de thèse
Co-Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur
invité
invité

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à monsieur R. ABDESSEMED, de l'université de Batna pour avoir encadré cette thèse et pour ses conseils pertinents. Je tiens à souligner ses qualités scientifiques, qui m'ont permis de mener à bien cette expérience.

La grande partie, des travaux de recherche présentés dans cette thèse, est effectuée au sein de Laboratoire d'Automatique et d'Informatique Industrielle LAII ESIP de Poitiers en France.

J'adresse mes respectueux remerciements à : Monsieur le professeur G. CHAMPENOIS Directeur de Laboratoire LAII qui a bien voulu m'accepter dans son laboratoire pour l'élaboration de cette thèse. Sa grande disponibilité, sa grande vivacité et son engagement scientifique m'ont aidé à rendre mon séjour au sein du LAII très enrichissant.

Je remercie également Messieurs S. TNANI et J.D. GABANO maîtres de conférences à l'université de Poitiers, pour leurs aides, leurs qualités humaines et professionnelles ont rendue ces moments de recherche très agréables.

Je remercie Monsieur K. ZEHAR, Professeur à l'université de Sétif, de m'avoir fait l'honneur de faire partie de ce jury et d'en être le président. Je remercie aussi monsieur le Professeur E. BENMAHAMED et Docteur B. AZOUI pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. BOUCHERIT et Monsieur D. BOUKHETALA Directeur de Laboratoire de Commande des Processus (LCP), à l'ENP d'Alger pour m'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à témoigner à monsieur Jean Denis, Ingénieur à la société Moteurs Leroy-Somer d'Angoulême, ma reconnaissance pour m'avoir lire et corriger cette thèse.

Je remercie également, Monsieur le Professeur M. MOSTEFAI Directeur de Laboratoire d'Automatique de Sétif (LAS), pour ses encouragements.

Mes remerciements vont à mes proches et l'ensemble des amis qui m'ont soutenu au LAII et à l'université de Sétif.

Et enfin, Merci à ma famille pour son soutien, son compréhension et son sacrifice durant l'élaboration de cette thèse.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I MODELISATION ET DESCRIPTION DES MACHINES SYNCHRONES	5
I.1. INTRODUCTION	5
I.2. DEFINITION DU MODELE DE REFERENCE	5
I.3. CALCUL DES COEFFICIENTS DE LA MATRICE CONSTITUTIVE	9
I.3.1 Inductances propres statoriques	10
I.3.2 Inductances mutuelles stator-stator	11
I.3.3 Inductances mutuelles stator-rotor	12
I.3.4 Inductances propres rotoriques	13
I.4. TRANSFORMATION DE PARK	13
I.5. EQUATIONS DE PARK	14
I.6. SYSTEME PER-UNIT	16
I.7. SCHEMAS EQUIVALENTS DES MACHINES SYNCHRONES	19
I.7.1 Schéma équivalent selon l'axe d	20
I.7.2 Schéma équivalent selon l'axe q	25
I.8. DESCRIPTION DE LA MACHINE ETUDIEE	26
I.9. CONCLUSION	28
CHAPITRE II MODELISATION DES MACHINES SYNCHRONES PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	29
II.1. INTRODUCTION	29
II.2. PRINCIPE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	30

II.2.1 Hypothèses simplificatrices	30
II.2.2 Modèle de Maxwell	30
II.3 Formulation utilisant le potentiel vecteur magnétique	32
II.3.1. Formulation magnétostatique	32
II.3.2. Formulation magnétodynamique	34
II.4. COUPLAGE DES EQUATIONS DU CIRCUIT	36
II.5. APPLICATION DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS À LA MACHINE SYNCHRONE	38
II.5.1. Présentation du logiciel Flux2d et de la machine simulée	38
II.5.2. Identification des paramètres des axes d et q	41
II.5.2.a. Identification des paramètres de l'axe d	41
a.1. Réactance X_d .	41
a. 2. Calcul de la réactance d'enroulement d'excitation	43
II.5.2.b. Identification des paramètres de l'axe q	44
b.1. Réactance X_q .	44
II.5.3. Détermination de la réactance transitoire (X'_d)	45
II.5.4. Réactances subtransitoires (X''_d, X''_q)	48
II.6. VALIDATION DES RESULTATS	48
II.7. SIMULATION DES REGIMES TRANSITOIRES PAR FLUX2D	49
II.7.1. Régime permanent à vide	49
II.7.2. Court-circuit triphasé à vide	50
II.7.3. Comparaison avec les essais pratiques	53
II.7.3.a. Tensions de phases	53
II.7.3.b. Courants de phases	54
II.7.3.c. Courant d'excitation	55
II.8. CONCLUSION	56
CHAPITRE III IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES MACHINES SYNCHRONES PAR L'ESSAI FREQUENTIELLE	59
III.1.INTRODUCTION	59
III.2. PRINCIPE DE LA METHODE A ERREUR DE SORTIE	61
III.2.1 Méthode du gradient	63
III.2.2. Méthode de Gauss –Newton	64
III.2.3. Méthode de Levenberg-Marquardt	65
III.3. CALCUL DES FONCTIONS DE SENSIBILITE	65

III.4. PROBLEMES DES CONDITIONS INITIALES	67
III.5. SYSTEMES MULTIVARIABLES	68
III.6. IDENTIFICATION DES PARAMETRES D'UNE MACHINE SYNCHRONE PAR LA METHODE FREQUENTIELLE	69
III.6.1. Grandeurs opérationnelles	69
III.6.2. Constantes de temps selon les deux axes	72
III.6.2.a. Constantes de temps selon l'axe d	72
III.6.2.b. Constantes de temps selon l'axe q	73
III.6.2.c. Facteur d'influence	74
III.6.2.d. Calcul des réactances	74
III.7. L'ESSAI DE REPONSE EN FREQUENCE DE LA MACHINE SYNCHRONE A L'ARRET	76
III.7.1. Mise en œuvre de l'essai	76
III.7.2. Simulation numérique	79
III.8. IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES FONCTIONS DE TRANSFERT	80
III.8.1. Identification des paramètres de l'inductance opérationnelle selon l'axe d	80
III.8.2. Estimation des paramètres du facteur d'influence $G(j\omega)$	83
III.8.3. Estimation mixte des paramètres de $L_d(j\omega)$ et $j\omega G(j\omega)$	85
III.8.4. Estimation des paramètres de l'inductance opérationnelle selon l'axe q	
III.9. VALIDATION ET COMPARAISON DES RESULTATS	91
III.10. CONCLUSION	92
CHAPITRE IV ESTIMATION DES PARAMETRES DES CIRCUITS EQUIVALENTS DE LA MACHINE SYNCHRONE PAR L'ESSAI FREQUENTIELLE	95
IV.1. INTRODUCTION	95
IV. 1. MODELE DE PARK USUEL	95
IV.1. 1. Equation du modèle de Park	96
IV.1.1.a. Calcul de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$	96
IV.1.1.b. Calcul du facteur d'influence $G(j\omega)$	98
IV.1.1.c. Calcul de l'inductance de transfert $L_{af}(j\omega)$	99
IV.1.1.d. Calcul de l'inductance opérationnelle $L_q(j\omega)$	100

IV.2. ESTIMATION DES PARAMETRES DE CIRCUIT EQUIVALENT D'AXE d	101
IV.2.a. L'inductance de fuite statorique imposée	101
IV.2.a.1. Convergence selon le critère double	102
IV.2.a.2. Convergence selon le critère simple	103
IV.2. b. L'inductance de fuite statorique non imposée	105
IV.2. b.1. Convergence selon le critère simple	106
IV.2. b.2. Convergence selon le critère double	106
IV.2. b.3. Convergence selon le critère triple	107
IV.3. AMELIORATION DES RESULTATS	110
IV.3. 1. Modèle de CANAY	110
IV.3. 2. Estimation des paramètres du modèle de Canay	111
IV.3. 2.a. L'inductance de fuite statorique imposé	111
IV.3. 2.a.1. Convergence selon le critère simple	112
IV.3. 2.a.2. Convergence selon le critère double	114
IV.3. 2.a.3. Convergence selon le critère triple	117
IV.3. 3. Comparaison et discussions sur les résultats	119
IV.3.2.b. L'inductance de fuite statorique libre	120
IV.3.2.b.1 Convergence selon le critère simple	120
IV.3.2.b.2 Convergence selon le critère double	122
IV.3.2.b.3 Convergence selon le critère triple	125
IV.3. 4. Comparaison et discussions sur les résultats	127
IV.4. ESTIMATION DES PARAMETRES DE CIRCUIT EQUIVALENT D'AXE Q	129
IV.5. RECONSTRUCTION DANS LE DOMAINE TEMPOREL	132
IV.5.1. Comparaison des résultats en domaine temporel	134
IV.5.1.1. Modèle de Park.	134
IV.5.1.2. Modèle de Canay	136
IV.6. CONCLUSION	138
CONCLUSION GENERALE	139
ANNEX	143
A. CONSTANTES DE TEMPS ET INDUCTANCES OPERATIONNELLES	144
A.1. Modèle de Park simplifie	143
A.2. Modèle de Canay	144
REFERENCES	145

INTRODUCTION GENERALE

Les génératrices des centrales de production d'énergie électrique sont des machines synchrones. Leur modélisation fait l'objet, depuis plusieurs décennies [5, 9, 17, 19, 24, 46...], de plusieurs travaux de recherche. Avec le développement de l'outil informatique, les travaux sur la modélisation des machines synchrones se sont accentués en vue de leur simulation en fonctionnement dynamique. Ainsi, les puissants moyens de calcul et de mesure actuels ont montré l'existence de discordances entre les essais pratiques et les modèles mathématiques usuels de la machine synchrone [16, 23, 54].

A cet effet, la tendance de l'évolution de la modélisation des machines électriques s'est orientée vers l'amélioration des performances des modèles conventionnels [10,18, 19, 49]. De même, l'évolution dans la pratique de l'estimation paramétrique des machines électriques n'a cessé de croître. Toutefois, on distingue plusieurs méthodes d'identification effectuées sur des machines synchrones [6, 23, 25, 27, 64,...]. Les exigences justifient amplement l'intérêt porté sur la représentation des machines synchrones par des modèles mathématiques. En effet, de nombreux problèmes se posent et notamment pour les alternateurs de grande puissance et les alternateurs à rotor massif [15, 59, 61].

Le calcul du comportement dynamique des machines synchrones se fait actuellement presque uniquement sur la base de la théorie des deux axes de Park [46]. Cette dernière sera examinée dans le premier chapitre de cette thèse. Le modèle de la machine synchrone est basé sur les lois des circuits électriques, dits de Kirchhoff. Ce type de modèle est utilisé souvent pour la description du comportement de la machine lors d'un fonctionnement en régime transitoire et en commande de la machine. Malgré la simplification effectuée par la transformation de Park, l'étude et l'analyse de la machine synchrone restent assez difficiles. A cet effet, la représentation du couplage électromagnétique des deux axes d et q par des schémas équivalents d'inductances et de résistances présente un grand intérêt pour l'analyse du fonctionnement de la machine [43, 62, 74] et pour l'identification des paramètres [27, 28]. A la fin du premier chapitre nous développons les schémas équivalents permettant l'amélioration du modèle en régime transitoire.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéressons à la modélisation de la machine synchrone avec le modèle de Maxwell [42] basé sur les lois de l'électromagnétisme qui décrit le comportement interne de la machine. L'intérêt principal de ce type de modèle réside dans le fait qu'il permet de tenir compte de la géométrie complexe de la machine réelle et des caractéristiques des matériaux qui constituent ses différentes parties. Cependant, ce modèle fait appel à des méthodes numériques très complexes, telles que la méthode des éléments finis [20,56]. Ce type de modélisation prend une place de plus en plus importante pour explorer une large plage de fonctionnement, ce qui permet d'éviter les essais expérimentaux difficiles à réaliser en laboratoire avec en plus les risques de détérioration du matériel [8]. Nous avons exploité le logiciel Flux2d [12] pour simuler les essais électrotechniques classiques en vue de l'identification des paramètres de la machine synchrone. Enfin, pour valider notre simulation, nous avons fait sur la même machine une comparaison avec des essais pratiques réalisés sur la plateforme d'essai de Moteurs Leroy Somer d'Angoulême [40].

Dans le troisième chapitre, nous présentons la méthode du modèle à erreur de sortie permettant d'identifier les paramètres de la machine synchrone représentée par le modèle de Park [1, 14, 46,...]. En effet, l'identification paramétrique consiste à déterminer les valeurs des paramètres d'un modèle mathématique décrivant plus ou moins finement la machine à partir des mesures des entrées et des sorties collectées pendant un essai expérimental. La modélisation est réalisée de façon que ces paramètres aient une signification physique (constantes de temps, inductance propre, etc...). Nous avons appliqué la méthode du modèle, dite à erreur de sortie [73], à l'estimation paramétrique d'un générateur synchrone par l'essai en réponse en fréquence à rotor bloqué (SSFR : Standstill Frequency Response) simulé par Flux2d. L'essai SSFR est développé pour l'étude des caractéristiques fréquentielles des machines tournantes à l'arrêt. Depuis une dizaine d'années, cette méthode a été normalisée parmi les principales méthodes d'identification des machines synchrones [25]. Le principal avantage, de cette méthode, par rapport à d'autres méthodes, tel que par exemple, l'essai de court circuit triphasé [64, 74], est qu'elle est moins contraignante pour la machine puisque le rotor est bloqué et la tension d'alimentation est faible. Les essais fréquentiels permettent, d'une part, d'identifier de manière satisfaisante les modèles d'ordre supérieur puisque le signal sinusoïdal permet d'exciter pratiquement toutes les fréquences avec la même amplitude [24, 25] ; d'autre part, de ne pas être gêné par rapport aux bruits de mesure puisque les signaux sinusoïdaux sont faciles à décorrélérer du bruit. L'essai SSFR consiste à déduire les caractéristiques en fonction de la fréquence des grandeurs opérationnelles (fonctions de

transfert) qui constituent le modèle de la machine synchrone selon l'axe d et q . En se basant sur ces résultats, nous pouvons identifier les différentes constantes de temps et les inductances propres selon l'axe d et q . Il est alors possible de déduire les paramètres des circuits équivalents des deux axes à partir des constantes de temps par des méthodes indirectes, en utilisant souvent des hypothèses simplificatrices [13].

Le chapitre quatre présente une procédure d'identification directe des paramètres des circuits équivalents dans l'axe d et dans l'axe q . Cette procédure est appliquée sur le modèle de Park simplifié [2, 14] et sur le modèle de Canay [1, 9]. Une étude comparative est effectuée sur les deux méthodes. Les résultats d'identification sont validés en faisant une simulation dans le domaine temporel en comparant les courants induits et inducteurs simulés avec Flux2d et ceux obtenus par le modèle paramétrique identifié.

CHAPITRE I

MODELISATION ET DESCRIPTION

DES MACHINES SYNCHRONES

I.1. INTRODUCTION

Pour aborder l'étude des modèles de la machine synchrone, il est convenable de définir un modèle de référence donnant une description plus ou moins valable de la machine. Actuellement, l'étude de la machine synchrone n'est possible que par le modèle de Park. A cet effet, nous allons établir ce modèle pour représenter le couplage électromagnétique de la machine synchrone selon les deux axes (d et q). Nous allons utiliser une méthode systématique pour obtenir les différents circuits équivalents qui peuvent représenter le couplage électromagnétique, selon les deux axes (d et q). Finalement, nous donnons une description de la machine étudiée.

I.2. DEFINITION DU MODELE DE REFERENCE

A l'heure actuelle, le modèle de référence des machines synchrones classiques est relativement bien établi.

D'un point de vue électromagnétique, le modèle de base consiste à considérer une machine synchrone à pôles saillants ayant une paire de pôles au rotor et un enroulement statorique triphasé, (enroulements a, b et c). L'enroulement inducteur se trouve sur le rotor de la machine selon l'axe de la saillance, appelé axe direct ou axe longitudinal de la machine (enroulement F "field").

La présence de grilles ou de cage d'amortissement au rotor, ou encore l'éventuel effet amortisseur du fer, sont modélisés par deux circuits amortisseurs équivalents: l'un situé sur l'axe direct (enroulement D) et l'autre sur l'axe perpendiculaire appelé axe en quadrature ou axe transversal de la machine (enroulement Q).

La figure I.1 présente schématiquement la machine synchrone considérée.

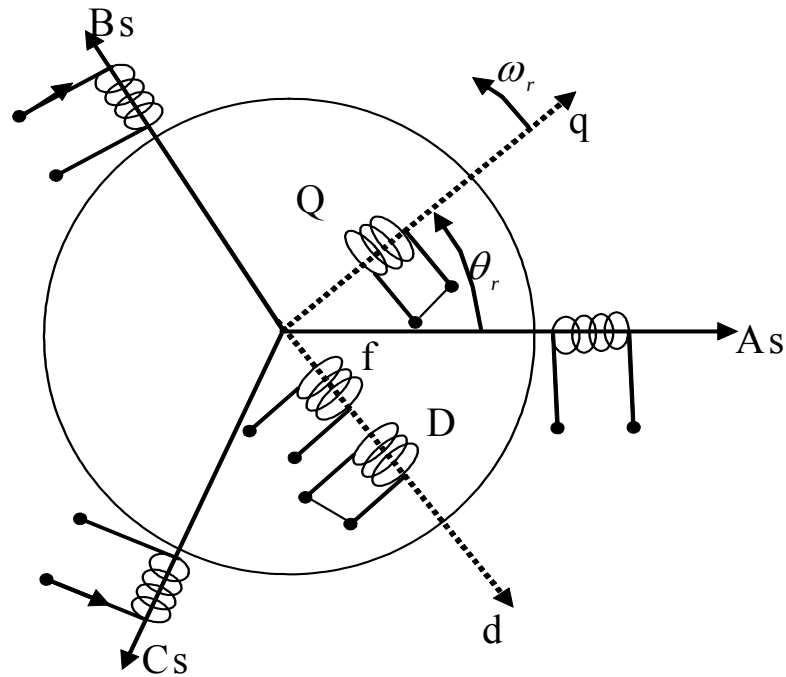


Figure I.1 Représentation schématique de la machine synchrone

Cette machine obéit aux hypothèses simplificatrices, utilisées dans la littérature [1,2] :

- 1 L'effet hystérésis et les pertes dans le fer sont négligeables.
- 2 - La machine fonctionne dans un régime non saturé et les lignes d'induction dans l'entrefer sont radiales.
- 3 - Les réactances de fuites sont indépendantes de la position du rotor.
- 4 - Les paramètres de la machine sont indépendants des courants et de la vitesse de rotation.
- 5 - Les résistances sont indépendantes de la température.
- 6 - La distribution de la force magnétomotrice et les inductions dans l'espace sont sinusoïdales, ce qui nous permet de considérer seulement le premier harmonique d'espace de la distribution de la force magnétomotrice, créée par chaque phase de l'induit.

Avec ces hypothèses, les différents circuits électriques satisfont l'équation électrique fondamentale suivante :

$$U_k = R_k i_k + \frac{d \lambda_k}{dt} \quad (1.1)$$

où l'indice $k = a, b, c, Q, f, D$

$$C_r = J_r \frac{d \dot{\theta}_r}{dt} + K_r \dot{\theta}_r + C_{er} \quad (1.2)$$

D'un point de vue mécanique, le rotor sera considéré comme un corps rigide en rotation satisfaisant l'équation de mouvement avec :

θ_r Angle de rotation

C_r Couple appliqué

J_r Moment d'inertie

C_{er} Couple résistant

k_r Coefficient de frottement

Le couple résistant C_{er} d'origine électromagnétique est donné par

$$C_{er} = - \frac{d W_{cm}}{d \theta_r} \quad (1.3)$$

où W_{cm} est l'énergie électromagnétique qui est défini par

$$W_{cm} = \sum_{k=a}^D \int_0^{i_k} \lambda_k d i_k \quad (1.4)$$

Ainsi, on obtient un système de sept équations dont la résolution est impossible vu la présence de 14 inconnues. Il est donc nécessaire de trouver d'autres expressions définissant les relations entre toutes ces inconnues.

Les flux λ_k apparaissant dans les deux équations (1.1) et (1.4) précédentes sont des fonctions des courants i_j et sont liés par les équations constitutives suivantes:

$$\lambda_k = \sum_j M_{kj} i_j \quad (1.5)$$

avec $k,j=a,b,c,Q,f,D$

En remplaçant (1.5) dans (1.1) on obtient un nouveau système d'équations

$$U_k = R_k i_k + \frac{d}{dt} \left(\sum_j M_{kj} i_j \right) = R_k i_k + \sum_j \left(M_{kj} \frac{di_j}{dt} + i_j \frac{dM_{kj}}{dt} \right) \quad (1.6)$$

Les coefficients M_{kj} dépendent de la position du rotor θ_r . Donc, le système d'équations différentielles est un système à coefficients variables.

Pour la phase a, on obtient facilement :

$$\begin{aligned} U_a = & R_a i_a + M_{aa} \frac{di_a}{dt} + i_a \frac{dM_{aa}}{dt} + M_{ab} \frac{di_b}{dt} + i_b \frac{dM_{ab}}{dt} + M_{ac} \frac{di_c}{dt} + i_c \frac{dM_{ac}}{dt} \\ & + M_{af} \frac{di_f}{dt} + i_f \frac{dM_{af}}{dt} + M_{aD} \frac{di_D}{dt} + i_D \frac{dM_{aD}}{dt} + M_{aQ} \frac{di_Q}{dt} + i_Q \frac{dM_{aQ}}{dt} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Il en est de même pour les autres circuits.

L'expression constitutive (1.5) peut être exprimée sous forme matricielle comme suit :

$$\lambda = M i = \begin{bmatrix} L_{ss} & L_{sr} \\ L_{rs} & L_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_s \\ i_r \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

où

$i_s = [i_a \ i_b \ i_c]^t$ Vecteur courants statoriques.

$i_r = [i_Q \ i_f \ i_D]^t$ Vecteur courants rotoriques.

L_{ss} Matrice inductances (propres et mutuelles) statorique.

$L_{sr} = L_{rs}$ Matrice inductances mutuelles stator-rotor

avec

$$L_{ss} = \begin{bmatrix} L_{aa} & L_{ab} & L_{ac} \\ L_{ba} & L_{bb} & L_{bc} \\ L_{ca} & L_{cb} & L_{cc} \end{bmatrix} \quad L_{sr} = \begin{bmatrix} L_{aQ} & L_{af} & L_{aD} \\ L_{bQ} & L_{bf} & L_{bD} \\ L_{cQ} & L_{cf} & L_{cD} \end{bmatrix}$$

$$L_{rs} = \begin{bmatrix} L_{Qa} & L_{Qb} & L_{Qc} \\ L_{fa} & L_{fb} & L_{fc} \\ L_{Da} & L_{Db} & L_{Dc} \end{bmatrix} \quad L_{rr} = \begin{bmatrix} L_Q & 0 & 0 \\ 0 & L_f & L_{Df} \\ 0 & L_{fD} & L_D \end{bmatrix}$$

1.3. CALCUL DES COEFFICIENTS DE LA MATRICE CONSTITUTIVE

1.3.1. Inductances propres statoriques

Reprenant le système de la figure I.1, on admet que l'inductance d'un enroulement L est sensiblement égale à la conductivité magnétique [35].

$$L_a \cong \Lambda_a \quad L_b \cong \Lambda_b \quad L_c \cong \Lambda_c \quad (1.9)$$

Lorsque le rotor (axe q) est décalé de l'axe d'enroulement a d'un angle $\theta = \pi/2$, la conductivité est maximale, et elle devient minimale pour $\theta_r = 0$, ainsi on obtient

$$\begin{aligned} \theta = 0 & \quad \Lambda_a \rightarrow \min \\ \theta = \frac{\pi}{2} & \quad \Lambda_a \rightarrow \max \\ \theta = \pi & \quad \Lambda_a \rightarrow \min \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\Lambda_a = L_a = L_0 - L_2 \cos 2\theta_r - L_4 \cos 4\theta_r - \dots \quad (1.11)$$

Λ_a est une fonction périodique de la position rotorique θ_r . L'expression (1.11) ne comprend pas de composantes impaires car la fonction est paire. De plus l'hypothèse 6, concernant la répartition sinusoïdale, nous a permis d'admettre que les coefficients d'ordres supérieurs sont égaux à zéro;

$$L_4 = L_6 = \dots = 0$$

En conclusion on obtient :

$$\begin{bmatrix} L_{aa} \\ L_{bb} \\ L_{cc} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_0 \\ L_0 \\ L_0 \end{bmatrix} - L_2 \begin{bmatrix} \cos 2\theta_r \\ \cos \left(2\theta_r - 2\frac{\pi}{3} \right) \\ \cos \left(2\theta_r + 2\frac{\pi}{3} \right) \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

I.3.2. Inductances mutuelles Stator-Stator

Soit le schéma suivant représentant la variation de la conductivité mutuelle stator-stator en fonction de la position rotorique.

Avec

$$\theta_{ab} = \frac{\pi}{3} - \theta_r$$

$$\theta_{bc} = \pi - \theta_r$$

$$\theta_{ac} = \frac{\pi}{3} + \theta_r$$

$$\begin{bmatrix} M_{ab} \\ M_{ac} \\ M_{bc} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_0 \\ M_0 \\ M_0 \end{bmatrix} - M_2 \begin{bmatrix} \cos 2\left(\theta_r - \frac{\pi}{3}\right) \\ \cos 2\left(\theta_r + \frac{\pi}{3}\right) \\ \cos 2\left(\theta_r + \frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

M_0 Coefficient dépendant du fer statorique.

M_2 Dépendant uniquement du fer rotor,

donc $M_2 = M_0$

I.3.3. Inductances mutuelles stator-rotor

Les inductances mutuelles entre les enroulements statoriques et rotoriques sont en fonction de l'angle rotorique θ_r .

Pour l'enroulement amortisseur Q, on a :

$$\begin{aligned} M_{aQ} &= M_{aQq} \cos \theta_r \\ M_{bQ} &= M_{aQq} \cos \left(\theta_r - \frac{2\pi}{3} \right) \\ M_{cQ} &= M_{aQq} \cos \left(\theta_r + \frac{2\pi}{3} \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Pour l'enroulement d'excitation f :

$$\begin{aligned} M_{af} &= M_{afd} \sin \theta \\ M_{bf} &= M_{afd} \sin \left(\theta_r - 2\frac{\pi}{3} \right) \\ M_{cf} &= M_{afd} \sin \left(\theta_r + 2\frac{\pi}{3} \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

et pour l'enroulement amortisseur D, on a :

$$\begin{aligned}
M_{aD} &= M_{aDd} \sin \theta_r \\
M_{bD} &= M_{aDd} \sin \left(\theta_r - \frac{2\pi}{3} \right) \\
M_{cD} &= M_{aDd} \sin \left(\theta_r - \frac{4\pi}{3} \right)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

I.3.4. Inductances propres rotoriques

Si on fait abstraction des perturbations locales dans la distribution du champ d'entrefer provoquées par les encoches, le circuit magnétique de la machine apparaît isotrope vu du rotor. Les inductances propres L_Q , L_f , L_D sont donc constantes.

I.4. TRANSFORMATION DE PARK

Puisque les coefficients matriciels établis (L_{ss} et L_{rs}) sont variables en fonction de la position rotorique, θ_r , Les méthodes numériques (Runge-Kutta, Trapèze, Euler, etc.) utilisées pour la résolution d'un système d'équations différentielles à coefficients constants, ne s'avèrent pas suffisantes. Il est nécessaire d'utiliser des méthodes numériques à multi pas comme la méthode "Adams Prédicteur - Correcteur Révisé" [71].

La négligence de la résistance dans les trois équations statoriques donne la possibilité d'intégration analytique et elle réduit la difficulté de la résolution numérique [2]. Mais, dans le cas général, la méthode de changement de variables reste indispensable.

Pour supprimer la non-linéarité du système d'équations différentielles (1.1), on fait des changements de variables qui réduisent la complexité de ce système. Dans les machines électriques triphasées, ce changement de variables consiste à transformer, en général, les trois enroulements des phases à des enroulements orthogonaux (qdo) tournant à une vitesse arbitraire, comme suit :

$$F_{qdo} = K_s F_{abc} \tag{1.18}$$

Avec

$$K_s = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos(\theta - 2\frac{\pi}{3}) & \cos(\theta + 2\frac{\pi}{3}) \\ \sin \theta & \sin(\theta - 2\frac{\pi}{3}) & \sin(\theta + 2\frac{\pi}{3}) \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

$$\theta(t) = \int_0^t \omega(t) dt \quad (1.20)$$

où

θ : Angle entre l'axe magnétique a et l'axe transversal q ,

ω : Vitesse de rotation de référentiel arbitraire.

Selon le choix de ω , on distingue :

$\omega=0$ Référentiel statorique

$\omega = \omega_e$ Référentiel synchronisme

$\omega = \omega_r$ Référentiel rotorique

Le facteur $2/3$ est choisi d'une façon convenable pour aboutir à des expressions simples. La présence d'asymétrie dans le rotor des machines synchrones (surtout à pôles saillants) nécessite l'utilisation du référentiel rotorique, qui permet l'élimination de la variation temporelle des inductances, en faisant ($\theta = \theta_r$) dans la relation (1.19). Ainsi on a :

$$F_{qdo}^r = K_s^r F_{abc} \quad (1.21)$$

Ce changement de variables a été introduit pour la première fois par Park [46] en 1929.

I.5. EQUATIONS DE PARK

Les équations des tensions statoriques dans le référentiel naturel (abc), en convention générateur, selon la relation (1.1) sont :

$$V_{abc} = -R_s i_{abc} + p \lambda_{abc} \quad (1.22)$$

avec $R_s = \text{diag} [r_s \ r_s \ r_s]$

$$K_s^{-1} V_{qdos} = -R_s K_s^{-1} i_{qdos} + \frac{d}{dt} \lambda_{qdos} \quad (1.23)$$

Dans le référentiel rotorique on obtient :

$$V_{ds} = -r_s i_{ds} + \omega \lambda_{qs} + \frac{d \lambda_{ds}}{dt} \quad (1.24)$$

$$V_{qs} = -r_s i_{qs} - \omega \lambda_{ds} + \frac{d \lambda_{qs}}{dt} \quad (1.25)$$

Après quelques manipulations algébriques, on obtient [5] :

$$V_{os} = -r_s i_{os} + \frac{d \lambda_{os}}{dt} \quad (1.26)$$

Les équations rotoriques, en convention récepteur, ne sont pas affectées par la transformation, ainsi, on a :

$$V_f = r_f i_f + \frac{d \lambda_f}{dt} \quad (1.27)$$

$$V_Q = r_Q i_Q + \frac{d \lambda_Q}{dt} \quad (1.28)$$

$$V_D = r_D i_D + \frac{d \lambda_D}{dt} \quad (1.29)$$

Le système des équations constitutives est :

$$\begin{bmatrix} \lambda_{qdos} \\ \lambda_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_s L_{ss} K_s^{-1} & K_s L_{sr} J \\ L_{rs} K_s^{-1} & L_{rr} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_{qdos} \\ i_r \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

Le développement de ce système donne selon chaque axe :

- L'axe q,

$$\begin{bmatrix} \lambda_{qs} \\ \lambda_Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{aq} & M_{aqQ} \\ \frac{3}{2} M_{aQq} & L_{aQ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_{qs} \\ i_Q \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

- L'axe d,

$$\begin{bmatrix} \lambda_{ds} \\ \lambda_f \\ \lambda_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_d & M_{adf} & M_{adD} \\ \frac{3}{2} M_{afd} & L_f & M_{aDf} \\ \frac{3}{2} M_{Dd} & M_{aDf} & L_{aD} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_{ds} \\ i_f \\ i_D \end{bmatrix} \quad (1.32)$$

1.6. SYSTEME PER-UNIT

La matrice d'inductance mutuelle entre les enroulements statoriques et rotoriques, en unité internationale (MKSA), n'est pas réciproque dans le référentiel rotorique; le facteur 3/2 apparaît dans les équations (1.31) et (1.32), ce qui provoque une invariance de puissance. Cette asymétrie de la matrice inductance en unités (MKSA), peut être éliminée par l'utilisation de système Per-unit (Unité relative).

Le choix des unités de base doit être fait convenablement pour aboutir à des expressions simples et des résultats significatifs. Souvent on fait ce choix relativement à la puissance nominale du système. Pour une seule machine; la puissance de base est choisie égale à la puissance nominale de la machine, et on aura les grandeurs de base statoriques suivantes :

Puissance de base :	$S_b = S_n$	Puissance apparente nominale
Tension de base :	$U_b = U_n$	Tension nominale de phase
Courant de base :	$I_b = I_n$	Courant nominal de phase
Pulsation de base :	$\omega_b = \omega_n$	Pulsation nominale

Les grandeurs de base U_b, I_b sont reliées avec la puissance de base par l'équation suivante :

$$S_b = 3 U_{babc} I_{babc} = \frac{3}{2} U_{bqdos} I_{bqdos} \quad (1.33)$$

où,

F_{babc} Grandeurs de base dans le système abc .

F_{bqdo} Grandeurs de base dans le système qdo .

Pour éliminer le facteur $3/2$ présent dans les équations (1.31) et (1.32), la puissance de base doit être identique pour les circuits rotoriques et statoriques.

$$S_b = \frac{3}{2} U_{bqdos} I_{bqdos} = U_{Qb} I_{Qb} = U_{fb} I_{fb} = U_{Db} I_{Db}$$

Les grandeurs, en per-unit, sont écrites de la manière suivante :

$$v = \frac{V}{U_b}, \quad i = \frac{I}{I_b} \dots etc$$

Les paramètres deviennent comme suit :

$$r_s = \frac{r_s}{Z_b} = r_s \frac{I_b}{U_b}$$

$$L_d = L_{ad} \frac{I_b}{U_b}$$

$$L_q = L_{aq} \frac{I_b}{U_b}$$

$$M_{df} = M_{adD} \frac{I_{Db}}{U_b} = \frac{3}{2} M_{adD} \frac{I_b}{U_b}$$

$$M_{fd} = \frac{3}{2} M_{aDd} \frac{I_b}{U_{fb}} = \frac{3}{2} M_{aDd} \frac{I_b}{U_b}$$

$$M_{qQ} = M_{aqQ} \frac{I_{Qb}}{U_b} = \frac{3}{2} M_{aqQ} \frac{I_b}{U_b}$$

$$M_{Qq} = \frac{3}{2} M_{aQq} \frac{I_b}{U_{Qb}} = \frac{3}{2} M_{aQq} \frac{I_b}{U_b}$$

$$L_f = L_{af} \frac{I_{fb}}{U_{fb}} = \frac{3}{2} L_{af} \frac{I_b}{U_b}$$

$$L_D = L_{aD} \frac{I_{Db}}{U_{Db}} = \frac{3}{2} L_{aD} I_{bover} U_b$$

$$M_{afD} = M_{afD} \frac{I_{Db}}{U_{fb}} = \frac{3}{2} M_{afD} \frac{I_b}{U_b}$$

$$M_{aDf} = M_{aDf} \frac{I_{fb}}{U_{Db}} = \frac{3}{2} M_{aDf} \frac{I_b}{U_b}$$

Les matrices constitutives (1.31) et (1.32) deviennent :

-Pour l'axe d,

$$\begin{bmatrix} \lambda_{ds} \\ \lambda_f \\ \lambda_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_d & M_{df} & M_{dD} \\ M_{fd} & L_f & M_{fD} \\ M_{Dd} & M_{Df} & L_D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_{ds} \\ i_f \\ i_D \end{bmatrix} \quad (1.33)$$

- Pour l'axe q,

$$\begin{bmatrix} \lambda_{qs} \\ \lambda_Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_q & M_{qQ} \\ M_{Qq} & L_Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i_{qs} \\ i_Q \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

Et les équations de tension, (1.28) à (1.33), gardent la même forme

$$V_{qs} = -r_s i_{qs} - \omega \lambda_{ds} + \frac{d \lambda_{qs}}{dt} \quad (1.35)$$

$$V_{ds} = -r_s i_{ds} + \omega \lambda_{qs} + \frac{d \lambda_{ds}}{dt} \quad (1.36)$$

$$V_{os} = -r_s i_{os} + \frac{d \lambda_{os}}{dt} \quad (1.37)$$

$$V_Q = r_Q i_Q + \frac{d \lambda_Q}{dt} \quad (1.38)$$

$$V_f = r_f i_f + \frac{d \lambda_f}{dt} \quad (1.39)$$

$$V_D = r_D i_D + \frac{d \lambda_D}{dt} \quad (1.40)$$

L'équation du mouvement (1.2) peut être écrite, sous forme d'état, en système per-unit comme suit :

$$\frac{d\omega_r}{dt} = \frac{\omega_b}{2H} (C_e - C_r - K_M \omega_r - k) \quad (1.41)$$

où

k_m Coefficient de viscosité de frottement

k Couple de frottement constant

H Constante de temps mécanique écrite en fonction du nombre de paire des pôles p et le moment d'inertie J_r comme suit :

$$H = \left(\frac{1}{2}\right) \left(\frac{2}{p}\right)^2 J_r \frac{\omega_b^2}{S_b} \quad (1.42)$$

C_e Couple électromagnétique donné par :

$$C_e = \omega_b (\lambda_{qs} i_{qs} - \lambda_{ds} i_{ds}) \quad (1.43)$$

L'angle de charge δ est déduit en fonction de la position du référentiel rotorique

$$\frac{d\delta}{dt} = \omega_r - \omega_b \quad (1.44)$$

I.7. SCHEMAS EQUIVALENTS DES MACHINES SYNCHRONES

Selon le problème étudié et les données disponibles, le développement des schémas équivalents des machines synchrones a pris des formes diverses [36].

Le modèle de Park développé, avec les matrices des relations constitutives (1.33 et 1.34), transforme la machine en un système de circuits sur deux axes découplés entre eux (cas non saturé). L'ensemble des circuits d'un même axe sont couplés magnétiquement par des inductances mutuelles (figure I.3).

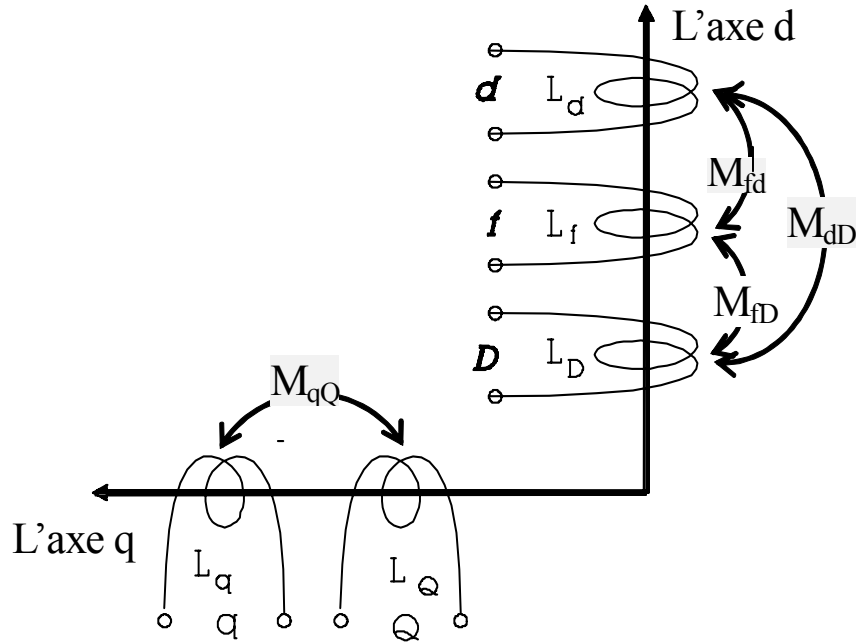


Figure I.3 Couplage électromagnétique du système de Park selon les deux axes

I.7.1. Schéma équivalent selon l'axe d

L'axe d contient trois enroulements : l'enroulement statorique d , l'enroulement d'excitation f et l'enroulement amortisseur D . Ils forment un transformateur à trois enroulements dont le couplage magnétique est défini par les équations liant les flux aux courants :

$$\begin{aligned}\lambda_d &= L_d i_d + M_{df} i_f + M_{dD} i_D \\ \lambda_f &= M_{df} i_d + L_f i_f + M_{fD} i_D \\ \lambda_D &= M_{dD} i_d + M_{fD} i_f + L_D i_D\end{aligned}\tag{1.45}$$

La représentation du couplage magnétique, à l'aide d'un schéma équivalent, est basée sur la méthode utilisée lors de la modélisation d'un transformateur à trois enroulements, qui ramène l'ensemble des circuits à l'un d'entre eux.

Dans la machine synchrone, les paramètres des amortisseurs ne sont pas accessibles à la mesure. Ils sont généralement identifiés ramenés au stator. A cet effet, il est judicieux de ramener les circuits rotoriques au stator par l'introduction des rapports de transformation k_f et k_D .

Les grandeurs ramenées au circuit statorique d'axe d sont alors :

$$\begin{aligned}
i_{ds} &= i_d & \lambda_{ds} &= \lambda_d & V_{ds} &= V_d \\
i_{fd} &= \frac{1}{k_f} i_f & \lambda_{fd} &= k_f \lambda_f & V_{fd} &= k_f V_f \\
i_{kd} &= \frac{1}{K_D} i_D & \lambda_{kd} &= K_D \lambda_D & V_{kd} &= K_D V_D
\end{aligned} \tag{1.46}$$

Les équations constitutives liant les flux aux courants (1.45), en grandeurs ramenées au stator, deviennent :

$$\begin{aligned}
\lambda_d &= L_d i_d + K_f M_{fd} i_{fd} + K_D M_{dD} i_{kd} \\
\lambda_{fd} &= K_f M_{df} i_d + k_f^2 L_f i_f + K_f K_D M_{fd} i_{kd} \\
\lambda_{kd} &= K_D M_{dD} i_d + K_D K_f M_{fd} i_{fd} + K_D^2 L_D i_{kd}
\end{aligned} \tag{1.47}$$

Ces équations peuvent s'écrire en termes de fuites et de mutuelles :

$$\begin{aligned}
\lambda_{ds} &= (L_d - K_f M_{fd}) i_d + (K_f M_{fd} - K_D M_{dD}) (i_d + i_f) + K_D M_{dD} (i_d + i_{fd} + i_{kd}) \\
\lambda_{fd} &= (K_f M_{fd} - K_D M_{dD}) (i_d + i_{fd}) + (K_f^2 L_f + K_D M_{dD} - K_f M_{fd}) i_{fd} \\
&\quad + K_D M_{dD} (i_d + i_{fd} + i_{kd}) + (K_f K_D M_{fd} - K_D M_{dD}) (i_{kd} + i_{fd}) \\
\lambda_{kd} &= K_D M_{dD} (i_d + i_{kd} + i_{fd}) + (K_D K_f M_{fd} - K_D M_{dD}) (i_{fd} + i_{kd}) + (K_D^2 L_D - K_f K_D M_{fd}) i_{kd}
\end{aligned} \tag{1.48}$$

ou encore,

$$\begin{aligned}
\lambda_{ds} &= l_s i_{ds} + M_d 2(i_{ds} + i_f) + M_d 1(i_{ds} + i_{fd} + i_{kd}) \\
\lambda_{fd} &= M_d 2(i_d + i_{fd}) + l_{fd} i_{fd} + M_d 1(i_d + i_{fd} + i_{kd}) + M_{kfd} (i_{kd} + i_{fd}) \\
\lambda_{kd} &= M_d 1(i_d + i_{kd} + i_{fd}) + M_{kfd} (i_{fd} + i_{kd}) + l_{kd} i_{kd}
\end{aligned} \tag{1.49}$$

Où,

$$\begin{aligned}
l_s &= L_d - K_f M_{fd} & l_{fd} &= K_f^2 L_f + K_D M_{dD} - K_f M_{fd} & K_D^2 L_D - K_f K_D M_{fd} \\
M_d 1 &= K_D M_{dD} & M_d^2 &= K_f M_{fd} - K_D M_{dD} & M_{kfd} &= K_D K_f M_{fd} - K_D M_{dD}
\end{aligned}$$

Ce qui correspond au schéma équivalent suivant :

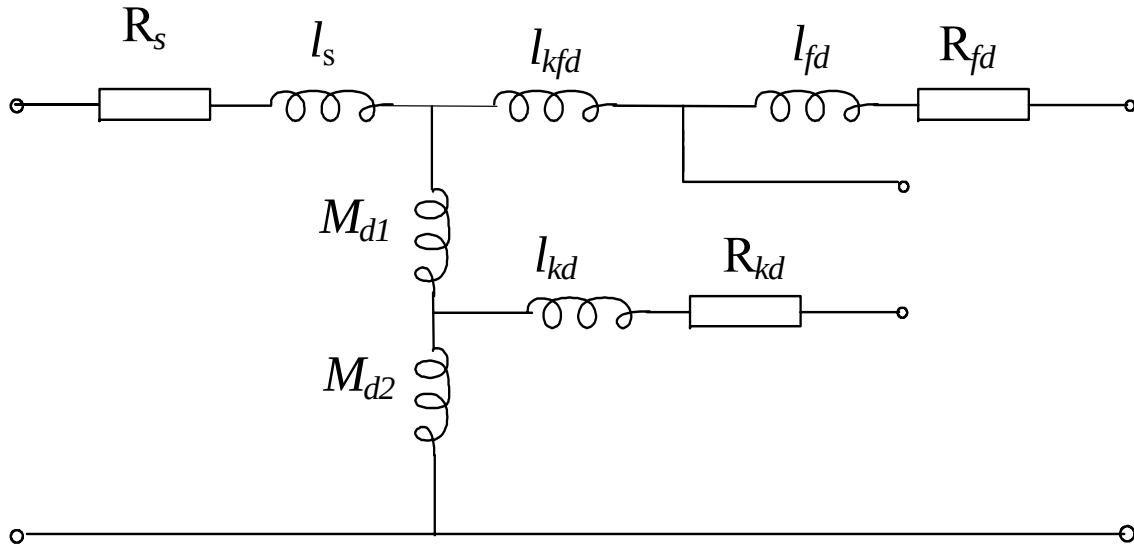


Figure I.4 Schéma équivalent général selon l'axe d

Il est difficile d'étudier expérimentalement le couplage entre le circuit statorique et les deux circuits rotoriques. De plus, il n'est pas possible d'exprimer les coefficients K_f et K_D par le rapport des nombres de spires, à cause de plusieurs considérations de conception, à savoir :

- le couplage magnétique des enroulements dans la machine diffère du couplage dans le transformateur par la propriété de l'état pseudo stationnaire des enroulements rotoriques. A cet effet, la machine est différente d'un transformateur statique [26],
- les enroulements amortisseurs ne peuvent être que des éléments fictifs, équivalents à des phénomènes physiques (courants de Foucault, effet de peau, etc.).
- l'effet de la saillance et des dents d'encoches, qui peut se manifester en régime transitoire, modifie la forme du couplage.

A cause de l'indétermination des rapports de transformation, nous les choisissons selon deux critères de simplification du schéma équivalent (Figure I.4) :

- **Critère N°1** : on fixera des coefficients qui annulent les inductances mutuelles, c'est à dire :

$$\begin{aligned} K_f K_D M_{fd} - K_D M_{Dd} &= 0 \\ K_f M_{fd} - K_D M_{Dd} &= 0 \end{aligned} \tag{1.50}$$

Ce qui donne, le schéma équivalent simplifié (Figure. I.5).

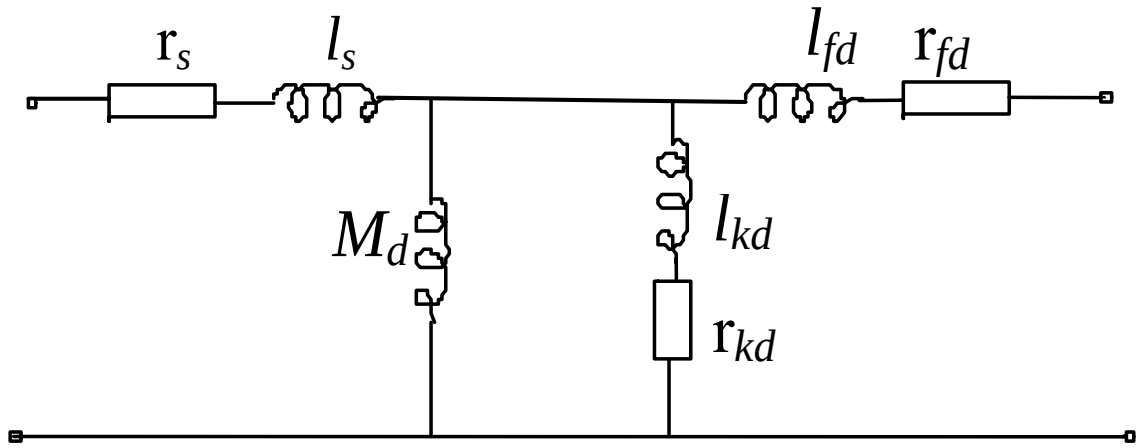


Figure I.5 Schéma équivalent simplifié (usuel) selon l'axe d

Avec,

$$K_D = \frac{M_{fd}}{M_{fD}}; \quad K_f = \frac{M_{Dd}}{M_{fD}}$$

$$M_d = k_D M_{Dd} = K_f M_{fd}; \quad l_s = L_d - M_d$$

Les réactances de fuites :

$$l_{fd} = K_D^2 L_f - M_d$$

$$L_{kd} = K_D^2 L_D - M_d$$

Pour les résistances, on aura :

$$r_{kd} = K_D^2 r_D; \quad r_{fd} = K_f^2 r_f$$

Ce critère suppose que les inductances mutuelles entre tous les enroulements soient égales. On a démontré que le schéma établi est suffisamment satisfaisant pour le calcul du courant dans les enroulements statoriques. Cependant, il peut conduire à des erreurs considérables sur le courant d'excitation en régime transitoire [36, 39].

A cet effet, on a insisté à présenter le couplage magnétique par un schéma équivalent plus complet (Critère N°2).

Critère N°2 : Ce critère consiste à choisir K_f et k_D de telle façon que :

$$\begin{aligned}
K_f K_D M_{fd} - K_D M_{Dd} &\neq 0 \\
K_f M_{fd} - K_D M_{Dd} &= 0
\end{aligned}
\tag{1.51}$$

Ceci nous permet d'établir le schéma équivalent suivant :

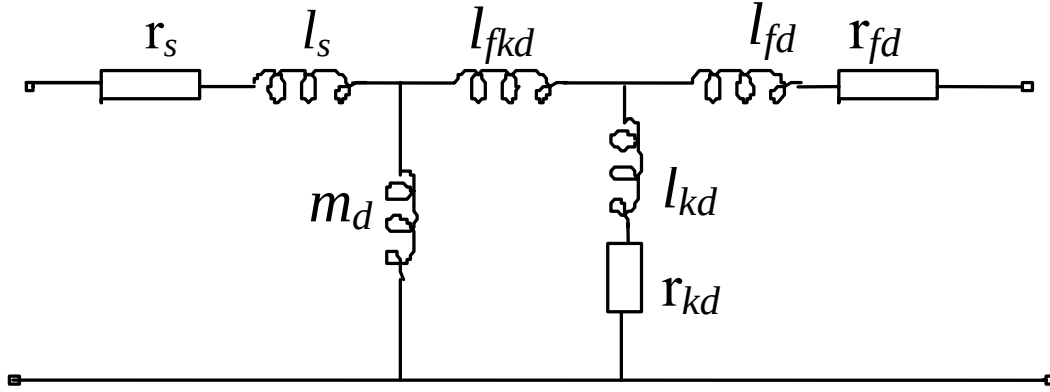


Figure I.6 Schéma équivalent amélioré (avec l_{fkd}) selon l'axe d

Où l_s est l'inductance de fuite statorique dont le choix doit être convenable, ce qui impose les paramètres du schéma :

$$\begin{aligned}
m_d &= L_d - l_s & r_{fd} &= k_f^2 r_f^2 & r_{kd} &= K_D^2 r_D \\
K_f &= \frac{M_d}{M_{fd}} & K_D &= \frac{M_d}{M_{Dd}} \\
l_{fd} &= K_f^2 L_f - K_f K_D M_{fd} & l_{kd} &= K_D^2 L_D - K_f K_D M_{fd} \\
l_{kfd} &= K_f K_D M_{fd} - M_d
\end{aligned}$$

Dans le schéma équivalent de la Figure I.6, tous les enroulements sont couplés magnétiquement par l'inductance mutuelle m_d . De plus, les circuits rotoriques (excitation et amortisseur) sont couplés par une inductance mutuelle de fuite l_{fkd} qui est équivalente à la réactance de Canay X_{rc} [38]. Cette dernière n'est pas une quantité nécessairement positive [24]. Généralement, elle est positive pour les machines à pôles lisses, négative pour celles à pôles saillants.

Selon Canay [36], la prise en compte de l'inductance l_{fkd} diminue l'écart d'erreur dans l'oscillogramme du courant d'excitation. Ceci n'apporte pratiquement ni de modification

qualitative ni quantitative dans l'oscillogramme du courant statorique, en particulier durant un court-circuit triphasé. Malgré cette élément supplémentaire dans le schéma équivalent, la résolution numérique ne nécessite qu'une équation algébrique de plus et non une équation différentielle, ce qui présente un avantage.

On remarque que tous les coefficients du schéma équivalent (Figure 1.6) sont en fonction de l'inductance de fuite statorique l_s qui peut être choisie pour donner une valeur non nulle de l_{fkd} , d'où l'amélioration des résultats au niveau du courant d'excitation. Dans la référence [39], les auteurs ont montré qu'il est possible de mesurer l'inductance l_{fkd} qui engendre l'amélioration des résultats de calcul à partir de l'oscillogramme du courant d'excitation, en introduisant un nouveau coefficient pris de ce dernier.

I.7.2. Schéma équivalent selon l'axe q

Selon l'axe transversal q, nous n'avons que deux enroulements, l'enroulement statorique q et l'enroulement amortisseur Q, ce qui simplifie le problème, car le schéma équivalent dans l'axe q prend, tout de suite, la même forme que celle du transformateur à deux enroulements.

Un rapport de transformation K_Q est utilisé dans l'équation. 1.3 pour ramener les grandeurs de l'enroulement amortisseur Q au stator et de présenter le couplage d'axe q par un schéma équivalent (Figure I.7).

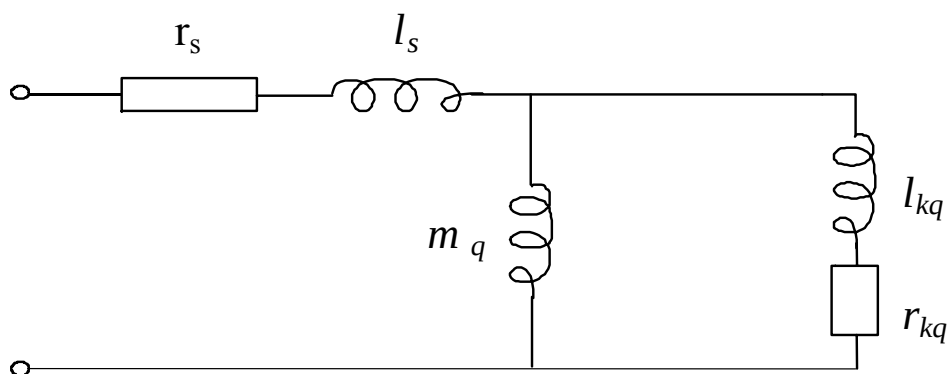


Figure I.7 Schéma équivalent selon l'axe q

Ainsi, on a :

$$\begin{aligned}
l_{sq} &= L_q - K_Q M_{Qq} \\
m_q &= K_Q M_{Qq} \\
l_{kq} &= K_Q^2 L_Q - K_Q M_{Qq} \\
r_{kq} &= K_Q^2 R_Q
\end{aligned} \tag{1.52}$$

Aucun critère de simplification ne peut être utilisé pour la détermination du coefficient K_Q , comme nous avons déjà fait dans le cas d'axe d. A cause de cette indétermination, nous allons fixer K_Q en prenant comme critère : l'inductance de fuite au stator selon l'axe q, est identique à celle de l'axe d ($l_{sq} = l_s$). Ce qui fixe k_Q par la condition :

$$L_q - K_Q M_{Qq} = l_{sq} = l_s \tag{1.53}$$

I.8. DESCRIPTION DE LA MACHINE ETUDIEE

Notre étude a été réalisée sur une machine synchrone triphasée industrielle de moyenne puissance ; S=350 KVA. Elle appartient à la société Moteurs Leroy-Somer d'Angoulême. Le rotor est constitué de quatre pôles saillants (le nombre de paire de pôles p est égal à 2). Les quatre pôles sont bobinés en série. En plus du bobinage inducteur, six amortisseurs en barres de cuivre sont placés à la périphérie de chaque pôle, du côté de l'entrefer. Ces amortisseurs sont court-circuités aux extrémités de la roue polaire par des plaques en cuivre.

Le stator a lui aussi quatre pôles. Les trois bobines triphasées (montage triphasé en étoile série D6 (Moteurs Leroy-Somer- Notice 01) sont placées dans 48 encoches (Quatre encoches par pôle et par phase). La carcasse statorique a été réalisée par empilement de tôles magnétiques. Les autres caractéristiques seront données au chapitre II.

Les constructeurs nous donnent les informations concernant les différentes valeurs des réactances et des constantes de temps (voir la référence, Moteur Leroy Somer – notice 02). Les réactances sont données en unités relatives (système per-unit, en %). On considère les valeurs assignées de la tension nominale (U_n) et la puissance apparente nominale (S_n) comme des valeurs de base. Nous donnerons aussi les valeurs des réactances dans leur unité

physique, l'Ohm. Notons que pour nous, l'impédance de base X_n aura la valeur suivante [Lesenne et al. 1981] :

$$X_n = \frac{U_n^2}{S_s} = \frac{400^2}{350KVA} = 0.46\Omega$$

(1.54)

Nous utiliserons cette impédance de base, X_n , pour passer des données en valeurs relatives (en %) aux paramètres en valeurs absolues (Ω)

$$X[pu] = \frac{X[\Omega]}{X_n[\Omega]} \quad (1.55)$$

Selon les paramètres donnés par Leroy-Somer [Notice 02], on obtient :

- La réactance longitudinale synchrone non saturée (axe d) : $X_d = 350\% = 1.610\Omega$;
- La réactance transversale synchrone non saturée (axe q) : $X_q = 210\% = 0.966\Omega$;
- La réactance longitudinale transitoire saturée (axe d) : $X_d' = 17.8\% = 0.08188\Omega$;
- La réactance longitudinale subtransitoire saturée (axe d) : $X_d'' = 14.3\% = 0.0657\Omega$;
- La réactance transversale subtransitoire saturée (axe q) : $X_q'' = 17.3\% = 0.0795\Omega$;
- La réactance homopolaire non saturée : $X_0 = 0.8\% = 0.00368\Omega$

Les valeurs des constantes de temps données par Leroy Somer sont :

- La constante de temps transitoire longitudinale à vide : $T_{do}' = 1950ms$;
- La constante de temps transitoire longitudinale en court-circuit : $T_d' = 100ms$;
- La constante de temps subtransitoire longitudinale en court circuit : $T_d'' = 10ms$;
- La constante de temps en court- circuit de l'induit : $T_a = 15ms$;

1.9. CONCLUSION

Un modèle de référence, basé sur le modèle de Park, a été établi pour le régime dynamique de la machine synchrone. A partir de ce modèle, pour représenter le couplage électromagnétique selon les deux axes (d et q), nous avons utilisé des circuits équivalents issus de la modélisation des transformateurs. À la fin du chapitre, nous avons donné une description de la machine que nous allons étudier dans la suite du travail.

CHAPITRE II

MODELISATION DES MACHINES SYNCHRONES

PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

II.1. INTRODUCTION

Nous avons consacré le premier chapitre à la modélisation de la machine synchrone par des modèles basés sur les lois des circuits électriques, dits de Kirchhoff. Ce type de modèles est utilisé souvent pour la description du comportement de la machine lors d'un fonctionnement quelconque (régime transitoire, commande d'une machine électrique, etc...).

Dans ce deuxième chapitre, nous nous intéressons à la modélisation de la machine synchrone par des modèles, dits de Maxwell basés sur les lois de l'électromagnétisme, qui décrivent le comportement interne de la machine. L'intérêt principal de ce type de modèles réside dans le fait qu'il permet de tenir compte de la géométrie complexe de la machine et les caractéristiques du matériau qui constitue ses différentes parties. Cependant, ces modèles font appel à des méthodes numériques très complexes telles que la méthode des éléments finis.

Avec l'évolution de l'outil informatique ce genre de modèles commence à prendre une place de plus en plus importante pour explorer une large gamme de fonctionnement, ce qui permet d'éviter les essais expérimentaux difficiles à réaliser aux laboratoires et les risques de détérioration des matériels.

Nous allons consacrer la première partie de ce chapitre à la description du fondement de la méthode des éléments finis. Puis, nous allons l'appliquer à l'étude de la machine synchrone et plus précisément à l'identification de ses paramètres.

Finalement, pour valider notre simulation, nous allons faire une comparaison avec des essais pratiques réalisés sur la même machine.

II.2. PRINCIPE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

II.2.1 Hypothèses simplificatrices

La plupart des dispositifs utilisés en électrotechnique, fonctionnent avec des fréquences pour lesquelles on peut négliger l'aspect de propagation du champ électromagnétique. Pour que cette simplification soit légitime, il suffit que les dimensions du dispositif soient petites comparativement à la longueur d'onde $\lambda = c/f$ où c et f sont respectivement la célérité de la lumière et la fréquence de travail. L'utilisation de cette approximation, dans les équations de Maxwell, revient à négliger les courants de déplacement $\partial \vec{D}/\partial t$ devant le courant de conduction $\sigma \vec{E}$, On peut aussi négliger la charge d'espace dans les conducteurs, ce qui nous permet d'éliminer les phénomènes électrostatiques.

II.2.2. Modèle de Maxwell

Les systèmes physiques sont le plus souvent modélisés par un système d'équations aux dérivées partielles associé à des conditions aux limites dans l'espace et des conditions initiales dans le temps. La méthode des éléments finis est une méthode numérique utilisée pour la discrétisation d'un modèle physique régi par des équations aux dérivées partielles pour avoir une solution approchée du problème.

Dans les machines électriques les équations qui régissent le champ électromagnétique sont les équations de Maxwell associées aux relations constitutives du milieu considéré. On les définit comme suit :

- Les relations de couplage électromagnétique.

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{J} \quad (2.1)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (2.2)$$

- Les relations de la conservation des flux.

$$div \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (2.4)$$

- La relation régissant les propriétés des matériaux magnétiques

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_r \quad (2.5)$$

- La relation de la loi d'Ohm

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.6)$$

où,

$\vec{H}$: Champ magnétique (A/m)

$\vec{E}$: Champ électrique (V/m)

$\vec{B}$: Induction magnétique (T)

$\vec{B}_r$: Induction rémanente des aimants (T)

$\vec{J}$: Densité de courant totale (A/m²)

μ : Perméabilité magnétique (H/m)

σ : Conductibilité électrique ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)

On définit aussi la conductivité magnétique ν :

$$\nu = \frac{1}{\mu} \quad (2.7)$$

On suppose que les tôles des machines synchrones sont isotropes et que l'aimantation rémanente est négligeable, μ est un scalaire et $\vec{B}_r = 0$.

A partir de l'équation (2.3) on peut poser :

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad (2.8)$$

où $\vec{A}$ est appelé le potentiel du vecteur magnétique.

L'absence de pièces en mouvement, et la relation (2.8), nous permettent d'écrire :

$$\text{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.9)$$

En combinant les équations (2.1), (2.7) et (2.8), nous obtenons :

$$\text{rot} \nu \text{rot} \vec{A} = \vec{J} \quad (2.10)$$

L'égalité (2.9) implique qu'il existe un potentiel scalaire Φ tel que :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\text{grad} \Phi \quad (2.11)$$

L'ensemble des équations (2.6), (2.10) et (2. 11) fournissent les trois égalités suivantes :

$$\overrightarrow{rot} \nu \overrightarrow{rot} \vec{A} + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{grad} \Phi = 0 \quad (2.12)$$

$$\vec{J} = -\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \partial \overrightarrow{grad} \Phi \quad (2..13)$$

$$\text{div} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{grad} \Phi \right) = 0 \quad (2.14)$$

L'équation (2.12) permet d'analyser les systèmes électromagnétiques fixes dans le cas général [42]. La dynamique des phénomènes se décrit par le terme $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ qui représente la densité des courants de Foucault.

Notons enfin que le potentiel vecteur $\vec{A}$ n'est pas déterminé de façon univoque à partir de l'équation (2.12). Etant donné qu'il dérive d'une relation supplémentaire nécessaire pour garantir l'unicité de la solution : la jauge de Coulomb [42] :

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad (2.15)$$

II.3. Formulation utilisant le potentiel vecteur magnétique

Comme formulé précédemment, le système d'équations (2.16), (2.17), (2.18) et (2.19) contient plusieurs inconnues et se prête mal à une résolution numérique. L'utilisation du potentiel magnétique du vecteur $\vec{A}$ et du potentiel scalaire électrique Φ permet de condenser et réduire le nombre d'inconnues. Ces méthodes sont maintenant bien connues et largement utilisées dans le domaine du calcul du champ électromagnétique. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les formulations magnétostatique et magnétodynamique.

II.3.1. Formulation magnétostatique

Le problème type des dispositifs électromagnétiques (figure I.2) considéré dans la plupart des modélisations effectuées jusqu'à présent, est constitué :

- de bobines inductrices où le courant (la tension) est imposé(e),
- de régions ferromagnétiques conductrices des courants induits,
- de l'air environnant.

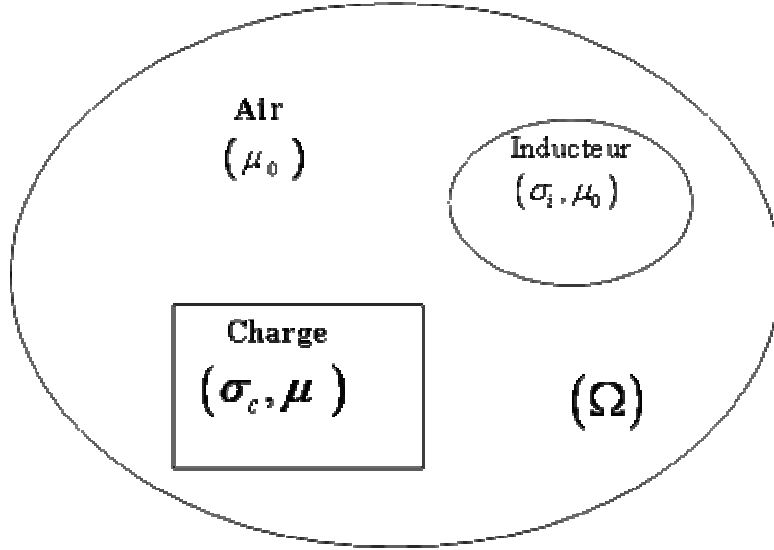


Figure 1.2 : Schéma type du système électromagnétique.

En magnétostatique, on suppose que le champ magnétique est produit par des sources de courant indépendantes du temps. Dans le régime de la magnétostatique, le système d'équations à résoudre est des équations (2.1), (2.3) et (2.5).

A partir de (2.3) on définit le potentiel vecteur magnétique $\vec{A}$:

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \quad (2.16)$$

En combinant (2.5), (2.15) et (2.16) on obtient :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left[\nu \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \right] = \vec{J} \quad (2.17)$$

L'équation (2.17), appelée *Equation de Poisson linéaire* pour la magnétostatique, doit être résolue sur tous les points du domaine d'étude Ω . La résolution de cette équation par la méthode des éléments finis exige d'abord la transformation de cette équation aux dérivées partielles en sa forme intégrale. On a utilisé la méthode des résidus pondérés avec la formulation de type Galerkin, ce qui conduit en système 2D cartésien qui a pour expression :

$$\sum_{j=1}^N \left[- \iint_{\Omega} \nu \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_i \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_j d\Omega + \iint_{\Omega} \alpha_j \cdot j d\Omega \right] = 0 \quad (2.18)$$

Où $\alpha_{i,j}$ est une fonction d'interpolation [42].

Sous forme matricielle cette équation devient :

$$[S].[A]=[I] \quad (2.19)$$

Où,

$$S_{ij} = \iint_{\Omega} v \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_i \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_j d\Omega$$

$$I_j = \iint_{\Omega} \alpha_j \cdot j d\Omega$$

II.3.2. Formulation magnétodynamique

L'étude en magnétodynamique fait appel aux quatre équations de Maxwell (2.1) à (2.4). La résolution par la méthode des éléments finis de ces équations présente une difficulté pour modéliser correctement les conducteurs.

Traditionnellement, deux types de conducteurs sont utilisés :

- Les conducteurs massifs
- Les conducteurs bobinés.

Dans les conducteurs bobinés, la densité de courant est supposée constante puisqu'on considère qu'ils sont suffisamment fins par rapport à l'épaisseur de peau. En revanche, les conducteurs massifs sont le siège de courant de Foucault [8].

Pour les conducteurs massifs on aura :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \quad (2.20)$$

Ce qui implique l'existence d'un potentiel scalaire électrique V tel que :

$$\begin{aligned} \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} &= -\overrightarrow{\text{grad}} V \\ \vec{E} &= \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}} V \end{aligned} \quad (2.21)$$

La densité de courant est calculée comme suit :

$$\vec{j} = \sigma \cdot \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}V} \right) \quad (2.22)$$

L'équation (2.1) devient :

$$\text{rot}(v \cdot \text{rot} \vec{A}) + \sigma \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}V} \right) = 0 \quad (2.23)$$

On prouve encore que :

$$\overrightarrow{\text{grad}V} = -\frac{\Delta V}{L} \quad (2.24)$$

Où : ΔV est la différence de potentiel entre les extrémités du conducteur et L sa longueur.

Ainsi les équations (2.23) et (2.24) deviennent :

$$\Delta V = \frac{L}{\sigma} \vec{j} + L \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$L \cdot \left[\text{rot}(v \text{rot} \vec{A}) + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right] - \partial \cdot \Delta V = 0 \quad (2.26)$$

Ces deux équations mises sous forme intégrale par la méthode des résidus pondérés avec la formulation de Galerkin et discrétisées par la méthode des éléments finis donnent le système matriciel suivant [42].

$$\begin{bmatrix} [S] \cdot [A] + [G] \cdot \left[\frac{\partial A}{\partial t} \right] - [C] \cdot [\Delta V] = 0 \\ -[C]^t \cdot \left[\frac{\partial A}{\partial t} \right] + [R]^{-1} \cdot [\Delta V] = [I] \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

Avec,

$$S_{ij} = L \cdot \iint_{\Omega} v \cdot \overrightarrow{\text{grad} \alpha_i} \cdot \overrightarrow{\text{grad} \alpha_j} d\Omega$$

$$G_{ij} = L \cdot \iint_{\Omega} \sigma \cdot \alpha_i \cdot \alpha_j d\Omega$$

$$C_i = L \cdot \iint_{\Omega_k} \sigma \cdot \alpha_i d\Omega$$

$$R_k = \frac{L}{\iint_{\Omega_k} \sigma \cdot ds}$$

A_i Valeur nodale du nœud i

ΔV_k Différence de potentiel aux bornes du conducteur k

I_k Courant qui parcourt le conducteur k

Pour les conducteurs bobinés, l'équation (2.5) résolue par la méthode des éléments finis conduit à [42] :

$$[S] \cdot [A] = [C'] \cdot [I] \quad (2.28)$$

Avec,

$$C'_i = \left(\frac{N_s \cdot L}{S_k} \right) \cdot \iint_{\Omega} \alpha_i d\Omega$$

Où,

S_k est la surface de la région conductrice bobinée ;

N_s est le nombre de spires de cette région.

II.4 COUPLAGE DES EQUATIONS DU CIRCUIT

Les équations (2.27) et (2.28) montrent bien que nous pouvons aisément alimenter en tension un conducteur massif. En revanche, pour un conducteur bobiné, il est facile de l'alimenter en courant tandis que l'alimentation en tension nécessite l'utilisation de techniques particulières. Afin de surmonter ces problèmes, on a associé les équations de circuits aux équations discrétisées par la méthode des éléments finis.

De plus, ces équations de circuit permettent de prendre en compte les composants extérieurs au domaine de résolution.

Les équations de circuit sont alors introduites dans le système matriciel par l'expression supplémentaire suivante issue de la loi de Kirchhoff [12].

$$[D] \cdot [\Delta V] + [Z'_m] \cdot [I_m] + [L_m] \cdot \frac{\partial [I_m]}{\partial t} = [E_m] \quad (2.29)$$

Avec,

I_m : Vecteur des courants des boucles

E_m : Vecteur de la somme des f.é.m. des boucles

Z'_m : Matrice des résistances externes

L_m : Matrice inductances externes

D : Matrice des sens des courants

ΔV_k : Chute de tension aux bornes du conducteur k

Et

$$[I] = [D]^t \cdot [I_m]$$

Ainsi, pour le cas général où les deux types de conducteurs sont utilisés simultanément, nous sommes amenés à résoudre le système :

$$\begin{cases} [S] \cdot [A] + [G] \cdot \frac{\partial [A]}{\partial t} - [C][\Delta V] - [C'] \cdot [D']^t \cdot [I_m] = [0] \\ -[C']^t \cdot \frac{\partial [A]}{\partial t} + [R^{-1}] \cdot [\Delta V] - [D]^t \cdot [I_m] = [0] \\ -[D'] \cdot [C']^t \cdot \frac{\partial [A]}{\partial t} - [D] \cdot [\Delta V] - [Z'_m] \cdot [I_m] - [L_m] \cdot \frac{\partial [I_m]}{\partial t} = -[E_m] \end{cases} \quad (2.30)$$

Où,

$[D']$ et $[C']$ se réfèrent aux conducteurs bobinés.

En régime sinusoïdal, l'opérateur $\frac{\partial}{\partial t}$ est alors remplacé par $j\omega$ et on aura :

$$\begin{cases} [S] \cdot [A] + j\omega \cdot [G] \cdot [A] - [C][\Delta V] - [C'] \cdot [D']^t \cdot [I_m] = [0] \\ -j\omega \cdot [C']^t \cdot [A] + [R^{-1}] \cdot [\Delta V] - [D]^t \cdot [I_m] = [0] \\ -j\omega \cdot [D'] \cdot [C']^t \cdot [A] - [D] \cdot [\Delta V] - [Z'_m] \cdot [I_m] - j\omega \cdot [L_m] \cdot [I_m] = -[E_m] \end{cases} \quad (2.31)$$

En divisant les lignes (2) et (3) du système (2.31) par $j\omega$ le système devient symétrique :

$$\begin{bmatrix} [S] + j\omega[G] & -[C] & -[C'] \cdot [D']^t \\ -[C]^t & \left[\frac{R^{-1}}{j\omega} \right] & \left[-\frac{D}{j\omega} \right] \\ -[D'] \cdot [C']^t & -\frac{D}{j\omega} & \frac{Z'_m}{j\omega} - [L_m] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [A] \\ [\Delta V] \\ I_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] \\ [0] \\ \left[\frac{-E_m}{j\omega} \right] \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Les équations (2.19) et (2.32) traduisent la formulation par éléments finis des phénomènes complexes magnétostatique et magnéto évolutif, en géométrie 2D.

La résolution de ces deux systèmes d'équations nous permet de disposer d'un outil capable d'analyser les machines électriques, en général et plus particulièrement, les paramètres des machines synchrones. C'est cet outil, FLUX2D [12] que nous avons utilisé et dont nous présentons les résultats dans la suite de cette thèse.

II.5. APPLICATION DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS À LA MACHINE SYNCHRONNE

II.5.1. Présentation du logiciel FLUX2D et de la machine simulée

Le logiciel utilisé dans cette étude est FLUX2D[®] de Cedrat. Celui-ci permet de réaliser le schéma du circuit magnétique en deux dimensions. Notre plan de coupe est perpendiculaire à l'axe de rotation de la machine.

Différents types de problèmes peuvent être résolus avec ce logiciel [8]. L'étude en magnéto évolutif. Il convient particulièrement bien à notre étude. Le couplage de notre schéma magnétique à un circuit électrique et la présence d'une bande de roulement dans l'entrefer permettent de suivre le comportement dynamique de la machine.

Les caractéristiques de la machine synchrone industrielle étudiée sont données au tableau II.1

Partie	Paramètres	Valeurs	Unités
Machine	Puissance nominale	350	KVA
	Tension nominale	400	V
	Vitesse nominale	1500	tr/min
	Nombre de pôles	4	
	Fréquence	50	Hz
	Longueur active	303,8	mm
Stator	Nombre de phases	3	
	Type de connexion	Y	
	Nombre d'encoches	48	
	Nombre de conducteurs par encoche	12	
	Diamètre interne	360.8	mm
	Résistance d'un enroulement de phase	0.019	Ω
	Inductance de la tête de bobine	$85.9 \cdot 10^{-6}$	H
Rotor	Diamètre externe	356.3	mm
	Inducteur		
	Type de pôles	Saillant	
	Nombre de spires par pole	120	
	Résistance d'enroulement	0.187	Ω
	L'inductance de la tête de la bobine	$0.449 \cdot 10^{-4}$	H
	Amortisseur		
	Nombre d'encoche par pole (Barres en cuivre)	6	

Tableau II.1. Caractéristique de la machine étudiée

La figure II.2 représente le circuit magnétique de la machine. La géométrie est très proche de la machine réelle. L'utilisation de la bande de roulement nous permet de prendre en compte la rotation du rotor en magnéto évolutif sans pour autant effectuer un nouveau maillage de la machine à chaque nouvelle position du rotor.

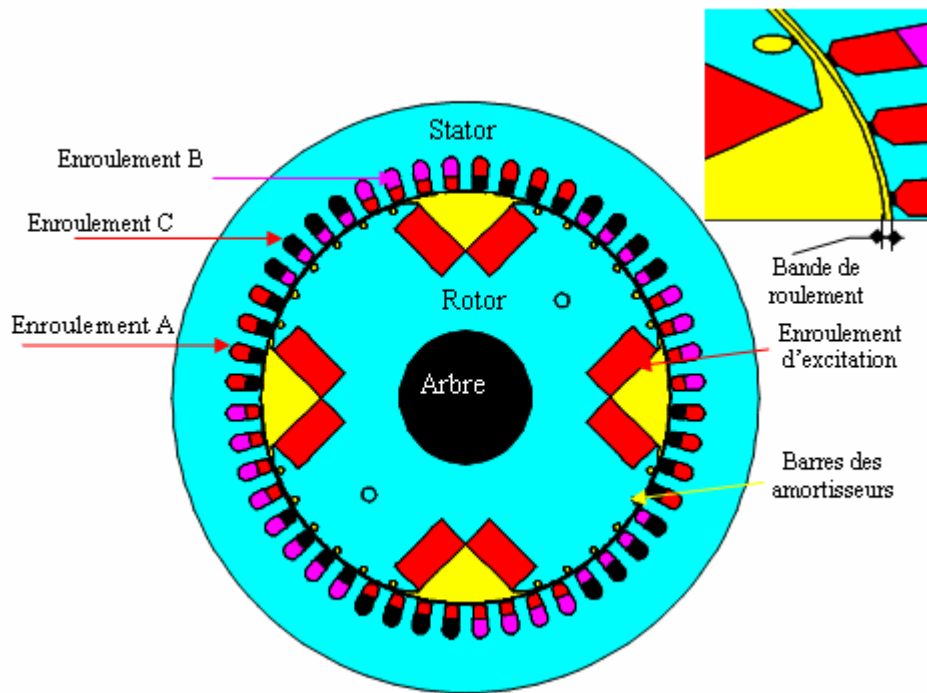


Figure II.2. Représentation géométrique de la machine synchrone

La figure II.3 présente le maillage effectué sur la géométrie de la machine en deux dimensions. Le maillage est dense au voisinage de l'entrefer qui est le siège de la conversion électromagnétique de l'énergie sous l'effet des interactions des champs électromagnétique du rotor et du stator. Par contre le maillage est plus grossier vers l'arbre et vers l'extérieur de la culasse pour diminuer les temps de calcul sans perte sensible d'information.

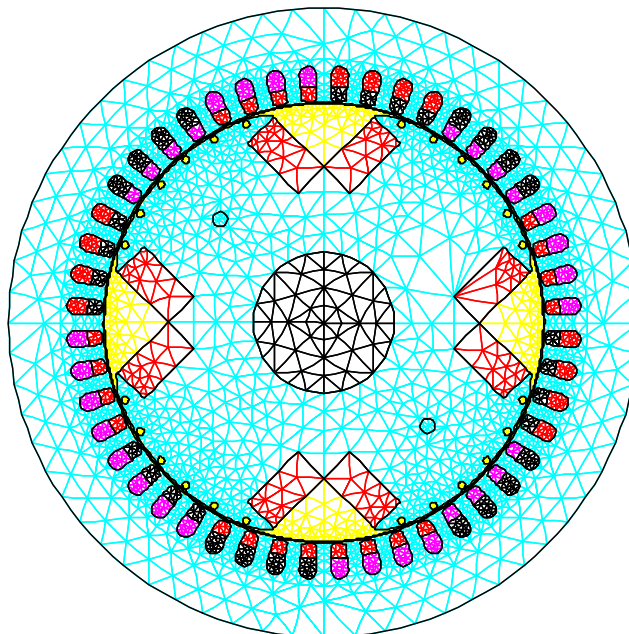


Figure II.3. Le maillage de la géométrie

Les amortisseurs de cette machine sont constitués de barres massives et ne sont pas accessibles aux mesures. L'identification des paramètres de la machine synchrone n'est possible alors qu'avec des méthodes qui prennent en compte les phénomènes subtransitoires telle que la méthode de réponse en fréquence à rotor bloqué qui fera l'objet des chapitres III et IV. Néanmoins, nous allons dans cette partie faire des essais classiques à l'aide des tests d'électrotechnique afin de déduire les inductances propres et mutuelles et les constantes de temps a priori des enroulements statoriques et de l'enroulement d'excitation.

II.5.2. Identification des paramètres des axes d et q.

En se basant sur le couplage électromagnétique du système de Park selon les deux axes d et q (figure I.3 du chapitre I), on peut simuler, par la méthode des éléments finis, le couplage magnétique entre les différents enroulements pour chaque axe selon la position du rotor.

A partir, des équations constitutives (I.33) et (I.34), et la simulation en magnétostatique, nous pouvons déduire toutes les inductances propres et mutuelles des enroulements statoriques et rotoriques selon les deux axes d et q.

II.5.2.a. Identification des paramètres de l'axe d

a.1. Réactance X_d .

Pour déduire l'inductance L_d , on réalise le test, en magnétostatique, suivant :

1. On aligne le rotor avec l'axe de la phase A
2. On alimente les phases avec $i_b = i_c = \frac{-i_a}{2}$;

On donne : $i_a = 100 \text{ A}$, $i_b = i_c = -50 \text{ A}$. On obtient la distribution des lignes de champs donnée par la figure II.4.

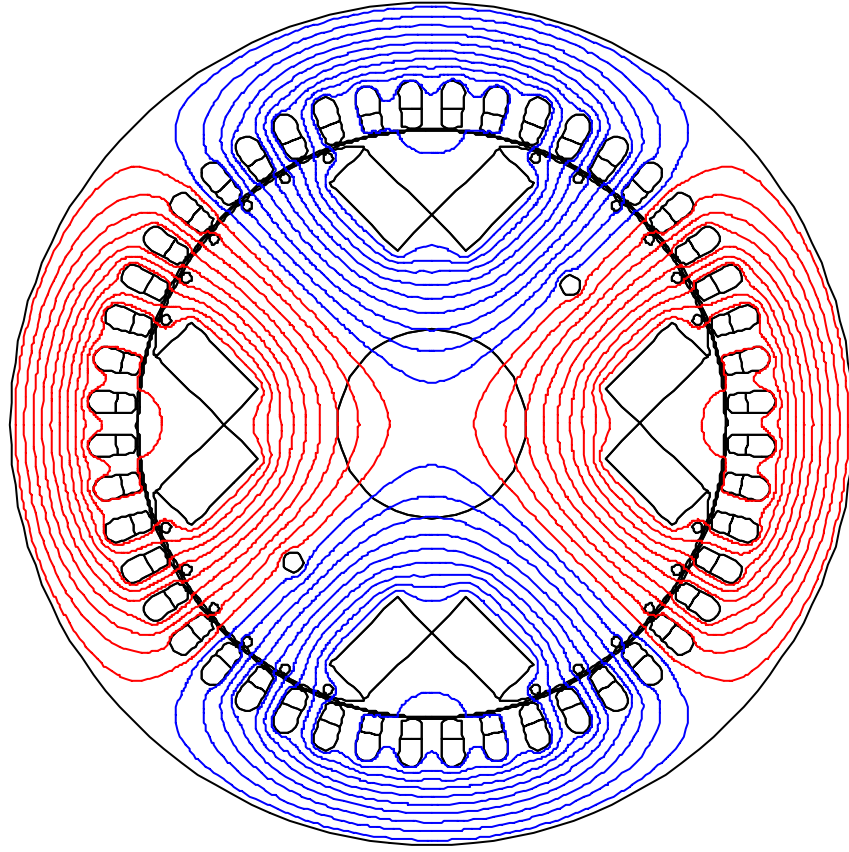


Figure II. 4. Distribution de ligne de champs pour L_d

En remplaçant dans l'équation (I.22), $I_f = 0$ et $I_D = 0$, FLUX2D donne la valeur de l'inductance L_d selon l'expression suivante : $L_{d1} = \lambda_d / I_d$. L'inductance résultante est donc :

$$L_d = 2 \times L_{d1} + l_{atb} = 2 \times 2,356440 \times 10^{-3} + 0,85 \times 10^{-4} = 0,004798 \text{ H}$$

où le facteur 2 représente le nombre des bobines en série par phase.

$L_{atb} = 0,0000859 \text{ H}$ est l'inductance de la tête des bobines d'enroulement statorique.

La réactance est égale à :

$$X_d = L_d \cdot \omega_b = 0,004798 \times 314,16 = 1,5073 \Omega$$

Par le même essai, nous pouvons calculer l'inductance mutuelle entre l'enroulement statorique et l'enroulement d'excitation M_{fd} .

Dans l'équation (I.22) et avec, $I_f = I_D = 0$ on aura :

$$\lambda_f = M_{fd} \times I_{ds}$$

$$M_{fd} = \frac{\lambda_f}{I_{ds}} = \frac{\phi_f}{I_{ds}} \times N_{sf} + L_{ftb}$$

$$M_{fd} = \frac{15,11033e-003}{100} \times 480 + 0,0000449 = 0,0725H$$

Où,

L_{ftb} est l'inductance de tête des bobines d'enroulement d'excitation en Henry.

N_{sf} est le nombre total des spires d'enroulement d'excitation.

La réactance mutuelle est : $X_{mfd} = 0,0725 \times 314,16 = 22,7766\Omega$

a. 2. Calcul de la réactance d'enroulement d'excitation

On alimente seulement l'enroulement d'excitation par un courant de valeur $I_f=5A$. Ceci provoque une distribution des lignes de champs selon l'axe d (figure II. 6).

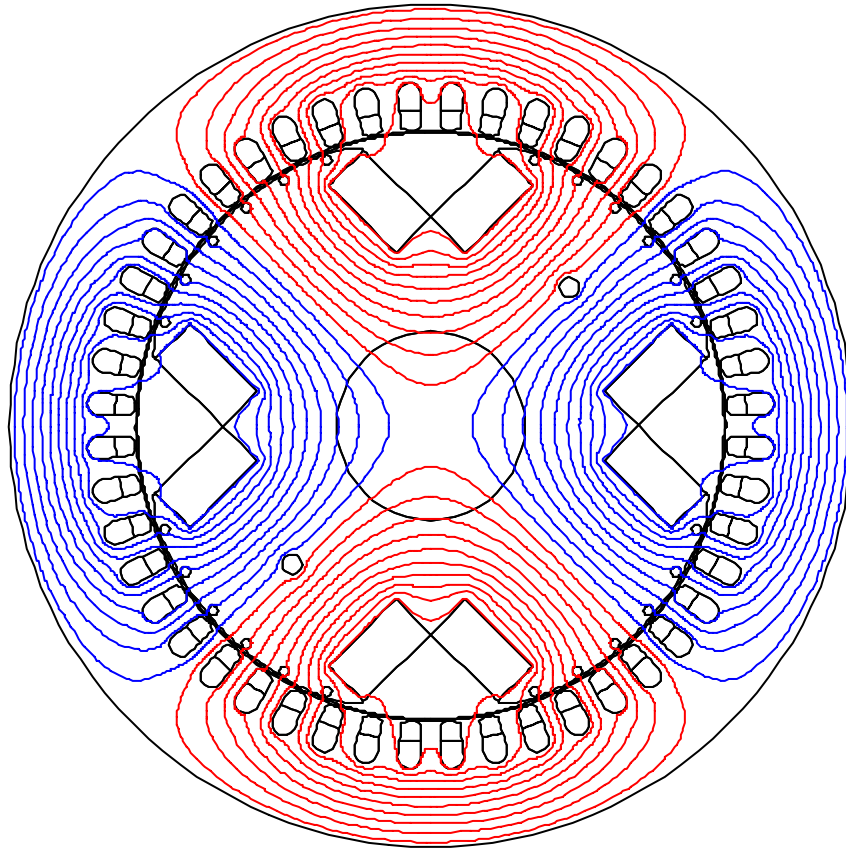


Figure II. 5. Distribution de ligne de champs pour L_f

On calcule L_f comme suit :

$$L_f = 0,21548 + L_{fjb} = 1,5816 + 0.0000449 = 1.581 H$$

où $L_{fjb} = 0.00035 H$ est l'inductance de tête des bobines d'enroulement d'excitation.

La réactance d'enroulement d'excitation vaut :

$$X_f = \omega_b \times L_f = 497,4 \Omega$$

II.5.2.b. Identification des paramètres de l'axe q

b.1. Réactance X_q .

En alignant l'axe q du rotor avec l'axe de la phase A et en alimentant les phases avec

$$i_b = i_c = \frac{-i_a}{2} ; \text{ On introduit : } i_a = 100A \text{ et } i_b = i_c = -50A$$

On obtient la distribution des lignes de champs, figure II.5.

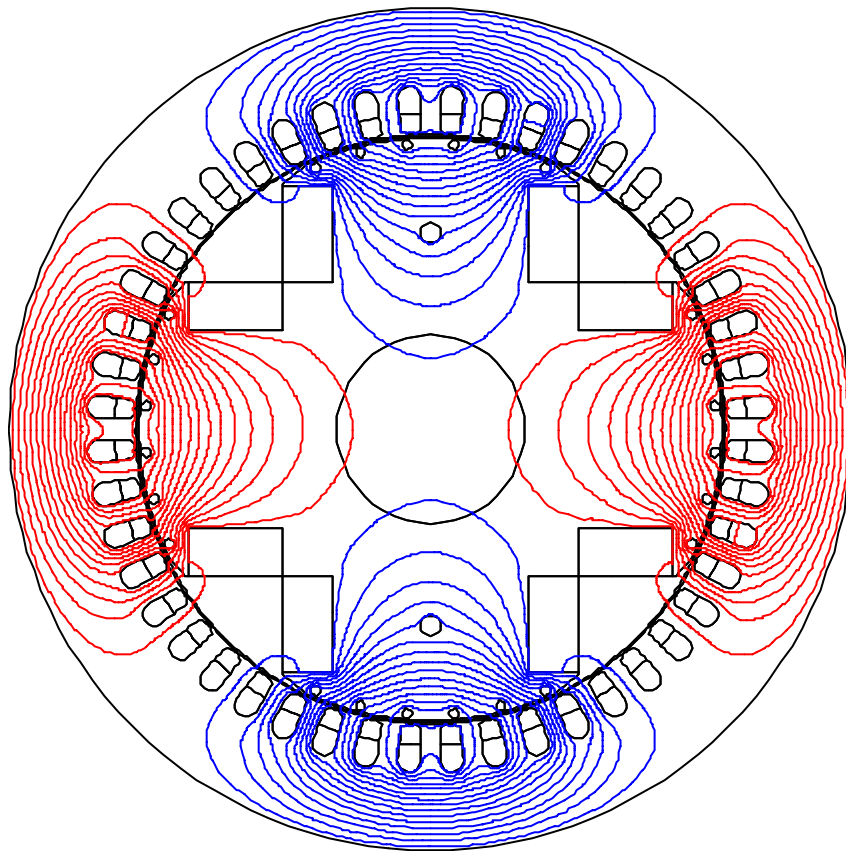


Figure II. 6. Distribution des lignes de champs pour L_q

L'inductance L_q est :

$$L_q = 0,001125 \times 2 + L_{atb} = 0,001125 \times 2 + 0,0000859 = 0,002336 \text{ H}$$

La réactance X_q est donc :

$$X_q = L_q \times \omega_b = 0,002336 \times 314,16 = 0,733 \text{ } \Omega$$

II.5.3. Détermination de la réactance transitoire (X'_d)

La réactance transitoire (X'_d) représente la réactance vue par l'induit lorsque le flux statorique est aligné avec l'axe longitudinal d sans amortisseurs et le circuit inducteur en court-circuit.

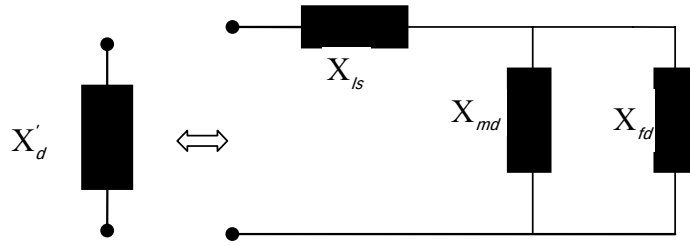


Figure II. 7. La réactance transitoire d'axe d

La détermination de cette réactance est effectuée en simulation magnétodynamique complexe. La valeur de la fréquence de la tension d'alimentation V_s est donnée selon la recommandation IEEE [24, 25] entre (2 et 0.3 Hz).

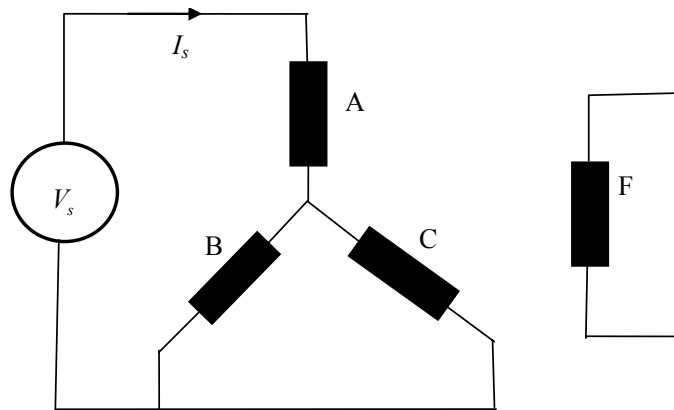


Figure II. 8. Montage pour calculer X'_d par la simulation magnétodynamique

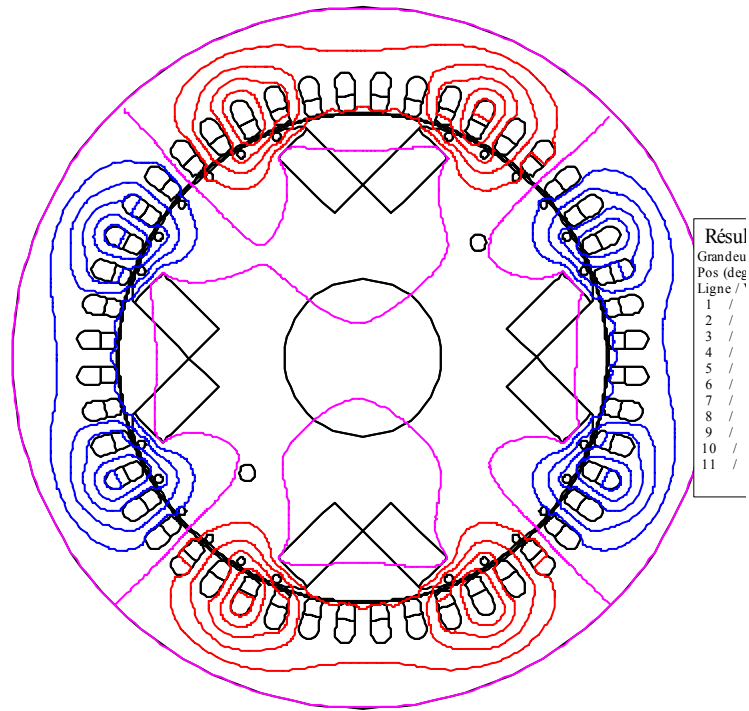


Figure II. 9. Distribution des lignes de champs pour X'_d

La réactance transitoire est calculée selon la formule suivante :

$$X'_d = \frac{2}{3} \frac{V_s}{I_s} - R_s$$

$$Z'_d = \frac{2}{3} \frac{212,13}{(-456 + j1677)} - 0,019 = (0,00235 + j \cdot 0,0787) \Omega$$

La réactance X'_d est la partie imaginaire de Z'_d :

$$X'_d = 0,0787 \Omega, \quad L'_d = 0,000250 H$$

Les constantes de temps sont :

$$T'_{do} = \frac{L_f}{R_f} = \frac{1,581}{0,8} = 1,97 \text{ s}$$

$$T'_d = T'_{do} \cdot \frac{X'_d}{X_d} = 1,97 \times \frac{0,0787}{1,5073} = 0,102 \text{ s}$$

II.5.4. Détermination des réactances subtransitoires (X_d'' , X_q'')

Les barres constituant les amortisseurs sont soumises à l'effet de peau lorsqu'un courant subtransitoire les parcourt [15, 45]. Donc, les résistances des amortisseurs varient au fur et à mesure que le régime subtransitoire s'éteint et que le flux pénètre à l'intérieur du rotor. Ce phénomène pose un problème d'identification des paramètres subtransitoires : X_d'' et X_q'' .

La solution est de faire des simulations magnétodynamique dans le domaine fréquentielle, c'est-à-dire alimenter la machine sous différentes fréquences.

II.6. VALIDATION DES RESULTATS

Pour valider les résultats de l'identification classique par la méthode des éléments finis, nous faisons une comparaison avec les paramètres fournis par le constructeur [41].

<i>Paramètres</i>	<i>Eléments finis</i>	<i>Constructeur</i>	<i>Erreur en %</i>
X_d [Ω]	1.5073	1.610	10.27
X_q [Ω]	0.733	0.966	23.3
X_d' [Ω]	0.0787	0.08188	0.31
T_{do}' [S]	1.97	1.95	2
T_d' [S]	0.102	0.1	0.2

Tableau II.2. Comparaison avec les paramètres du constructeur

On remarque les désaccords des réactances de synchronisme longitudinal X_d et en quadrature X_q qui sont dues essentiellement à la géométrie et la caractéristique du matériau linéaire utilisé dont la perméabilité relative est $\mu = 1500$. Ce qui n'est pas exactement)) le cas du matériau utilisé par le constructeur.

II.7. SIMULATION DES REGIMES TRANSITOIRES PAR FLUX2D

Dans cette partie, nous faisons une simulation, en régime magnétique évolutif dans le temps, de la machine synchrone, lors d'un régime transitoire. Nous réalisons un court-circuit triphasé après l'obtention du régime permanent à vide à vitesse nominale de 1500 tr/min.

II.7.1. Régime permanent à vide

On simule le fonctionnement à vide de la machine par l'ouverture des interrupteurs S1, S2 et S3 aux bornes des enroulements statoriques (figure II 9). On alimente l'enroulement d'excitation par une source de tension continue de 3.75V afin d'obtenir un courant d'excitation de $I_f = 5A$ qui donne naissance à une force électromotrice triphasée induite au stator d'amplitude $E = X_{amfd} \times I_f$ soit 113.88 V.

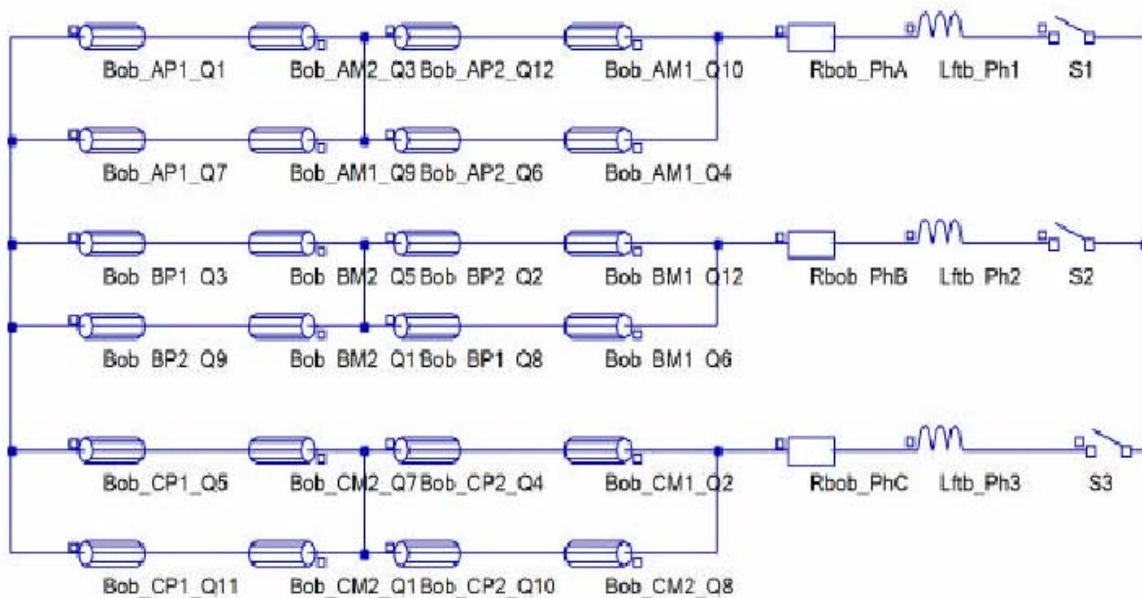


Figure II.10. Représentation du circuit statorique par FLUX2D pour un court- circuit triphasé à partir d'un fonctionnement à vide

Pour obtenir le régime permanent à partir de 20 S, nous avons choisi un pas de calcul initial égal à 5.s qui largement supérieur à la constante de temps transitoire $T'_{do} = 1.97S$. La figure II.11 les tensions triphasées induites à vide en régime permanent.

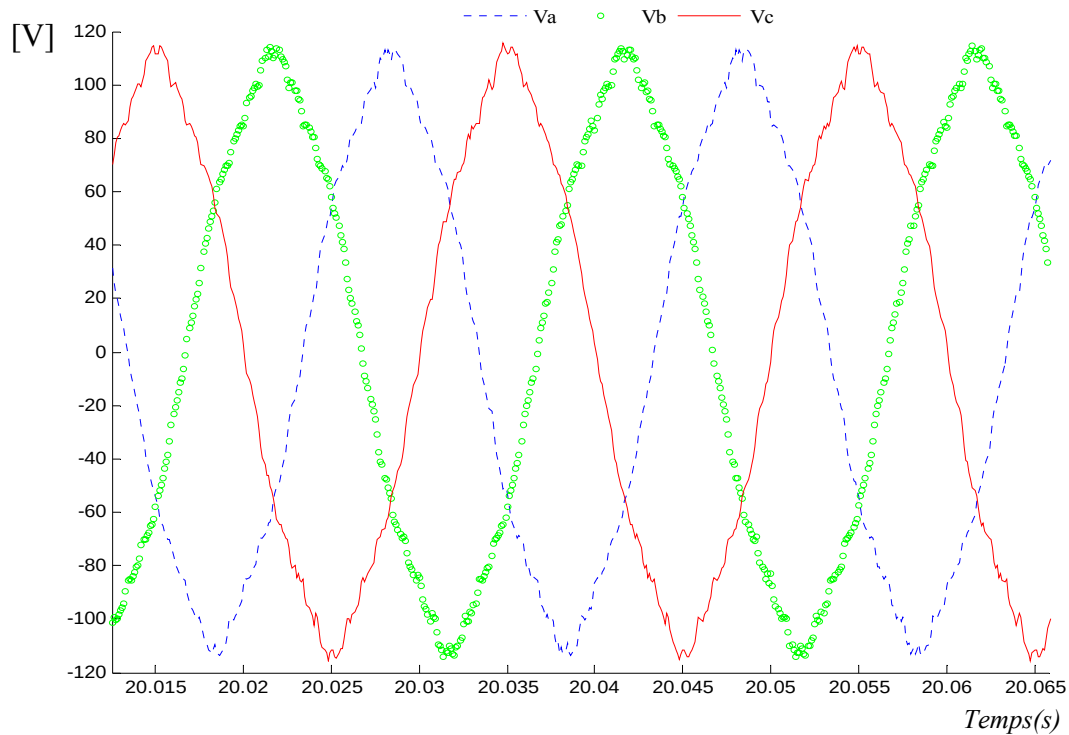


Figure II. 11. Tensions triphasées induite à vide (FLUX2D)

II.7.2. Court-circuit triphasé à vide

Après l'obtention du régime permanent, on réalise un court circuit triphasé ($CC\ 3\phi$) en fermant les interrupteurs S1, S2, S3. La figure II.12 représente le courant de la phase a pour un $CC\ 3\phi$ qui commence de l'instant $t_1=20.07s$.

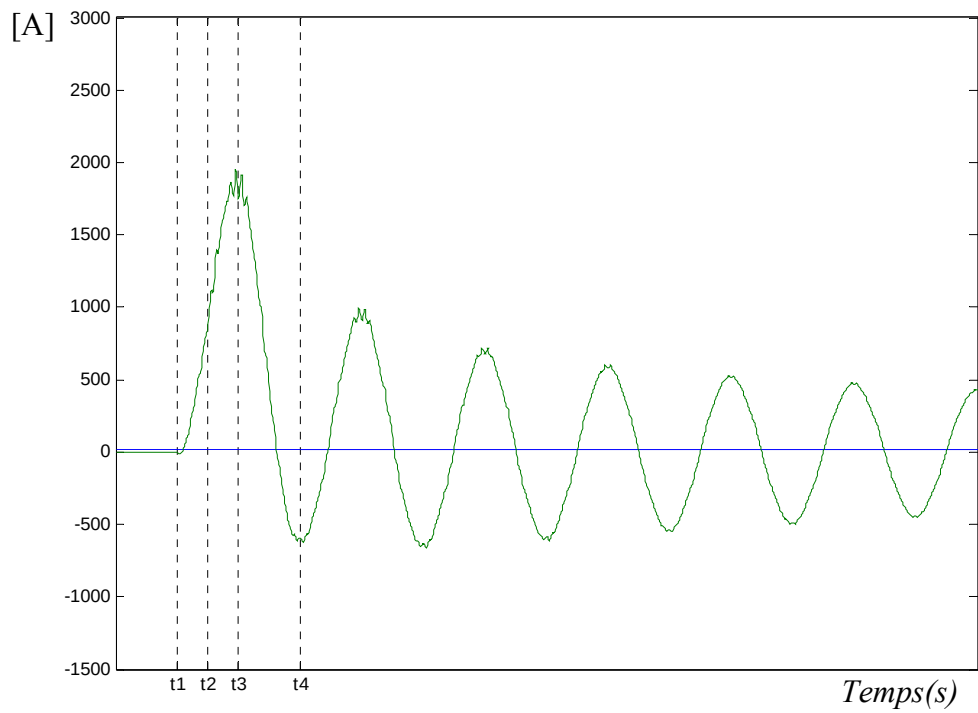
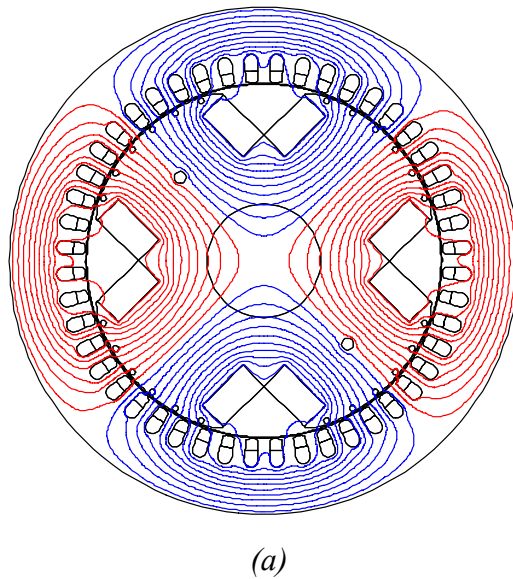
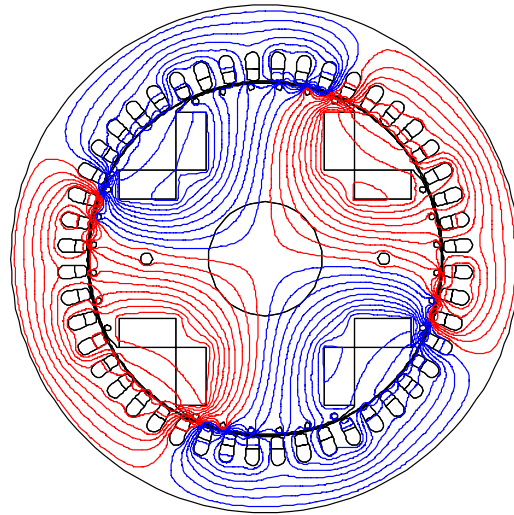


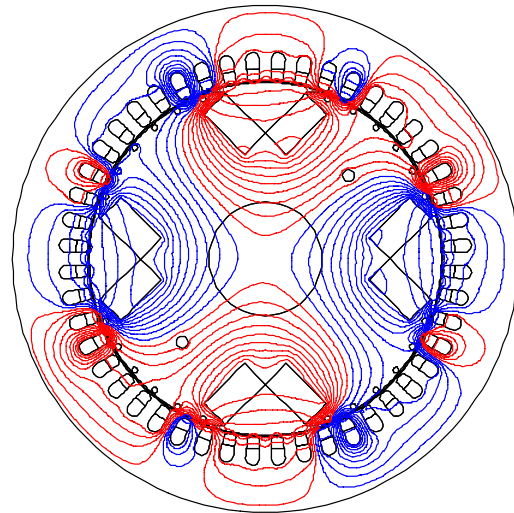
Figure II.12. L'allure du courant de la phase A durant court-circuit triphasé
 (a) $t1=20.07\text{ s}$, (b) $t2=20.075\text{ s}$, (c) $t3=20.08\text{ s}$, (d) $t4=20.09$

Pour analyser ce régime, nous avons enregistré les lignes de champs pour les quatre instants $t1$, $t2$, $t3$, $t4$, figure II.13.

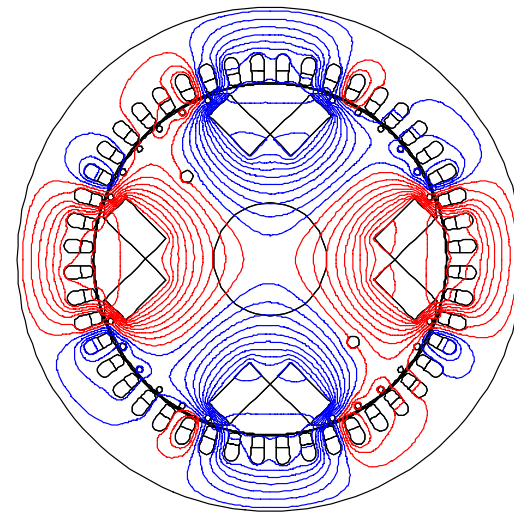




(b)



(c)



(d)

Figure II.13. Répartition des lignes de champs lors d'un court-circuit triphasé
 (a) $t_1=20.07$ s, (b) $t_2=20.075$ s, (c) $t_3=20.08$ s, (d) $t_4=20.09$

On remarque que les lignes de champs au voisinage du régime subtransitoire (le premier pic) sont concentrées sur les cornes polaires à la périphérie de la roue polaire.

II.7.3. Comparaison avec les essais pratiques

Les essais pratiques ont été réalisés sur la plateforme d'essais de Leroy Somer à Angoulèmes, lors de la thèse d'Antoine LAUNAY-QUERRE [44]

II.7.3.a. Tensions de phases

La figure II. 14 représente les tensions des trois phases enregistrées avant et durant le court-circuit triphasé à partir du fonctionnement à vide.

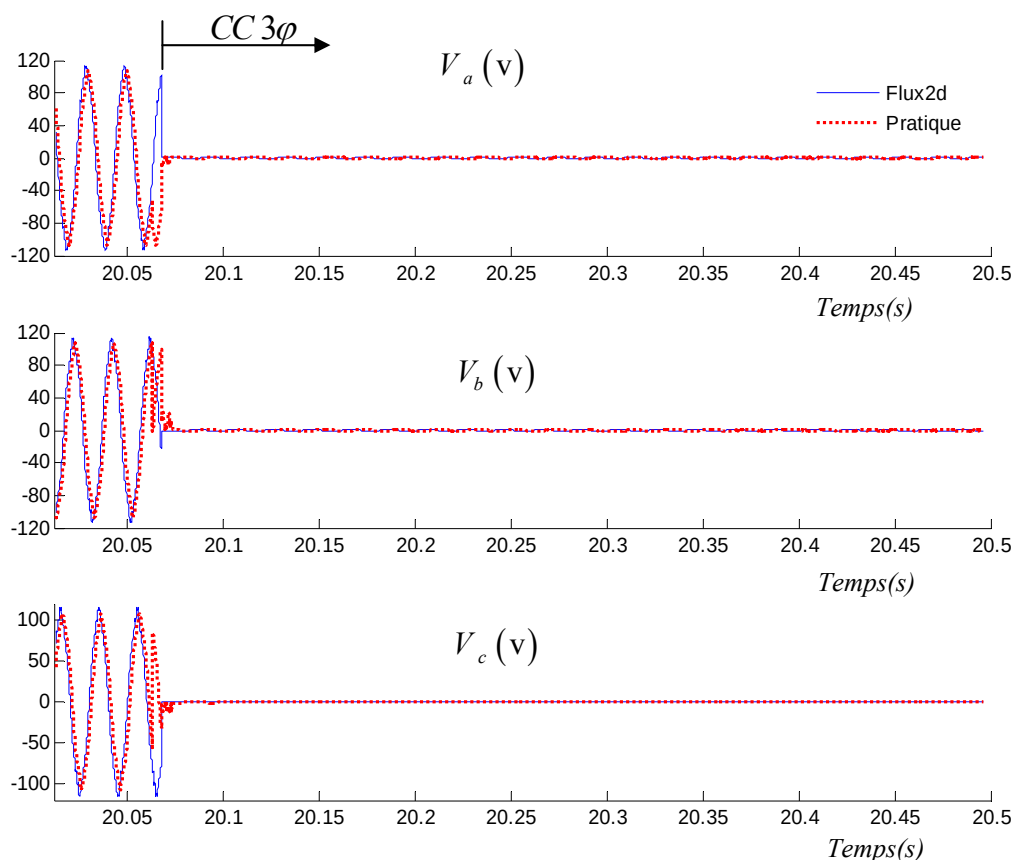


Figure II. 14. Tension de phases avant et durant le court circuit

Pour une même valeur de courant d'excitation de valeur 5A, la valeur expérimentale de l'amplitude de la tension à vide est égale à 107.8 , alors que pour le FLUX2D, elle est égale à 113.88 V. Cette différence est due, principalement, à l'inductance mutuelle entre le stator et le rotor (M_{fd}) qui dépend fortement de la géométrie de la machine et de son matériau.

II.7.3.b. Courants de phases

Sur la figure II.15, nous représentons les courants des trois phases : i_a , i_b et i_c . On remarque une similitude sur les formes et les amplitudes de ces courants durant le régime subtransitoire (le premier pic) et également durant le régime transitoire.

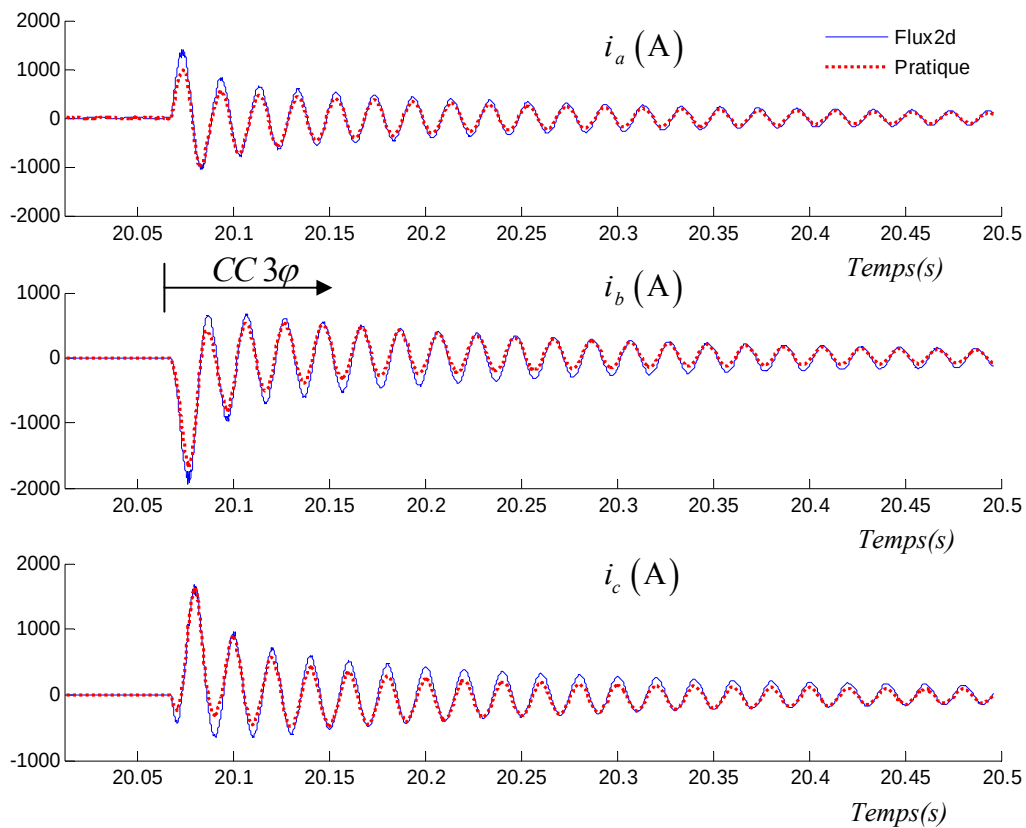


Figure II. 15. Courants de phases durant le court circuit

Néanmoins, les amplitudes des courants obtenus par FLUX2D sont plus importantes que celles obtenues par les essais pratiques.

Pour plus d'éclaircissement, nous avons tracé les amplitudes du courant de la phase a , sur la figure II.15. On peut remarquer que le rapport entre les signaux est quasiment constant. Il est égal à $FP_s \approx 1.41 (F/P)$, tel que représenté par la figure II.17.

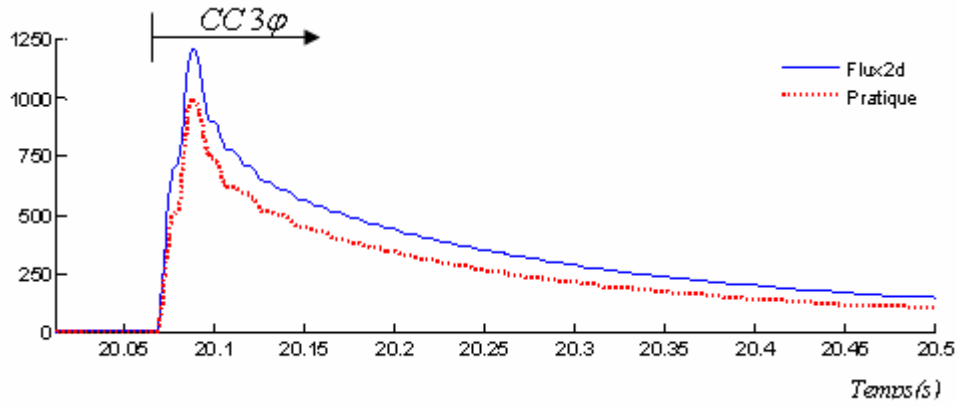


Figure II.16. L'amplitude des courant statorique durant le court circuit

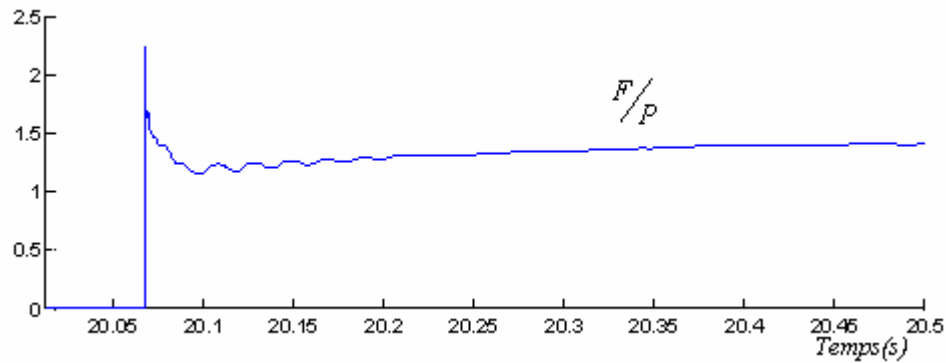


Figure II.17. Rapport de l'amplitude du courant statorique FLUX2D / pratique (F/P)

II.7.3.c. Courant d'excitation

De même, on remarque qu'avant le court-circuit, il y a une grande similitude entre le courant d'excitation obtenu par FLUX2D et celui obtenu par les essais pratiques. Ce qui est normal, vu que nous avons imposé la même tension d'excitation dans les deux cas (Figure II.18).

Durant le premier pic de court circuit, il y a une cohérence malgré le dépassement du courant obtenu par FLUX2D par rapport à celui obtenu en pratique. Cependant, on remarque une différence entre les deux courants après le régime transitoire. Nous pouvons la caractériser par le rapport F_I/P_I qui est aussi quasiment constant et est égal à $FP_{s1} \approx 1.31$, en régime de court circuit permanent, figure II.19.

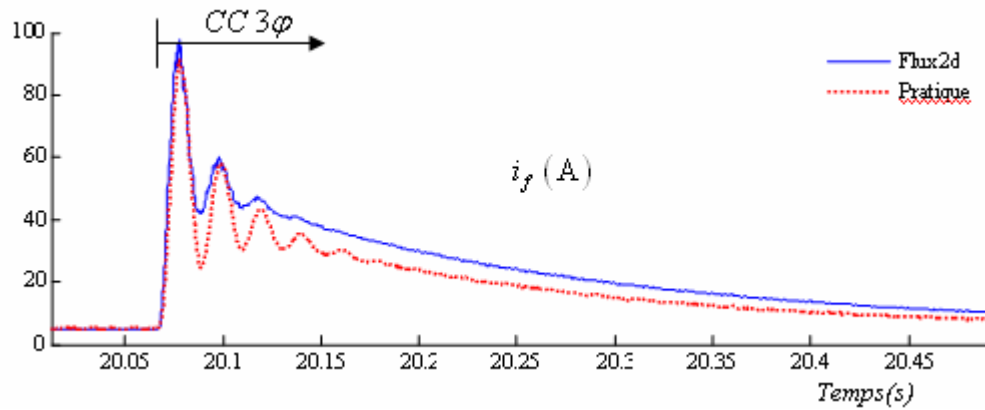


Figure II.18. Courant d'excitation durant le court circuit triphasé à vide

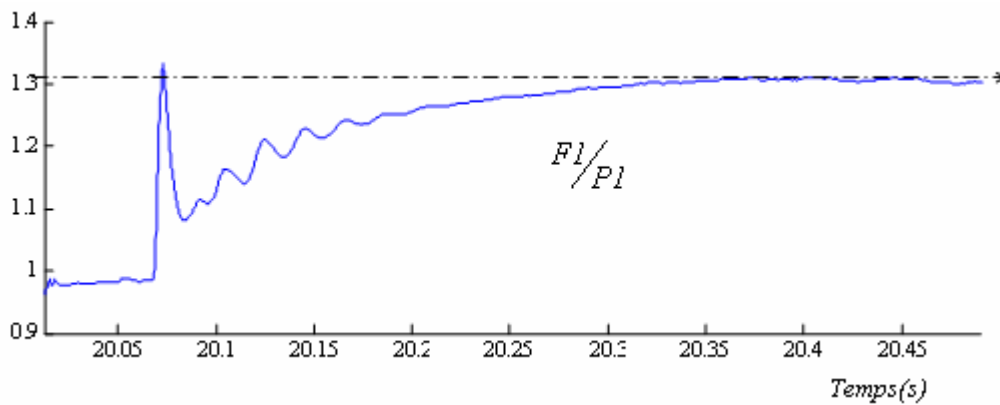


Figure II.19. Rapport du courant d'excitation FLUX2D /pratique($F1/P1$)

II.8. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons représenté d'abord une description du fondement de la méthode des éléments finis. Ensuite, nous l'avons appliquée, en utilisant le logiciel FLUX2D, pour la simulation de la machine synchrone pour différents régimes : magnétostatique, magnétodynamique et magnéto évolutive.

Nous avons simulé les différents essais classiques d'électrotechnique pour l'identification des inductances propres et mutuelles des deux axes (d, q), en formulation magnétostatique ; tandis que pour l'identification de l'inductance transitoire nous l'avons simulé en formulation magnétodynamique couplé au circuit électrique.

Les résultats d'identification sont validés en comparaison avec ceux fournis par le constructeur. En général, les résultats sont satisfaisants, malgré la présence d'une erreur de 23% sur la réactance X_q qui dépend principalement de la géométrie de la machine (entrefer).

La simulation du fonctionnement en temporel s'est effectuée en formulation magnéto évolutive couplé au circuit électrique. En vu de la validation de la simulation, nous avons fait une comparaison avec l'essai pratique d'un court circuit triphasé à partir du fonctionnement à vide appliqué sur la même machine synchrone simulée par FLUX2D. Les résultats sont cohérents. Nous avons quantifié les erreurs entre la simulation et la pratique par des coefficients (FP_s et FP_{s1}) qui sont dus principalement aux erreurs cumulées dans la géométrie et le matériau magnétique. Ces coefficients donnent un aperçu permettant d'améliorer la modélisation par la méthode des éléments finis qui fera, peut être, l'objet d'un autre sujet de recherche.

Il ya des petites différences entre les résultats de FLUX2D et la pratique. Mais, ce qui est important, c'est que FLUX2D se comporte de façon similaire à la pratique, de façon à pouvoir valider les développements faits dans les chapitres suivants sur l'identification paramétrique de modèles fréquentiels et temporels.

CHAPITRE III

IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES MACHINES SYNCHRONES PAR L'ESSAI FREQUENTIELLE

III.1. Introduction

L'identification paramétrique consiste à déterminer les valeurs des paramètres d'un modèle mathématique. Celui-ci décrit plus ou moins finement un système à partir des mesures de ses entrées et de ses sorties collectés dans le cadre d'expérimentations.

L'identification repose sur la notion de modèles parmi lesquels on distingue deux grandes classes :

- Les modèles de comportement, de type boîte noire, conduisant à une représentation d'état discrète et permettant d'établir des équations aux différences dont les paramètres n'ont aucune signification physique.
- Les modèles de connaissances, issus de lois fondamentales, donnant lieu à des systèmes différentiels continus dont les paramètres sont des caractéristiques physiques significatives. On parle de modèles de types boîte blanche ou boîte grise, pour signifier que l'on établit généralement des modèles approchés, dont tous les phénomènes physiques observés sur le procédé étudié ont une précision suffisante.

Depuis la généralisation de la commande numérique des systèmes, l'automaticien s'est surtout intéressé à la modélisation et à l'identification des processus sous forme discrète. Cette représentation se prête bien à la commande numérique des systèmes [22, 24]. Cependant, lorsqu'on s'intéresse à la réalité physique du système, comme dans le cas de la surveillance de processus par estimation paramétrique, la représentation discrète devient insuffisante.

En électrotechnique, même pour une application en commande, l'utilisateur préfère utiliser un modèle proche de la réalité, dont les paramètres (constantes de temps, résistance, inductance) ont une signification physique.

Dans ce contexte, on s'intéressera à l'identification de système à représentation continue. Deux catégories d'algorithme sont envisageables, suivant la nature des résidus de type erreur d'équation ou erreur de sortie.

Les algorithmes à erreur d'équation ne sont utilisables en pratique qu'avec des modèles décrits par une équation différentielle à coefficients constants définissant les paramètres structuraux [3].

Dans le cas d'un système mono-entrée $u(t)$ mono-sortie $y(t)$, il s'agit d'identifier les paramètres d'une fonction de transfert :

$$H(s) = \frac{Y(s)}{U(s)} = \frac{b_o + b_1 s + \dots + b_m s^m}{a_o + a_1 s + \dots + a^{n-1} s^{n-1} + s^n} \quad (3.1)$$

Les paramètres structuraux sont définis par :

$$\underline{\theta}^T = [a_o, a_1, \dots, a_{n-1}, b_o, b_1, \dots, b_m] \quad (3.2)$$

Si $\underline{P}$ désigne le vecteur des paramètres physiques du système (issu du modèle de connaissance), alors il existe des relations non linéaires $\underline{\theta} = f[\underline{P}]$ entre les paramètres structuraux et les paramètres physiques. Il est alors nécessaire que la relation $\underline{P} = f^{-1}[\underline{\theta}]$ existe [65] afin d'estimer les paramètres physiques après avoir estimé $\hat{\underline{\theta}}$.

Pour de tels modèles, de nombreuses techniques [26, 68] ont été imaginées pour exprimer la sortie linéairement par rapport aux paramètres $\underline{\theta}$. Cette propriété de linéarité permet alors d'utiliser la méthode des moindres carrés dont l'intérêt est de fournir une expression analytique de l'estimation des paramètres [34]. Le principal inconvénient de cette méthode est que le régresseur dépend des valeurs de la sortie et l'estimateur moindres carrés est alors biaisé en présence de bruit de mesure. Une solution à l'élimination de ce biais est d'utiliser une technique de variable instrumentale à modèle parallèle simulé [73].

Si l'on souhaite estimer directement les paramètres physiques et éviter les problèmes de biais, dû au bruit de mesure sur la sortie, on utilisera la deuxième catégorie d'algorithmes dits à erreur de sortie. Ces méthodes d'optimisation sont nombreuses [73] et sont parfois appelées

algorithmes de programmation non linéaire (PNL) synthétisant la méthode du modèle [58, 65].

Dans la suite du chapitre, on notera $\underline{\theta}$ l'ensemble des paramètres qui ont une signification physique et qui caractérisent le procédé que l'on souhaite identifier.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la méthode à erreur de sortie appliquée à l'estimation paramétrique d'un générateur synchrone par la méthode fréquentielle à rotor bloqué, simulé par la méthode des éléments finis.

III.2. Principe de la méthode à erreur de sortie.

La méthode du modèle [57,58] repose sur la définition d'un modèle mathématique, issu des lois de connaissance, fonction d'un certain nombre de paramètres auxquels on peut attribuer une signification plus ou moins physique que l'on compare au système réel. A fin de simplifier la présentation, on présente le principe de la méthode dans le cadre d'un système mono-entrée mono-sortie.

La méthodologie générale est présentée sur le schéma de figure III.1.

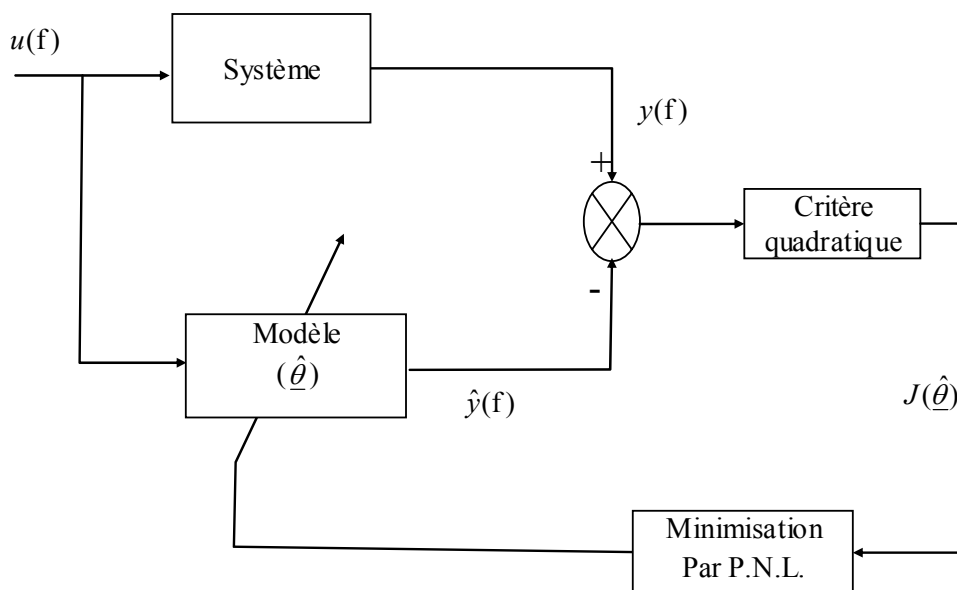


Figure III.1.Principe de la méthode à erreur de sortie

On élabore la simulation de la sortie $\hat{y}(f)$ à partir de la connaissance de l'excitation $u(f)$ et de la structure du modèle. On compare alors la sortie accessible à la mesure $y(f)$ à la sortie estimée $\hat{y}(f)$ par un critère quadratique qu'on cherche à minimiser par adaptation des paramètres $\hat{\underline{\theta}}$ du modèle mathématique du système. Cette adaptation se fait jusqu'à l'obtention des paramètres optimaux correspondant au protocole d'excitation donné.

Soit un modèle d'état d'ordre n décrivant la réponse $y(f)$ d'un système à l'excitation $u(f)$, dépendant du vecteur paramètres $\underline{\theta}$:

$$\begin{cases} \dot{\underline{x}} = g(\underline{x}, \underline{\theta}, u) \\ y = f(\underline{x}, \underline{\theta}, u) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dim(\underline{x}) = n \times 1 \\ \dim(\underline{\theta}) = n_p \times 1 \end{cases} \quad (3.3)$$

Où f et g sont des lois mathématiques issues des lois physiques et ne sont pas nécessairement linéaires. On fera l'hypothèse que le système est identifiable [73].

Considérons un ensemble de k données expérimentales $\{u_k, y_k^*\}$ dont on fait l'acquisition avec une gamme de fréquence F_e , Telle que $f = kF_e$.

En remplaçant $\underline{\theta}$ par une estimation $\hat{\underline{\theta}}$, il est possible de simuler les échantillons de la sortie estimée $\hat{y}_k$ par intégration numérique du système différentiel :

$$\begin{cases} \dot{\underline{x}} = g(\underline{x}, \hat{\underline{\theta}}, u) \\ \hat{y} = f(\underline{x}, \hat{\underline{\theta}}, u) \end{cases} \quad (3.4)$$

On définit alors l'erreur d'estimation de la sortie par :

$$\varepsilon_k = y_k^* - \hat{y}_k(u_k, \hat{\underline{\theta}}) \quad (3.5)$$

La valeur optimale $\hat{\underline{\theta}}_{opt}$ de $\hat{\underline{\theta}}$ est obtenue par un algorithme d'optimisation itératif, à l'aide de techniques de programmation non linéaire [3, 44] permettant de minimiser le critère quadratique :

$$J(\hat{\theta}) = \sum_{k=1}^k \mathcal{E}_k^2 = \sum_{k=1}^k \left(y_k^* - \hat{y}_k(u_k, \hat{\theta}) \right)^2 \quad (3.6)$$

La recherche de l'optimisation s'effectue par des méthodes analytiques et nécessite les connaissances des dérivées premières ou secondes du critère par rapport aux paramètres. Parmi ces méthodes, nous présentons la méthode du Gradient, celle de Gauss-Newton puis la méthode de Levenberg-Marquard qui est l'association harmonieuse des deux précédentes.

La forme itérative générale des algorithmes d'optimisation est la suivante :

$$\hat{\theta}_{i+1} = \hat{\theta}_i + \alpha \underline{d}_i \quad (3.7)$$

Où $\underline{d}_i$ est la direction de recherche déterminée à partir de l'information sur $J(\hat{\theta})$ déterminée à l'itération i et α une constante positive donnée telle qu'une décroissance appropriée de $J(\hat{\theta})$ soit obtenue.

III.2.1 Méthode du gradient

La méthode du gradient ou « méthode de la plus grande pente » est une technique qui consiste à se déplacer selon la ligne de plus grande pente, dans la direction opposée au gradient. Elle s'exprime :

$$\hat{\theta}_{i+1} = \hat{\theta}_i - \lambda \underline{J}'_{\theta}(\hat{\theta}_i) \quad (3.8)$$

Où λ représente un scalaire positif qui règle la rapidité de convergence de l'algorithme et $\underline{J}'_{\theta}(\hat{\theta}_i)$ le vecteur Gradient de dimension $(n_p \times 1)$ s'exprime par :

$$\underline{J}'_{\theta} = -2 \sum_{k=1}^K \mathcal{E}_k \underline{\sigma}_{y_k, \theta} \quad (3.9)$$

Où $\underline{\sigma}_{y_k, \theta}$ désigne le vecteur des fonctions de sensibilité défini par :

$$\underline{\sigma}_{y_k, \theta} = \frac{\partial \hat{y}_k}{\partial \theta} \quad (3.10)$$

Si le coefficient λ est proche de zéro, la stabilité est assurée, au détriment de la vitesse de convergence qui devient extrêmement lente au voisinage de l'optimum.

Le vecteur Gradient peut s'exprimer sous forme matricielle :

$$\underline{J}'_{\underline{\theta}} = -2\underline{S}_{\underline{\theta}}\underline{\varepsilon} \quad (3.11)$$

Où $\underline{S}_{\underline{\theta}}$ désigne la matrice $(K \times n_p)$ des fonctions de sensibilités et $\underline{\varepsilon}$ le vecteur $(K \times 1)$ des erreurs d'estimations tels que :

$$\underline{S}_{\underline{\theta}} = \begin{bmatrix} \underline{\sigma}_{y_1, \underline{\theta}}^T \\ \vdots \\ \underline{\sigma}_{y_K, \underline{\theta}}^T \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

$$\underline{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \vdots \\ \varepsilon_K \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

III.2.2. Méthode de Gauss –Newton

On peut interpréter la technique de Gauss-Newton comme la technique consistant à remplacer le coefficient λ de la méthode du Gradient par l'inverse de la dérivée seconde du critère par rapport aux paramètres.

La dérivée seconde du critère par rapport aux paramètres ou Hessien est une matrice $(n_p \times n_p)$ définie par :

$$(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}}) = \frac{\partial^2 J(\underline{\theta})}{\partial \underline{\theta} \partial \underline{\theta}^T} = 2 \sum_{k=1}^K \underline{\sigma}_{y_k, \underline{\theta}} \underline{\sigma}_{y_k, \underline{\theta}}^T - 2 \sum_{k=1}^K \varepsilon_k \frac{\partial^2 \hat{y}_k}{\partial \underline{\theta} \partial \underline{\theta}^T} \quad (3.14)$$

A fin d'améliorer la stabilité de l'algorithme et de garantir que la matrice $(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}})$ soit inversible, on définit le pseudo-Hessien par :

$$(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}}) \cong 2 \sum_{k=1}^K \underline{\sigma}_{y_k, \underline{\theta}} \underline{\sigma}_{y_k, \underline{\theta}}^T \quad (3.15)$$

Il s'agit de l'approximation de Gauss-Newton qui consiste à négliger le terme

$$-2 \sum_{k=1}^K \varepsilon_k \frac{\partial^2 \hat{y}_k}{\partial \underline{\theta} \partial \underline{\theta}^T}$$

La formulation matricielle du Hessien s'exprime par :

$$(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}}) \cong 2\underline{S}_{\underline{\theta}}^T \underline{S}_{\underline{\theta}} \quad (3.16)$$

La formulation de l'algorithme de Gauss-Newton s'écrit donc :

$$\underline{\hat{\theta}}_{i+1} = \underline{\hat{\theta}}_i - \left(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}} \right)_{\underline{\hat{\theta}}=\underline{\hat{\theta}}_i}^{-1} J'_{\underline{\theta}} \left(\underline{\hat{\theta}}_i \right) \quad (3.17)$$

Dans le cas où le critère est une fonction parabolique, l'algorithme de Gauss-Newton converge en une seule itération vers l'optimum. Pour les systèmes dont les paramètres sont non linéaires de paramètres, l'approximation parabolique du critère n'est vraie qu'au voisinage de l'optimum. L'algorithme de Newton est donc très sensible à son initialisation et les risques d'instabilité et de divergence deviennent importants pour des valeurs de paramètre éloignées des valeurs optimales.

III.2.3. Méthode de Levenberg-Marquardt

L'algorithme de Levenberg-Marquardt [38] est un algorithme d'optimisation qui allie la stabilité du gradient loin de l'optimum à la rapidité de convergence de la méthode de Gauss-Newton au voisinage de l'optimum.

$$\underline{\hat{\theta}}_{i+1} = \underline{\hat{\theta}}_i - \left\{ \left[\left(J''_{\underline{\theta}\underline{\theta}} \right) + \lambda_i I_{np} \right]^{-1} J'_{\underline{\theta}} \right\}_{\underline{\hat{\theta}}=\underline{\hat{\theta}}_i} \quad (3.18)$$

Où : I_{np} est la matrice identité d'ordre np ,

λ_i est un coefficient positif ajusté à chaque itération tel que :

- $\lambda_{i+1} = \frac{\lambda_i}{10}$ si l'algorithme est convergent (le critère $J(\underline{\theta})$ décroît). La valeur de λ_i décroît et tend vers zéro, l'algorithme ayant alors un comportement du type Gauss-Newton .
- $\lambda_{i+1} = 10\lambda_i$ si l'algorithme est divergent (le critère $J(\underline{\theta})$ croît). La valeur de λ_i croît et tend vers une valeur très élevée et la formulation (3.18) devient :

$$\underline{\hat{\theta}}_{i+1} = \underline{\hat{\theta}}_i - \frac{1}{\lambda_i} \left\{ J'_{\underline{\theta}} \right\}_{\underline{\hat{\theta}}=\underline{\hat{\theta}}_i}$$

On retrouve un comportement de type Gradient.

III.3. CALCUL DES FONCTIONS DE SENSIBILITE

Les fonctions de sensibilité $\sigma_{y_k, \underline{\theta}}$, définies par l'équation (3.10), sont des indicateurs essentiels du conditionnement de l'identification car elles traduisent l'effet d'une variation

$\delta \underline{\theta}$ des paramètres sur la sortie du système. En effet, en développant en séries de Taylor la sortie $\hat{y}(f)$ au voisinage d'un vecteur paramètre $\underline{\theta}$, il vient :

$$\hat{y}(f, \underline{\theta} + \delta \underline{\theta}) - \hat{y}(f, \underline{\theta}) \cong \underline{\sigma}_{y, \underline{\theta}}^T(f) \delta \underline{\theta} \quad (3.19)$$

Cette expression montre que les variations de sorties du modèle peuvent se projeter sur la base des fonctions de sensibilité dont les pondérations sont déterminées par les variations de l'espace paramétrique $\delta \underline{\theta}$ [57].

Le calcul des fonctions de sensibilité peut se faire directement par des méthodes de dérivation numérique qui présentent alors l'inconvénient de représenter une charge de calcul extrêmement lourde et surtout de générer des erreurs d'approximation systématiques [65].

Il est donc préférable de calculer les fonctions de sensibilités en résolvant le système différentiel qui décrit leur comportement dynamique et qui se déduit aisément du système différentiel qui régit la dynamique du système.

On est amené à définir deux sortes de fonctions de sensibilité :

- le vecteur $(np \times 1)$ des fonctions de sensibilité $\underline{\sigma}_{y, \underline{\theta}}(f) = \frac{\partial \hat{y}(f)}{\partial \underline{\theta}}$ utilisé dans les algorithmes de Programmation non Linéaire,
- la matrice $(n \times np)$ des fonctions de sensibilité calculée par rapport à l'état $\underline{\sigma}_{x, \underline{\theta}} = \frac{\partial \hat{x}}{\partial \underline{\theta}}$

tel que :

$$\underline{\sigma}_{x, \underline{\theta}} = \left(\underline{\sigma}_{x, \theta_1} \cdots \underline{\sigma}_{x, \theta_j} \cdots \underline{\sigma}_{x, \theta_{np}} \right) \quad (3.20)$$

Dans le cas où le système est décrit par le système (3.4), on peut en déduire pour chaque paramètre θ_j , $1 \leq j \leq np$:

$$\frac{\partial \hat{x}}{\partial \theta_j} = \frac{\partial g(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \hat{x}} \frac{\partial \hat{x}}{\partial \theta_j} + \frac{\partial g(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \theta_j} \quad (3.21)$$

Et $\underline{\sigma}_{x, \theta_j}$ est solution du système différentiel non linéaire :

$$\dot{\underline{\sigma}}_{x, \theta_j} = \frac{\partial g(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \hat{x}} \underline{\sigma}_{x, \theta_j} + \frac{\partial g(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \theta_j} \quad (3.22)$$

Le vecteur des fonctions de sensibilité $\underline{\sigma}_y(t)$ s'obtient par dérivation partielle de la sortie estimée par rapport au paramètre θ_j :

$$\frac{\partial \hat{y}}{\partial \theta_j} = \left(\frac{\partial f(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \hat{x}} \right)^T \frac{\partial \underline{x}}{\partial \theta_j} + \frac{\partial f(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \theta_j} \quad (3.23)$$

Soit :

$$\frac{\partial \hat{y}}{\partial \theta_j} = \left(\frac{\partial f(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \hat{x}} \right)^T \underline{\sigma}_{x, \theta_j} + \frac{\partial f(\hat{x}, \underline{\theta}, u)}{\partial \theta_j} \quad (3.24)$$

Le raisonnement précédent s'applique à la classe des systèmes linéaires en l'état décrits par :

$$\begin{cases} \dot{\underline{x}} = A(\underline{\theta})\underline{x} + B(\underline{\theta})u \\ y = C(\underline{\theta})\underline{x} + D(\underline{\theta})u \end{cases} \quad (3.25)$$

On obtient alors :

$$\begin{cases} \dot{\underline{\sigma}}_{x, \theta_j} = A(\underline{\theta})\underline{\sigma}_{x, \theta_j} + \left(\frac{\partial A(\underline{\theta})}{\partial \theta_j} \right) \underline{x} + \left(\frac{\partial B(\underline{\theta})}{\partial \theta_j} \right) u \\ \sigma_{y, \theta_j} = C(\underline{\theta})\underline{\sigma}_{x, \theta_j} + \left(\frac{\partial C(\underline{\theta})}{\partial \theta_j} \right) \underline{x} + \left(\frac{\partial D(\underline{\theta})}{\partial \theta_j} \right) u \end{cases} \quad (3.26)$$

III.4. PROBLEMES DES CONDITIONS INITIALES

En toute rigueur, il est indispensable de prendre en compte les conditions initiales de l'état du système qui constituent des inconnus supplémentaires à identifier [57]. Deux approches sont alors possibles en fonction de la durée d'acquisition des échantillons de mesure de l'entrée et de la sortie $\{u_k, y_k^*\}$, et vis-à-vis du régime transitoire du système.

Lorsque la durée d'acquisition est très supérieure au régime transitoire t_r [57], on peut s'affranchir du biais induit par le régime libre de la manière suivante :

- on réalise la simulation de la sortie $\hat{y}_k$ du système avec des conditions initiales nulles du vecteur d'état $\underline{X}_0$, à partir de l'instant $t = 0$,

- on néglige les k_{rl} premières valeurs estimées de la sortie $\hat{y}_k(k_{rl} = t_{rl}/T_e)$ pour élaborer le critère quadratique :

$$J = \sum_{k=k_{rl}}^K \varepsilon_k^2 = \sum_{k=k_{rl}}^K (y_k^* - \hat{y}_k(u_k, \hat{\theta}))^2 \quad (3.27)$$

Cette technique est particulièrement bien adaptée lorsque l'on maîtrise l'excitation $u(t)$ du système, auquel cas il suffit de prévoir une durée d'excitation suffisamment grande devant les dynamiques du système.

Lorsque la durée d'acquisition est faible devant la dynamique du système où lorsque le mode d'excitation est initié par modifications des conditions initiales de l'état $\underline{X}_0$, celles-ci ne peuvent plus être ignorées sous peine d'induire un biais important dans l'estimation paramétrique.

On doit alors identifier le vecteur paramètre étendu $\hat{\underline{\theta}}_e^T = (\hat{\theta}^T \quad \hat{X}_0^T)$.

III.5. SYSTEMES MULTIVARIABLES

Il est possible d'adapter les méthodes à erreur de sortie dans le cas de systèmes multi variables. Considérons un système à n_u entrées et M sorties accessibles à la mesure (voir figure III.2) décrit par un modèle de la forme :

$$\begin{cases} \dot{x} = A(\underline{\theta})x + B(\underline{\theta})u \\ \underline{Y} = C(\underline{\theta})x \end{cases} \quad (3.25)$$

Avec $\dim(\underline{X}) = M \times 1$, $\dim(\underline{u}) = n_u \times 1$, $\dim(\underline{Y}) = M \times 1$

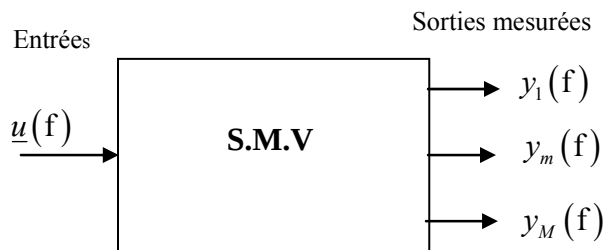


Figure III.2. Système multi-variable

Afin d'estimer l'ensemble des paramètres défini par le vecteur $\underline{\theta}$, compte tenu des M sorties y_m accessible à la mesure, nous construisons un critère mixte :

$$J(\underline{\hat{\theta}}) = \sum_{m=1}^M J_m(\underline{\hat{\theta}}) \quad (3.26)$$

Où $J_m(\underline{\hat{\theta}})$ est le critère relatif à la mesure y_m :

$$J_m(\underline{\hat{\theta}}) = \sum_{k=1}^k (y_{mk} - \hat{y}_{mk})^2 \quad (3.27)$$

La minimisation de ce critère mixte nécessite alors le calcul des fonctions de sensibilité de chacune des sorties vis à vis des paramètres $\underline{\sigma}_{y_{mk}, \theta} = \frac{\partial \hat{y}_{mk}}{\partial \underline{\hat{\theta}}}$.

III.6. IDENTIFICATION DES PARAMETRES D'UNE MACHINE SYNCHRONE PAR LA METHODE FREQUENTIELLE

III.6.1. Grandeurs opérationnelles

Dans les machines synchrones, on s'intéresse souvent à l'étude des variations brusques des conditions électriques aux bornes, qui surviennent à partir d'un régime permanent. Dans ce cas, on peut considérer que la variation de la vitesse de rotation est nulle ($\Delta\omega_r = 0$) dans les équations de Park (I. 35) et (I. 36), on peut écrire alors les équations de tension (1.35 à 1.40) sous la forme :

$$\begin{bmatrix} V_{ds} \\ V_{qs} \\ V_{fd} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_s + pL_d & -\omega_r L_q & pM_{fd} & pM_{dD} & -\omega_r M_{qQ} \\ \omega_r L_d & -R_s + pL_q & \omega_r M_{fd} & \omega_r M_{qQ} & pM_{qQ} \\ pM_{fd} & 0 & R_{fd} + pL_{fd} & pM_{fD} & 0 \\ pM_{dD} & 0 & pM_{fD} & R_D + pL_D & 0 \\ 0 & pM_{qQ} & 0 & 0 & R_Q + pL_Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \\ i_{fd} \\ i_D \\ i_Q \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

Pour faciliter le calcul, on décompose le système (3.28) en quinze sous matrices comme suit :

$$\begin{bmatrix} V_{dqs} \\ V_{dr} \\ V_{qr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [A] & [B] & [C] \\ [D] & [F] & [0] \\ [H] & [0] & [J] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{dqs} \\ i_{dr} \\ i_{qr} \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

ou encore

$$\begin{aligned}
[A][i_{dqs}] + [B][i_{dr}] + [C][i_{qr}] &= [V_{dqs}] \\
[D][i_{dqs}] + [F][i_{dr}] &= [V_{dr}] \\
[H][i_{dqs}] + [J][i_{qr}] &= [V_{qr}]
\end{aligned} \tag{3.30}$$

A partir des deux derniers termes de l'équation (3.30), on obtient :

$$\begin{aligned}
[i_{dr}] &= -[F]^{-1}[D][i_{dqs}] + [F]^{-1}[V_{dr}] \\
i_{qr} &= -[J]^{-1}[H][i_{dqs}] + [J]^{-1}[V_{qr}]
\end{aligned}$$

En reportant ces équations dans le premier terme de l'équation (3.30), il vient :

$$\left([A] - [B][F]^{-1}[D] - [C][J]^{-1}[H] \right) [i_{dqs}] = [V_{dqs}] - [B][F]^{-1}[V_{dr}] \tag{3.31}$$

En développant le calcul des termes liants $[i_{dqs}]$ à $[V_{dqs}]$ et $[V_{dr}]$ dans l'équation (3.31) et en posant :

$$\begin{aligned}
Z_f &= R_f + pL_f \\
Z_{kd} &= R_{kd} + pL_{kd} \\
Z_{kq} &= R_{kq} + pL_{kq}
\end{aligned} \tag{3.32}$$

On obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
[F] &= \begin{bmatrix} Z_f & pM_{fD} \\ pM_{fD} & Z_{kd} \end{bmatrix} = \frac{1}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} \begin{bmatrix} Z_{kd} & -pM_{fD} \\ -pM_{fD} & Z_f \end{bmatrix} \\
[B][F]^{-1}[D] &= \frac{1}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} \begin{bmatrix} p^2 Z_{kd} M_{fD}^2 + p^2 Z_f M_{kd}^2 - 2p^3 M_f M_{fD} M_{kd} & 0 \\ p\omega_r Z_{kd} M_f^2 + p\omega_r Z_f M_{kd}^2 - 2p^2 \omega_r M_f M_{fD} M_{kd} & 0 \end{bmatrix} \\
[C][J]^{-1}[H] &= \frac{1}{Z_{kq}} \begin{bmatrix} 0 & -p\omega_r M_{kq}^2 \\ 0 & p^2 M_{kq}^2 \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

$$[C][F]^{-1} = \frac{1}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} \begin{bmatrix} pZ_{kd}M_f - p^2 M_{fD}M_{kd} & -p^2 M_f M_{fD} + pZ_f M_{kD} \\ \omega_r M_f Z_{kd} - p\omega_r M_{fD}M_{kD} & -p\omega_r M_f M_{fD} + \omega_r Z_f M_{kD} \end{bmatrix}$$

En remplaçant dans l'équation (3.31), on obtient :

$$\begin{bmatrix} -R_s + pL_d - \frac{p^2 (Z_{kd}M_f^2 + Z_f M_{kd}^2 - 2pM_f M_{fD}M_{kd})}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} & \omega_r \left(L_q - \frac{pM_{kq}^2}{Z_{kq}} \right) \\ \omega_r \left(L_d - \frac{p^2 (Z_{kd}M_f^2 + Z_f M_{kd}^2 - 2pM_f M_{fD}M_{kd})}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} \right) & -R_s + pL_q - \frac{p^2 M_{kq}^2}{Z_{kq}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

$$= \begin{bmatrix} V_{ds} - \frac{(pZ_{kd}M_{fD} - p^2 M_{fD}M_{kd})}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} V_{fd} \\ V_{qs} - \frac{(\omega_r Z_{kd}M_f - \omega_r pM_{fD})}{Z_f Z_{kd} - p^2 M_{fD}^2} V_{fd} \end{bmatrix}$$

On peut alors écrire les équations opérationnelles de la relation (3.33) décrivant le fonctionnement de la machine synchrone sous la forme :

$$\begin{bmatrix} V_{ds} - pG(p)V_{fd} \\ V_{qs} - \omega_r G(p)V_{fd} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s + pL_d(p) & -\omega_r L_q(p) \\ \omega_r L_d(p) & -R_s + pL_q(p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{ds} \\ i_{qs} \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

En désignant par $L_d(p)$ et $L_q(p)$ respectivement les inductances opérationnelles suivant l'axe direct et l'axe en quadrature et $G(p)$ le facteur d'influence, les impédances opérationnelles suivant les deux axes sont :

$$Z_d(p) = -R_s + pL_d(p) \quad (3.35)$$

$$Z_q(p) = -R_s + pL_q(p) \quad (3.36)$$

Par identification des relations (3.33) et (3.34), on obtient :

$$G(p) = \frac{Z_{kd}M_f - pM_{fD}M_{kd}}{Z_fZ_{kd} - p^2M_{fD}^2} \quad (3.37)$$

$$L_d(p) = L_d - \frac{p^2(L_{kd}M_f^2 + L_fM_{kd}^2) + p(R_{kd}M_f^2 + R_fM_{kd}^2) - 2p^2M_fM_{fD}M_{kd}}{p^2(L_fL_{kd} - M_{fD}^2) + p(R_fL_{kd} + R_{kd}L_f) + R_fR_{kd}} \quad (3.38)$$

$$L_q(p) = L_q - \frac{pM_{kq}^2}{R_{kq} + pL_{kq}} \quad (3.39)$$

III.6.2. Constantes de temps selon les deux axes

III.6.2.a. Constantes de temps selon l'axe d

La relation (3.38) s'écrit en classant les termes comme suit :

$$L_d(p) = \frac{p^2[L_fL_{kd}L_d - L_dM_{fD}^2 - L_{kd}M_f^2 - L_fM_{kd}^2 + 2M_fM_{fD}M_{kd}] + F}{p^2(L_fL_{kd} - M_{fD}^2) + p(R_fL_{kd} + R_{kd}L_f) + R_fR_{kd}}$$

avec

$$F = p[R_f(L_{kd}L_d - M_{kd}^2) + R_{kd}(L_fL_d - M_f^2)] + R_fR_{kd}L_d$$

$$L_d(p) = L_d \frac{1 + p \left(\frac{R_f(L_{kd}L_d - M_{kd}^2) + R_{kd}(L_fL_d - M_f^2)}{L_dR_fR_{kd}} \right) + p^2 \left(\frac{L_fL_{kd}L_d - L_dM_{fD}^2 - L_fM_{kd}^2 + 2M_fM_{fD}M_{kd}}{L_dR_fR_{kd}} \right)}{1 + p \left(\frac{L_f}{R_f} + \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \right) + p^2 \left(\frac{L_fL_{kd}}{R_fR_{kd}} \left(1 - \frac{M_{fD}^2}{L_fL_{kd}} \right) \right)} \quad (3.40)$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$L_d(p) = L_d \frac{(1 + pT'_d)(1 + pT''_d)}{(1 + pT'_{do})(1 + pT''_{do})} \quad (3.41)$$

où les quatre nouveaux paramètres sont déterminés par identité :

$$\begin{aligned}
(I+pT'_d)(I+pT''_d) &= I+p \left(\frac{R_f(L_{kd}L_d - M_{kd}^2) + R_{kd}(L_fL_d - M_f^2)}{L_dR_fR_{kd}} \right) + p^2 \left(\frac{L_fL_{kd}L_d - L_dM_{fd}^2 - L_fM_{kd}^2 + 2M_fM_{fd}M_{kd}}{L_dR_fR_{kd}} \right) \\
(I+pT'_{do})(I+pT''_{do}) &= I+p \left(\frac{L_f}{R_f} + \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \right) + p^2 \left(\frac{L_fL_{kd}}{R_fR_{kd}} \left(1 - \frac{M_{fd}^2}{L_fL_{kd}} \right) \right)
\end{aligned} \tag{3.42}$$

Si on néglige la constante de temps de l'amortisseur d'axe direct devant celle du bobinage inducteur, tel que $\frac{L_f}{R_f} \gg \frac{L_{kd}}{R_{kd}}$, on trouve :

$$\begin{aligned}
T'_d &= \frac{L_f}{R_f} \left(1 - \frac{M_f^2}{L_dL_f} \right) \\
T''_d &= \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \left(1 - \frac{L_dM_{fd}^2 + L_fM_{kd}^2 - 2M_fM_{fd}M_{kd}}{L_{kd}(L_dL_f - M_f^2)} \right) \\
T'_{do} &= \frac{L_f}{R_f} \\
T''_{do} &= \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \left(1 - \frac{M_{fd}^2}{L_fL_{kd}} \right)
\end{aligned}$$

Ces quatre paramètres $T'_d, T''_d, T'_{do}, T''_{do}$ sont les quatre principales constantes de temps du modèle classique de la machine synchrone [1, 35].

T'_d, T''_d : Constantes de temps transitoire et subtransitoire d'axe longitudinal en court circuit.

T'_{do}, T''_{do} : Constantes de temps transitoire et subtransitoire d'axe longitudinal à circuit ouvert.

III.6.2.b. Constantes de temps selon l'axe q

De l'équation (3.39) on a :

$$\begin{aligned}
L_q(p) &= \frac{(R_{kq} + pL_{kq})L_q - pM_{kq}^2}{R_{kq} + pL_{kq}} = L_q \frac{1 + p \frac{L_{kq}}{R_{kq}} \left(1 - \frac{M_{kq}^2}{L_qL_{kq}} \right)}{1 + p \frac{L_{kq}}{R_{kq}}} \\
&= L_q \frac{1 + pT''_q}{1 + pT''_{qo}}
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Où,

$$T_q'' = \frac{L_{kq}}{R_{kq}} \left(1 - \frac{M_{kq}^2}{L_q L_{kq}} \right)$$

$$T_{qo}'' = \frac{L_{kq}}{R_{kq}}$$

T_q'' : Constante de temps subtransitoire d'axe transversale en court circuit.

T_{qo}'' : Constante de temps subtransitoire d'axe transversale en circuit ouvert.

III.6.2.c. Facteur d'influence

A partir de l'équation (3.37), $G(p)$ peut s'écrire :

$$G(p) = \frac{M_f}{R_f} \frac{1 + p \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \left(1 - \frac{M_{fd} M_{kd}}{M_f L_{kd}} \right)}{(1 + p T_{do}') (1 + p T_{do}'')} = \frac{M_f}{R_f} \frac{1 + p T_{kd}}{(1 + p T_{do}') (1 + p T_{do}'')} \quad (3.44)$$

Avec,

$$T_{kd} = \frac{L_{kd}}{R_{kd}} \left(1 - \frac{M_{fd} M_{kd}}{M_f L_{kd}} \right)$$

T_{kd} : Constante de temps des fuites de l'amortisseur d'axe direct.

III.6.2.d. Calcul des réactances

La courbe asymptotique du module de $L_d(p)$, lorsque p est remplacé par $j\omega$, est représentée par la figure suivante :

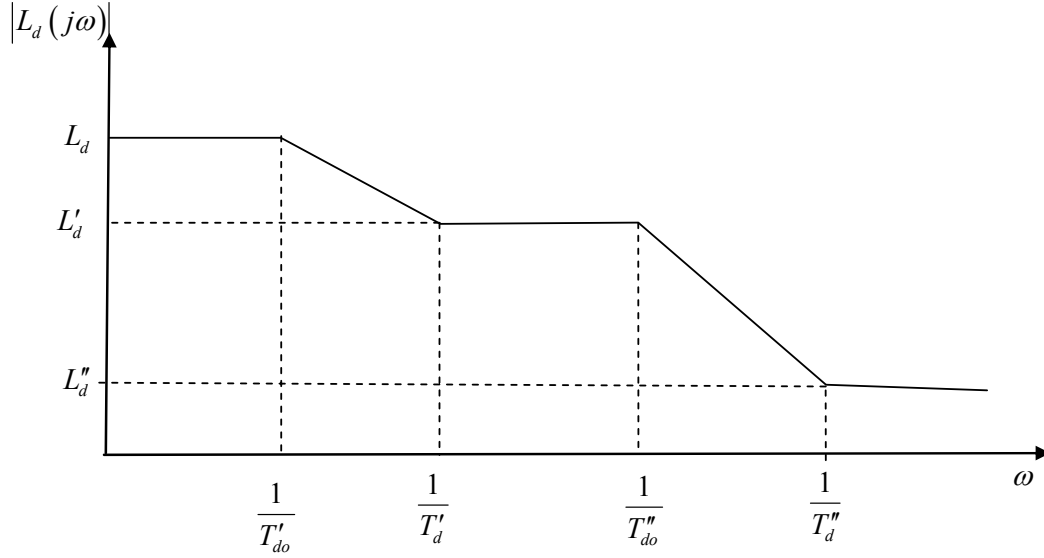


Figure III.3 L'amplitude de $L_d(j\omega)$

Cette courbe montre que, l'inductance synchrone L_d est déterminée par l'extrapolation de ω vers zéro, qui coïncide avec le fonctionnement en régime permanent $p=0$, et les variables sont constantes dans le référentiel des deux axes. D'après (3.41) l'inductance opérationnelle prend alors la valeur L_d qui correspond à la réactance synchrone d'axe longitudinal X_d .

Lors de transitoires très rapides, p tend vers l'infini et la valeur limite de $L_d(p)$ est définie par L''_d qui correspond à la réactance subtransitoire d'axe longitudinal donnée par la relation :

$$X''_d = \frac{T'_d T''_d}{T'_{do} T''_{do}} X_d \quad (3.45)$$

La réactance transitoire d'axe longitudinal est définie comme étant la valeur limite de la réactance opérationnelle pour des transitoires très rapides, en l'absence de circuits amortisseurs. On a donc :

$$X'_d = \frac{T'_d}{T'_{do}} X_d \quad (3.46)$$

Le même raisonnement est tenu pour l'axe transversal de la machine. On peut ainsi définir la réactance subtransitoire d'axe transversal par la relation suivante :

$$X_q'' = \frac{T_q''}{T_{q0}''} X_q \quad (3.47)$$

Dans la pratique, la courbe $L_d(p)$ n'est pas aussi bien définie comme indiqué par la figure III.3 ; le palier intermédiaire (L_d') est très faible et par conséquent, il est très difficile de distinguer toutes les constantes de temps. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode d'identification telle que la méthode à erreur de sortie pour estimer les inductances opérationnelles $L_d(p)$ et $L_q(p)$ ainsi que le facteur d'influence $G(p)$ et déduire les différentes constantes de temps et les réactances du modèle de la machine synchrone.

III.7. L'ESSAI DE REPONSE EN FREQUENCE DE LA MACHINE SYNCHRONE A L'ARRÊT

III.7.1. Mise en œuvre de l'essai

La méthode de l'essai de réponse en fréquence à rotor bloqué SSFR (Standstill Frequency Response) est développée pour l'étude des caractéristiques fréquentielles des machines tournantes à l'arrêt. Depuis une dizaine d'années, cette méthode a été normalisée parmi les principales méthodes d'identification des machines synchrones [25].

L'essai SSFR consiste à déduire les caractéristiques des grandeurs opérationnelles $L_d(p)$, $L_q(p)$ et $G(p)$ en fonction de la fréquence.

Selon la relation (3.34), la machine synchrone à l'arrêt ($\omega_r = 0$) est représentée par un quadripôle comme suit :

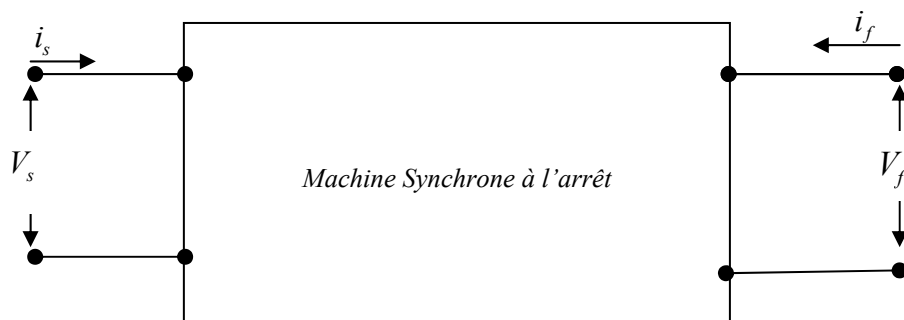


Figure III.4. Représentation de la machine synchrone à l'arrêt

Pour cela, on a réalisé l'essai de réponse en fréquence selon la recommandation donnée par la norme IEEE-Std115 [25] indiquée sur la figure III.5.

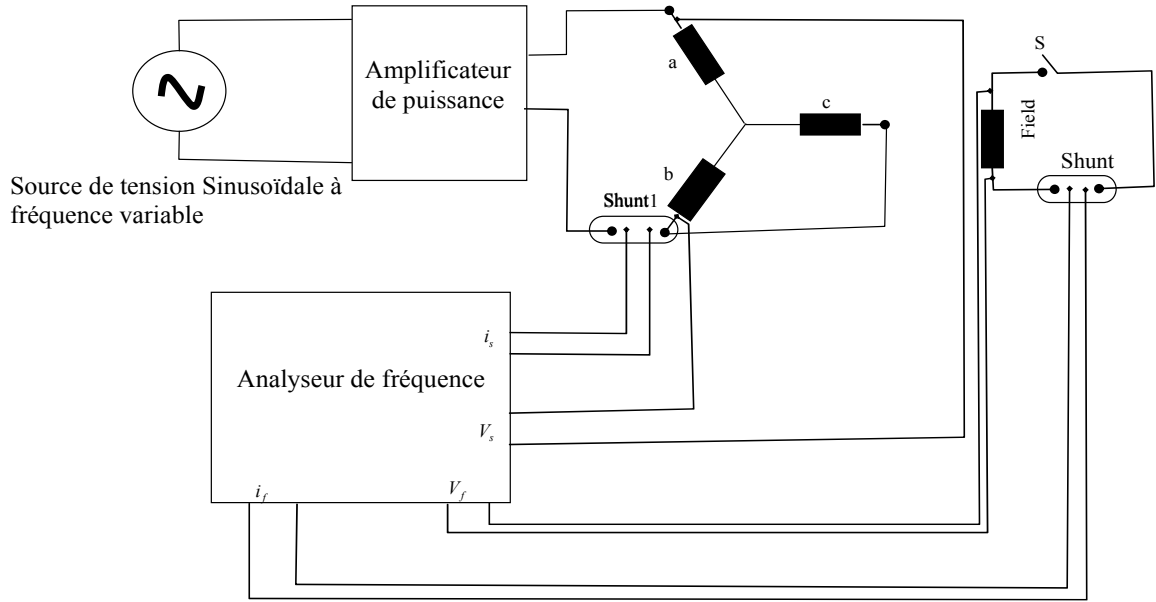


Figure III.5. Schéma bloc de L'essai fréquentiel (SSFR) Selon la norme IEEE

Une source de tension alternative V_s est appliquée entre les bornes des deux enroulements triphasés (ab). L'enroulement (c) est court-circuité en parallèle avec l'enroulement b. L'inducteur est soit ouvert, soit en court-circuit en utilisant l'interrupteur « S » selon le test exigé. Les mesures sont précédées de l'alignement du rotor suivant une direction parallèle pour l'étude de l'axe longitudinal (l'axe d), ou une direction perpendiculaire pour l'axe transversal, à l'axe du flux créé par la circulation du courant statorique (l'axe q).

Les grandeurs obtenues par l'essai SSFR sont :

Pour l'axe d

1- L'impédance opérationnelle d'axe d, avec l'enroulement d'excitation en court-circuit.

$$Z_d(p) = \left. \frac{V_{ds}}{I_{ds}} \right|_{V_f=0} \quad (3.48)$$

On utilise de préférence l'inductance opérationnelle :

$$L_d(p) = \frac{Z_d(p) - r_s}{p} \quad (3.49)$$

2- le Facteur d'influence :

$$G(p) = \left. \frac{V_{ds}}{pV_f} \right|_{I_f=0} \quad (3.50)$$

On utilise souvent la fonction de transfert du stator à l'excitation :

$$pG(p) = \left. \frac{V_{ds}}{V_f} \right|_{I_f=0} = \left. \frac{I_f}{I_d} \right|_{V_f=0} \quad (3.51)$$

3- L'impédance de transfert du stator à l'excitation :

$$Z_{af0}(p) = \left. \frac{V_f(p)}{I_d(p)} \right|_{I_f=0} \quad (3.52)$$

Pour l'axe q :

L'impédance opérationnelle d'axe q avec toujours l'enroulement d'excitation en court-circuit est:

$$Z_q(s) = \left. \frac{V_{qs}}{I_{qs}} \right|_{V_f=0} \quad (3.53)$$

qui permet de calculer L'inductance opérationnelle

$$L_q(p) = \frac{Z_q(p) - r_s}{p} \quad (3.54)$$

La source sinusoïdale nécessaire pour l'essai SSFR de la machine synchrone doit pouvoir répondre à des exigences assez particulières qui sont:

- Une gamme de fréquence très large : depuis 0.001 Hz ou 0.01 Hz jusqu' à 400 Hz.
- Un courant de sortie important, proche des valeurs nominales de la machine si l'on désire étudier l'influence de la saturation.
- Une résistance de la source en continu et aux basses fréquences très faible.

Il est nécessaire d'acquérir un nombre suffisant de points de mesure pour permettre d'effectuer ces essais avec une certaine rigueur afin d'éviter les erreurs dans l'estimation des paramètres du modèle qui représente la machine.

Notre étude s'appuie sur la simulation numérique par la méthode des éléments finis (FLUX2D) de l'essai SSFR sur la machine synchrone qui a été présentée et étudiée aux chapitres précédents en vue estimer ses paramètres par la méthode de l'erreur de sortie.

III.7.2. Simulation numérique

L'essai de réponse en fréquence est simulé en formulation magnétodynamique complexe couplée aux équations de circuits. Le but de cet essai est de calculer les grandeurs opérationnelles. La disposition des différents enroulements du stator et du rotor peut être simulée sous la forme représentée à la figure III.5.

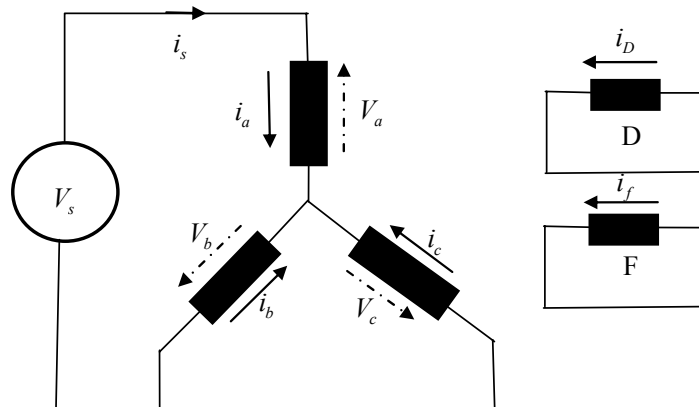


Figure III.5. Circuit de la simulation par la méthode des éléments finis de l'essai de réponse en fréquence à rotor bloqué de la machine synchrone

L'idée principale est de déduire, par simulation numérique, l'évolution des trois fonctions de transfert $L_d(p)$, $L_q(p)$ et $pG(p)$ en fonction de la fréquence, en vue de procéder à l'identification des paramètres du modèle de la machine synchrone avec amortisseurs,

III.8. IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES FONCTIONS DE TRANSFERT

III.8.1. Identification des paramètres selon l'axe d, avec l'inductance opérationnelle

Dans un premier temps, les paramètres selon l'axe d ($\hat{\underline{\theta}}$) sont estimés à l'aide de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$:

$$\hat{\underline{\theta}}^T = [L_d \quad T'_d \quad T''_d \quad T'_{do} \quad T''_{do}] \quad (3.55)$$

Pour chaque fréquence on mesure la tension d'alimentation V_s et l'amplitude et la phase du courant I_s . L'impédance opérationnelle est donnée par :

$$Z_d(j\omega) = \frac{V_s}{I_s} \quad (3.56)$$

et l'inductance

$$L_d(j\omega) = \frac{Z_d(j\omega) - r_a}{j\omega} \quad (3.57)$$

Soit $\hat{\underline{\theta}}$ une estimation de $\underline{\theta}$, on peut alors calculer $\hat{L}_{dk}(\hat{\underline{\theta}}, f_k)$ à partir de l'équation (3.41).

Comme $L_d(j\omega)$ est une grandeur complexe, l'application de la méthode à erreur de sortie pour l'identification du vecteur des paramètres $\underline{\theta}$ s'effectue selon la partie réelle L_{Real} et la partie imaginaire L_{Imag} de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$, en utilisant un critère mixte comme le cas d'un système multi variables. La figure III.6 montre la façon d'obtenir les deux composantes (réel et imaginaire) de l'inductance opérationnelle. La figure III.7 rappelle le schéma de principe de la méthode d'identification par erreur de sortie utilisée.

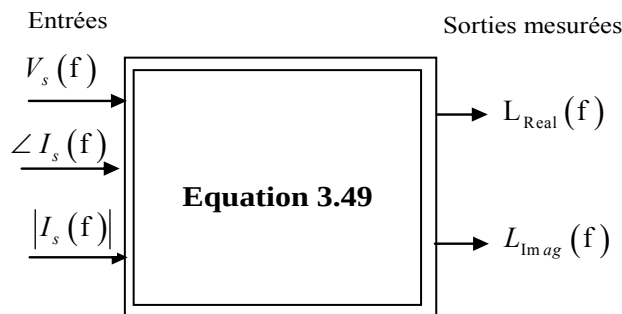


Figure III.6 Détermination des composantes de l'inductance opérationnelle

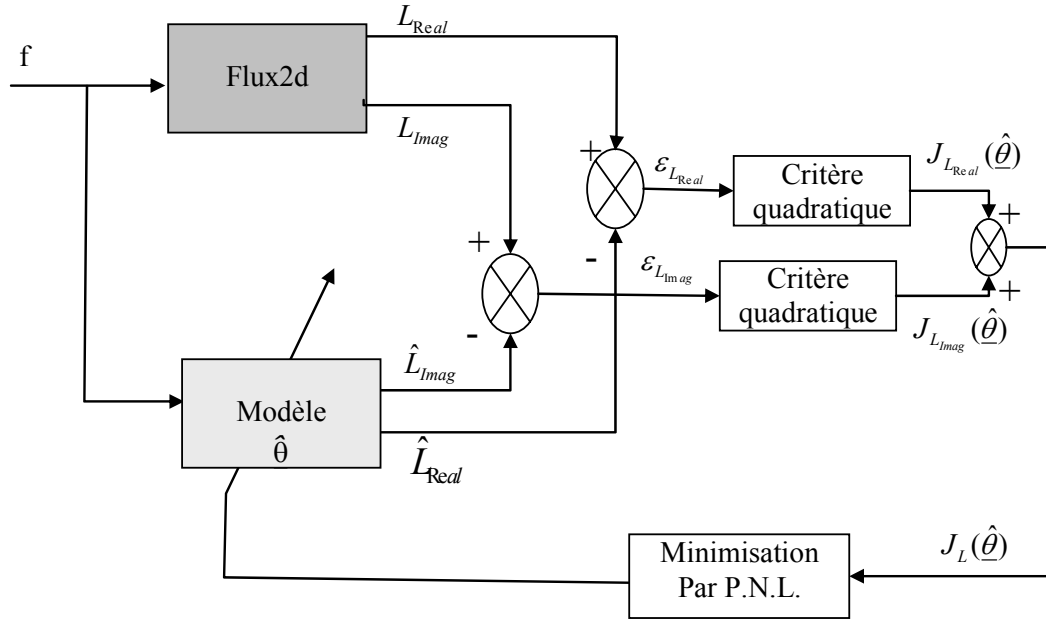


Figure III.7. Application de la méthode d'erreur de sortie pour l'estimation des paramètres de l'inductance opérationnelle

$$J_{L_{Real}} = \sum_{k=1}^K \left(\varepsilon_{L_{Real}} \right)_k^2 = \sum_{k=1}^K \left(L_{Real} - \hat{L}_{Real} \right)^2 \quad (3.58)$$

$$J_{L_{Imag}} = \sum_{k=1}^K \left(\varepsilon_{L_{Imag}} \right)_k^2 = \sum_{k=1}^K \left(L_{Imag} - \hat{L}_{Imag} \right)^2 \quad (3.59)$$

$$J_L = J_{L_{Real}} + J_{L_{Imag}} \quad (3.60)$$

La minimisation de ce critère mixte nécessite le calcul des fonctions de sensibilités de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'inductance opérationnelle vis-à-vis des paramètres.

$$\underline{\sigma}_{L_{real}, \theta} = \frac{\partial \hat{L}_{real}}{\partial \underline{\hat{\theta}}}, \quad \underline{\sigma}_{L_{imag}, \theta} = \frac{\partial \hat{L}_{imag}}{\partial \underline{\hat{\theta}}} \quad (3.61)$$

En minimisant le critère quadratique mixte J_L par l'algorithme de Marquardt, on déduit les paramètres recherchés :

$$\hat{\underline{\theta}} = \begin{bmatrix} L_d = 0.0048125 \\ T'_d = 0.18093 \\ T''_d = 0.014046 \\ T'_{do} = 2.1771 \\ T''_{do} = 0.022841 \end{bmatrix} \quad (3.62)$$

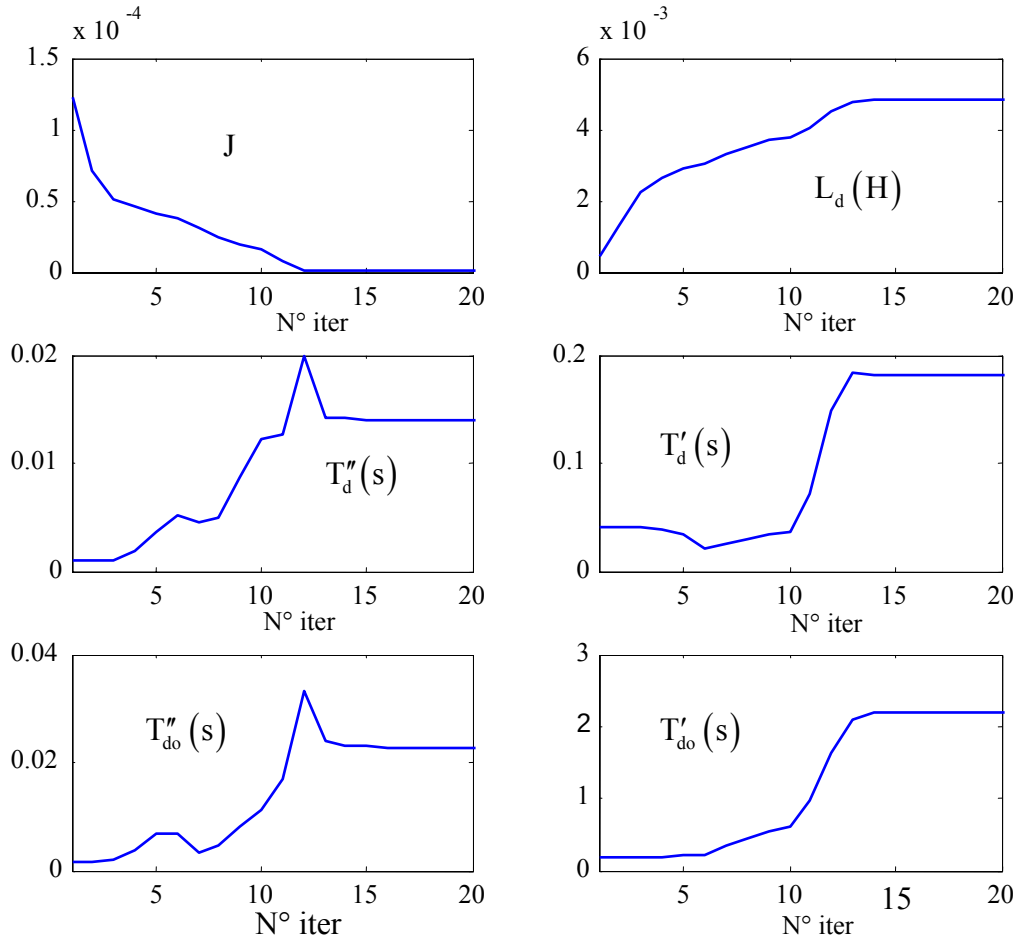


Figure III.8. Evolution des paramètres estimés en fonction des nombre des itérations

Comme le montre la figure III.8, La convergence est atteinte après 14 itérations. Nous pouvons initialiser $\underline{\theta}_0$ soit par les paramètres déduits par la méthode des éléments finis soit directement par ceux donnés par le constructeur. De plus, nous avons les mêmes valeurs de l'optimum, en utilisant un $\underline{\theta}_0$ deux fois plus ou moins grand que précédemment.

Pour valider les résultats d'identification, nous avons tracé l'argument et l'amplitude sur le diagramme de Bode de l'impédance opérationnelle $L_d(j\omega)$ sur le même graphe pour le

modèle estimé et les résultats obtenues par de la méthode des éléments finis: FLUX2D (figure III.9)

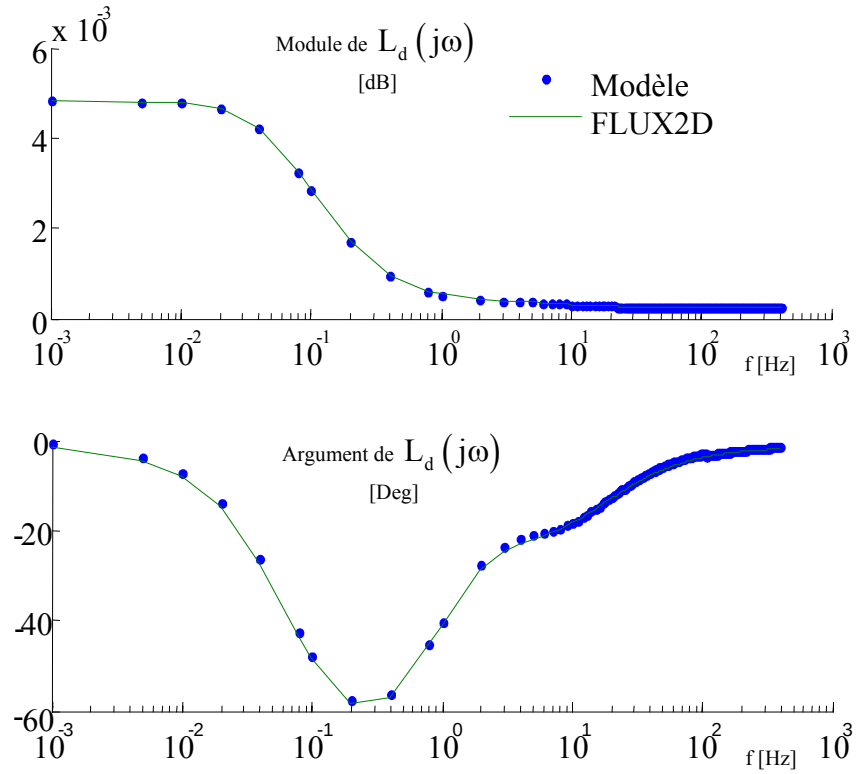


Figure III. 9. Diagramme de Bode de L'inductance Opérationnelle $L_d(j\omega)$

On remarque que les résultats du modèle est similaire a ceux obtenus par le FLUX2D surtout à basse fréquence (< 10 Hz).

III.8.2. Estimation des paramètres selon l'axe d, à partir du Facteur d'influence $G(j\omega)$

$$G(p) = \frac{M_f}{R_f} \frac{1 + pT_{kd}}{(1 + pT'_{do})(1 + pT''_{do})} \quad (3.63)$$

Le but est l'estimation du vecteur des Paramètres suivant :

$$\hat{\underline{\theta}} = [G_o \ T_{kd} \ T'_{do} \ T''_{do}] \quad (3.64)$$

avec

$$G_o = \frac{M_f}{R_f}$$

Le résultat de l'identification est obtenu comme suit :

$$\hat{\underline{\theta}} = \begin{bmatrix} G_o = 2.049 \\ T_{kd} = 0.014067 \\ T'_{do} = 2.2129 \\ T''_{do} = 0.01985 \end{bmatrix} \quad (3.65)$$

L'évolution des estimations sont représentées par la figure III.10 (21 itérations) et la reconstruction de $j\omega.G(j\omega)$ par la figure III.11.

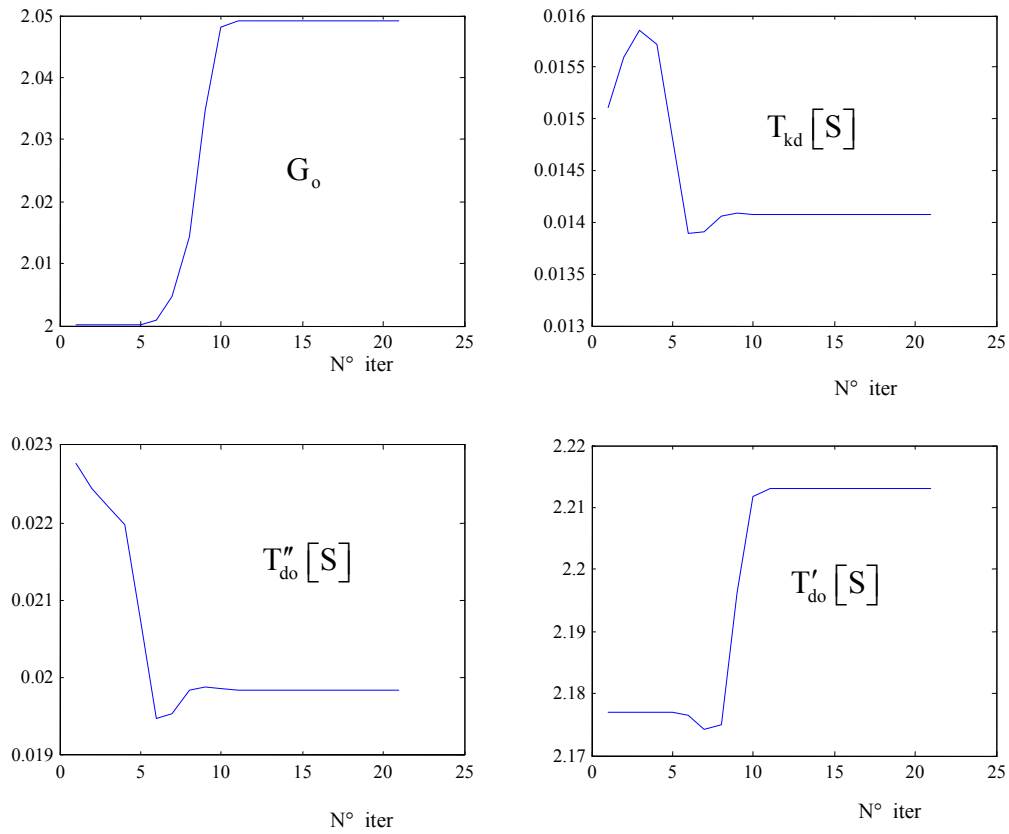


Figure III.10. Evolution des paramètres estimés en fonction du nombre des itérations
Pour $j\omega G(j\omega)$

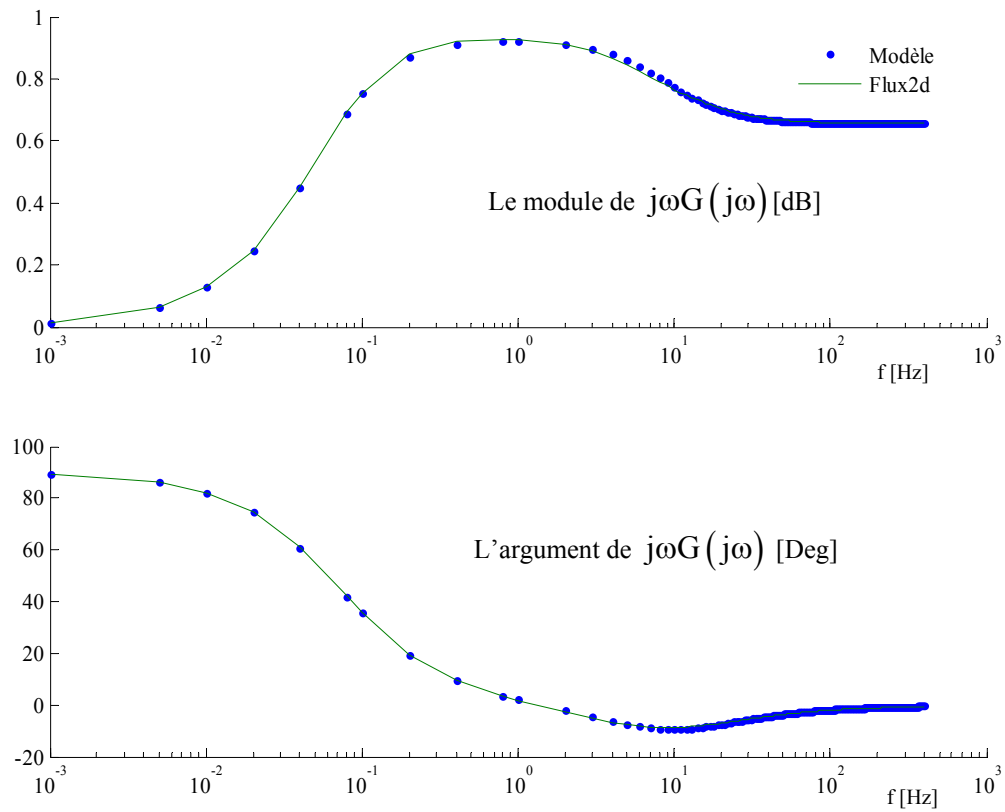


Figure III. 11. Diagramme de Bode de $j\omega.G(j\omega)$

III.8.3. Estimation mixte des paramètres selon l'axe d , à partir de $L_d(j\omega)$ et $j\omega G(j\omega)$

Dans ce cas, on déduit en même temps les paramètres qui estiment les deux fonctions de transfert $L_d(j\omega)$ et $G(j\omega)$ selon le critère mixte :

$$J = J_L + J_G \quad (3.66)$$

Le vecteur de paramètres estimés est :

$$\underline{\hat{\theta}}^T = \begin{bmatrix} L_d = 0.0048241 \\ T'_d = 0.18084 \\ T''_d = 0.012369 \\ T'_{do} = 2.2129 \\ T''_{do} = 0.01985 \\ G_o = 2.049 \\ T_{kd} = 0.014067 \end{bmatrix}$$

La figure III.12 représente le schéma de principe de la méthode d'identification dans le cas de l'utilisation du critère mixte J.

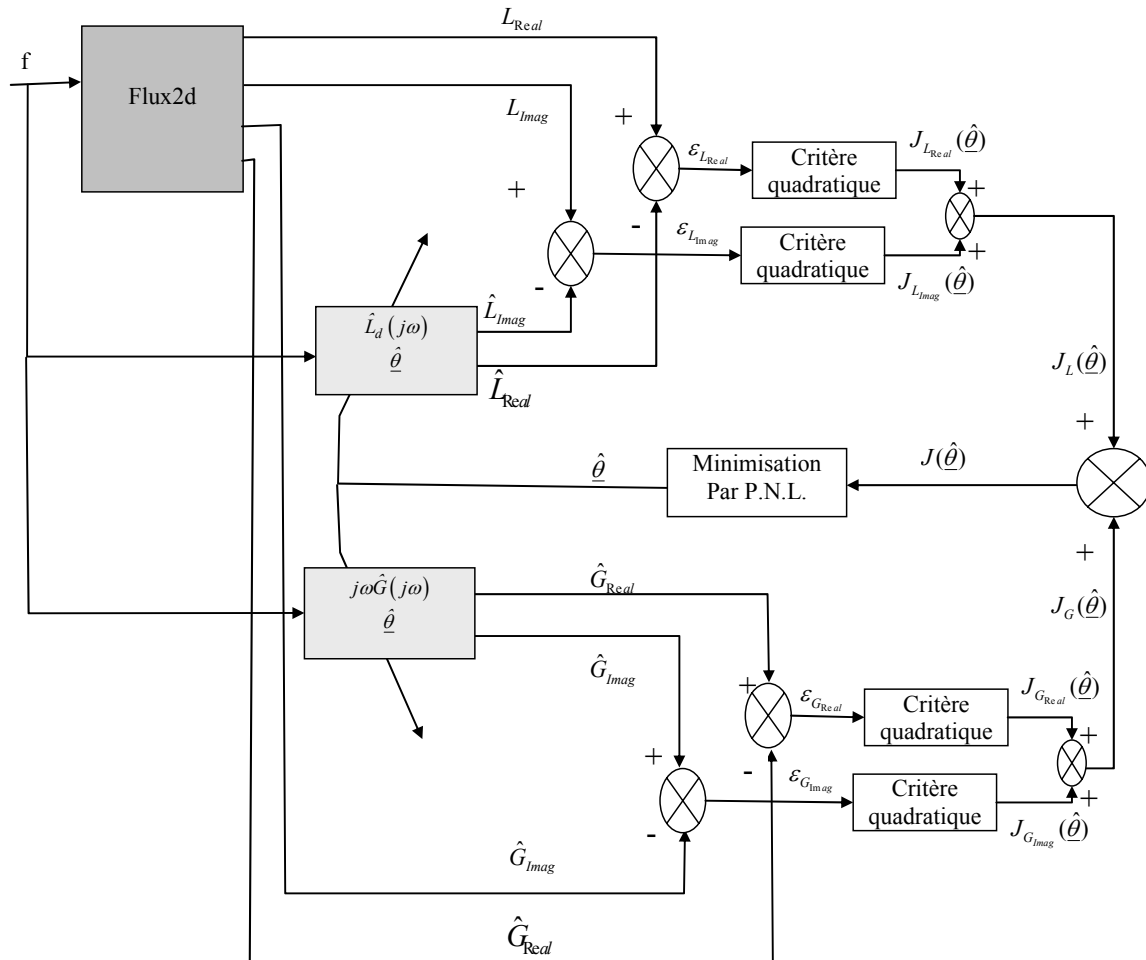


Figure III.12. Estimation mixte des paramètres de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$ et de $j\omega G(j\omega)$

La figure III.13 montre l'évolution de l'estimation des paramètres en fonction du nombre d'itérations.

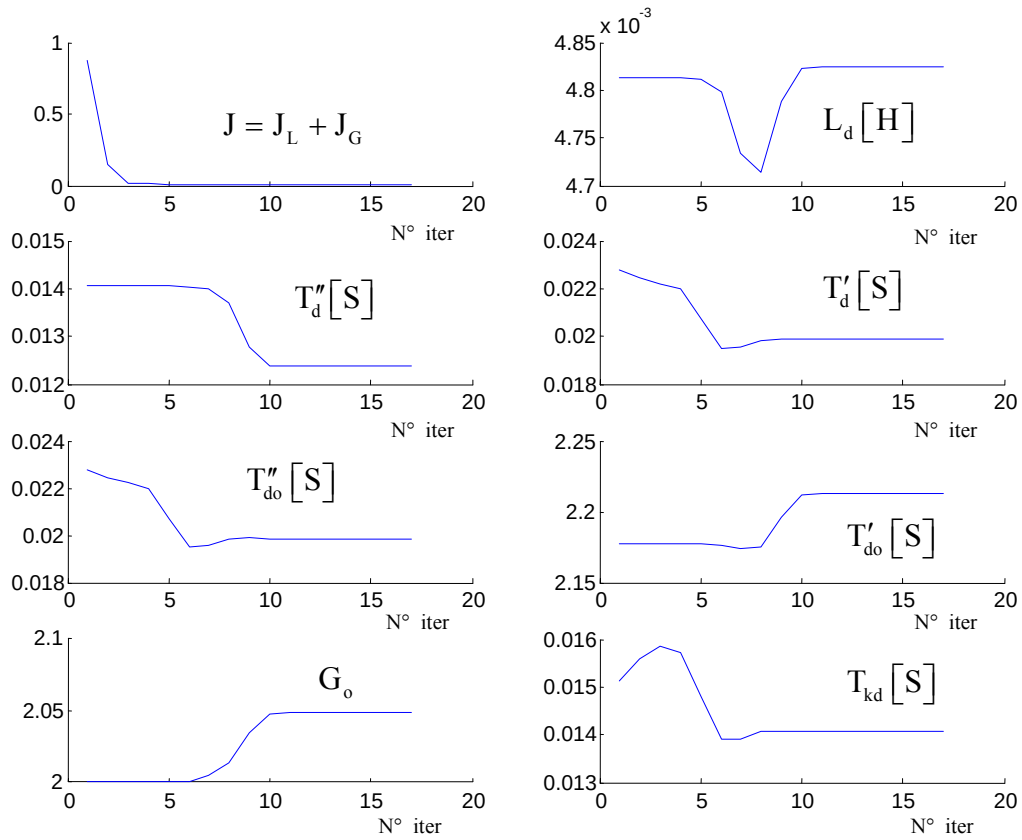


Figure III. 13. L'évolution de l'estimation mixte en fonction du nombre des itérations

La figure III.14 représente le diagramme de Bode (modèle et FLUX2D) des deux fonctions de transfert: $L_d(j\omega)$ et $j\omega G(j\omega)$. On peut constater que le critère mixte, a influencé l'allure du diagramme de Bode de l'inductance $L_d(j\omega)$, mais il n'a aucune influence sur la fonction $j\omega G(j\omega)$. Pour illustrer l'influence du critère mixte, nous avons listé dans le tableau III.1 tous les paramètres déduits selon le critère J_L (statorique) et le critère J_G (rotorique). L'influence est nettement plus importante (plus de 10 %) sur les constantes de temps subtransitoires: T_d'' et T_{do}'' . Ceci engendre l'augmentation de l'erreur sur l'inductance $L_d(j\omega)$, voir la figure III.15.

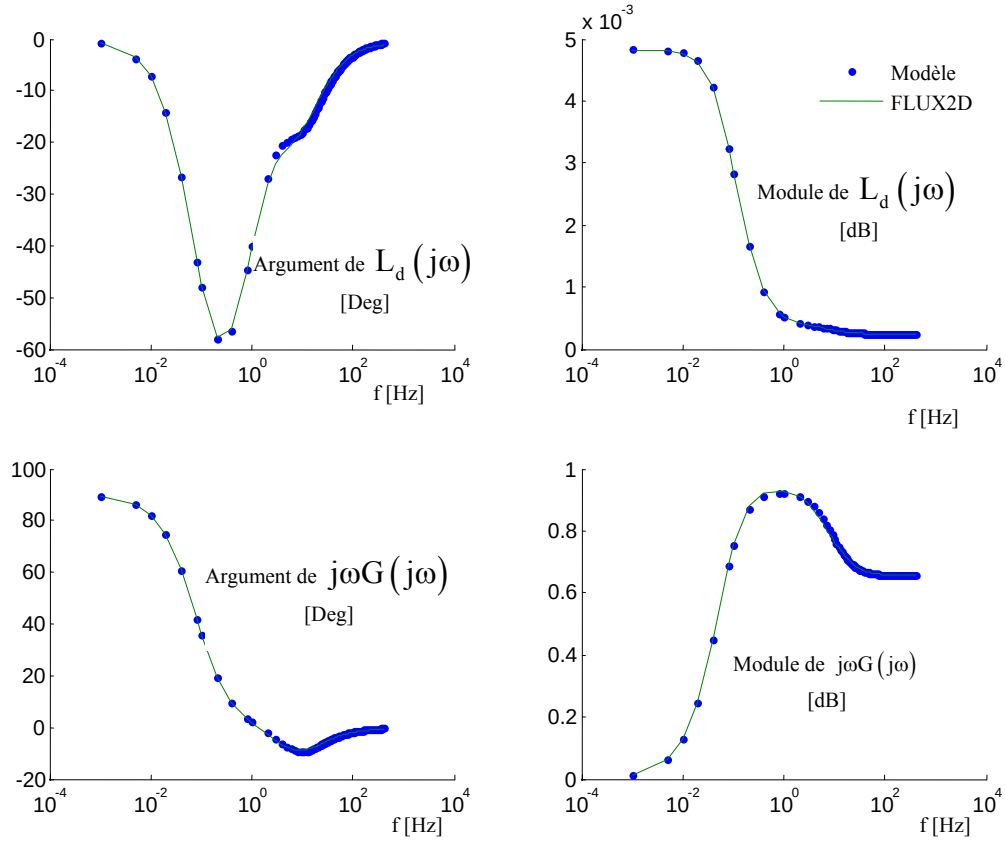


Figure III. 14. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$ et $j\omega G(j\omega)$, selon le critère mixte
 $J = J_L + J_G$

	J_L (Statorique)	J_G (Rotorique)	$J = J_L + J_G$ (Mixte)	Influence P/R J_L (%)
L_d	0.0048125	-----	0.0048241	0.241
T'_d	0.18093	-----	0.18084	$1.97 \cdot 10^{-2}$
T''_d	0.014046	-----	0.012369	11.93
T'_{do}	2.1771	2.2129	2.2129	1.64
T''_{do}	0.022841	0.01985	0.01985	13.09
G_o	-----	2.049	2.049	-----
T_{kd}	-----	0.014067	0.014067	-----

Tableau III.1 Comparaison entre les estimations selon les critères indépendants et le mixte

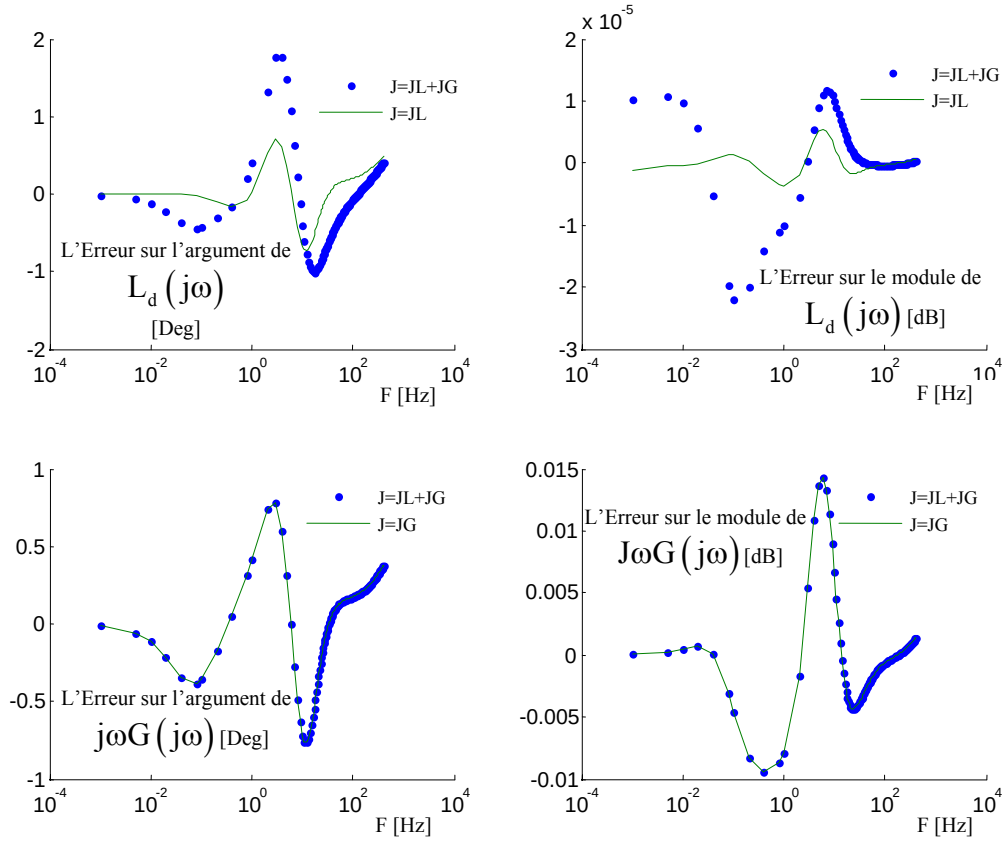


Figure III.15. L'erreur sur l'inductance opérationnelle et le facteur d'influence durant les deux cas : critères indépendants et mixte ($J_L + J_G$)

III.8.4. Estimation des paramètres selon l'axe q à partir de l'inductance opérationnelle

L'axe q ne contient pas de circuit d'excitation (pas de facteur d'influence), donc il suffit d'estimer les paramètres selon l'axe q ($\hat{\theta}$) par son inductance opérationnelle $L_q(j\omega)$. De la même façon, on fait l'essai en réponse fréquentielle en positionnant le rotor selon l'axe q.

Le vecteur des paramètres à estimer correspondant à l'inductance $L_q(j\omega)$ est :

$$\hat{\theta}^T = [L_q \quad T'_q \quad T''_q \quad T'_{qo} \quad T''_{qo}] \quad (3.67)$$

L'algorithme d'identification a donné les résultats suivants :

$$\hat{\underline{\theta}}^T = \begin{bmatrix} L_q = 0.0023494 \\ T'_q = 0.00042078 \\ T''_q = 0.011882 \\ T'_{qo} = 0.00043796 \\ T''_{qo} = 0.10612 \end{bmatrix} \quad (3.68)$$

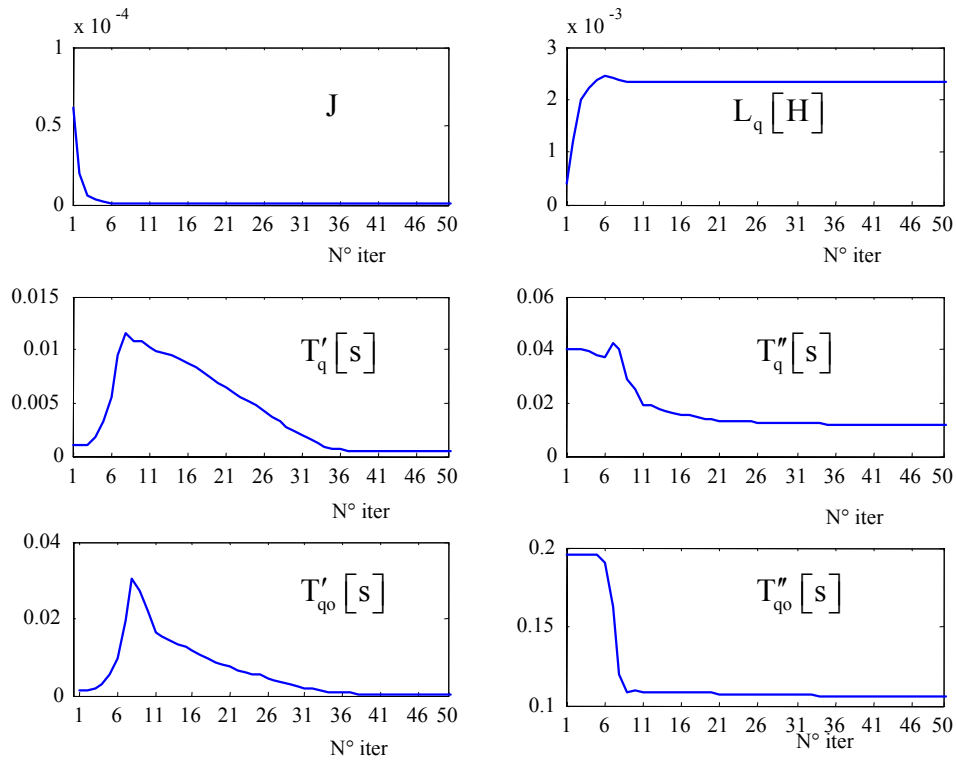


Figure III.16. Evolution des paramètres estimés de $L_q(p)$ en fonction de nombre des itérations

Malgré que nous ayons pris comme paramètres initiaux ceux pris pour l'inductance $L_d(j\omega)$, la convergence est atteinte au bout de 40 itérations (figure III.16).

$L_q(j\omega)$ est obtenu comme suit:

$$L_q(p) = 0.0023494 \frac{(1 + 0.00042078p)(1 + 0.011882p)}{(1 + 0.00043796p)(1 + 0.10612p)}$$

On remarque qu'il est évident que : T'_q et T'_{qo} se simplifient entre eux, $L_q(p)$ devient :

$$L_q(p) = 0.0023494 \frac{(1+0.011882p)}{(1+0.10612)} = L_q \frac{(1+T_q''p)}{(1+T_{qo}''P)}$$

C'est-à-dire que l'axe q ne contient pas de circuit qui régit le régime transitoire ; il contient seulement le régime subtransitoire qui correspond aux enroulements amortisseurs.

La comparaison de $L_q(j\omega)$, reconstruite et obtenue par FLUX2D, est montrée sur la figure III.17.

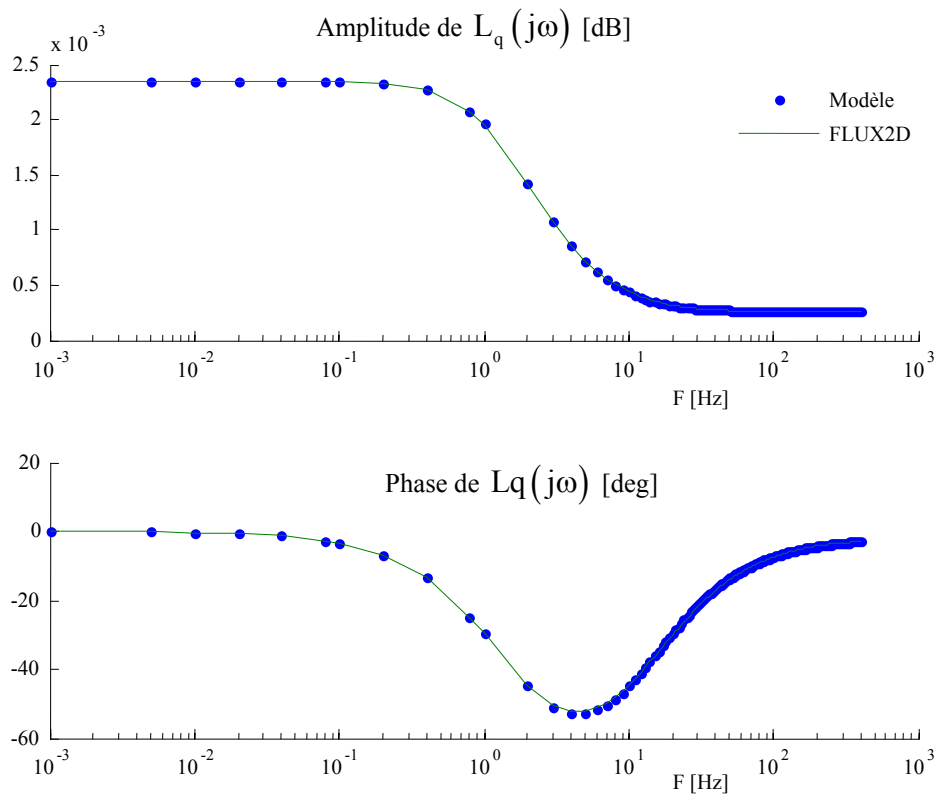


Figure III. 17. Diagramme de Bode de l'inductance opérationnelle $L_q(j\omega)$

III.9. VALIDATION ET COMPARAISON DES RESULTATS

Le tableau III.2 reprend la comparaison entre les résultats d'identification par l'essai fréquentiel simulé par la méthode des éléments finis d'une part et les paramètres fournis par le constructeur d'autre part. Malgré une erreur à 80 % pour un paramètre, les valeurs des paramètres restent dans l'ordre de grandeurs. La différence est justifiée par les erreurs commises dans le simulateur (déjà vu dans le chapitre II). Mais ce qui est important, c'est que

la méthode d'identification converge avec des valeurs de paramètres cohérentes, et que la reconstruction des différentes fonctions de transfert soit quasi parfaite.

		Méthode d'identification	Constructeur	Erreur en %
L'axe d	$X_d [\Omega]$	1.5155	1.608	5.75
	$T'_d [S]$	0.18084	0.1	80.84
	$T''_d [S]$	0.012369	0.01	23.69
	$T'_{do} [S]$	2.2129	1.950	13.48
	$T''_{do} [S]$	0.01985	-----	-----
	$X'_d [\Omega]$	0.1238	0.08188	51.19
	$X''_d [\Omega]$	0.07717	0.06578	17.31
	G_o	2.049	-----	-----
	$T_{kd} [S]$	0.014067	-----	-----
L'axe q	$X_q [\Omega]$	0.7380	0.966	23.60
	$T''_q [S]$	0.011882	-----	-----
	$T''_{qo} [S]$	0.106	-----	-----
	$X''_q [\Omega]$	0.0827	0.07958	3.92

Tableau III.2. Comparaison entre les résultats d'identification par l'essai fréquentiel simulé par la méthode des éléments finis et les paramètres fournis par le constructeur.

III.10. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons fait une étude détaillée sur la méthode d'identification à erreur de sortie, avec son application à l'identification des machines synchrones par la méthode d'essai en réponse fréquentielle à rotor bloqué (SSFR).

Pour déduire les caractéristiques des fonctions de transfert : $L_d(p)$, $L_q(p)$ et $G(p)$, qui constituent le modèle de la machine synchrone, dans le domaine fréquentiel, nous avons fait une simulation de l'essai SSFR par la méthode des éléments finis (FLUX2D) selon les deux axes de la machine (d et q).

Pour l'axe d, l'identification est faite en deux étapes :

- La première est l'identification de chaque fonction de transfert indépendamment de l'autre ; $L_d(p)$ puis $G(p)$ selon les critères simples J_L et J_G ,
- la deuxième est l'identification des deux fonctions au même temps selon le critère mixte : $J = J_L + J_G$.

Malgré que la première étape a donné des résultats suffisamment cohérents. Nous avons vu qu'il est judicieux d'utiliser le critère mixte pour la prise en compte des grandeurs subtransitoires.

Pour l'axe q , nous avons montré qu'il contient seulement un enroulement amortisseur qui correspond au régime subtransitoire.

Pour valider notre étude, nous avons fait une étude comparative entre les paramètres obtenus par notre méthode d'identification et ceux fournis par le constructeur. Les résultats sont satisfaisants du point de vue de la méthode.

CHAPITRE IV

ESTIMATION DES PARAMETRES DES CIRCUITS EQUIVALENTS DE LA MACHINE SYNCHRONE PAR L'ESSAI FREQUENTIELLE

IV.1. INTRODUCTION

Au chapitre précédent, nous avons appliqué la méthode à erreur de sortie pour l'identification des inductances propres et des constantes de temps des fonctions de transfert qui constituent le modèle de la machine synchrone selon l'axe d et q . Il est possible de déduire les paramètres des circuits équivalents selon l'axe d et q à partir des constantes de temps par des méthodes indirectes, en utilisant souvent des hypothèses simplificatrices [13].

Dans ce chapitre, on propose une procédure d'identification directe des paramètres des circuits équivalents des axes d et q . Cette procédure est basée sur l'identification du modèle de Park simplifié ainsi que du modèle de Canay.

Une étude comparative a été effectuée sur toutes les différentes méthodes. Pour valider les résultats d'identification, nous avons fait une simulation dans le domaine temporel.

IV. 2. MODELE DE PARK USUEL

Le modèle de Park usuel est représenté selon les deux axes d et q par les deux circuits équivalents présentés par les figures IV.1 et IV.2. L'identification des paramètres va être appliquée sur ces deux circuits.

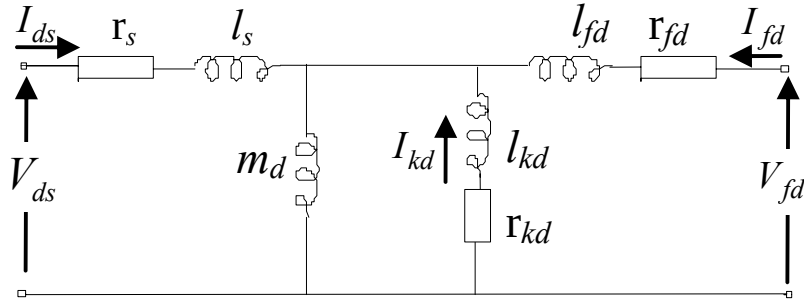


Figure IV.1. Circuit équivalent selon l'axe d

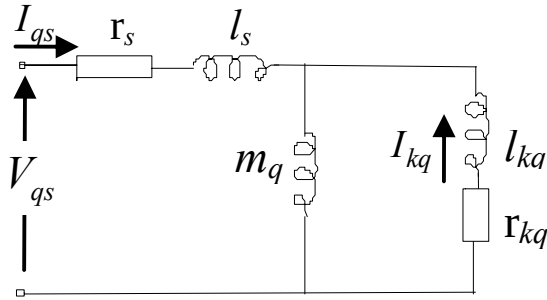


Figure IV.2. Circuit équivalent selon l'axe q

IV.2. 1. Equation du modèle de Park

IV.2.1.a. Calcul de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$

L'inductance opérationnelle est calculée en court-circuitant le circuit d'excitation comme suit :

$$L_d(j\omega) = \frac{Z_d(j\omega) - r_s}{j\omega} = \frac{\frac{V_{ds}}{I_{ds}} - r_s}{j\omega} \bigg|_{V_{fd}=0} \quad (4.1)$$

On pose :

$$z_{fd} = r_{fd} + j\omega l_{fd}$$

$$z_{kd} = r_{kd} + j\omega l_{kd}$$

$$z_{kq} = r_{kq} + j\omega l_{kq}$$

On a :

$$z_{fd}I_{fd} = z_{kd}I_{kd} \quad (4.2)$$

$$V_{ds} - r_s I_{ds} = j\omega m_d (I_{ds} + I_{fd} + I_{kd}) + j\omega l_s I_{ds} \quad (4.3)$$

Ce qui donne :

$$I_{fd} = \frac{z_{kd} (V_{ds} - r_s I_{ds}) - j\omega (m_d + l_s) z_{kd} I_{ds}}{j\omega m_d (z_{kd} + z_{fd})} \quad (4.5)$$

D'autre part ;

$$V_{ds} - r_s I_{ds} = -z_{fd} I_{fd} + j\omega l_s I_{ds} \quad (4.6)$$

En remplaçant (4.5) dans (4.6), on obtient :

$$\frac{V_{ds}}{I_{ds}} - r_s = \frac{(m_d + l_s)(z_{fd} z_{kd} - \omega^2 l_s m_d)}{j\omega (z_{fd} + z_{kd}) + z_{fd} z_{kd}} = j\omega L_d(j\omega) \quad (4.7)$$

Ou encore,

$$L_d(j\omega) = \frac{A(\omega) + jB(\omega)}{C(\omega) + jD(\omega)} \quad (4.8)$$

Avec,

$$A(\omega) = m_d (r_{fd} r_{kd} - \omega^2 l_{fd} l_{kd}) + l_s (r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_s m_d + l_{kd} m_d + l_{fd} l_{kd}))$$

$$B(\omega) = \omega (m_d (r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd}) + l_s (r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd}) + r_{fd} m_d + r_{kd} m_d)$$

$$C(\omega) = r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_{fd} m_d + l_{kd} m_d + l_{fd} l_{kd})$$

$$D(\omega) = \omega (m_d r_{fd} + m_d r_{kd} + r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd})$$

On sépare $L_d(j\omega)$ en partie réelle et partie imaginaire:

$$L_d(j\omega) = L_{Real} + jL_{Imag} \quad (4.9)$$

Avec,

$$L_{Real} = \frac{A(\omega)C(\omega) - B(\omega)D(\omega)}{C^2(\omega) + D^2(\omega)}$$

$$L_{Imag} = \frac{B(\omega)C(\omega) - A(\omega)D(\omega)}{C^2(\omega) + D^2(\omega)}$$

IV.2.1.b. Calcul du Facteur d'influence $G(j\omega)$

De la figure IV.1 et en se basant sur l'équation III.51, on peut déduire l'équation de la fonction de transfert $j\omega G(j\omega)$:

$$G(j\omega) = \frac{1}{j\omega} \frac{I_{fd}}{I_{ds}} \bigg|_{V_{fd}=0} \quad (4.10)$$

D'après les équations (4.5) et (4.6), et après calcul, on obtient :

$$G(j\omega) = \frac{H(\omega) + jE(\omega)}{C(\omega) + jD(\omega)} \quad (4.11)$$

Avec,

$$H(\omega) = r_{kd} m_d \quad \text{et} \quad E(\omega) = \omega l_{kd} m_d$$

Sous la forme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire, on a :

$$G(j\omega) = G_{Real} + jG_{Imag} \quad (4.12)$$

Tel que,

$$G_{Real} = \frac{H(\omega)C(\omega) + E(\omega)D(\omega)}{C^2(\omega) + D^2(\omega)}$$

$$G_{Imag} = \frac{E(\omega)C(\omega) - H(\omega)D(\omega)}{C^2(\omega) + D^2(\omega)}$$

IV.2.1.c. Calcul du l'inductance de transfert $L_{af}(j\omega)$:

Dans ce cas, le circuit d'excitation est ouvert, c'est-à-dire : $I_{fd} = 0$

A partir de l'équation 3. 53 on peut écrire :

$$L_{af}(j\omega) = \frac{1}{j\omega} \frac{V_{fd}}{I_{ds}} \Big|_{I_{fd}=0} \quad (4.13)$$

En appliquant la loi des mailles, on aura :

$$V_{fd} = -Z_{kd}I_{kd} = j\omega m_d (I_{ds} + I_{kd}) \quad (4.14)$$

Après développement, on obtient :

$$L_{af}(j\omega) = \frac{m_d (r_{kd} + j\omega l_{kd})}{r_{kd} + j\omega (m_d + l_{kd})} \quad (4.15)$$

Ou bien :

$$L_{af}(j\omega) = \frac{U(\omega) + jV(\omega)}{X(\omega) + jY(\omega)} \quad (4.16)$$

Avec,

$$U(\omega) = r_2 l_{kd}$$

$$V(\omega) = \omega m_d l_{kd}$$

$$X(\omega) = r_{kd}$$

$$Y(\omega) = \omega(m_d + l_{kd})$$

En séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on obtient :

$$L_{af} = Laf_{Real} + jLaf_{Imag} \quad (4.17)$$

Tel que,

$$Laf_{Real} = \frac{U(\omega)X(\omega) + V(\omega)Y(\omega)}{X^2(\omega) + Y^2(\omega)}$$

$$Laf_{Imag} = \frac{V(\omega)X(\omega) - U(\omega)Y(\omega)}{X^2(\omega) + Y^2(\omega)}$$

IV.2.1.d. Calcul de l'inductance opérationnelle $L_q(j\omega)$

Le calcul de l'inductance opérationnelle selon l'axe q, $L_q(j\omega)$, est effectué de la même façon que celui de l'inductance $L_d(j\omega)$.

On obtient :

$$L_q(j\omega) = \frac{A(\omega) + jB(\omega)}{C(\omega) + jD(\omega)} \quad (4.8)$$

Avec,

$$A(\omega) = m_q - \omega^2 l_s (l_s m_q + l_{kq} m_q)$$

$$B(\omega) = (m_q r_{kq} l_{kq} + r_{kq} m_q) \omega$$

$$C(\omega) = r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_{fd} m_d + l_{kd} m_d + l_{fd} l_{kd})$$

$$D(\omega) = \omega (m_d r_{fd} + m_d r_{kd} + r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd})$$

IV.3. ESTIMATION DES PARAMETRES DU CIRCUIT EQUIVALENT DE L'AXE D

L'identification des paramètres du circuit équivalent de l'axe d est plus délicate que l'identification de leurs fonctions de transfert (Inductance propre et constante de temps). L'identification d'une seule fonction, par exemple, $L_d(j\omega)$ pose le problème de l'unicité de la solution, difficulté d'obtenir le minimum global pour l'algorithme d'optimisation. Pour cela, on a mis en place une procédure qui mène à ce minimum global et ainsi à l'unicité de la valeur des paramètres.

IV.3.a. L'inductance de fuite statorique imposée.

Les trois fonctions qui décrivent le modèle de Park selon l'axe d sont écrites en fonction des paramètres comme suit :

$$-L_d(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_{Ld} = [l_s, m_d, l_{fd}, l_{kd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.10)$$

$$-G(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_G = [m_d, l_{fd}, l_{kd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.11)$$

$$-L_{af}(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_{L_{afd}} = [m_d, l_{kd}, r_{kd}] \quad (4.12)$$

On constate que l'inductance de fuite statorique l_s n'est présente seulement que dans $L_d(j\omega)$. En plus, la fonction de sensibilité par rapport à l_s de toutes les fonctions est nulle, sauf pour $L_{d\text{Real}}$ qui est égale à une constante : $\frac{\delta L_{d\text{real}}}{\delta l_s} = 1$.

Donc, l'inductance l_s a une sensibilité faible, ce qui pose un problème pour la convergence de l'algorithme d'identification et pour l'initialisation des paramètres $\underline{\theta}_0$. A cet effet, nous admettons au début de cette étude que l_s soit un paramètre non identifiable et donc imposé à la valeur de l'inductance de fuite des têtes des bobines statoriques l_{tb} (utilisée dans le simulateur FLUX2D). Ensuite, nous le considérons comme un paramètre à identifier.

$$l_s = l_{tb} = 0,85.10^{-4} [H] \quad (4.13)$$

Ainsi on a :

$$\underline{\theta}_{Ld} = \underline{\theta}_G = [m_d, l_{fd}, l_{kd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.14)$$

IV.3.a.1. Convergence selon le critère double

Il est censé de commencer l'identification par l'utilisation du critère double : $J = J_L + J_G$, au lieu du critère simple : $J = J_L$ pour identifier les deux fonctions $L_d(j\omega)$ et $G(j\omega)$ en même temps à partir d'un jeu de paramètres initiaux θ_0 quelconque.

Le résultat d'identification est récapitulé dans le tableau IV.1.

	Paramètres initiaux θ_0	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
m_d [H]	1	0.0047312
l_{fd} [H]	1	0.00027059
l_{kd} [H]	1	0.00057856
r_{fd} [H]	1	0.0022812
r_{kd} [H]	1	0.044759

Tableau IV.1 Résultat d'estimation paramétrique obtenu selon le critère mixte $J = J_L + J_G$ ($l_s = l_{ib}$)

Malgré que les paramètres initiaux soient relativement très éloignés, nous avons obtenu un résultat cohérent mais avec un nombre d'itérations très grand (18944 itérations) qui correspond à deux heures de calcul sur micro AMD processeur 3000+ avec une vitesse de 2 GHz.

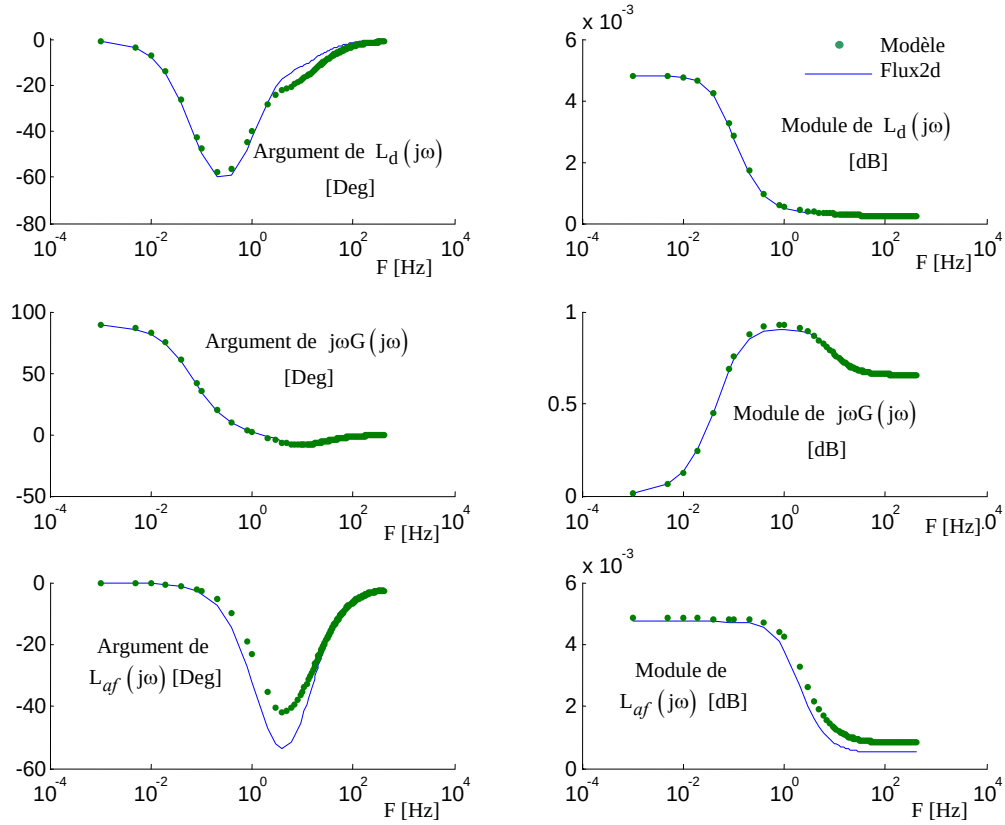


Figure IV.3 Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ selon le critère double

$$(l_s = l_{tb})$$

La figure IV.3 représente le diagramme de Bode des trois fonctions L_d , $j\omega G$, L_{af} en fonction de la fréquence. On remarque une cohérence des courbes du modèle avec les courbes de FLUX2D (surtout pour $j\omega G(j\omega)$ et $L_d(j\omega)$). Pour la fonction $L_{af}(j\omega)$, la cohérence est faible parce qu'elle n'est pas prise en compte dans le critère de convergence.

Après, le vecteur de paramètres obtenu servira de vecteur d'initialisation (θ_0) des algorithmes des prochaines étapes.

IV.3.a.2. Convergence selon le critère Simple

Maintenant, on essaye de faire l'identification en ne considérant que l'inductance $L_d(j\omega)$ (vue du stator et couramment utilisée) et en utilisant le critère simple $J = J_L$.

Le résultat de cette identification est montré dans le tableau suivant :

	Paramètres initiaux θ_0	Paramètres estimés $\hat{\theta}$	$\left \frac{\theta_0 - \hat{\theta}}{\hat{\theta}} \right \%$
$m_d [H]$	0.0047312	0.0047275	0.07826
$l_{fd} [H]$	0.00027059	0.00037474	27.79
$l_{kd} [H]$	0.00057856	0.0003	92.83
$r_{fd} [\Omega]$	0.0022812	0.0025415	10.24
$r_{kd} [\Omega]$	0.044759	0.026129	71.3

Tableau I.V.2 estimation des paramètres de $L_d(j\omega)$ avec ($l_s = l_{tb}$)

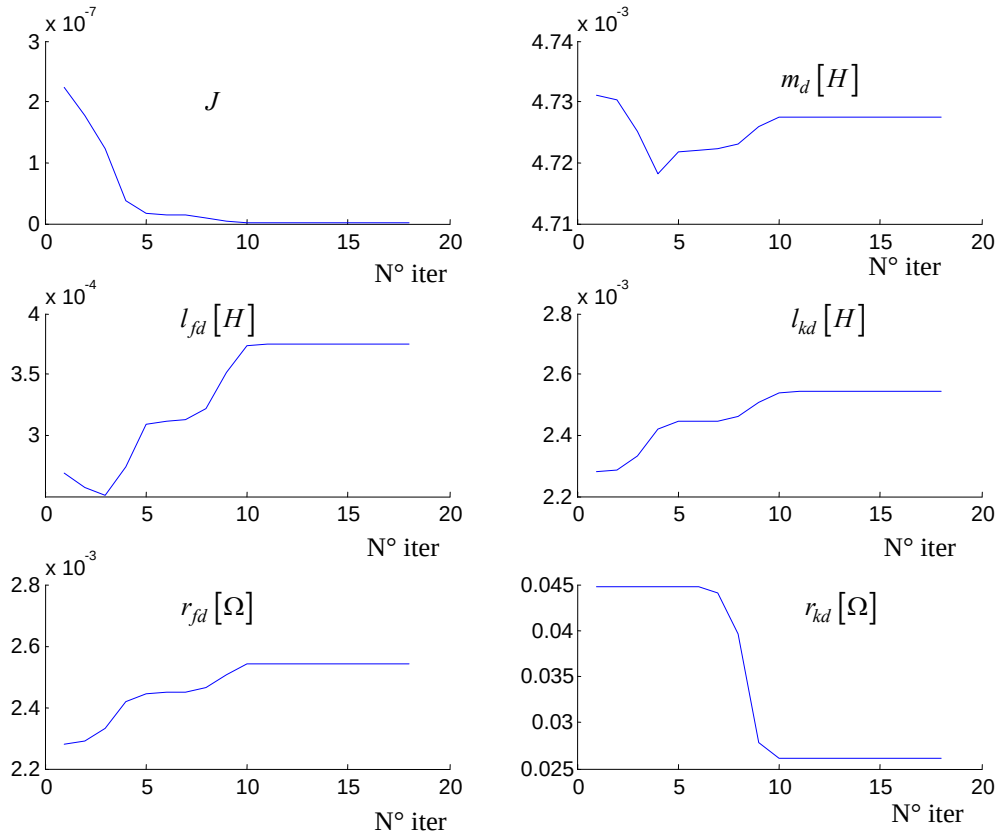


Figure IV. 4. Evolution des paramètres du circuit équivalent de Park, en fonction du nombre d'itérations

La figure IV.4 représente l'évolution des paramètres en fonction du nombre d'itérations. L'optimum est atteint après 18 itérations, ce qui minimise nettement la durée du calcul itératif.

Toutefois on remarque sur la figure IV.5, que la cohérence entre le modèle et les résultats de FLUX2D ne caractérise seulement que l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$, tandis que pour les deux autres fonctions qui caractérisent le rotor, la discordance est très importante ; ce qui rend inacceptable cette variante d'identification.

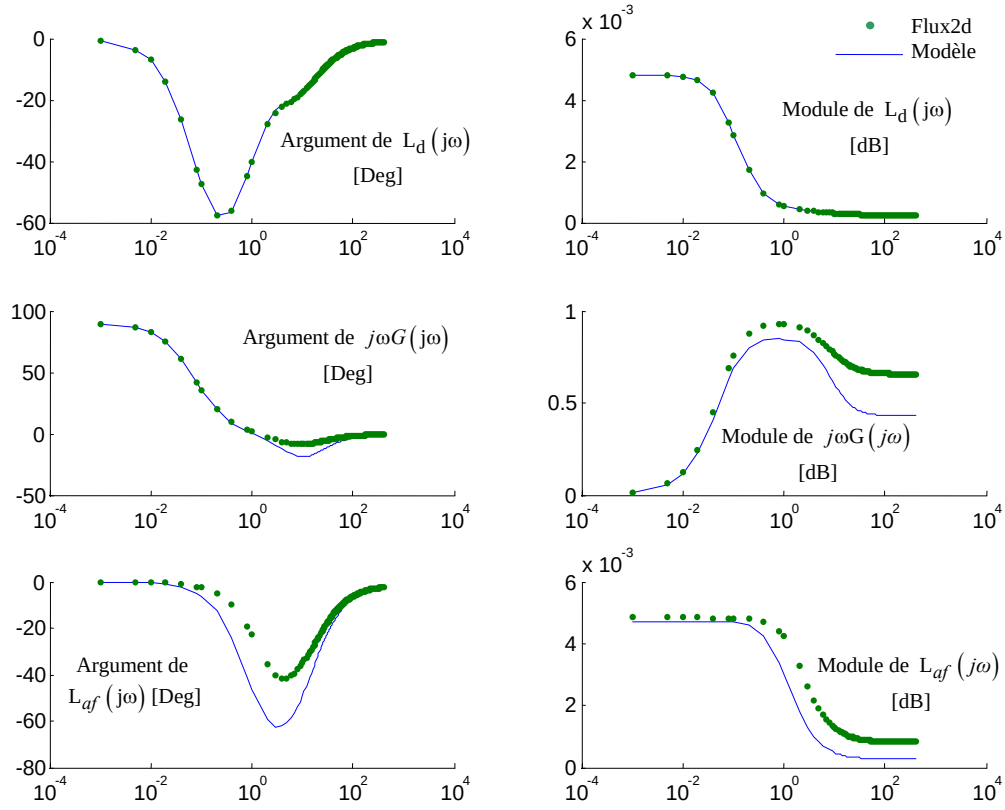


Figure IV.5. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ Selon le critère mixte $J = J_L (l_s = l_{tb})$

IV.3. b. L'inductance de fuite statorique non imposée

Maintenant, on admet que l'inductance de fuite statorique l_s n'est plus imposée. On l'identifie comme les autres paramètres. Le vecteur des paramètres à identifier devient :

$$\underline{\theta}^T = [l_s \ m_d \ l_{fd} \ l_{kd} \ r_{fd} \ r_{kd}] \quad (4.15)$$

Ainsi, on a trois variantes possible de convergence selon le critère utilisé : simple $J = J_L$, double $J_L + J_G$ et triple $J_L + J_G + J_F$.

IV.3. b.1. Convergence selon le critère simple

L'initialisation de $\underline{\theta}_o$ est prise égale au résultat de l'identification précédente. L'algorithme converge après 11 itérations. Nous avons obtenu le même jeu que les paramètres initiaux.

$$\begin{bmatrix} \hat{\underline{\theta}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\theta}_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} l_l [H] \\ m_d [H] \\ l_{fd} [H] \\ l_{kd} [H] \\ r_{fd} [\Omega] \\ r_{kd} [\Omega] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 8.5001e-005 \\ 0.0047275 \\ 0.00037474 \\ 0.0003 \\ 0.0025415 \\ 0.026129 \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

La solution n'est pas unique et on a une infinité d'optimums locaux.

IV.3. b.2. Convergence selon le critère double

Dans cette partie, nous prenons $J = J_L + J_G$ qui tient compte des paramètres rotoriques et statoriques avec les mêmes paramètres initiaux $\underline{\theta}_o$ que précédemment.

Le nombre des itérations atteint pour la convergence est égal à 659 itérations. Les paramètres estimés sont donnés dans le tableau suivant :

	Paramètres initiaux θ_o	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
$l_s [H]$	8.5001e-005	6.4279e-005
$m_d [H]$	0.0047312	0.0049023
$l_{fd} [H]$	0.00027059	0.00028225
$l_{kd} [H]$	0.00057856	0.00060398
$r_{fd} [\Omega]$	0.0022812	0.0023635
$r_{kd} [\Omega]$	0.044759	0.04673

Tableau I.V.3 Les paramètres estimés selon le critère double

On peut remarquer que la valeur de m_d est plus grande que la valeur de $L_d = 0.0048125$ H obtenue précédemment (chapitre III). C'est une valeur non conforme pour le régime permanent. Ceci s'explique sur la figure IV.5 où l'amplitude $L_d(j\omega)$ du modèle à basse fréquence est supérieure au résultat obtenu avec FLUX2D. On remarque aussi d'autres discordances concernant la fonction $L_{af}(j\omega)$ surtout en haute fréquence.

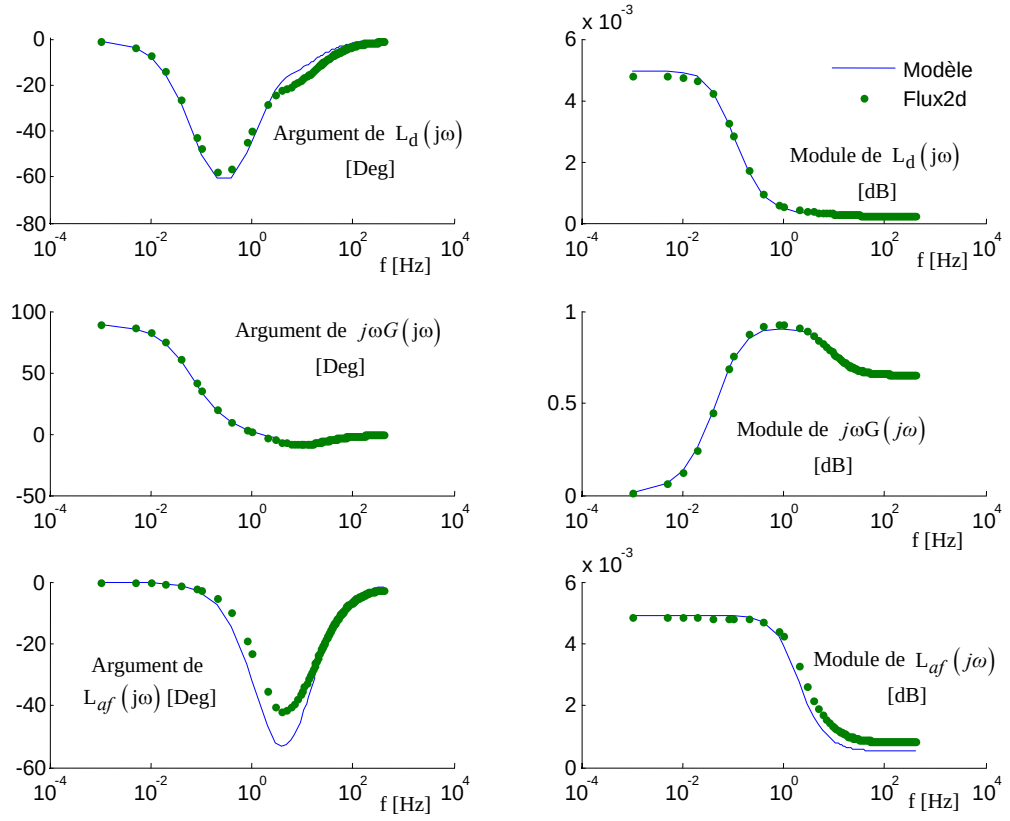


Figure IV.5. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ selon le critère double

IV.2. b.3. Convergence selon le critère triple

La convergence est atteinte avec une grande difficulté numérique après 764 itérations.

	Paramètres initiaux θ_0	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
l_s [H]	8.5001e-005	3.031e-005
m_d [H]	0.0047312	0.0055475
l_{fd} [H]	0.00027059	0.00032093
l_{kd} [H]	0.00057856	0.00068715
r_{fd} [Ω]	0.0022812	0.0026746
r_{kd} [Ω]	0.044759	0.053164

Tableau IV.4. Estimation des paramètres de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$

avec $J = J_L + J_G + J_F$

La comparaison des allures d'évolution de la réponse en fréquence des trois fonctions $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ dans le plan de Bode, figure (IV.6), avec le résultat de FLUX2D montre aussi une augmentation des écarts pour les deux fonctions $L_d(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ (surtout à basse fréquence). On remarque que la valeur de $m_d = 0.0055475$ n'est pas cohérente, car elle est supérieure à la valeur de $L_d = 0.0048125$, ce qui pose un problème dans le calcul des grandeurs en régime permanent [Jef 2000]. Ceci est dû à l'augmentation de la valeur de m_d , qui a une grande valeur par rapport à celle de FLUX2D. Sachant que la valeur de l_s est très petite devant m_d , nous avons :

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} L_d(j\omega) &= L_d = m_d + l_s \\ \lim_{\omega \rightarrow 0} L_{af}(j\omega) &= m_d \end{aligned} \quad (4.16)$$

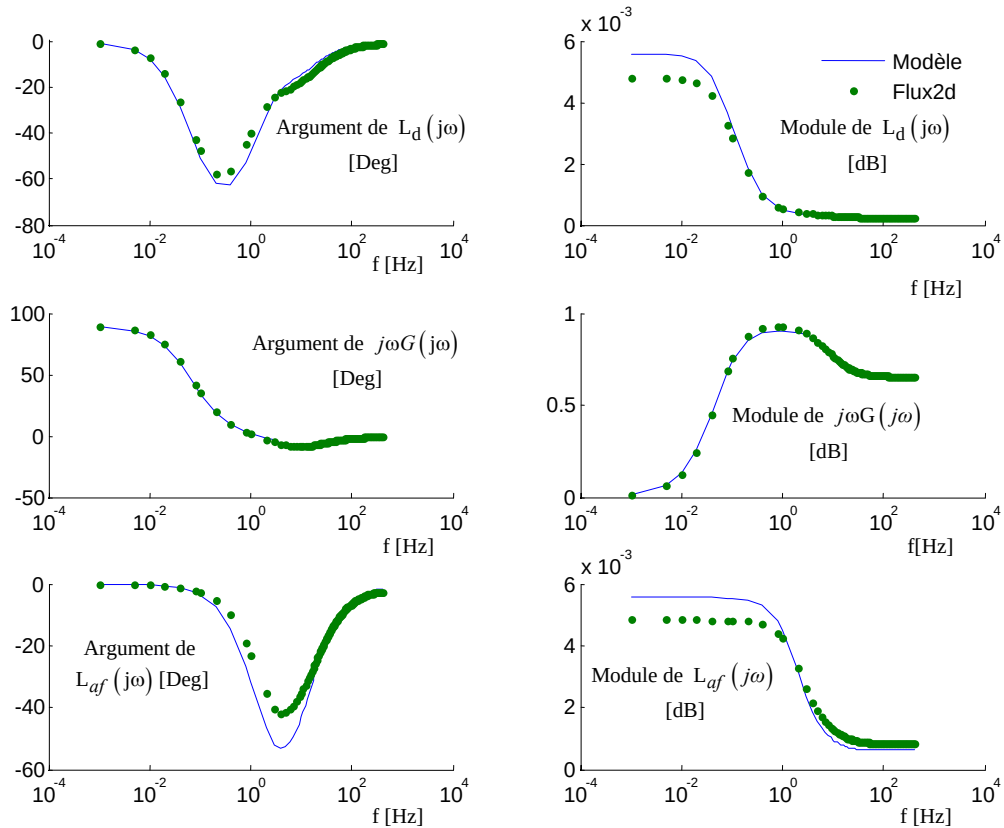


Figure IV.6. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ Selon le critère mixte $J = J_L + J_G + J_F$

Afin de tirer une conclusion des résultats obtenus, nous avons calculé les constantes de temps correspondant à chacune des trois étapes b1, b2 et b3 et en appliquant les relations de l'annexe A.IV. Nous avons fait une comparaison avec les résultats validés par la méthode des fonctions de transfert développée dans le chapitre précédant (Tableau III.1).

On remarque que pour les trois étapes ; on n'arrive pas à obtenir une cohérence des résultats avec ceux des fonctions de transfert.

La conclusion que nous pouvons obtenir de toute cette étude approfondie est que le circuit du modèle de Park usuel (simplifié) est incapable de représenter en même temps les grandeurs statorique et rotorique de la machine. Il faut améliorer ce modèle pour qu'il puisse soit plus représentatif du fonctionnement de la machine synchrone en régime dynamique.

Paramètres	Circuit –Park (b1) J_L	Circuit – Park (b2) $J = J_L + J_G$	Circuit-Park (b3) $J = J_L + J_G + J_F$	Fonction de transfert $J = J_L + J_G$
$L_d [H]$	0.0048125	0.0049666	0.0055778	0.0048241
$T'_d [S]$	0.1803	0.14627	0.13126	0.18084
$T''_d [S]$	0.014095	0.014033	0.013443	0.012369
$T'_{do} [S]$	2.0076	2.1936	2.1941	2.2129
$T''_{do} [S]$	0.02477	0.018636	0.018632	0.01985
G_o	2.075	2.0742	2.074	2.049
$T_{kd} [S]$	0.0129	0.012925	0.0129	0.014067

Tableau IV.5. Comparaison des résultats obtenus par circuit équivalent et fonction de transfert.

IV.3. AMELIORATION DES RESULTATS

IV.3. 1. Modèle de CANAY

Par rapport au modèle de Park, le modèle de Canay est plus complet. Il admet le couplage magnétique entre les enroulements rotoriques par l'addition d'une inductance l_{kfd} qu'on appelle l'inductance de Canay (figure IV.7).

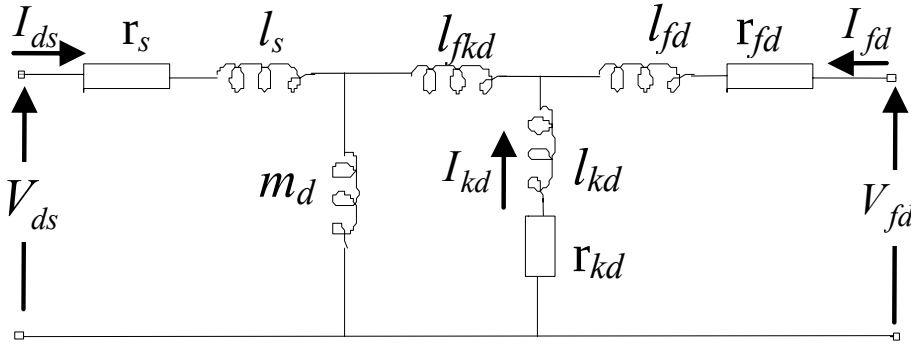


Figure IV.7. Circuit équivalent de Canay

La forme des trois fonctions opérationnelles de l'axe d, $L_d(p)$, $G(p)$ et $L_{af}(p)$, conserve les mêmes formulations que celles de Park (de l'équation IV.1 à l'équation IV. 17) sauf que l'on tient compte de l'inductance l_{kfd} , telle que :

$$A(\omega) = m_d \left(r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_{fd} l_{kd} + l_{fkd} l_{fd} + l_{fkd} l_{kd}) \right) + l_s \left(r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_s m_d + l_{kd} m_d + l_{fd} l_{kd} + l_{kfd} l_{fd} + l_{fkd} l_{kd}) \right)$$

$$B(\omega) = \omega \left(m_d (r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd} + r_{fd} l_{fkd} + r_{kd} l_{fkd}) + l_s (r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd} + r_{fd} l_{fkd} + r_{kd} l_{fkd} + r_{fd} m_d + r_{kd} m_d) \right)$$

$$C(\omega) = r_{fd} r_{kd} - \omega^2 (l_{fd} m_d + l_{kd} m_d + l_{fd} l_{fkd} + l_{kd} l_{fkd} + l_{fd} l_{kd})$$

$$D(\omega) = \omega (m_d r_{fd} + m_d r_{kd} + r_{fd} l_{kd} + r_{kd} l_{fd} + r_{fd} l_{fkd} + r_{kd} l_{fkd})$$

$$H(\omega) = r_{kd} m_d \quad \text{et} \quad E(\omega) = \omega l_{kd} m_d$$

$$X(\omega) = r_{kd}$$

$$Y(\omega) = \omega (m_d + l_{kd} - l_{fkd})$$

$$U(\omega) = r_2 l_{kd}$$

$$V(\omega) = \omega m_d l_{kd}$$

IV.3. 2. Estimation des paramètres du modèle de Canay

IV.3. 2.a. L'inductance de fuite statorique imposé

Les vecteurs de paramètres des trois fonctions du modèle de Canay sont :

$$-L_d(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_{L_d} = [l_s, m_d, l_{fd}, l_{kd}, l_{fkd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.17)$$

$$-G(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_G = [m_d, l_{fd}, l_{kd}, l_{fkd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.18)$$

$$-L_{af}(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_{L_{af}} = [m_d, l_{kd}, l_{fkd}, r_{kd}] \quad (4.19)$$

L'inductance de fuite statorique l_s est un paramètre qui a une sensibilité faible, relativement aux autres paramètres. On le suppose non identifiable dans un premier temps. Nous le considérons comme un paramètre imposé $l_s = l_{so}$. Nous avons alors:

$$\underline{\theta}_{L_d} = \underline{\theta}_G = [m_d, l_{fd}, l_{kd}, l_{fkd}, r_{fd}, r_{kd}] \quad (4.20)$$

La valeur de l'inductance de fuite statorique peut être déduite graphiquement à basse fréquence. On peut écrire :

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} L_d(j\omega) &= L_d = m_d + l_s \\ \lim_{\omega \rightarrow 0} L_{af}(j\omega) &= m_d \end{aligned} \right\} \Rightarrow l_s = \lim_{\omega \rightarrow 0} L_d(j\omega) - \lim_{\omega \rightarrow 0} L_{af}(j\omega) \quad (4.21)$$

Selon les courbes $L_d(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ obtenues par FLUX2D, on en déduit :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} L_d(j\omega) = L_d = m_d + l_s = 0.0047302H$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} L_{af}(j\omega) = m_d = 0.004555H$$

$$\text{D'où, } l_{so} = l_s = 0.00017H$$

IV.3. 2.a.1. Convergence selon le critère simple

Nous avons effectué une première identification selon le critère simple qui permet l'estimation des paramètres à partir seulement de l'inductance opérationnelle $L_d(j\omega)$.

L'initialisation est prise à partir de l'étape précédente correspondant au modèle de Park. La valeur initiale de l'inductance de Canay l_{fkd} est prise arbitrairement égale à zéro.

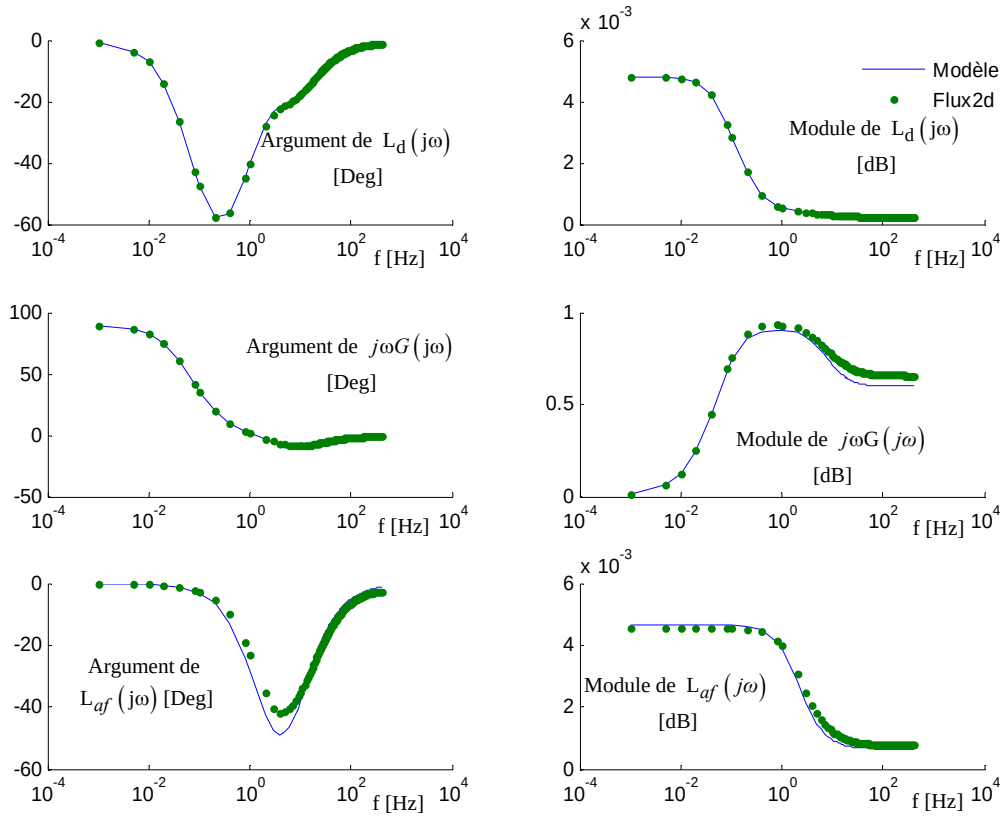


Figure IV.8. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$
Modèle de Canay, selon le critère simple ($l_s = l_0$)

Durant ce test, nous avons remarqué la bonne concordance entre les résultats du modèle et ceux de FLUX2D (figure IV.8). Mais en modifiant le vecteur initial, on obtient un jeu de paramètres différents. Ainsi, on a une infinité de solutions qui donne, malgré tout, une bonne reconstruction aussi bien avec le modèle qu'avec FLUX2D. L'inductance de Canay obtenue est négative dans tous les cas.

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
m_d	0.0055475	0.0046425
l_{fd}	0.00032093	0.00071047
l_{kd}	0.00068715	0.0018593
l_{fkd}	0	-0.00043683
r_{fd}	0.0026746	0.0022941

r_{kd}	0.053164	0.10631
----------	----------	---------

Tableau IV.5. Exemple de résultats d'estimation paramétrique obtenus selon le critère simple avec le modèle de Canay ($l_s = l_0$)

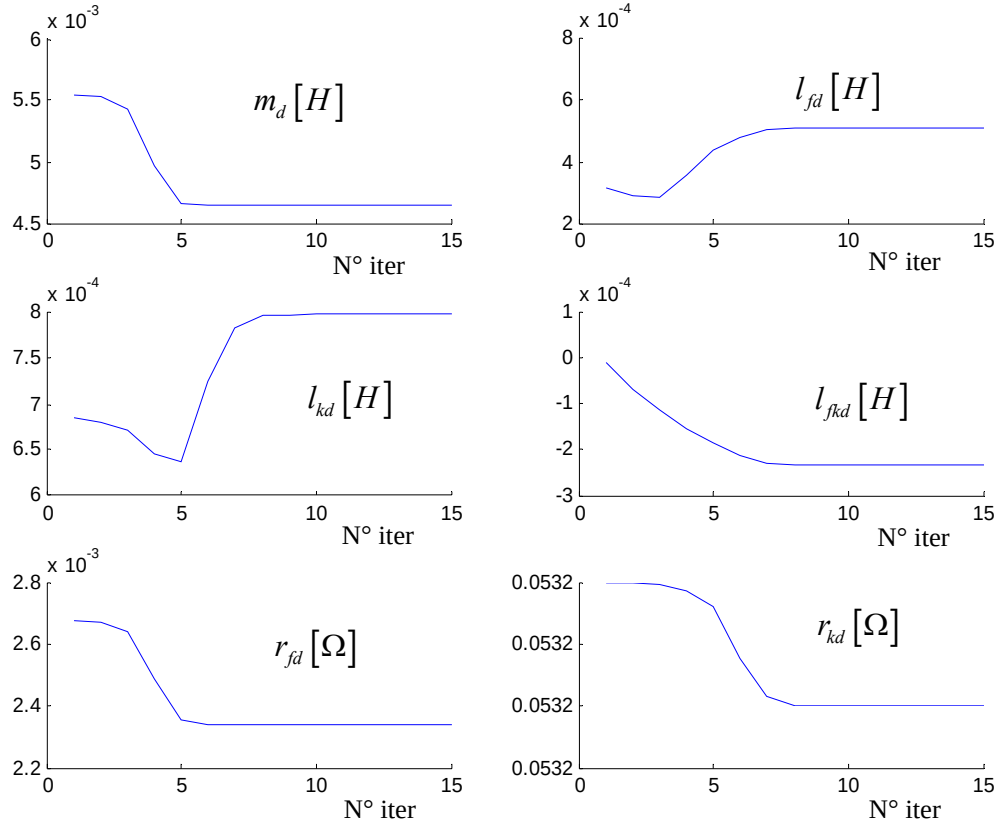


Figure IV.9. Evolution des paramètres de circuit de Canay en fonction du nombre des itérations, selon le critère simple

La figure IV.9 montre que la convergence est atteinte rapidement au bout de 16 itérations bien que celle-ci mène à une infinité de solutions dues aux optimums locaux du critère J. Ceci nous oblige à utiliser le critère mixte $J = J_L + J_G$.

IV.3. 2.a.2. Convergence selon le critère double

Avec le critère double $J = J_L + J_G$, les résultats du modèle de Canay sont encore plus proches des résultats obtenus avec FLUX2D (figure IV.10).

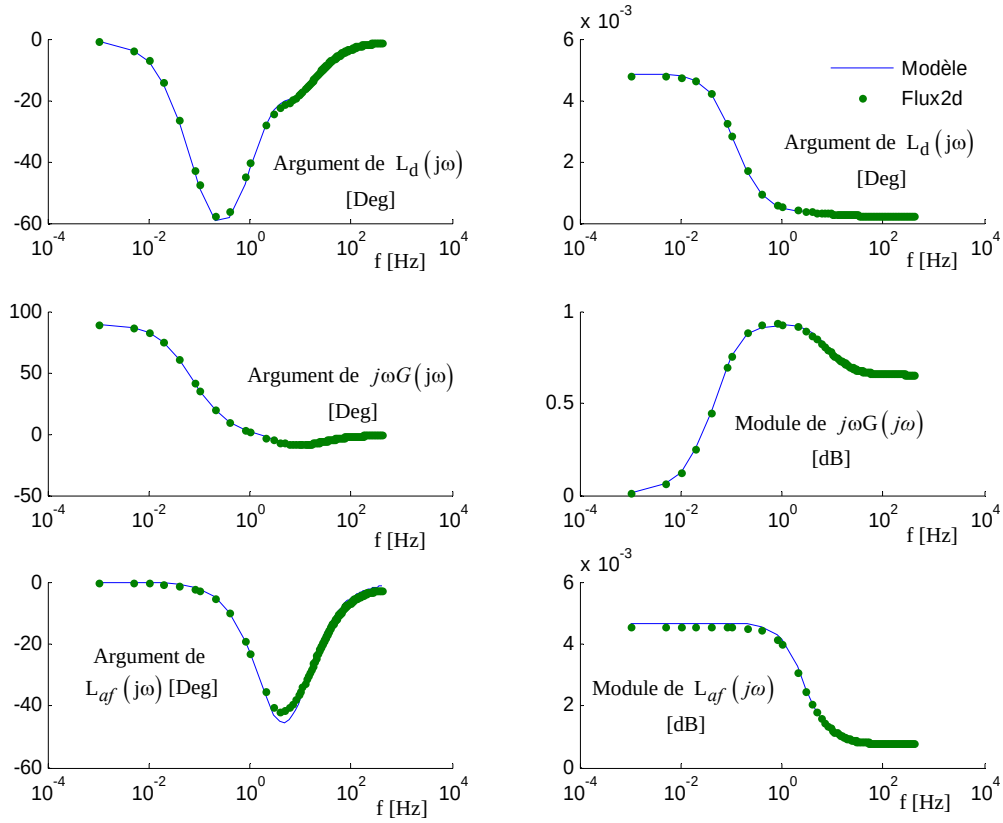


Figure IV.10. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$
modèle de Canay, selon le critère double $J = J_L + J_G$ ($l_s = l_0$)

La convergence est atteinte au bout de 88 itérations, car le critère double est plus exigeant que le critère simple.

Nous avons renouvelé plusieurs fois le test du changement du vecteur des paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$. Nous avons obtenu toujours le même optimum global et l'algorithme a convergé à une solution unique $\hat{\underline{\theta}}$. Le tableau IV.6 présente les résultats d'identification.

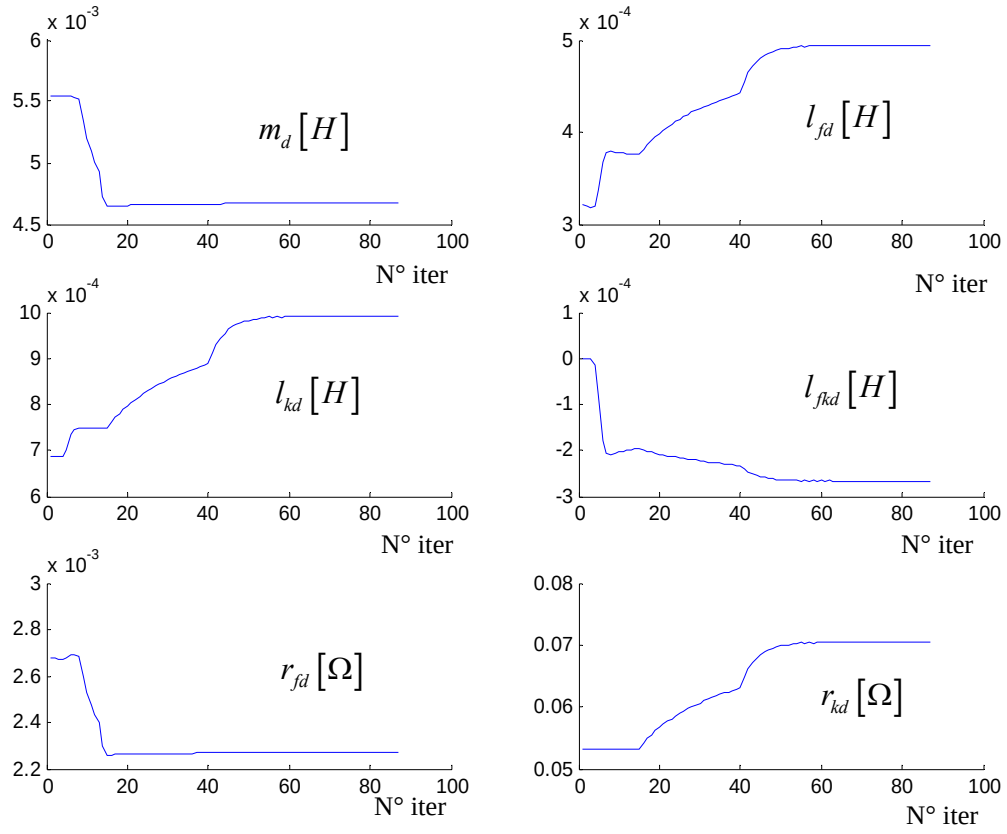


Figure IV.11. Evolution des paramètres du circuit de Canay en fonction du nombre d'itérations, avec le critère double ($l_s = l_0$)

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
$m_d [H]$	0.0055475	0.0046705
$l_{fd} [H]$	0.00032093	0.00049368
$l_{kd} [H]$	0.00068715	0.00099033
$l_{fkd} [H]$	0	-0.00026593
$r_{fd} [\Omega]$	0.0026746	0.0022717
$r_{kd} [\Omega]$	0.053164	0.070402

Tableau IV.6. Résultats d'estimation paramétrique obtenus avec le critère double, Modèle de Canay ($l_s = l_0$)

IV.3. 2.a.3. Convergence selon le critère triple

Avec le critère $J = J_L + J_G + J_F$, qui tient en compte des trois fonctions en même temps, les résultats du modèle de Canay sont devenus nettement meilleurs et sont similaires à ceux de FLUX2D (Figure IV.12).

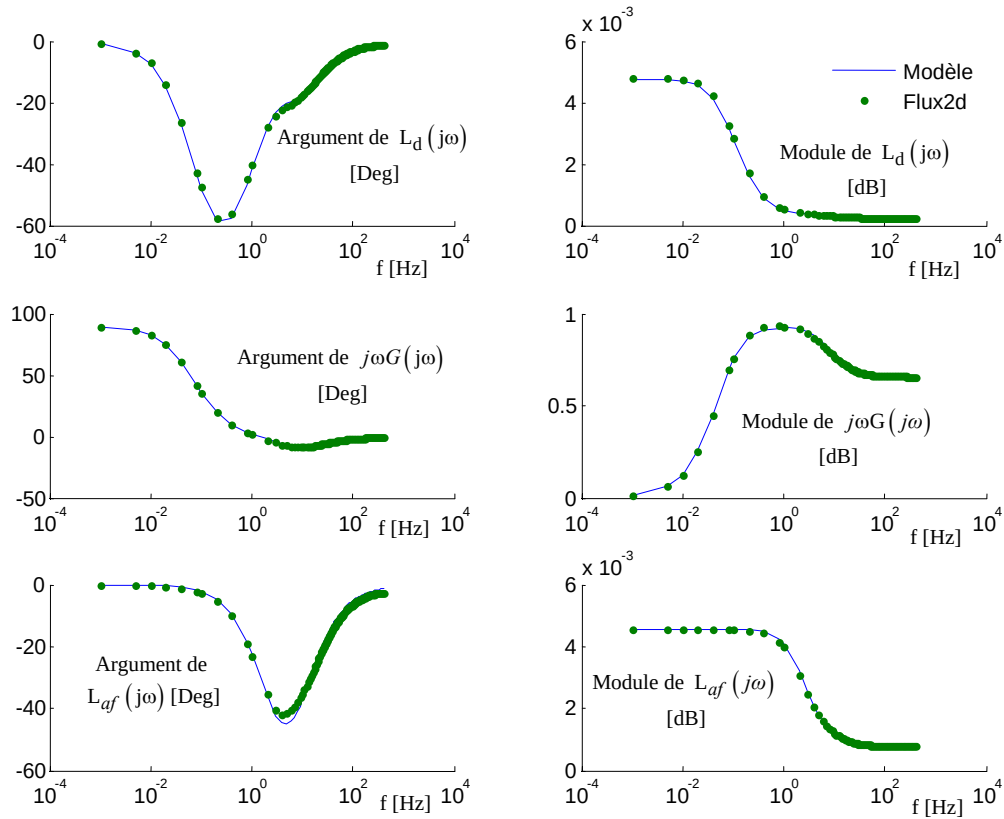


Figure IV.12. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ selon le critère triple, Modèle de Canay ($l_s = l_0$)

La convergence est atteinte plus rapidement en 26 itérations seulement. L'ajout de J_F donne une information supplémentaire, améliore l'évolution des paramètres et minimise le nombre des itérations (Figure IV.13).

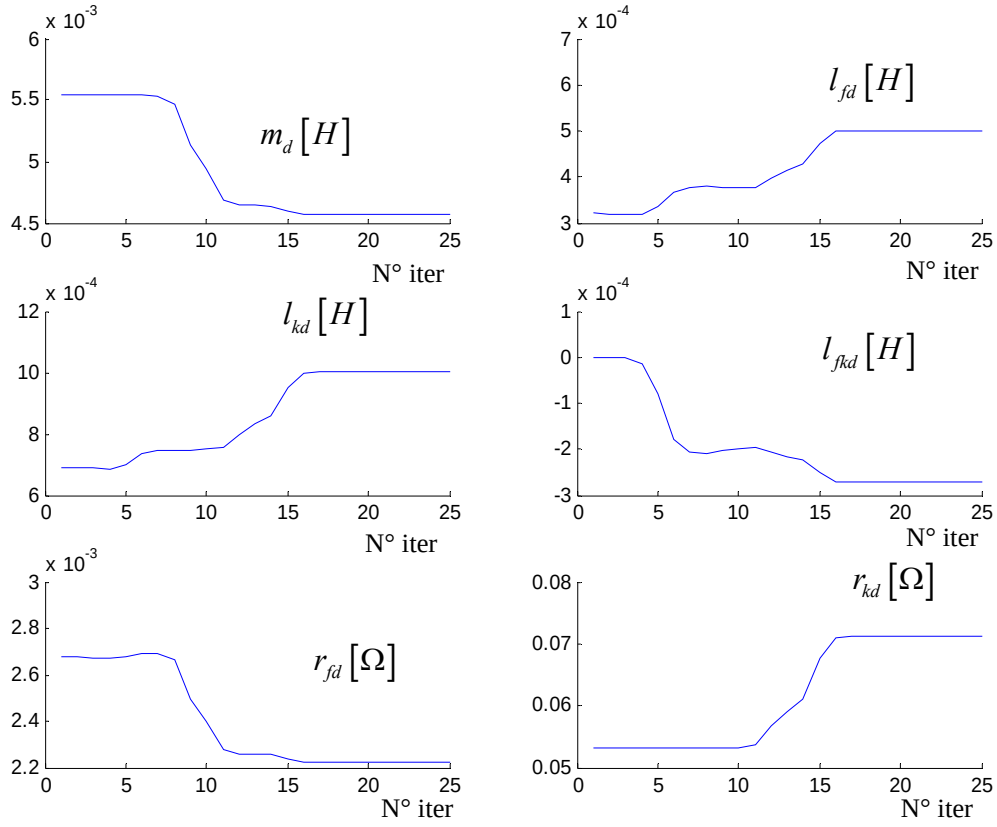


Figure IV.13. Evolution des paramètres de circuit de Canay en fonction du nombre d'itérations, selon le critère triple $J = J_L + J_G + J_F$ ($l_s = l_0$)

$l_s = l_{so} = 0.00017[H]$	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
$m_d [H]$	0.0055475	0.004575
$l_{fd} [H]$	0.00032093	0.0005003
$l_{kd} [H]$	0.00068715	0.0010032
$l_{fkd} [H]$	0	-0.00027224
$r_{fd} [\Omega]$	0.0026746	0.0022253
$r_{kd} [\Omega]$	0.053164	0.071317

Tableau IV.7. Résultats d'estimation paramétrique obtenus selon le critère triple, Modèle de Canay ($l_s = l_0$)

Le tableau IV.7 donne les paramètres estimés avec le critère triple. Ils sont plus précis que ceux obtenus par les deux premiers cas (IV.3.2.a.1 et IV.3.2.a.2).

IV.3. 3. Comparaison et discussions sur les résultats

Dans le but de faire une comparaison des résultats pour les trois cas, nous avons récapitulé les paramètres obtenus dans les trois critères dans le tableau IV.8.

	$\underline{\theta}_0$	a1 $\hat{\theta}$ $J = J_L$	a2 $\hat{\theta}$ $J = J_L + J_G$	a3 $\hat{\theta}$ $J = J_L + J_G + J_F$
$m_d [H]$	0.0055475	0.0046425	0.0046705	0.004575
$l_{fd} [H]$	0.00032093	0.00071047	0.00049368	0.0005003
$l_{kd} [H]$	0.00068715	0.0018593	0.00099033	0.0010032
$l_{fkd} [H]$	0	-0.00043683	-0.00026593	-0.00027224
$r_{fd} [\Omega]$	0.0026746	0.0022941	0.0022717	0.0022253
$r_{kd} [\Omega]$	0.053164	0.10631	0.070402	0.071317
Nombre D'itérations	-----	16	88	26

Tableau IV.8. Comparaison entre les estimations paramétriques obtenues avec les trois critères, modèle de Canay ($l_s = l_0$)

Les cases grisées repèrent les valeurs proches. On remarque que les valeurs de presque tous les paramètres des deux cas (a2 et a3), qui prennent en compte en même temps des grandeurs statoriques et rotoriques, sont semblables. Par contre, ils sont un peu différents pour le cas a1 qui ne prend en compte que les grandeurs statoriques seules.

En plus, pour chacun des deux cas **a2** et **a3**, l'algorithme d'identification converge vers une solution unique contrairement au cas (**a1**) qui a une infinité de solutions.

Après avoir effectué des tests pour les trois cas avec des valeurs différentes de l_s , nous avons trouvé que la somme de $l_s + m_d + l_{fkd}$ était constante, c'est-à-dire que l'inductance de fuite statorique compense l'inductance de Canay (cas a1 et a2) ou l'inductance magnétissante (cas a3).

	l_s	m_d	l_{fd}	l_{kd}	l_{fkd}	r_{fd}	r_{kd}
a1	0.00024	0.0045725	0.00051595	0.00079569	-0.00030704	0.0022717	0.05316
	0.00020	0.0046125	0.00051402	0.00079723	-0.00026611	0.0023109	0.05316
	0.00017	0.0046425	0.00051265	0.00079836	-0.00023498	0.0023406	0.05316
a2	0.00017	0.0046705	0.00049368	0.00099033	-0.00026593	0.0022717	0.070402
	0.00020	0.0046269	0.00036249	0.0007214	-0.00019077	0.0022505	0.051283
	0.00024	0.0045891	0.00027511	0.00053354	-0.00017167	0.0022322	0.037929
a3	0.00017	0.004575	0.0005003	0.0010032	-0.00027224	0.0022253	0.071317
	0.00020	0.0045498	0.00050205	0.0010065	-0.00027403	0.002213	0.071551
	0.00024	0.004514	0.00050493	0.001012	-0.00027688	0.002195	0.071935

Tableau IV.9. Résultats d'identifications pour plusieurs valeurs de l_s

On peut observer aussi que l_{fkd} a une valeur négative. Ceci s'explique par le fait que le flux mutuel entre les enroulements rotoriques est plus important que le flux principal avec le stator [Can ,Bar].

IV.3.2.b. L'inductance de fuite statorique libre

Dans cette partie, nous considérons l'inductance l_s comme un paramètre à identifier. Pour faciliter la convergence, nous choisissons le vecteur de paramètre initial égal aux résultats de l'identification du cas précédent a3 avec $l_s = 0,00017$ H.

IV.3.2.b.1 Convergence selon le critère simple

Il suffit 19 itérations pour que l'algorithme converge (figure IV.15). Avec ce critère simple J_L , la solution n'est pas unique selon le vecteur initiale des paramètres. Les résultats (tableau IV.10) restent malgré tout cohérents (figure IV.14).

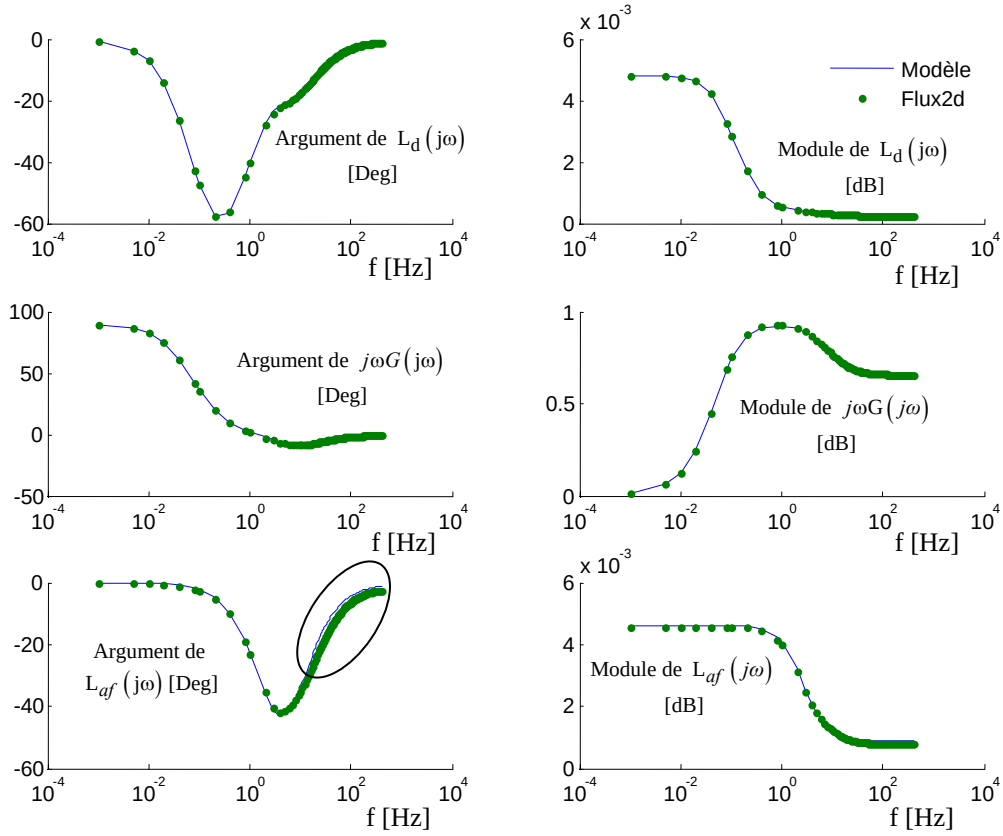


Figure IV.14. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ modèle de Canay et selon le critère simple J_L

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
l_s [H]	0.00017	0.00019887
m_d [H]	0.004575	0.0046136
l_{fd} [H]	0.0005003	0.00058934
l_{kd} [H]	0.0010032	0.0011518
l_{fkd} [H]	-0.00027224	-0.0003423
r_{fd} [Ω]	0.0022253	0.0022885
r_{kd} [Ω]	0.071317	0.071314

Tableau IV.10. Résultats d'estimation paramétrique obtenus selon le critère simple $J = J_L$ et modèle de Canay

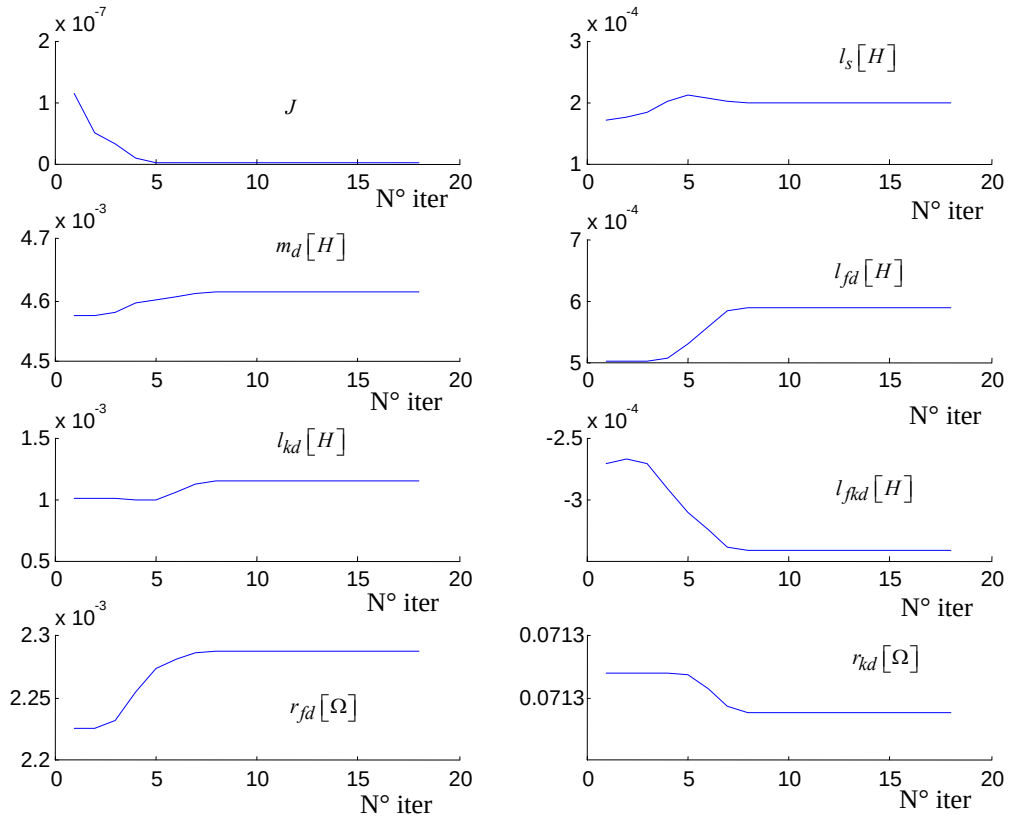


Figure IV.15. Evolution des paramètres du circuit de Canay en fonction du nombre d'itérations et selon le critère simple

IV.3.2.b.2 Convergence selon le critère double

Avec le critère double $J = J_L + J_G$, le nombre d'itérations est élevé (57 itérations). Ceci s'explique par le fait que la solution soit unique ($\hat{\theta}$) et différente de la valeur initial $\hat{\theta}_0$ (figure IV.17).

Les résultats sont aussi cohérents mais on remarque une petite inclinaison (cavité) sur la courbe de l'argument de $L_d(j\omega)$ entre les résultats du modèle et ceux de FLUX2D, c'est-à-dire que le critère J_G domine le critère J_L permettant de mieux identifier la fonction $j\omega G(j\omega)$ au détriment de la fonction $L_d(j\omega)$, comme nous l'avons déjà montré au chapitre III.

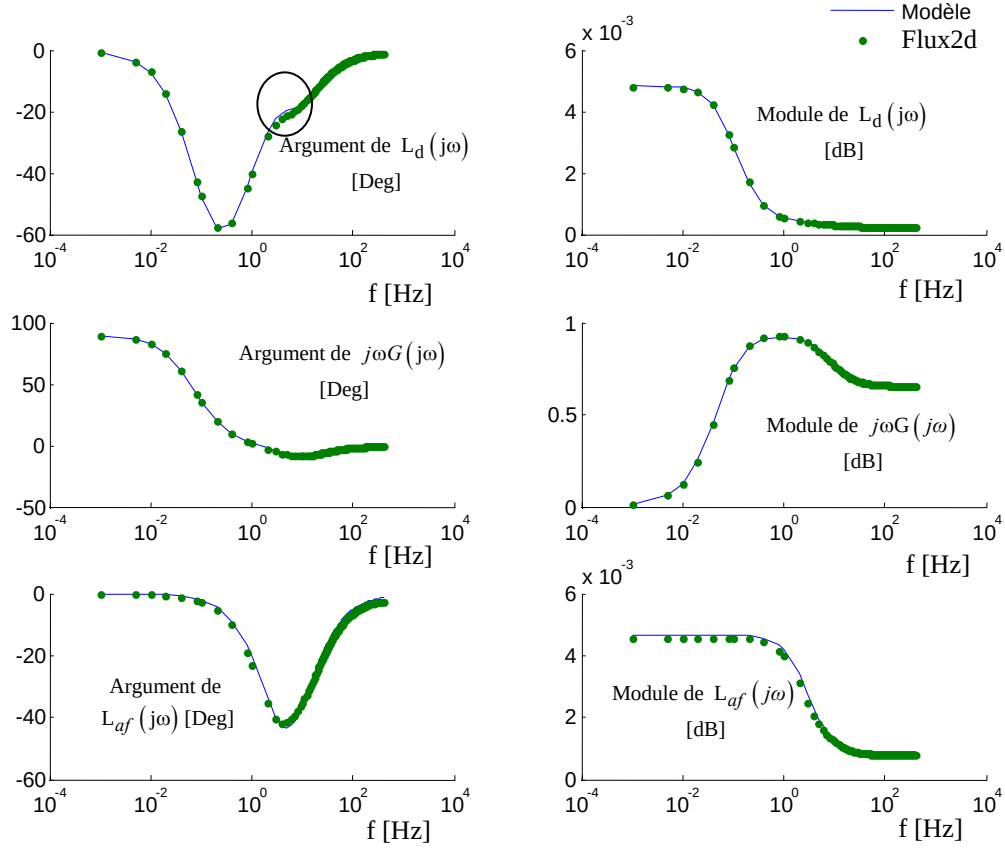


Figure IV.16. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$
modèle de Canay et selon le critère mixte $J = J_L + J_G$

Contrairement au cas précédent la fonction $L_{af}(j\omega)$ a une bonne concordance avec les résultats obtenus avec FLUX2D.

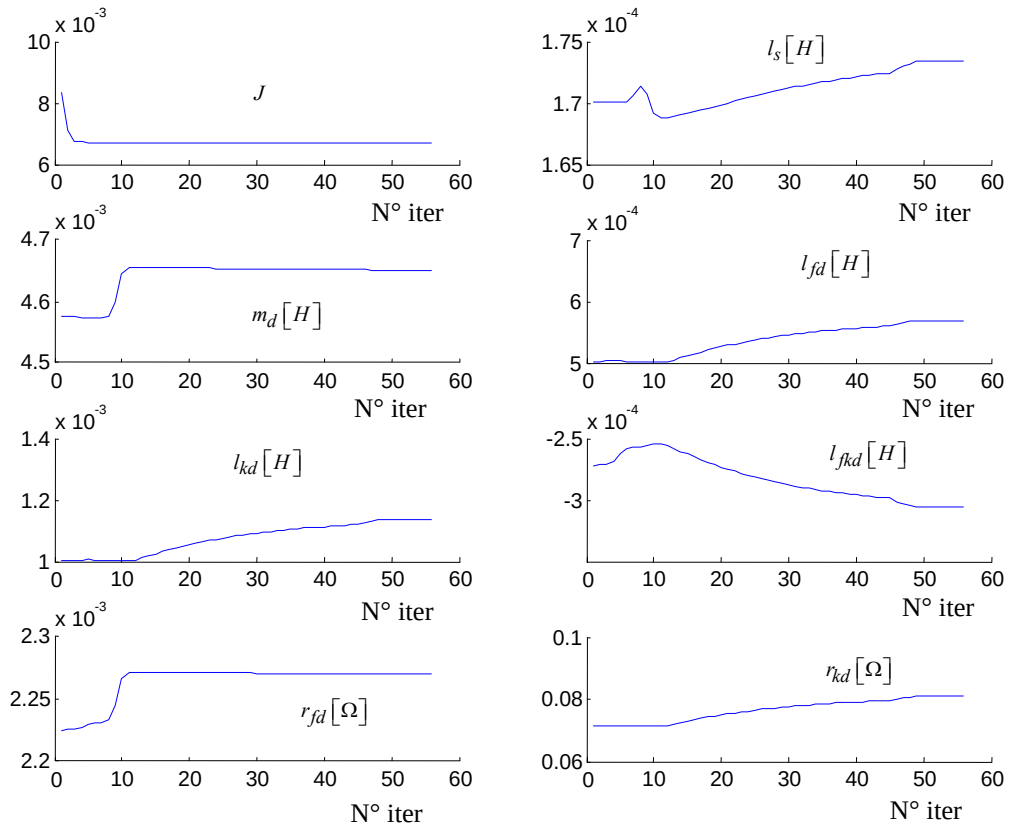


Figure IV.17. Evolution des paramètres de circuit de Canay en fonction du nombre d'itérations et selon le critère double

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
$l_s [H]$	0.00017	0.00017339
$m_d [H]$	0.004575	0.0046507
$l_{fd} [H]$	0.0005003	0.00056922
$l_{kd} [H]$	0.0010032	0.0011378
$l_{fkd} [H]$	-0.00027224	-0.00030599
$r_{fd} [\Omega]$	0.0022253	0.0022697
$r_{kd} [\Omega]$	0.071317	0.080882

Tableau IV.11. Résultats d'estimation paramétrique obtenus selon le critère double et avec le modèle de Canay

IV.3.2.b.3 Convergence selon le critère triple

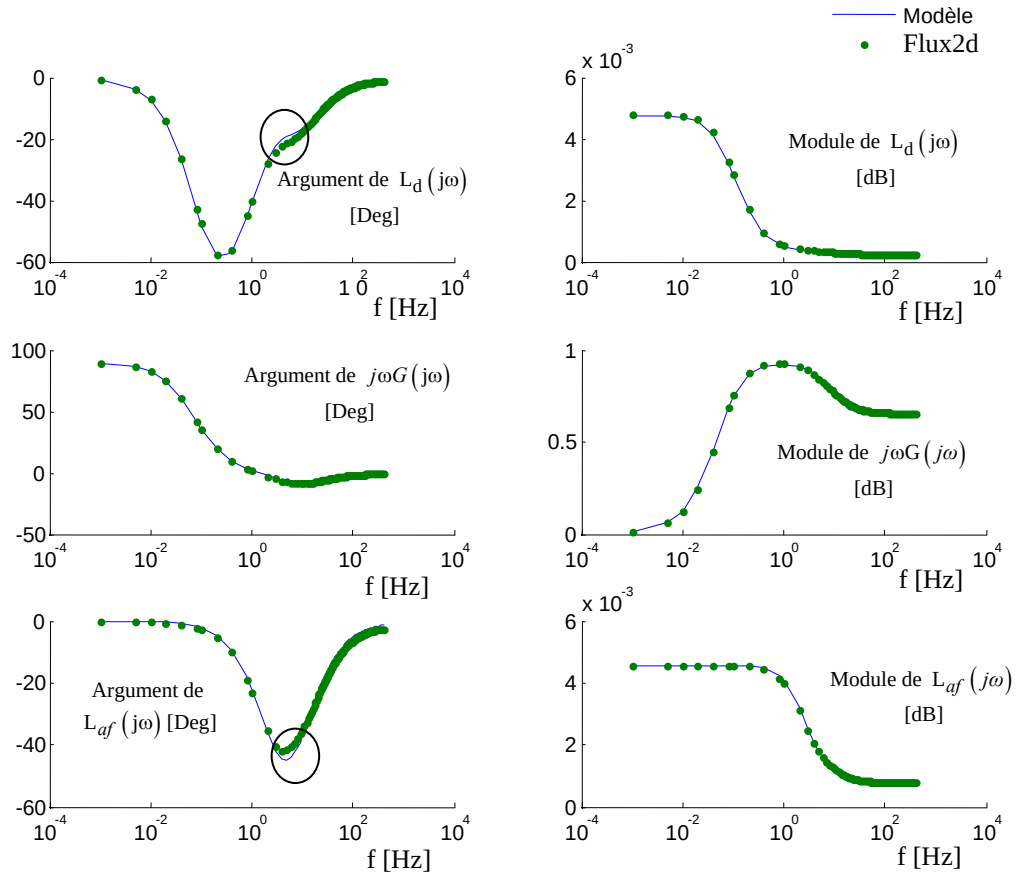


Figure IV.18. Diagramme de Bode de $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$
modèle de Canay et selon le critère mixte $J = J_L + J_G + J_F$

L'admission du troisième critère J_F minimise le nombre d'itérations à seize itérations (figure IV.19) et provoque aussi, une nette amélioration sur $L_{af}(j\omega)$, surtout pour le module en basse fréquence au détriment de $L_d(j\omega)$. Par contre, au voisinage de la fréquence nominale, on remarque une apparition d'une cavité sur $L_{af}(j\omega)$ et une augmentation de la cavité de $L_d(j\omega)$ (déjà apparu dans le cas précédent).

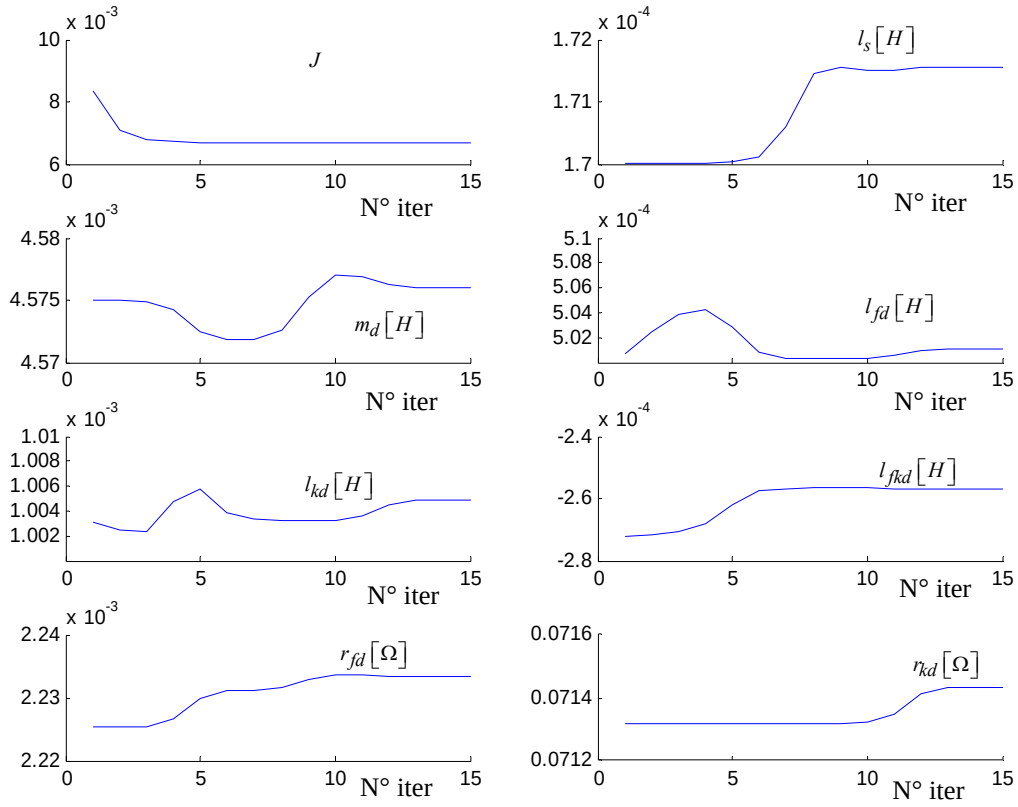


Figure IV.19. Evolution des paramètres de circuit de Canay en fonction du nombre d'itérations et selon le critère mixte $J = J_L + J_G + J_F$

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
l_s [H]	0.00017	0.00017157
m_d [H]	0.004575	0.0045761
l_{fd} [H]	0.0005003	0.00050112
l_{kd} [H]	0.0010032	0.0010048
l_{fkd} [H]	-0.00027224	-0.00025718
r_{fd} [Ω]	0.0022253	0.0022333
r_{kd} [Ω]	0.071317	0.071433

Tableau IV.11. Résultats d'estimation paramétrique obtenus selon le critère triple et modèle de Canay

IV.3. 4. Comparaison et discussions sur les résultats

Sur le tableau IV.12, on peut constater la similitude des résultats d'identification obtenus par les trois critères, avec l'inductance de fuite statorique l_s non imposée.

Critère Paramètres	$\underline{\theta}_0$ Initial	b1 $\hat{\theta}$ $J = J_L$	b2 $\hat{\theta}$ $J = J_L + J_G$	b3 $\hat{\theta}$ $J = J_L + J_G + J_F$
l_s [H]	0.00017	0.00019887	0.00017339	0.00017157
m_d [H]	0.004575	0.0046136	0.0046507	0.0045761
l_{fd} [H]	0.0005003	0.00058934	0.00056922	0.00050112
l_{kd} [H]	0.0010032	0.0011518	0.0011378	0.0010048
l_{fkd} [H]	-0.00027224	-0.0003423	-0.00030599	-0.00025718
r_{fd} [Ω]	0.0022253	0.0022885	0.0022697	0.0022333
r_{kd} [Ω]	0.071317	0.071314	0.080882	0.071433
Nombre d'itérations	-----	19	57	16

Tableau IV.12. Comparaison entre les estimations paramétriques obtenues selon les trois critères, modèle de Canay

Les cases grisées repèrent les valeurs proches. On remarque que les valeurs des paramètres du troisième cas b3 sont plus éloignées que les deux premiers, b1 et b2. Cependant, on ne peut rien dire sur la qualité des résultats. A cet effet, nous avons tracé l'erreur de chaque critère, pour toutes les amplitudes et les arguments des trois fonctions, sur la figure IV.20. On peut constater alors :

- avec l'introduction du critère J_F , l'erreur sur la fonction $j\omega G(j\omega)$ ne change pas. C'est à dire, que le critère correspondant à cette fonction J_G s'est imposé sur J_F , comme nous l'avons déjà montré au chapitre précédant. J_L et J_F obéissent aux exigences du critère J_G .
- par contre, l'ajout du J_F provoque une modification relativement grande (marqué par x) sur l'erreur de l'amplitude de $L_d(j\omega)$.

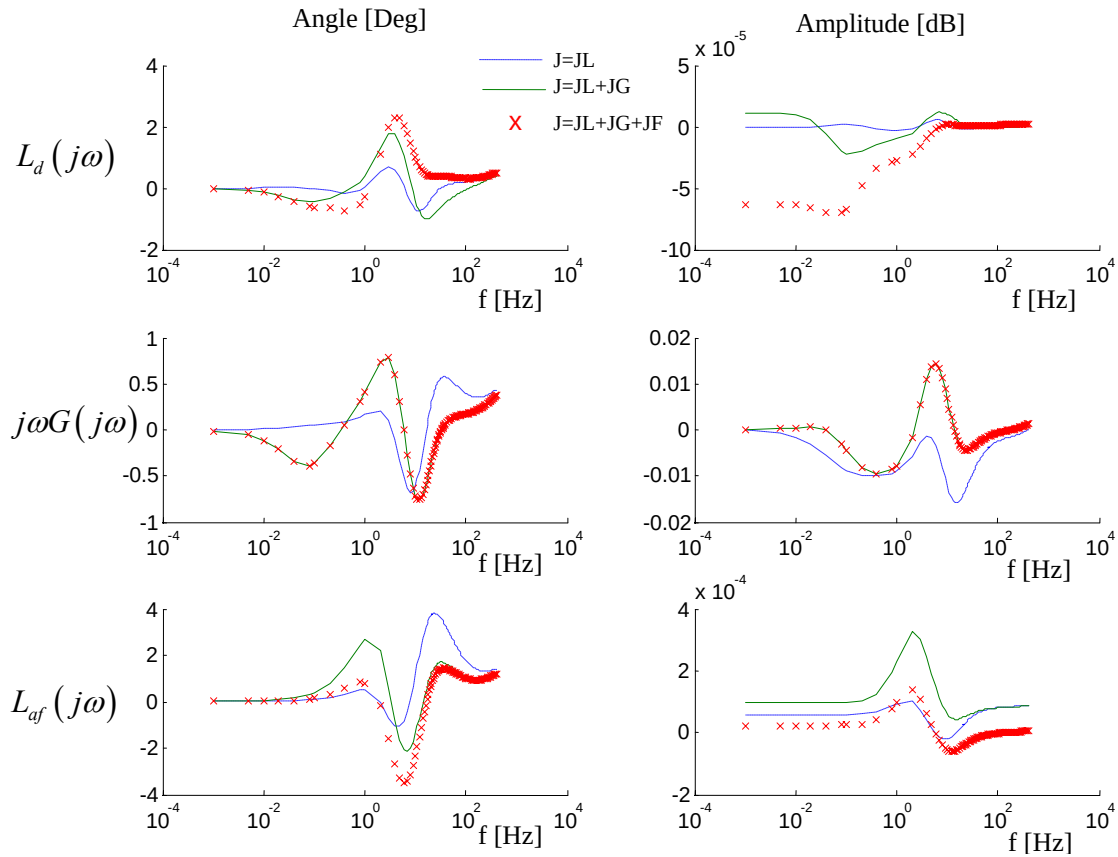


Figure IV.20. L'erreur sur $L_d(j\omega)$, $j\omega G(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$ Dans les trois Cas : Simple ($J=J_L$), double ($J=J_L+J_G$) et triple ($J=J_L+J_G+J_F$)

La synthèse des résultats obtenus est représentée dans le tableau IV.13. On fait le calcul de l'inductance propre et les constantes de temps, en fonction des paramètres de circuit de Canay obtenu pour chaque cas, selon les formules données dans l'annexe A.IV. Les cases, marquées en gris, correspondent à des valeurs cohérentes.

	Circuit – Canay			Fonction de transfert
Paramètres	(b1) J_L	(b2) $J = J_L + J_G$	(b3) $J = J_L + J_G + J_F$	$J = J_L + J_G$
L_d [H]	0.004745	0.0048125	0.0047477	0.0048241
T'_d [s]	0.17614	0.19126	0.18328	0.18084
T''_d [s]	0.012128	0.013288	0.012493	0.012369
T'_{do} [s]	2.1584	2.1239	2.1583	2.2129
T''_{do} [s]	0.020014	0.022935	0.020034	0.01985
G_o	2.0559	2.016	2.049	2.049
T_{kd} [s]	0.014067	0.016151	0.014066	0.014067

Tableau IV.13. Comparaison des résultats obtenus par le circuit équivalent de Canay et les fonctions de transfert.

Cette fois, dans les trois étapes : b1, b2 et b3, on arrive à avoir une cohérence entre les résultats obtenus par le circuit de Canay et ceux obtenus par les fonctions de transfert (tableau III). Cela signifie que le circuit de Canay est apte à représenter le modèle fréquentiel de la machine synchrone mieux que le circuit de Park usuel. On constate aussi que les paramètres du troisième cas (b3) sont très proches de ceux de la fonction de transfert sauf pour la valeur de l'inductance L_d .

IV.4. ESTIMATION DES PARAMETRES DE CIRCUIT EQUIVALENT D'AXE Q

Selon l'axe q, nous avons une seule fonction à identifier : c'est l'inductance $L_q(j\omega)$, avec quatre paramètres comme suit :

$$L_q(j\omega) \rightarrow \underline{\theta}_{Lq} = [l_{sq}, m_q, l_{kq}, r_{kq}]$$

On utilise l'algorithme selon le block diagramme de la figure III.7 du chapitre III. L'optimum est obtenu après seulement 15 itérations, selon l'évolution des paramètres montrés dans la figure suivante.

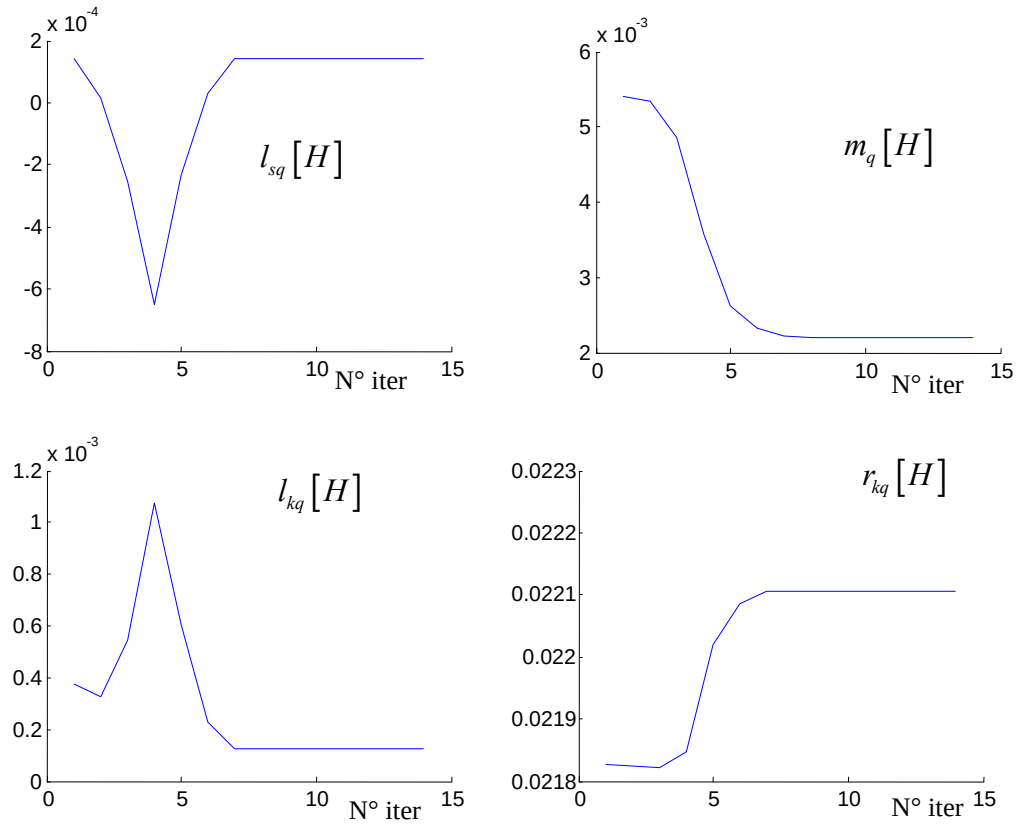


Figure IV.22. Evolution des paramètres du circuit équivalent d'axe q

	Paramètres initiaux $\underline{\theta}_0$	Paramètres estimés $\hat{\theta}$
$l_{sq} [H]$	0.00017	0.00014149
$m_q [H]$	0.0054097	0.0022075
$l_{kq} [H]$	0.00039534	0.00012546
$r_{kq} [\Omega]$	0.021826	0.022106

Tableau IV.14. Résultats d'estimation paramétrique du circuit équivalent d'axe q

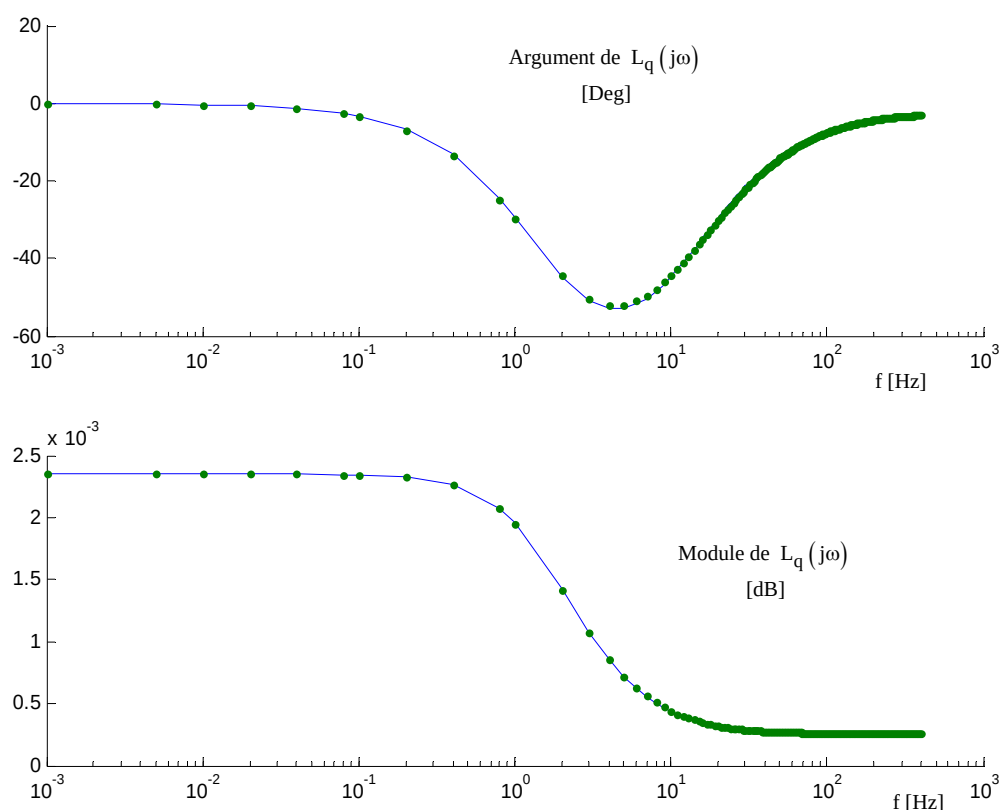


Figure IV.21. Diagramme de Bode de $L_q(j\omega)$, Circuit équivalent

La figure IV.21 représente le diagramme de Bode de l'inductance opérationnelle selon l'axe q . La similitude des courbes est très bonne pour l'amplitude et l'argument de $L_q(j\omega)$. Elle est semblable à celle obtenu pour la fonction de transfert vu au chapitre III. Le tableau IV.15 présente les valeurs estimées, obtenues pour l'inductance propre et les constantes de temps de l'axe q , par les méthodes du circuit et de la fonction de transfert. On remarque une grande similitude.

Paramètres	Circuit d'axe q	Fonction de transfert d'axe q
L_q [H]	0.002349	0.0023494
T_{qo}'' [S]	0.10554	0.10612
T_q'' [S]	0.011691	0.011882

Tableau IV.15. Comparaison des résultats obtenus par le circuit équivalent d'axe q et par la fonction de transfert

IV.5. RECONSTRUCTION DES SIGNAUX TEMPORELS

A fin de valider les résultats de l'identification par la méthode SSFR, nous procédons à une étude comparative entre les résultats en régime transitoire de la modélisation par la méthode des circuits équivalents (Modèle de Park usuel et modèle de Canay) et les résultats de la modélisation par la méthode des éléments finis (FLUX2D).

Les simulations du modèle de Park et de Canay sont effectuées avec *Power System Block Set* (PSB). C'est un outil graphique qui permet la simulation des circuits électriques dans l'environnement Simulink. Le PSB se compose d'une bibliothèque de blocs qui contiennent les modèles électriques tels que les branches et les charges de type RLC, des transformateurs, des lignes électriques, des interrupteurs, des machines électriques, des composants de l'électronique de puissance, etc.

La simulation du comportement transitoire de la machine synchrone est accomplie par l'implantation directe de leurs circuits équivalents selon les axes d et q. Nous utilisons les différents objets pour simuler les divers composants (résistance et inductance) et des branches électriques qui constituent les circuits équivalents de machine, figures IV.23 et IV.24.

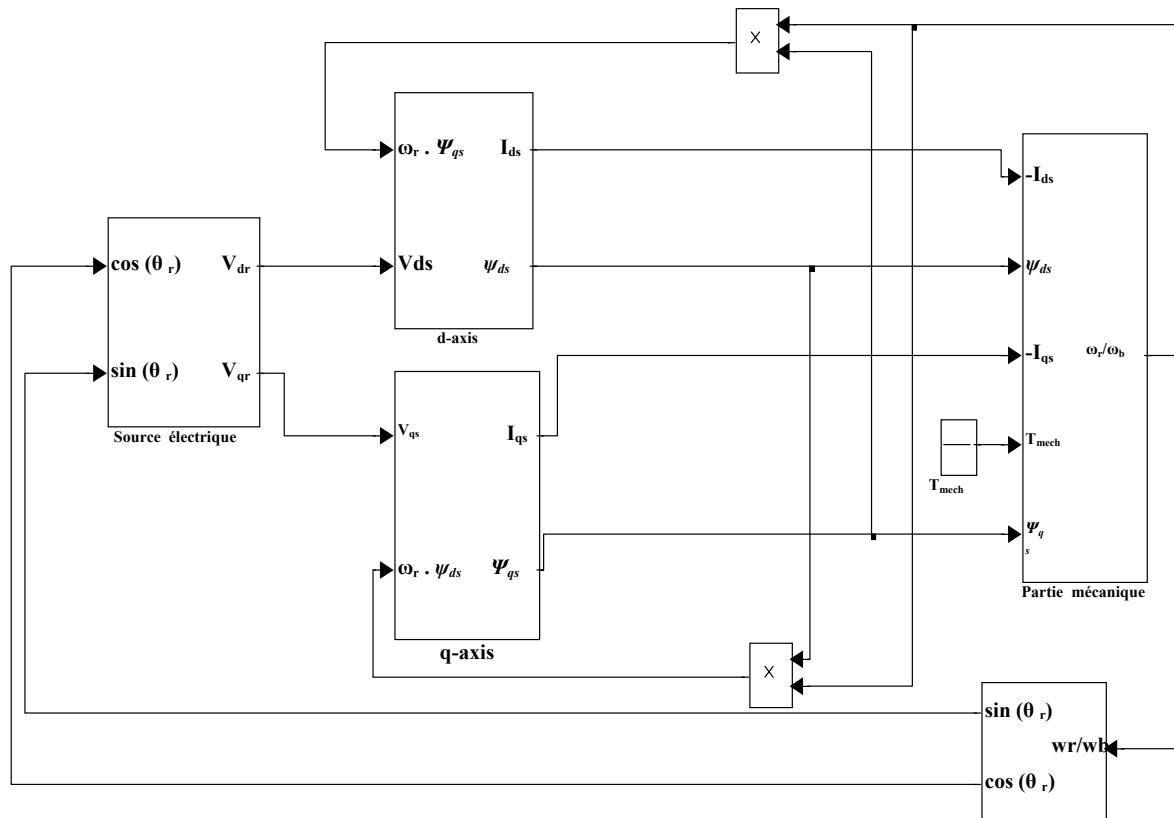


Figure IV.25. Simulation complète de la machine synchrone par PSB

IV.5.1. Comparaison des résultats dans le domaine temporel.

Pour les deux modèles étudiés (de Park et de Canay), et prenant en considération la qualité des résultats issus du domaine fréquentiel, nous avons choisi le cas b2 qui tient compte du critère double ($J = J_L + J_G$) avec l'inductance de fuite non imposée. C'est ce que nous allons vérifier dans le domaine temporel.

IV.5.1.1. Modèle de Park.

Les résultats avec le modèle de Park (figure IV.26) montrent une concordance plus au moins acceptable sur les trois courants de phase (I_a, I_b, I_c). Le courant d'excitation présente aussi une bonne concordance surtout au niveau du premier pic (correspondant au régime subtransitoire). Mais, il possède une petite erreur en régime permanent avant et après le court circuit, et de façon plus importante pendant le régime transitoire (figure IV.27.b).

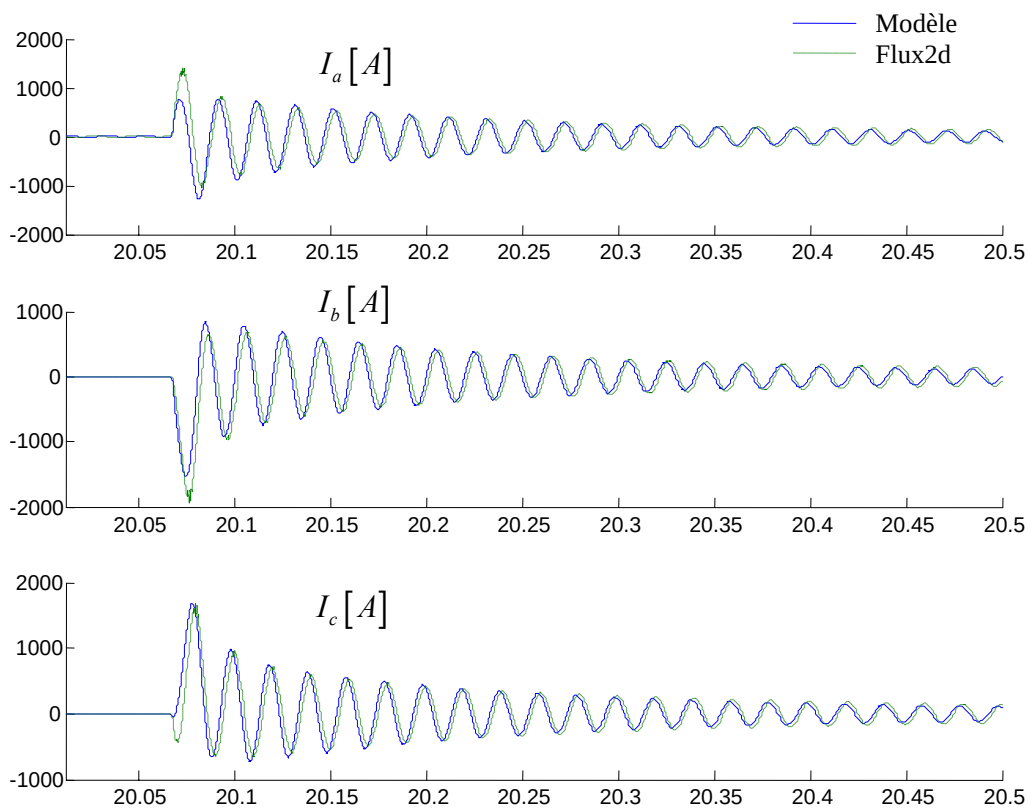
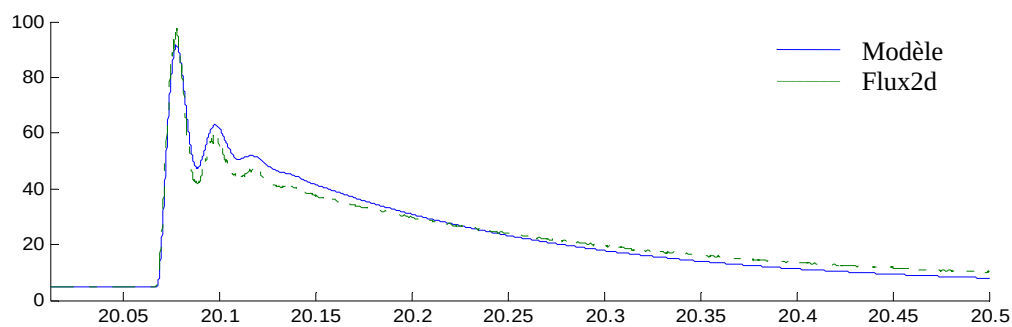
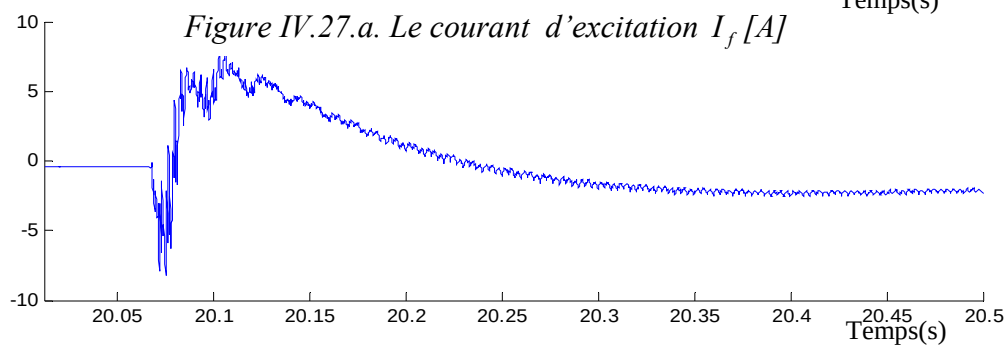


Figure IV.26. Les courants de phase I_{abc} [A]



Temps(s)



Temps(s)

Figure IV.27. b. L'erreur sur le courant d'excitation ΔI_f [A] – modèle de Park -

IV.5.1.2. Modèle de Canay

Les résultats avec le modèle de Canay présente aussi une concordance assez acceptable pour les courants de phase, comme le montre la figure IV.28. Par contre, le courant d'excitation a un meilleur comportement en régime permanent et en régime transitoire (figure IV.29). Seul le régime subtransitoire reste différent comme pour le modèle de Park usuel. Ce qui rend le modèle de Canay meilleur que celui de Park usuel dans le domaine temporel comme dans le domaine fréquentiel.

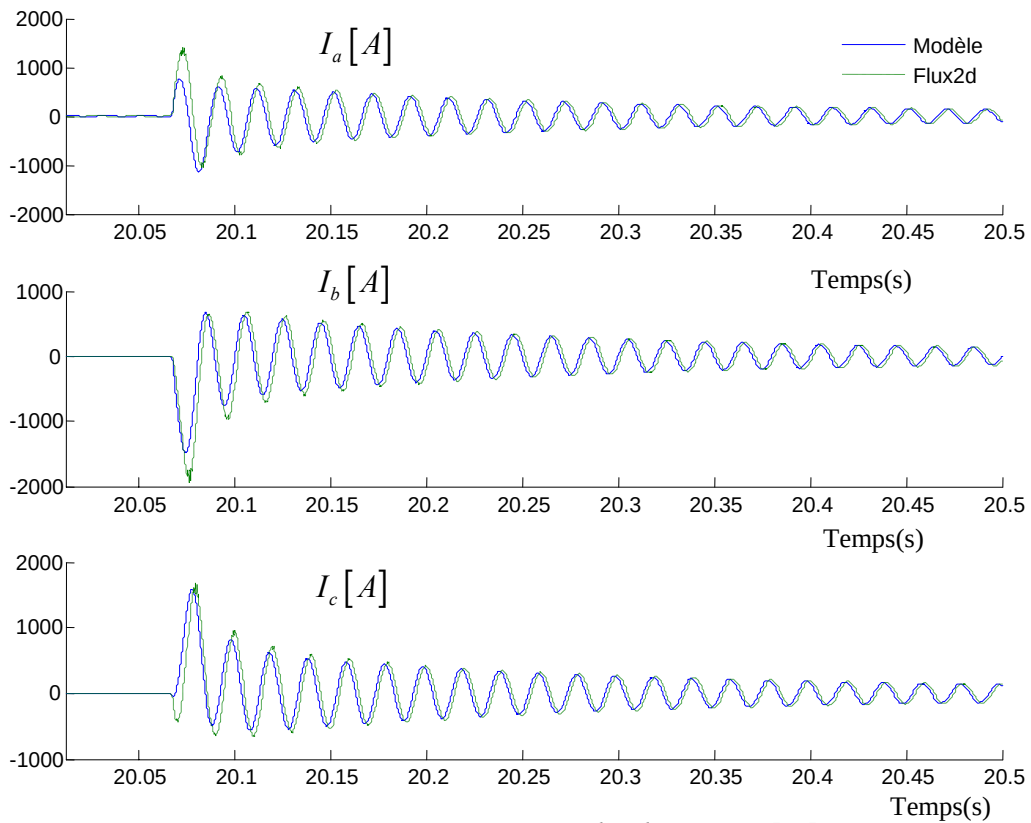


Figure IV.28. Les courants de phase $I_{abc} [A]$
– Modèle de Canay–

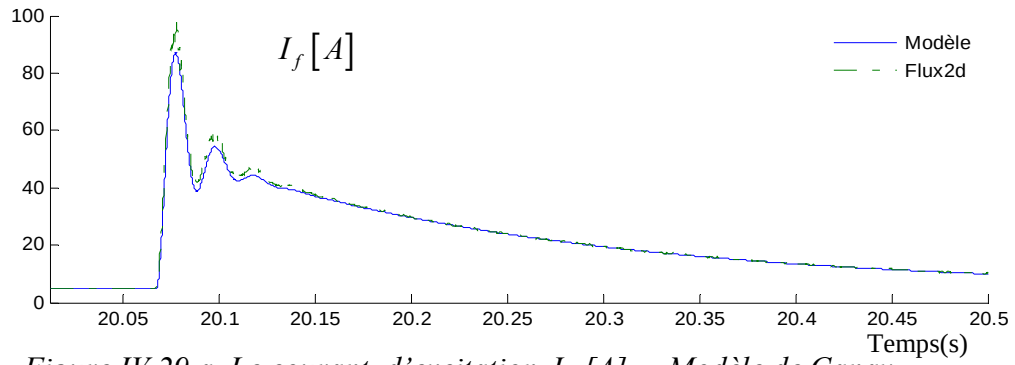


Figure IV.29.a. Le courant d'excitation $I_f [A]$ – Modèle de Canay -

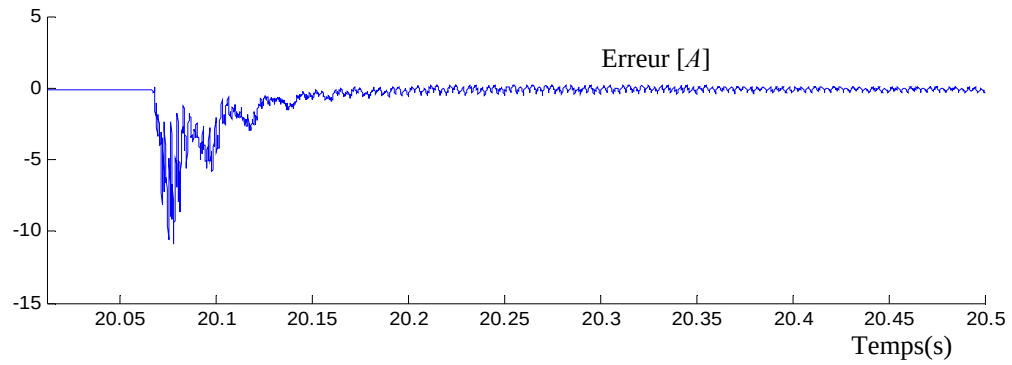


Figure IV.29. b. L'erreur sur le courant d'excitation $\Delta I_f [A]$
– Modèle de Canay -

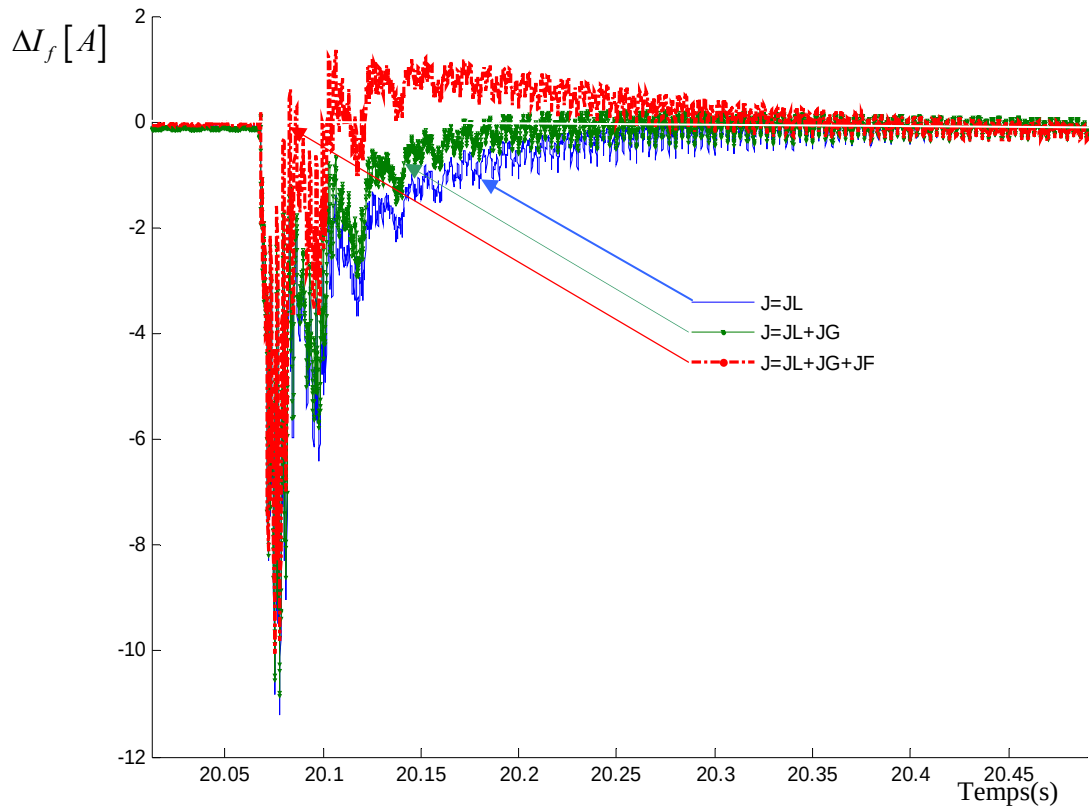


Figure IV.30. L'erreur sur le courant d'excitation du modèle de Canay pour le trois cas : b1, b2 et b3

Dans le domaine fréquentiel, nous avons montré que le modèle de Canay représente une concordance pour les trois critères malgré la cavité apparue sur les arguments $L_d(j\omega)$ et $L_{af}(j\omega)$. Dans le domaine temporel, nous avons tracé, sur le même graphe (figure IV.30), les erreurs sur le courant d'excitation lors d'un court circuit à partir du fonctionnement à vide, pour chaque critère. On remarque que l'erreur diminue pour le critère double et le critère triple.

IV.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons proposé une procédure d'identification du circuit équivalent d'axe d de la machine synchrone à pôles saillants, à partir de l'essai de réponse en fréquence à rotor bloqué simulé par la méthode des éléments finis.

Nous avons commencé notre procédure, par l'identification du circuit équivalent simplifié de Park. Dans un premier temps, pour prévenir les optimums locaux et avoir une solution unique, nous avons utilisé directement le critère double en imposant la valeur de l'inductance de fuite statorique. Cette première identification, nous a permis d'obtenir, un jeu de paramètres initiaux.

Après, nous avons montré la limite du circuit équivalent simplifié du modèle de Park. Pour cela, nous avons testé notre procédure d'identification sur le modèle de Canay. Nous avons constaté une nette amélioration des résultats fréquentiels par rapport aux résultats obtenus par le circuit équivalent simplifié de Park.

A la fin de ce chapitre, nous avons élargi notre étude à une comparaison, dans le domaine temporel, durant un court circuit à partir du fonctionnement à vide, entre les résultats du modèle identifié et les résultats obtenus par le FLUX2D. Nous avons validé et montré la concordance des résultats obtenus aussi dans le domaine temporel.

CONCLUSION GENERALE

Dans notre recherche, nous avons cherché à l'améliorer la modélisation couplée à l'identification paramétrique des machines synchrones en vu de la simulation pour un fonctionnement dynamique. Nous avons étudié deux types des modèles : le modèle analytique de Park et le modèle à éléments finis.

Dans le premier chapitre, nous avons commencé notre étude par l'obtention du modèle de référence de la machine synchrone en supposant certaines hypothèses qui nous ont permis de déduire le modèle de Park. Ensuite, nous avons représenté un modèle dans les axes d et q par des circuits équivalents. L'axe d contient, dans notre modèle type, trois enroulements qui peuvent être représentés soit par le circuit de Park usuel soit par le circuit de Canay (circuit amélioré).

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude du simulateur à base du modèle à éléments finis. Nous avons utilisé le logiciel FLUX2D pour la simulation des différents essais électrotechniques classiques. L'identification des inductances propres et mutuelles des deux axes (d, q) est simulé en formulation magnétostatique et l'identification de l'inductance transitoire en formulation magnétodynamique couplée au circuit électrique. Les résultats d'identification, ont été validés en les comparants avec ceux fournis par le constructeur Moteurs Leroy Somer d'Angoulême. En général, les résultats sont satisfaisants, malgré la présence d'une erreur de 23% sur la réactance X_q qui dépend principalement de la géométrie de la machine (entrefer). Cependant, cette méthode d'identification est incapable d'identifier les paramètres subtransitoires, à cause du phénomène de l'effet de peau qui apparaît sur les barres massives des amortisseurs. Ceci, nous oblige à utiliser l'essai de la réponse en fréquence à rotor bloqué : SSFR. Cela fait l'objet des chapitres trois et quatre.

Pour valider le simulateur du FLUX2D, nous avons fait une comparaison entre l'essai pratique d'un court circuit triphasé réalisé sur la plateforme d'essai du constructeur Moteurs Leroy Somer et la simulation correspondante à la même machine et le même essai. Les résultats sont cohérents. Nous avons quantifié les erreurs entre la simulation et la pratique par

des gains d'erreur FP_s et FP_{s1} qui sont dus principalement aux erreurs cumulées dans la géométrie de la machine et les matériaux. Ces gains nous donnent un aperçu pour l'amélioration de la modélisation par la méthode des éléments finis qui pourrait faire l'objet d'un autre sujet de recherche.

Dans le chapitre trois, nous avons détaillé le principe de la méthode d'identification à erreur de sortie. Nous l'avons utilisé pour estimer les constantes de temps et les inductances propres des grandeurs opérationnelles (fonctions de transfert) de la machine synchrone. Pour obtenir des données entrée-sortie de la machine, nous avons simulé l'essai de réponse en fréquence par FLUX2D selon la norme IEEE. L'identification a abouti à des résultats satisfaisants pour les deux inductances opérationnelles d'axe d et q . Nous avons obtenu une amélioration de 10% sur les constantes de temps subtransitoires pour l'axe d avec l'utilisation du critère double qui tient compte des grandeurs statoriques et rotoriques.

Dans le dernier chapitre, nous avons proposé une procédure d'identification du circuit équivalent des axes d et q de la machine synchrone à pôles saillants, à partir de l'essai de la réponse en fréquence à rotor bloqué simulé par la méthode des éléments finis précédente. Nous avons commencé, en premier lieu, notre procédure par l'identification du circuit équivalent simplifié de Park. Nous avons utilisé directement le critère double en imposant la valeur de l'inductance de fuite statorique. Ce critère nous a permis d'obtenir un jeu de paramètres initiaux. Ensuite, nous avons laissé libre l'inductance de fuite statorique en utilisant comme valeurs initiales des paramètres, les résultats de la première identification. Aussi bien en utilisant le critère double ou triple, l'algorithme d'identification a eu beaucoup de difficultés à converger et les résultats des fonctions de transfert reconstruites ne sont pas satisfaisants. Pour cela, l'utilisation du modèle de Canay, a apporté une nette amélioration aussi bien en terme de modèle que de rapidité de convergence et de qualité des fonctions de transfert reconstruites :

Les différences de résultats entre le modèle de Park et le modèle de Canay dans le domaine fréquentiel ont été confirmées dans le domaine temporel. Les améliorations apportées par le modèle de Canay sont essentiellement sur le régime transitoire. Le régime subtransitoire reste encore éloigné de la simulation de FLUX2D.

A travers l'expérience acquise par les différentes identifications, nous proposons une procédure d'identification du circuit amélioré de Canay selon les étapes suivantes :

1. Identifier le circuit de Park usuel, en imposant la valeur de l'inductance de fuite statorique, en utilisant le critère double pour avoir un jeu de paramètres initiaux.
2. Utiliser ce premier jeu de paramètres de l'étape 1 pour identifier le circuit de Canay, en imposant aussi l'inductance de fuite statorique, et en utilisant aussi le critère double.
3. Utiliser le jeu de paramètres identifiés dans l'étape précédente, pour identifier le circuit de Canay, avec l'inductance de fuite statorique non imposée, et toujours avec le critère double.

Ainsi en trois étapes, on obtient une bonne convergence unique en évitant les minimums locaux de l'algorithme d'optimisation.

La première perspective à ces travaux serait de pouvoir obtenir des résultats expérimentaux d'essais fréquentiels de la machine synchrone et de tester la méthode d'identification développée dans cette thèse.

Comme perspective suivante, il serait intéressant d'appliquer la méthode d'identification à partir d'essais temporels en utilisant le modèle de Canay. Pour l'excitation, on pourrait garder les variations de la charge (impact et délestage) comme celles utilisées dans la thèse d'Antoine Launay. La démarche pourrait être d'utiliser d'abord des données temporelles obtenues par FLUX2D avec une machine avec ou sans amortisseurs pour prendre de l'expérience sur la méthode d'identification et poursuivre l'identification avec les signaux issus des essais expérimentaux afin de tester la méthode d'identification avec le modèle développé dans cette thèse.

ANNEXE

A. CONSTANTES DE TEMPS ET INDUCTANCES OPERATIONNELLES

A.1. Modèle De Park simplifié

Le calcul des paramètres en fonction des constantes de temps et l'inductance propre s'effectue selon la recommandation de la commission d'électrotechnique internationale [13].

A.1.1. L'axe d

- $L_d = m_d + l_s$
- $T'_{do} = \frac{l_{fd} + m_d}{r_{fd}}$
- $T''_{do} = \frac{1}{r_{kd}} \left(l_{kd} + \frac{l_{fd} \cdot m_d}{l_{fd} + m_d} \right)$
- $T'_d = \frac{1}{r_{fd}} \left(l_{fd} + \frac{l_s \cdot m_d}{l_s + m_d} \right)$
- $T''_d = \frac{1}{r_{kd}} \left(l_{kd} + \frac{l_{fd} \cdot m_d \cdot l_s}{l_{fd} \cdot m_d + l_s \cdot l_{fd} + m_d \cdot l_s} \right)$
- $G_o = \frac{m_d}{r_{fd}}$
- $T_{kd} = \frac{l_{fd}}{r_{fd}}$

A.1.2. L'Axe q

- $L_q = m_d + l_s$
- $T_{qo}'' = \frac{l_{kq} + m_q}{r_{kq}}$
- $T_d' = \frac{1}{r_{kq}} \left(l_{kq} + \frac{l_s \cdot m_q}{l_s + m_q} \right)$

A2. Modèle De CANAY

Dans le modèle de Canay, l'axe d est caractérisé par l'addition de l'inductance magnétisante l_{fkd} , donc on a :

- $L_d = m_d + l_s$
- $T_{do}' = \frac{l_{fd} + m_d + l_{fkd}}{r_{fd}}$
- $T_{do}'' = \frac{1}{r_{kd}} \left(l_{kd} + \frac{l_{fd} \cdot (m_d + l_{fkd})}{l_{fd} + m_d} \right)$
- $T_d' = \frac{1}{r_{fd}} \left(l_{fd} + l_{fkd} + \frac{l_s \cdot m_d}{l_s + m_d} \right)$
- $T_d'' = \frac{1}{r_{kd}} \left(l_{kd} + \frac{l_{fkd} \cdot m_d \cdot l_s + l_{fd} \cdot m_d \cdot l_s + l_{fkd} \cdot l_{fd} \cdot l_s}{l_{fd} \cdot m_d + l_s \cdot l_{fd} + m_d \cdot l_s} \right)$

REFERENCES

- [1] **B. Adkins, R.G. Harley**, '*The theory of alternating current machines: Application to practical problems*,' Chapman and Hall, London, 1975.
- [2] **P.M. Anderson, A.A. Fouad**, '*Power system control and stability*,' Press AMES,IOWA, USA, 1977
- [3] **S. Bachir**, 'Contribution au diagnostique de la machine asynchrone par estimation paramétrique', *Thèse de Doctorat*, Université de Poitiers, Ecole supérieure d'Ingénieur de Poitiers, 2002. France.
- [4] **S. Bachir, S. Tnani, J.C. Trigeassou, G. Champenois et J. Saint-Michel**, Diagnostic de la machine asynchrone par identification paramétrique. Modélisation et détection des défauts stator et rotor, *Revue Internationale de Génie Electrique*, RIGE'02, vol. 5, n° 3-4, Lavoisier, 2002.
- [5] **A. Blondel**, The two-reaction method for study of oscillatory phenomena in coupled alternators, *Revue Générale de l'Electricité*, vol. 13; pp.515-531, 1923.
- [6] **E.S. BOIJE, J.C BALDA, R.G HARLEY and R.C. BECK**, Time Domain Identification of Synchronous machine Parameters from Standstill Tests, *IEEE Trans. On Energy Conversion*, 5(1), pp. 164-175, 1990.
- [7] **E. d. Bortoni, J A Jardini, IEEE**, 'A Standstill Frequency Response Method for Large Salient Pole Synchronous', *IEEE Transactions on Energy Conversion*, VOL. 19, no.4, pp 687-691, DEC, 2004.
- [8] **T. BOUMEGOURA**, 'Recherche de Signature Electromagnétique des Défauts dan une Machine Asynchrone et Synthèse d'Observateurs en vue du Diagnostic', *Thèse de Doctorat*, Ecole Doctorale, Electronique, Electrotechnique, Automatique de Lyon, France.
- [9] **I.M. Canay**, 'Causes of discrepancies on calculation of rotor quantities and exact equivalent diagrams of the synchronous machine,' *IEEE Trans on PAS*, Vol. PAS-88, 1969.
- [10] **D. Cazacu, G. Champenois et A. Launay-Querre**, Combined simulation of a synchronous generator exciter, *Electromotion*, vol. 10, num. 3, pp. 301-305, 2003.

- [11] **D. Cazacu, G. Champenois et A. Launay-Querre**, Salient pole alternator exciter modeling using finite element and simulink/S-functions, Electric and Magnetic Fields, Aachen, Allemagne , pp. 361-364, 2003.
- [12] **Cedrat**, FLUX 2DTM software, February 2006, www.cedrat.com.
- [13] **C.E.I., Commission Electrotechnique Internationale**, 'Recommandations pour les machines électriques tournantes – Quatrièmes partie: Méthodes pour la détermination à partir d'essai des grandeurs des machines synchrones', Bureau Centrale de la Commission Electrotechnique Internationale, Publication 34-4 seconde édition, Genève, 1985.
- [14] **J. Chatelin**, 'Machines Electriques,' Traité d'Electricité, Vol. X, Deuxième éditions, Presses polytechniques romandes, Lausanne, 1989.
- [15] **M. Crappe**, 'Le comportement dynamique des alternateurs de grande puissance,' *Dossier technique*, AIMs, Bultin Mensuel, Belgique, Octobre 1987
- [16] **M. Crappe**, M. Delhaye, M. Mabwe, M. Reglet, L. Soenen, 'Dynamic Behaviour of synchronous machine in a network tests on mocromachine and numerical simulation,' *ICEM 8-9-10 September 1986*, Munchen, Proceedings Part 3.
- [17] **M. Crappe, M. Delhye, L. Soenen**, '*Modèles des machines synchrones et de leurs organes de commande. Ou en sommes nous ?*,' Cycle de conférences de la SRBE, December 1980.
- [18] **M. Crappe, B. Mpanda-Mabwe**, 'Synchornous machine models including saturation effects,' *IC on the evolution and asynchronous machine*, Part 1, 27-29 August 1991.
- [19] **P.L. Dandeno, P. Kundur, R. P. Schulz**, 'Recent trends and progress in synchronous machine modelling in electric utility industry,' *Proceedings of the IEEE*, vol.62, N 7, July 1974.
- [20] **J.W. Dougherty; S.H. Minnich**, 'Operational inductances of turbine generators ; test data versus finite –element calculations ', IEEE transactions on power Apparatus and Systems, vol. PAS-102, n°10, pp. 3393-3404, oct.1983.
- [21] **P. EYKHOF**, System Identification, Parameter, and State Estimation, John Wiley & Sons, Londres, 1974.
- [22] **J.D. Gabano, J.P. Pinçon et G. Champenois**, Parameter estimation and sequential test of Wald for D.C. motor monitoring, The 4th IEEE Conference on control Application, New York, 28-29 September 1995.
- [23] **J. D. GHALI**, Essais spéciaux sur machines électriques – détermination des paramètres de la machine synchrone, Ed, 1972, Mod1985 et 1994, Ecole Polytechniques Fédérale de Lausanne- Laboratoire d'Électromécanique et de Machines Electrique, Lausanne 1994.

- [24] **IEEE Std 1110.-2002** ‘ Guide for Synchronous Generator Modeling Practices and Applications in Power System Stability Analyses, (Revision of IEEE Std 1110-1991).
- [25] **IEEE-std 115-1987** ‘ Standard procedures for obtaining synchronous machine parameters by standstill frequency response testing ‘.
- [26] **A. Jemni**, Estimation paramétrique des systèmes à représentation continue – Application au génie électrique, Thèse de doctorat, Université de Poitiers , Ecole supérieure d'ingénieurs de Poitiers, Poitiers, 1997.
- [27] **Y. Jin, A. M. El-Serafi**, 'A Three transfer function approach for the standstill frequency response test of synchronous machines' *IEEE Transactions on Energy Conversion*, Vol. 5, No.4, pp 740-748, Dec,1990.
- [28] **I. Kamwa, P. Viarouge and E. J. Dickinson**, Identification of generalized models of synchronous machines from time-domain tests, *IEE Proc. C*, 138(6), pp. 485-498, nov. 1991.
- [29] **A. Keyhani, H. Tsai and T. Leksan**, Maximum Likelihood Estimation of Synchronous Machine Parameters From Standstill Time Response Data, *IEEE Trans. On Energy Conversion*, 9 (1), pp. 98-114, 1994.
- [30] **M. Knudsen**, A sensitivity approach for estimation of physical parameters, *Proceedings of the Tenth IFAC Symposium on system Identification (SYSID'94)*, Vol. 2, pp. 231-237, 1994.
- [31] **E. Kyriakides**, Innovative concepts for on-line synchronous generator parameter estimation, PH.D. Dissertation, Dept. of Electrical Engineering, Arizona State University, Dec. 2003.
- [32] **I. D. Landau et A. Besancon-Voda**, 'Identification des systèmes,' Hermès, Traité IC2, Série Systèmes automatisés, Paris, 2001.
- [33] **A. Launay-Querre, J. D. Gabano, G. Champenois**, Parameter estimation of a Synchronous Generator, *Electrimac's*, Montréal, Canada, pp. 6pages, 18-21 August, 2002.
- [34] **J. Ljung**, *System Identification: Theory for the user*, Prentice Hall, Etats-Unis, 1987.
- [35] **J. Lesenne, F. Notelet et G.Seguir**, *Introduction à l'électrotechnique approfondie*, Lavoisier, Technique et Documentation, Paris, 1981.
- [36] **A. Marco, L.Arjona, D.C. Macdonald**, " lumped modelling of open-circuit turbogenerator operational parameters". *IEEE Transactions on Energy Conversion*, **Vol. 14**, No. 3, pp.347-353, Sep 1999.
- [37] **T. Lubin**, 'Modélisation et commande de la machine synchrone à réluctance variable,' *Thèse de Doctorat*, Université Henri Poincaré, Nancy-I, 2003, France.

- [38] **D. W. Marquardt**, An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters, SIAM, Society of Industrial & Applied Mathematics, Vol. 11, N°2, pp. 431-441, 1963.
- [39] **A. Marco, L.Arjona, D.C. Macdonald**, 'lumped modelling of open-circuit turbogenerator operational parameters,' *IEEE Transactions on Energy Conversion*, **Vol. 14**, No. 3, pp.347-353, Sep 1999.
- [40] **MOTEURS LEROY-SOMER**, Notice d'installation et de maintenance, LSA 46.2/46.1, Alternateur, Ref. 2981F-4.33/a-01.00, Moteurs Leroy Somer, Angoulême, 2000.
- [41] **MOTEURS LEROY-SOMER**, Caractéristiques électriques et mécaniques, LSA 46.2/47.1-AREP-4 pôles, Alternateur, Ref. 1396-2.33/g-1.99, Moteurs Leroy Somer, Angoulême, 2000.
- [42] **S.I. Nebta**, ' Etude des regimes transitoires des machines synchrones par la méthode des éléments finis' Thèse de Doctorat, Institut Nationale Polytechnique de Grenoble, 1994, France.
- [43] **T. Niewierowicz, R. Escarela-Perez and E. Campero-Littlewood**, ' Frequency-dependent equivalent circuit for the representation of synchronous machines' IEE Proc.-Electr. Power Appl., Vol. 152, No. 3, pp 724- 730 May 2005.
- [44] **A. Launay-Querre**, ' Contribution á l'estimation paramétrique des Générateurs Synchrones', *Thèse de Doctorat*, Université de Poitiers, Ecole supérieure d'Ingénieur de Poitiers, 2005, France.
- [45] **D. Y. Park, H. C. Karmaker, G. E. Dawson, A. R. Eastham**, 'Standstill Frequency Response Testing and Modeling of Salient-Pole Synchronous Machines', *IEEE Transactions on Energy Conversion* .Vol. 13, No. 3, pp 230-236 Sep 1998.
- [46] **R. H. Park**, 'two- reaction theory of synchronous machines – Generalized method of analysis,' – *Part I, AIEE Tran.*, Vol. 48, pp, 716-727, 1929.
- [47] **R. H. Park**, 'two- reaction theory of synchronous machines – Generalized method of analysis,' – *Part II, AIEE Tran.*, Vol. 52, pp, 352-355, 1933.
- [48] **E. Potolea**, 'Le modèle mathématique de la machine synchrone dans le régime transitoire quasi-sinusoidal,' *Revue Général d'Electroicité*, RGE No. 1, Janvier 1991.
- [49] **H. Radjeai, R. Abessemmed**, 'An empirical method to improve the equivalent circuits of synchronous machines', *WSEAS Transaction on Circuits and Systems* Issue 7, Volume 4, July 2005 ISSN 1109-2734.
- [50] **H. Radjeai, R. Abessemmed**, ' Simulation of synchronous machines based on Matlab/SimPowerSystem ', *40th International Universities Power Engineering Conference, UPEC*. Cork, Ireland, 7-9 Sep. 2005

- [51] **H. Radjeai, R. Abesmed,** ‘Schémas équivalents des machines synchrones, *Conférence Magrébine en Génie Electrique*, CMGE’04, 12-13 Avril, Constantine. Algerie. 2004.
- [52] **H. Radjeai,** ‘Etudes et expertises des centrales électriques’, *Forum de la recherche pour le développement*, Alger, 21 -23 Mai 2005.
- [53] **H. Radjeai, A. Bensenouci,** 'Mathematical modelling and practical testing of synchronous machine - infinite bus,' *Journées Tunisiennes d'Electrotechnique et d'Automatique, JTEA'93*, 5-7 Fevrier 1993, Hammamet, Tunisie
- [54] **H. Radjeai, A. Bensenouci,** ‘Modeling of synchronous machines. Comparison between practical testing and numerical modeling,’ *Proceedings of ICEM'94*, Vol.3, D15, September 1994, Paris.
- [55] **H. Radjeai, A. Bensenouci,** ‘Comparaison entre Modèles Numériques et Essais Pratiques des Machines Synchrones pour l’étude de la Stabilité Transitoire des Réseaux Electriques ‘, 4^{ième} Colloque Maghrébin sur les Modèles Numériques de l’Ingénieur, USTHB,Alger. 1993.
- [56] **A. Razek, J.L. Coulomb, M. Feliachi, J.C. Sabonnadière,** ‘ conception of an air-gap element for dynamic analysis of the electromagnetic field in electrical machine,’ *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. MAG 18, pp. 655-659, 1992.
- [57] **J. Richlet-Adersa,** *Pratique de l'identification*, Hermès, Paris, 1991.
- [58] **J. Richlet, A. Rault et R. Pouliquen,** *Identification des processus par la méthode du modèle*, Gordon & Breach, *Théorie des systèmes*, N°04, 1971.
- [59] **R. M. Saunders, L. Fellow,** ‘Standstill Frequency-Response Methods and Salient-Pole Synchronous Machines’, *IEEE Transactions on Energy Conversion*, Vol. 14, No. 4, pp1033-1037, Dec 1999.
- [60] **SimPowerSystems 4.1.1,** Model and simulate electrical power systems, www.mathworks.com/products/simpower
- [61] **R.P. Schulz,** 'Synchronous machine modelling,' *IEEE Publ.* 75 CH0970-PWR, 1975.
- [62] **R. G. Slemon , L. Mohamed Awad** ‘On Equivalent Circuit Modeling for Synchronous Machines,’ *IEEE Transactions on Energy Conversion*, Vol. 14, No. 4, pp 982-988, Dec 1999.
- [63] **Sybill G. et al,** ‘Theory and Application of Power System Bloksset, a MATLAB/Simulink-Based Simulation Tool for Power System’, *IEEE Trans on power system*, 2000.
- [64] **O. Touhami et C. Iung,** ‘ Identification paramétrique et définitions des grandeurs physiques d'une machine synchrone,’ *j_ phys. III, France 2*, pp 1943-1953, 1992

- [65] **J. C. Trigeassou**, Recherche des modèles expérimentaux assistée par ordinateur, Technique & Documentation; Lavoisier, Paris, 1988.
- [66] **J. C. Trigeassou, J. P. Gaubert, S. Moreau et T. Poinot**, Modélisation et identification en génie électrique à partir de résultats expérimentaux, journées 3EI'99, Supelec, Gif-sur-Yvette, mars 1999.
- [67] **J. C. Trigeassou, T. Poinot et S. Moreau**, A Methodology for estimation of Physical Parameters, 16th IMACS World Congress On Scientific Computation, Applied mathematics and simulation, Lausanne, Suisse, 2000.
- [68] **J. C. Trigeassou, T. Poinot**, 'Identification des systèmes à représentation continue – Application à l'estimation de paramètres physiques, Identification des systèmes,' Hermès, Traité IC2, Série systèmes automatisés, paris, 2001.
- [69] **H. Tsai, A. Keyhani, J. Demcko And R. G. Farmer**, Online Synchronous Machine Parameter from Small Disturbance Operating data, IEEE Trans. On Energy Conversion, Vol. 10, N°1, pp. 25-36, Mar. 1995.
- [70] **H. J. A. F. Tulleken**, 'Grey-box modeling and identification using physical knowledge and Bayesian techniques,' Automatica, Vol. 29; N°2, pp. 285-308, 1993.
- [71] H. Yulong, G. Gonghao, 'Digital simulation of synchronous machine and asynchronous machine,' *International conference on the evolution and asynchronous machine*, Part 1, 27-29 August 1991.
- [72] **J.Verbeeck**, Standstill frequency response measurement and identification methods for synchronous machines, Thèse de doctorat, VRIJE Universiteit Brussel, Brussel, 2000.
- [73] **E. Walter And L. Pronzato**, Identification of parametric models from experimental data, Springer, Communication and Control Engineering Series, Londres, 1997.
- [74] **R. Wamkeue, I. Kamwa And X. Dai-Do**, Line-to-line Short-circuit Test Based Maximum Likelihood Estimation of stability Model of Large Generators, IEEE Trans. On Energy Conversion, vol. 14, N°2, pp. 167-174, June 1999.
- [] [Jean-Claude Trigeassou](#), [Thierry Poinot](#), [Smail Bachir](#), *Estimation paramétrique pour la connaissance et le diagnostic des machines électriques*, **Ouvrage**, pp. 215-251, **2003** In : Méthodes de commande des machines électriques sous la direction de R. Husson. Traité Electronique, Génie Electrique, Microsystèmes, Editions Hermès, Paris,
- [] [J.D. Gabano](#), [G. Champenois](#), [S. Thani](#), Synchronous generator parameters measurement from load impacts and shedding experiments, **IEEE International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion**, Taormina, Italie, **2006**

CONTRIBUTION A L'AMELIORATION DES MODELES MATHEMATIQUES DES MACHINES SYNCHRONES

L'objectif de ce travail est l'amélioration des modèles des machines synchrones basées sur la théorie des deux axes de PARK. Cette amélioration met en œuvre la méthode d'identification paramétrique pour valider l'amélioration apportée aux modèles classiques. Nous avons utilisé le logiciel FLUX2D pour simuler, par la méthode des éléments finis, les différents essais d'identification et les différents régimes de fonctionnement. Les résultats de simulation sont validés à l'aide des données du constructeur et des essais pratiques.

Nous avons utilisé l'essai fréquentielle à rotor bloqué (SSFR) pour estimer les paramètres des fonctions de transfert et aussi les paramètres des circuits équivalents.

Pour améliorer le modèle mathématique de la machine synchrone, nous avons introduit l'inductance de CANAY dans le modèle de PARK. L'algorithme d'identification est devenu plus rapide et la convergence plus précise pour tous les critères envisagés. Ce travail est conclu par une proposition d'une procédure originale d'identification des paramètres des machines synchrones et ouvre des perspectives vers l'identification paramétrique à partir du modèle temporel incluant l'inductance de CANAY.

Mots clés: Machines synchrones, Modèle de Park, Identification paramétrique, Circuits équivalents, Méthode des éléments finis.

المساهمة في تحسين النماذج الرياضية للآلات المتزامنة

الهدف من هذا العمل هو تحسين نماذج الآلات المتزامنة القائمة على نظرية المحورين لـ **PARK**. هذا التحسين يستعمل طريقة تعيين الوسائط من أجل التأكيد على التحسن الذي يطرأ على النماذج التقليدية.

استخدمنا برنامج "FLUX2D" لتقليد، بطريقة العناصر المنتهية، مختلف التجارب لتعيين الوسائط ومختلف أنظمة التشغيل. المصادقة على نتائج برنامج "FLUX2D" قد تمت بواسطة استخدام معطيات المصنع وعملية التجارب التطبيقية.

أستعملنا تجارب الترددات ذات الدوار الثابت (SSFR) لتقدير وسائط دوال التحويل ووسائط الدارات الكهربائية المكافئة.

لتحسين النموذج الرياضي للآلة المتزامنة أدخلنا ذاتية CANAY على نموذج **PARK** حيث لو غاريتم حساب الوسائط أصبح أسرع وأكثر دقة لكل المعايير المستعملة.

خلاصة هذا العمل هي اقتراح منهج أصلي لتقدير وسائط الآلات المتزامنة ويفتح الآفاق نحو طرق جديدة لتقدير وسائط النموذج الزمني بإدخالنا ذاتية CANAY.

كلمات المفتاح: الآلات المتزامنة، نموذج بارك، تقدير وسائط، دائرة مكافئة، طريقة العناصر المنتهية

CONTRIBUTION TO IMPROVEMENT OF THE MATHEMATICAL MODELS OF the SYNCHRONOUS MACHINES

The objective of this work is the improvement of the synchronous machines models based on the theory of the two axes of PARK. This improvement implements the method of identification parametric to validate the improvement made to the traditional models.

One used the FLUX2D software to simulate, by the finite element method, the diverse identification tests and the various operations behavior. The simulation results are validated using the data of the manufacturer and the practical tests.

We used the stand still response frequencies test (SSFR) to estimate the transfer functions parameters and the equivalent circuit's parameters.

To improve the mathematical model of the synchronous machine, we introduced the CANAY's inductance into the PARK's model. The algorithm of identification became faster and more precise convergence for all the criteria considered.

This work is concluded by a proposal from an original procedure from identification from the parameters from the synchronous machines and opens prospects towards the parametric identification starting from the temporal model including CANAY's inductance.

Key words: Synchronous Machines, model, Parameters Identification, Equivalent Circuits, Finite Element Method.