

## *Chapitre IV*

*Machine avec défauts au rotor*



## 1. Introduction

La machine asynchrone, malgré ses qualités, peut présenter des défauts structurels parmi lesquels la rupture totale ou partielle de barres rotoriques, tout particulièrement au niveau de la brasure barre-anneau.

Nous portons notre attention dans cette partie sur le comportement des différents régulateurs quand la machine présente des défauts. Plus précisément, nous nous intéresserons aux ruptures de barres rotoriques. Pour ce faire, il convient de développer un modèle qui tienne compte de la structure du rotor. Le schéma de commande de la machine reste inchangé, c'est à dire une commande vectorielle indirecte du flux rotorique.

## 2. Modèle à mailles

Dans le but de simuler la marche du système ainsi commandé, il est impératif de disposer d'un modèle de la machine qui puisse rendre compte du comportement transitoire de celle-ci lors des variations de charge et de tension.

Afin de représenter individuellement les barres du rotor, deux approches peuvent être considérées :

Une première approche utilise le calcul de champ [BOU 94], [YAH 95]. Le calcul pas à pas dans le temps conduit jusqu'au couple mais au prix d'un temps de calcul prohibitif. La méthode suppose une connaissance rigoureuse des dimensions et caractéristiques de la machine.

La deuxième manière, retenue ici, consiste à traiter la machine en terme de circuit. Plusieurs travaux mettant en œuvre cette approche sont décrits dans la littérature [MAN 96], [RIT 94], [BEN 98a], et notamment [VAS 94a]. Le rotor est considéré comme un ensemble de mailles interconnectées entre elles, chacune formée par deux barres adjacentes et les portions d'anneaux qui les relie ( figure 4.1 ).

A partir d'hypothèses classiques, qui supposent que la perméabilité du fer est infinie, que l'entrefer est lisse et constant et que la f.m.m. statorique est à distribution sinusoïdale, on calcule les différentes inductances et mutuelles qui interviennent dans les équations du circuit.

### 2.1. Calcul des inductances

#### 2.1.1. Stator

L'induction due à la bobine statorique de la phase  $m$  s'écrit :

$$B_{sm}(\theta) = \frac{2}{\pi} \mu_0 \frac{N_s}{ep} I_{sm} \cos\left(p\theta - m\frac{2\pi}{3}\right) \quad (4.1)$$

Par conséquent, le flux principal et l'inductance cyclique sont donnés par :

$$\Phi_{psm} = \frac{4}{\pi} \mu_0 \frac{N_s^2}{ep^2} \text{RL} I_{sm} \quad (4.2)$$

$$L_{sc} = \frac{3}{2} L_{sp} + l_{sl} = \frac{6}{\pi} \mu_0 \frac{N_s^2}{ep^2} \text{RL} + L_{sl} \quad (4.3)$$

### 2.1.2. Rotor

Le rotor à cage est représenté par la figure 4.1. La figure 4.2 représente la forme d'onde de l'induction produite par la maille rotorique  $k$ .

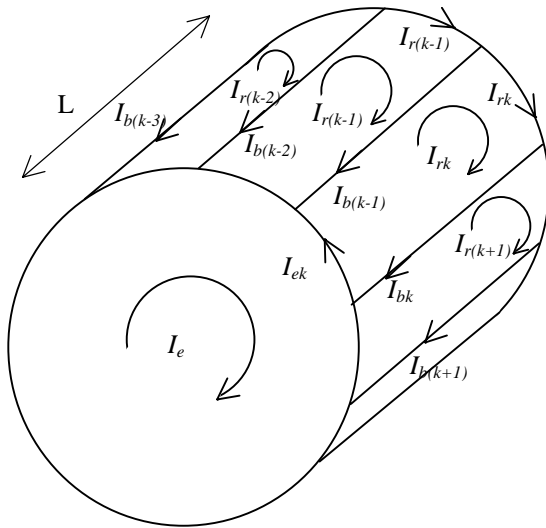


Figure 4.1 Structure du rotor

$I_{rk}$  représente le courant de maille  $k$  et  $I_{bk}$  le courant de barre  $k$ , avec :

$$I_{bk} = I_{rk} - I_{r(k+1)} \quad (4.4)$$

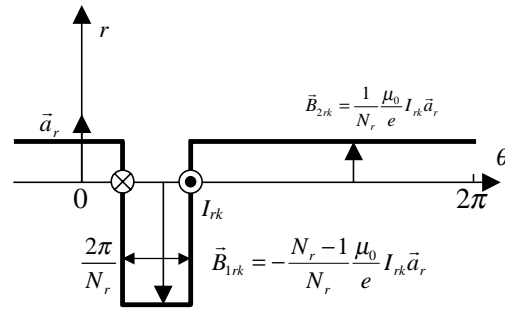


Figure 4.2 Induction produite par une maille rotor

On voit bien, à travers la figure 4.2, qu'il n'est pas possible de retenir l'hypothèse du premier harmonique en ce qui concerne l'induction produite par une maille du rotor. Partant de cette répartition, on calcule alors l'inductance principale d'une maille rotorique ainsi que la mutuelle entre deux mailles :

$$L_{rp} = \frac{N_r - 1}{N_r^2} \frac{\mu_0}{e} 2\pi LR \quad (4.5)$$

$$M_{rr} = -\frac{1}{N_r^2} \frac{\mu_0}{e} 2\pi LR \quad (4.6)$$

### 2.1.3. Stator-Rotor

L'induction produite par la bobine statorique de la phase  $m$  induit dans la maille rotorique  $k$  le flux :

$$\Phi_{smrk} = \int_{S_{rk}} \vec{B}_{sm} \cdot \vec{dS}_{rk} = - \int_{\frac{\theta}{p} + k \frac{2\pi}{N_r} - \frac{\pi}{N_r}}^{\frac{\theta}{p} + k \frac{2\pi}{N_r} + \frac{\pi}{N_r}} B_{sm}(\theta') LR d\theta' \quad (4.7)$$

$$\Phi_{smrk} = -\frac{2}{\pi} \frac{\mu_0}{e p} N_s I_{sm} LR \frac{1}{p} \left[ \sin \left( p\theta' - m \frac{2\pi}{3} \right) \right]_{\frac{\theta}{p} + k \frac{2\pi}{N_r} - \frac{\pi}{N_r}}^{\frac{\theta}{p} + k \frac{2\pi}{N_r} + \frac{\pi}{N_r}} \quad (4.8)$$

Il en résulte la mutuelle stator-rotor entre la phase statorique  $m$  et la maille rotorique  $k$  :

$$M_{smrk} = -M_{sr} \cos\left(\theta - m \frac{2\pi}{3} + ka\right) \quad (4.9)$$

$$\text{où } M_{sr} = \frac{4}{\pi} \frac{\mu_0}{ep^2} N_s LR \sin\left(\frac{a}{2}\right) \quad (4.10)$$

et  $a = p \frac{2\pi}{N_r}$  est l'angle électrique entre deux mailles rotoriques.

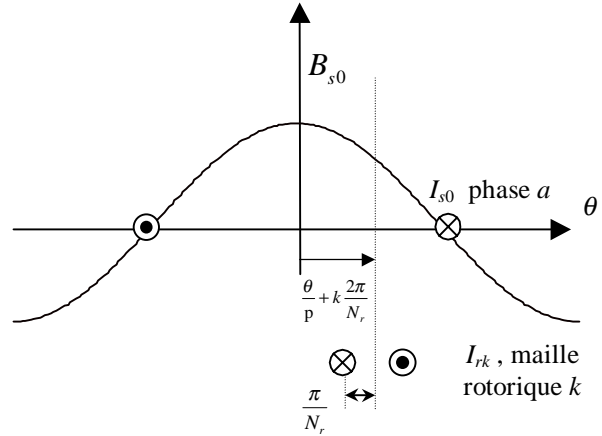


Figure 4.3 Position de la maille rotorique  $k$ , par rapport à la bobine statorique de la phase ( $m=0$ )

## 2.2. Mise en équation

Nous utilisons une transformation de Clarke pour passer des grandeurs triphasées statoriques ( $a, b, c$ ) aux grandeurs diphasées ( $\alpha, \beta$ ). Nous pouvons effectuer la simulation avec deux repères distincts pour le stator et le rotor, cependant, cela demande la réévaluation et l'inversion, à chaque pas de simulation, de la matrice inductance  $[L]$  ( du système  $[L] \frac{d}{dt} [I] = [V] - [R][I]$  qui est de dimension  $N_r+3$  ).

Pour alléger le temps de calcul, on élimine l'angle  $\theta$  de la matrice de couplage en choisissant le repère le plus adéquat et qui est celui du rotor. Dans ce repère, toutes les grandeurs ont une pulsation  $g\omega_s$  en régime permanent. Cette caractéristique peut être utilisée pour l'analyse de rupture de barres rotoriques dans la machine par l'observation du courant  $I_{ds}$  [VAS 94a].

### 2.2.1. Stator

Après transformation et rotation, l'équation électrique dans le repère rotorique s'écrit sous forme matricielle :

$$V_{sdq} = R_s I_{sdq} + \omega P \left(\frac{\pi}{2}\right) \Phi_{sdq} + \frac{d\Phi_{sdq}}{dt} \quad (4.11)$$

$$\text{avec } \Phi_{sdq} = \begin{bmatrix} L_{sc} & 0 \\ 0 & L_{sc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ds} \\ I_{qs} \end{bmatrix} - M_{sr} \begin{bmatrix} \dots & \cos ja & \dots \\ \dots & \sin ja & \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{r0} \\ \vdots \\ I_{rk} \\ \vdots \\ I_{r(N_r-1)} \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

### 2.2.2. Rotor

L'équation électrique relative à la maille  $k$  est donnée par :

$$0 = \frac{R_e}{N_r} I_{rk} - R_{b(k-1)} I_{b(k-1)} + \frac{R_e}{N_r} (I_{rk} - I_e) + R_{bk} I_{bk} + \frac{d\Phi_{rk}}{dt} \quad (4.13)$$

Pour simuler la rupture de barre, il faut forcer à zéro ou diminuer fortement le courant parcourant la barre k. Pour ce faire, il suffit d'en augmenter suffisamment la résistance.

Le flux induit dans la maille rotorique est donné par :

$$\Phi_{rk} = L_{rp} I_{rk} + M_{rr} \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq k}}^{N_r-1} I_{rj} - \frac{3}{2} M_{sr} (I_{ds} \cos ka + I_{qs} \sin ka) + \frac{L_e}{N_r} (I_{rk} + I_{ek}) + L_b (-I_{b(k-1)} + I_{bk}) \quad (4.14)$$

Le terme en  $L_{rp}$  représente le flux principal, celui en  $M_{rr}$  représente le flux mutuel avec les autres mailles rotoriques, puis viennent les termes de couplage avec le stator. On remarquera le facteur 3/2 par rapport à l'équation statorique à cause de la transformation de Clarke.

Les termes en  $L_b$  et  $L_e$  représentent les fuites rotoriques.

En le réécrivant uniquement en fonction des courants de maille, on aboutit à :

$$\Phi_{rk} = \left( L_{rp} + \frac{2L_e}{N_r} + 2L_b \right) I_{rk} + M_{rr} \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq k}}^{N_r-1} I_{rj} - L_b (I_{r(k-1)} + I_{r(k+1)}) - \frac{3}{2} M_{sr} (I_{ds} \cos ka + I_{qs} \sin ka) - \frac{L_e}{N_r} I_e \quad (4.15)$$

pour  $k$  allant de 0 à  $N_r-1$

L'équation relative à l'anneau de court circuit est :

$$L_e \frac{dI_e}{dt} - \frac{L_e}{N_r} \sum_{k=0}^{N_r-1} \frac{dI_{rk}}{dt} = - \left( R_e I_e - \frac{R_e}{N_r} \sum_{k=0}^{N_r-1} I_{rk} \right) \quad (4.16)$$

Le système complet  $[L] \frac{d}{dt} [I] = [V] - [R][I]$  devient : (4.17)

$$\begin{bmatrix} L_{sc} & 0 & \dots & \dots & -M_{sr} \cos ja & \dots & \dots & 0 \\ 0 & L_{sc} & \dots & \dots & -M_{sr} \sin ja & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & L_{rp} + \frac{2L_e}{N_r} + 2L_b & M_{rr} - L_b & M_{rr} & M_{rr} & M_{rr} - L_b & -\frac{L_e}{N_r} \\ \vdots & \vdots & M_{rr} - L_b & L_{rp} + \frac{2L_e}{N_r} + 2L_b & M_{rr} - L_b & M_{rr} & M_{rr} & \vdots \\ -\frac{3}{2} M_{sr} \cos ka & -\frac{3}{2} M_{sr} \sin ka & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & M_{rr} - L_b & M_{rr} & M_{rr} & M_{rr} - L_b & L_{rp} + \frac{2L_e}{N_r} + 2L_b & -\frac{L_e}{N_r} \\ 0 & 0 & -\frac{L_e}{N_r} & \dots & \dots & \dots & -\frac{L_e}{N_r} & L_e \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} I_{ds} \\ I_{qs} \\ I_{r0} \\ \vdots \\ I_{rj} \\ \vdots \\ I_{r(N_r-1)} \\ I_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ds} \\ V_{qs} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} R_s & -\alpha L_{sc} & \dots & \dots & M_{sr} \omega \sin ja & \dots & \dots & 0 \\ \alpha L_{sc} & R_s & \dots & \dots & -M_{sr} \omega \cos ja & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2R_e}{N_r} + R_{b0} + R_{b(N_r-1)} & -R_{b0} & 0 & 0 & -R_{b(N_r-1)} & \frac{R_e}{N_r} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & 0 & -R_{b(k-1)} & \frac{2R_e}{N_r} + R_{bk} + R_{b(k-1)} & -R_{bk} & 0 & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & -R_{b(N_r-1)} & 0 & 0 & -R_{b(N_r-2)} & \frac{2R_e}{N_r} + R_{b(N_r-2)} + R_{b(N_r-1)} & \frac{R_e}{N_r} \\ 0 & 0 & \frac{R_e}{N_r} & \dots & \dots & \dots & -\frac{R_e}{N_r} & R_e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ds} \\ I_{qs} \\ I_{r0} \\ \vdots \\ I_{rj} \\ \vdots \\ I_{r(N_r-1)} \\ I_e \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

Le couple électromagnétique est obtenu par dérivation de la co-énergie :

$$C_e = \frac{3}{2} p [I_{s\alpha\beta}]^t \frac{\partial}{\partial \theta} \begin{bmatrix} \cdots & -M_{sr} \cos(\theta + ka) & \cdots \\ \cdots & -M_{sr} \sin(\theta + ka) & \cdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ I_{rk} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

$$C_e = \frac{3}{2} p M_{sr} \left\{ I_{ds} \sum_{k=0}^{N_r-1} I_{rk} \sin ka - I_{qs} \sum_{k=0}^{N_r-1} I_{rk} \cos ka \right\} \quad (4.20)$$

On y ajoute alors les équations mécaniques afin d'avoir la vitesse  $\Omega = \frac{\omega}{p}$  et la position

électrique  $\theta$  du rotor :

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{J} (C_e - a_1 \Omega^2 - a_2 \Omega - a_3) \quad (4.21)$$

$$\text{et } \frac{d\theta}{dt} = \omega \quad (4.22)$$

Le système ci-dessus a été implanté au sein du logiciel de simulation MASVECT que nous avons développé. Initialement, la matrice  $[L]$  est constituée et inversée.

Il est important de noter que si toutes les fuites sont ramenées au stator alors la matrice inductance est mal conditionnée. Les inductances de fuites ( $L_b$ ,  $L_e$ ), présentes dans la sous-matrice inductance rotorique, contribuent à stabiliser numériquement la matrice [BAG 97a].

A chaque pas de calcul, les tensions  $V_{ds}$  et  $V_{qs}$  sont calculées à partir des tensions d'alimentation de la machine et de l'angle  $\theta$  qui définit la position du rotor par rapport au stator. Les éléments de la matrice  $[R]$  dépendent de la vitesse et des valeurs de résistance des barres du modèle. En fonction des événements simulés, la résistance de la barre, dont on veut simuler la rupture, est augmentée. Cette augmentation ne doit être de valeur très grande que si l'on choisit un pas de simulation très fin<sup>12</sup>. En effet, pour un pas de  $10^{-4}$  s, une augmentation de plus de 200 fois la résistance conduit à une instabilité numérique. La dégénérescence du système est due au fait que les valeurs des deux courants de maille contenant la barre considérée, deviennent très proches. La diminution du pas de calcul permet de contourner ce problème au prix d'une augmentation du temps d'exécution de la simulation. Rappelons, que dans la réalité, le courant n'est jamais nul. En effet, [KER 84] montre que c'est par les tôles que passe alors une partie du courant lorsqu'une barre vient à rompre. [RIT 94] estime qu'une augmentation de la résistance de la barre de 11 fois permet d'aboutir à des résultats en concordance avec ceux obtenus expérimentalement.

En ce qui nous concerne, nous avons considéré des augmentations de 200 et de 11 fois la résistance initiale de la barre.

Le problème de l'identification des paramètres de ce modèle est plus compliqué que ne l'est celui du modèle  $dq$ . Des données géométriques comme la longueur active, le rayon ainsi que l'entrefer ont été mesurés une fois la machine démontée. La résistance des barres et de l'anneau ont été dans un premier temps estimées à partir des dimensions de la cage d'aluminium injecté. En ce qui concerne les inductances de fuites au rotor, l'inductance  $L_b$  a été assimilée à une inductance de fuite d'encoche, laquelle a été évaluée par calcul. Puis, l'inductance de fuite due à l'anneau a été déterminée moyennant l'hypothèse  $L_e=L_b$  [KOS 69], [VAS 94a].

Ces paramètres ont ensuite fait l'objet d'une optimisation en utilisant une méthode du type essai-erreur de sorte que les réponses transitoires et de régime permanent du courant

<sup>12</sup> La méthode d'intégration est celle de Runge-Kutta d'ordre 4.

statorique et de la vitesse soient identiques à celles issues d'un essai expérimental de démarrage à vide. Le fonctionnement au point nominal a également été pris en considération.

La résistance statorique ainsi que les paramètres mécaniques sont ceux issus d'une optimisation par algorithme génétique ( voir chapitre 2 ) des paramètres du modèle  $dq$  sur l'essai de démarrage. L'exécution d'une simulation d'un modèle  $dq$  est très rapide et sans commune mesure avec celle du modèle à mailles.

Afin de s'entourer d'un maximum de précautions, nous avons vérifié la concordance des paramètres du modèle à mailles en retrouvant les paramètres du modèle  $dq$  équivalent. Pour ce faire, nous avons appliqué une transformation de Clarke généralisée ( $N_r$ ) qui permet de passer des  $N_r$  grandeurs équilibrées vers deux grandeurs  $dq$ .

$$\begin{bmatrix} I_{r0} \\ \vdots \\ I_{rk} \\ \vdots \\ I_{r(N_r-1)} \end{bmatrix} \xrightarrow{T_r^{-1}} \begin{bmatrix} I_{dr} \\ I_{qr} \end{bmatrix} \text{ avec } T_r^{-1} = \frac{2}{N_r} \begin{bmatrix} \cdots & \cos ja & \cdots \\ \cdots & -\sin ja & \cdots \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

$$\text{Pour la transformation directe : } T_r = \begin{bmatrix} \vdots & \vdots \\ \cos ka & -\sin ka \\ \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

$$\text{Donc } T_r^{-1}T_r = \frac{2}{N_r} I_2 \text{ et } T_r T_r^{-1} = \frac{2}{N_r} \begin{bmatrix} \cdots & \vdots \\ \vdots & \cos(k-j)a \\ \cdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

Nous constituons les matrices augmentées directe  ${}^aT_r$  et inverse  ${}^aT_r^{-1}$  de sorte que :

$$\begin{bmatrix} I_{ds} \\ I_{qs} \\ \vdots \\ I_{rk} \\ \vdots \\ I_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & \vdots & \vdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \cos ka & -\sin ka & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 \\ \hline 0 & 0 & \vdots & \vdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ds} \\ I_{qs} \\ I_{dr} \\ I_{qr} \\ I_e \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

La nouvelle matrice d'inductance du modèle  $dq$  équivalent, en considérant que toutes les barres sont saines, est :

$$[L_{eq}] = {}^a T_r^{-1} [L] {}^a T_r = \left[ \begin{array}{cc|cc|c} L_{sc} & 0 & -\frac{N_r}{2} M_{sr} & 0 & 0 \\ 0 & L_{sc} & 0 & \frac{N_r}{2} M_{sr} & 0 \\ \hline -\frac{3}{2} M_{sr} & 0 & L_{rc} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2} M_{sr} & 0 & L_{rc} & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & L_e \end{array} \right] \quad (4.27)$$

avec

$$L_{rc} = L_{rp} - M_{rr} + 2 \frac{L_e}{N_r} + 2L_b(1 - \cos a) \quad (4.28)$$

Celle de la résistance :

$$[R_{eq}] = {}^a T_r^{-1} [R] {}^a T_r = \left[ \begin{array}{cc|cc|c} R_s & -\omega L_{sc} & 0 & -\frac{N_r}{2} \omega M_{sr} & 0 \\ \omega L_{sc} & R_s & -\frac{N_r}{2} \omega M_{sr} & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & R_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_r & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & R_e \end{array} \right] \quad (4.29)$$

avec

$$R_r = 2 \frac{R_e}{N_r} + 2R_b(1 - \cos a) \quad (4.30)$$

Les valeurs de  $L_{rc}$  et  $R_r$  doivent être considérées avec un facteur multiplicatif près. En effet, seuls la constante de temps et le coefficient de dispersion, ainsi trouvés, ont un sens physique :

$$\tau_r = \frac{L_{rp} - M_{rr} + 2 \frac{L_e}{N_r} + 2L_b(1 - \cos a)}{2 \frac{R_e}{N_r} + 2R_b(1 - \cos a)} \quad (4.31)$$

$$\sigma = 1 - \frac{\frac{3}{2} M_{sr} \frac{N_r}{2} M_{sr}}{L_{sc} \left( L_{rp} - M_{rr} + 2 \frac{L_e}{N_r} + 2L_b(1 - \cos a) \right)} \quad (4.32)$$

En comparant les valeurs trouvées à partir du modèle à mailles avec celle issues de l'identification par algorithme génétique sur un modèle  $dq$ , nous obtenons :

Paramètres issus de l'optimisation par algorithme génétique, modèle  $dq$  ( Annexe 1 ) :

$$\tau_s = 0,0833 \text{ s}$$

$$\tau_r = 0,1415 \text{ s}$$

$$\sigma = 0,0466$$

Paramètres utilisés ( Annexe 1 ) :

$$R_s=7,828 \Omega$$

$$J=0,006093 \text{ kg m}^2$$

$$a_1=0 \text{ Nm s}^2/\text{rd}^2$$

$$a_2=0,000725 \text{ Nm s/rd}$$

$$a_3=0 \text{ Nm}$$

$$\text{Rayon}=0,03575 \text{ m}$$

$$\text{Longueur}=0,065 \text{ m}$$

$$\text{Entrefer}=0,00025 \text{ m}$$

$$N_s=160$$

$$N_r=16$$

$$L_{st}=0,018 \text{ H}$$

$$R_{b \text{ sain}}=150 \cdot 10^{-6} \Omega$$

$$R_{b \text{ cassée}}=0,03 \Omega$$

$$R_{e \text{ sain}}=72 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ ( totale )}$$

$$L_b=10^{-7} \text{ H}$$

$$L_e=10^{-7} \text{ H ( totale )}$$

D'où le modèle  $dq$  équivalent :

$$\tau_s=0,0752 \text{ s}$$

$$\tau_r=0,145 \text{ s}$$

$$\sigma=0,0487$$

Nous remarquons que ces paramètres sont très proches de ceux issus de l'optimisation par algorithme génétique et que  $\sigma\tau_s+\sigma\tau_r$  ( obtenus par identification par algorithme génétique et par le modèle  $dq$  équivalent ) sont égaux.

### 3. Simulation de rupture de barres rotoriques

Le modèle ainsi constitué permet donc de simuler la rupture de barres au rotor ainsi que celle de portions d'anneau.

Les figures suivantes présentent une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation des deux modèles.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent l'évolution de la vitesse et du courant statorique lors de cet essai. Le démarrage s'effectue à vide, il nous permet de comparer le relevé expérimental avec les courbes issues de la simulation.

Nous observons une juxtaposition entre les résultats des deux modèles et une très bonne concordance avec le relevé expérimental surtout à la fin du régime transitoire et durant le régime permanent (  $t < 0,4 \text{ s}$  ).

A partir de cet instant, nous procédons à un échelon de couple résistant nominal de 3,5 Nm en simulation. La vitesse chute alors à 2880 tr/mn ( figure 4.4 ) et le couple électromagnétique vient équilibrer le couple résistant ( figure 4.6 ). La figure 4.7 montre l'évolution du courant dans les quatre premières barres du rotor. On observe des courants de même amplitude parfaitement équilibrés déphasés d'un même angle.

A  $t=0,8 \text{ s}$ , nous simulons la rupture de la première barre (  $k=0$  ) par une augmentation de 200 fois de sa résistance. Instantanément, le courant dans cette barre chute pratiquement à zéro

( figure 4.7 ) tandis que les courants dans les barres voisines deviennent déséquilibrés. Le courant que conduisait la barre (  $k=0$  ) se répartit alors dans les barres voisines.

Le rotor avec ce défaut de structure crée en plus du champ rotorique direct qui tourne à  $g\omega_s$  par rapport au rotor, un champ inverse qui lui tourne à  $-g\omega_s$  dans le repère rotorique. L'interaction de ces champs avec celui issu du bobinage statorique donne naissance à un couple électromagnétique somme d'une composante directe constante et d'une composante inverse sinusoïdale de pulsation  $2g\omega_s$  ( figure 4.6 ). Elle sera la cause d'oscillations sur la vitesse ( figure 4.4 ).

Les f.e.m. induites au stator comportent, à cause de cette oscillation de la vitesse, des composantes en  $\omega_s$ ,  $(1-2g)\omega_s$ ,  $(1+2g)\omega_s$  et  $(1-4g)\omega_s$  [FIL 96], [HEI 98]. D'où des courants statoriques contenant ces composantes. Les champs créés par ces courants vont à leur tour induire au rotor des courants directs et inverses. Ainsi, par un processus identique, on retrouve des composantes de courant de fréquences  $(1 \pm 2kg)f_s$ .

Pour la composante en  $(1-2g)\omega_s$ , par exemple, plusieurs termes y apparaissent avec différentes phases et amplitudes. Ils peuvent donc s'ajouter ou se soustraire selon la différence entre leurs phases.

Les auteurs, cités en bibliographie [DOR 96], [SOB 96], [THO 97] et [DOR 97], montrent que cela dépend d'un grand nombre de facteurs, parmi eux, l'inertie du système et l'existence d'excentricité statique et dynamique.

En effet, toute cause donnant naissance à une ondulation de vitesse de pulsation  $2g\omega_s$  va engendrer les composantes latérales auxquelles on s'intéresse. Ce qui rend plus difficile le diagnostic de rupture de barres rotoriques.

Filippetti et al. [FIL 98] résument une méthode d'analyse qu'ils ont développée et qui est basée sur l'utilisation, comme indice, de la somme de la hauteur des deux raies latérales. Ce faisant, la détection du défaut devient indépendante de l'inertie de la machine.

Le raisonnement ci dessus, qui concerne l'établissement des composantes latérales, est partiellement erroné. En réalité, le processus ne s'établit pas par itérations mais en une fois. Cependant, les amplitudes des composantes latérales diminuent à mesure que l'on s'éloigne de la raie centrale. Ce qui correspond à de plus en plus d'interaction stator-rotor, avec à chaque fois un passage par l'entrefer. L'atténuation qui en résulte est donc due aux fuites.

A  $t=1,7$  s, on simule la rupture de la barre adjacente (  $k=1$  ). Les courants dans les barres voisines deviennent alors de moins en moins sinusoïdaux et d'amplitude plus importante qu'avec une seule barre cassée. Ceci se ressent sur le couple et la vitesse par une augmentation de l'amplitude des oscillations.

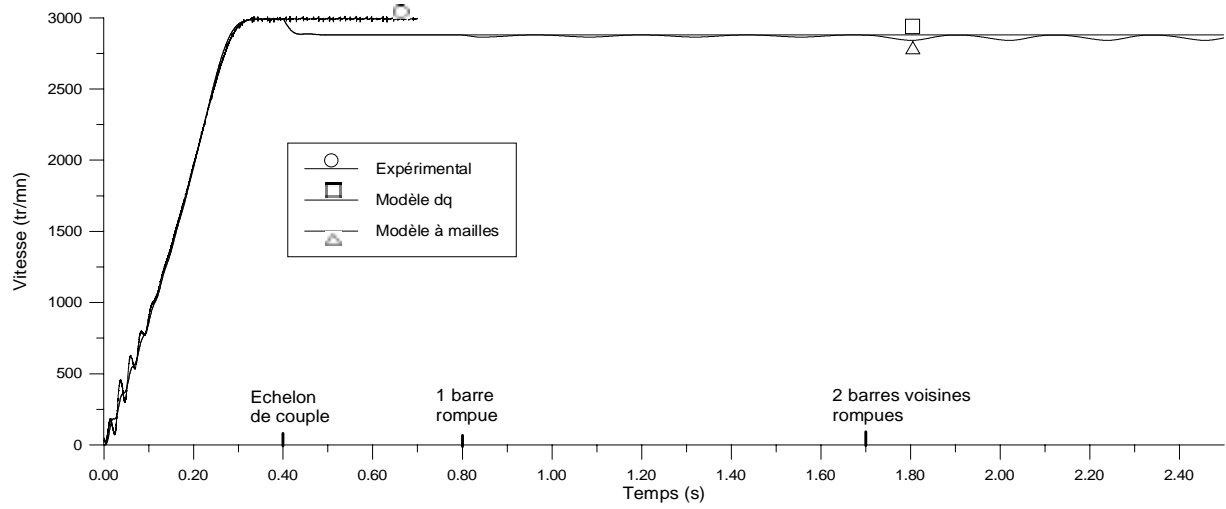


Figure 4.4 Vitesse au démarrage, en charge puis lors de la rupture de barres

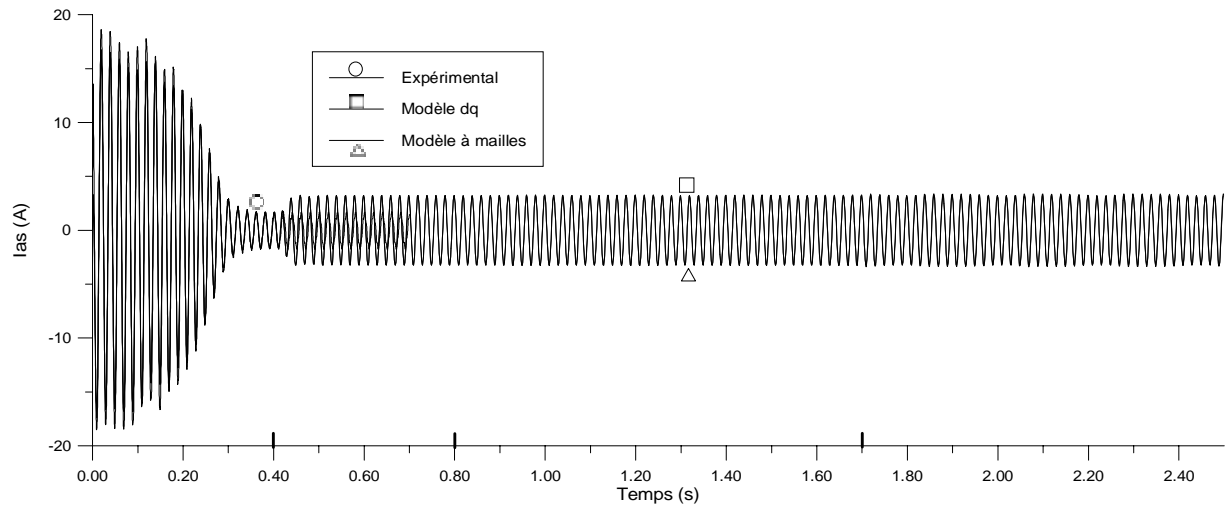


Figure 4.5 Courant au démarrage, en charge puis lors de la rupture de barres

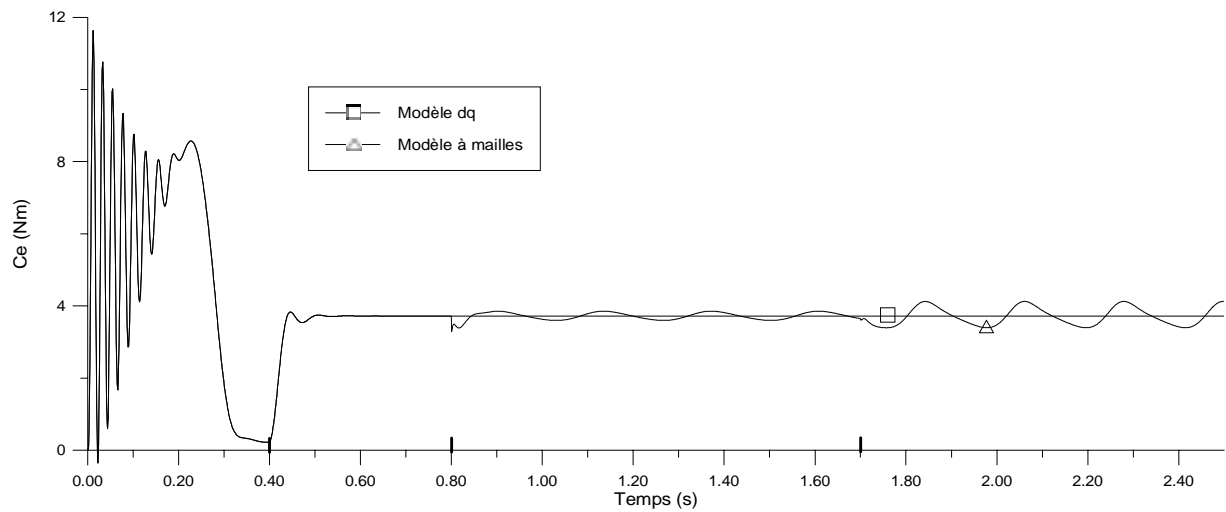


Figure 4.6 Couple au démarrage, en charge puis lors de la rupture de barres

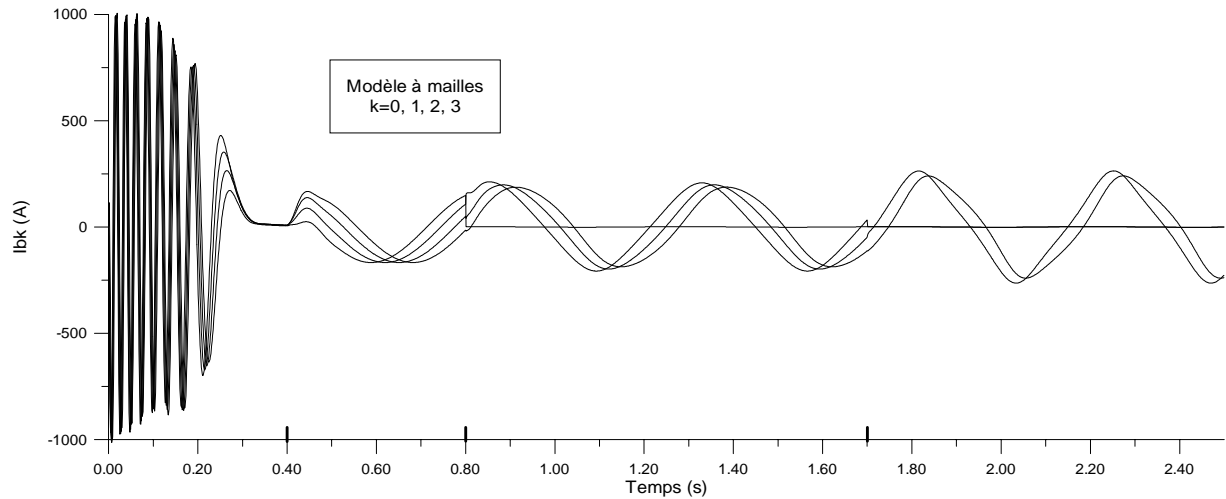


Figure 4.7 Courant dans les quatre barres voisines, au démarrage, en charge puis lors de la rupture de la barre  $k=0$  à 0,8 s et de la barre  $k=1$  à 1,7 s.

Lors de la rupture de barre, il est difficile d'analyser directement le courant statorique. Ce dernier ne présente en effet qu'une faible modulation ( figure 4.5 ). L'analyse par FFT permet de mettre en évidence les raies présentes dans le spectre du signal. Nous présentons les résultats de simulation et expérimentaux relatifs à l'analyse de  $I_{as}$  par FFT en régime permanent à charge nominale pour un glissement de 4%. Le défaut rotorique a été réalisé en sciant la barre à la limite de l'anneau de court circuit [HEI 98].

### 3.1. Analyse par FFT du courant statorique en régime quasi stationnaire

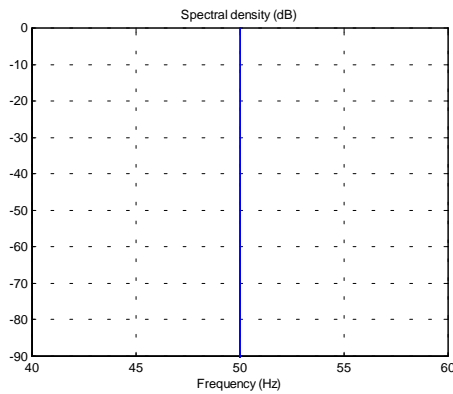


Figure 4.8 Moteur sain, simulation

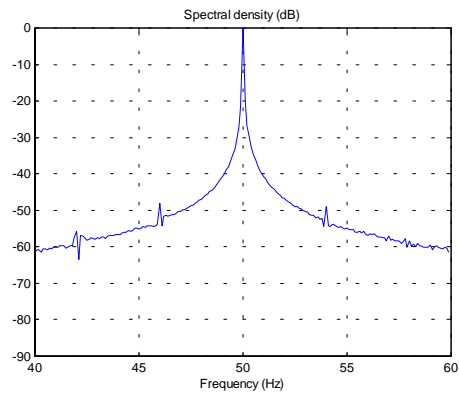


Figure 4.9 Moteur sain, expérimentation  
 $f_g=46,0$  Hz,  $A_g=-48,0$  dB  
 $f_d=54,0$  Hz,  $A_d=-48,9$  dB

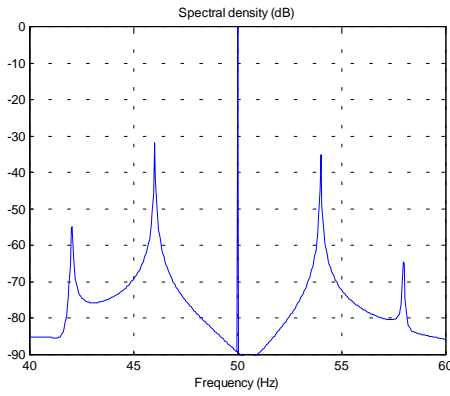


Figure 4.10 Une barre cassée (  $R \cdot 200$  ),  
simulation  
 $f_g=46,0$  Hz,  $A_g=-31,81$  dB  
 $f_d=54,0$  Hz,  $A_d=-35,08$  dB

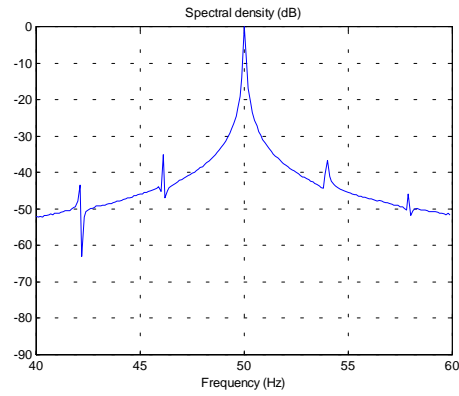


Figure 4.11 Une barre cassée,  
expérimentation  
 $f_g=46,1$  Hz,  $A_g=-35,1$  dB  
 $f_d=54,0$  Hz,  $A_d=-36,7$  dB

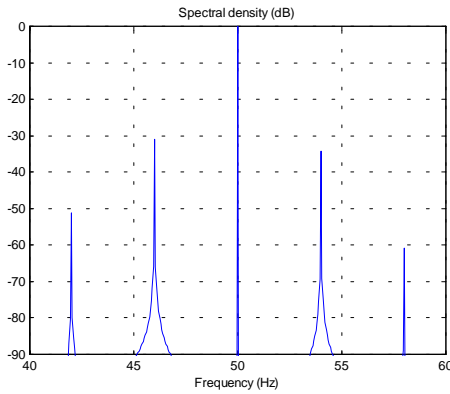


Figure 4.12 Une barre cassée (  $R \cdot 200$  ),  
simulation,  $C_r=3,33$  Nm  
 $f_g=46,0$  Hz,  $A_g=-30,92$  dB  
 $f_d=54,0$  Hz,  $A_d=-34,22$  dB

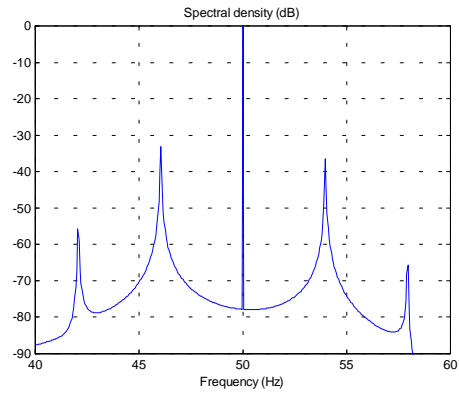


Figure 4.13 Une barre cassée (  $R \cdot 11$  ),  
simulation,  $C_r=3,32$  Nm  
 $f_g=46,05$  Hz,  $A_g=-33,25$  dB  
 $f_d=53,95$  Hz,  $A_d=-36,47$  dB

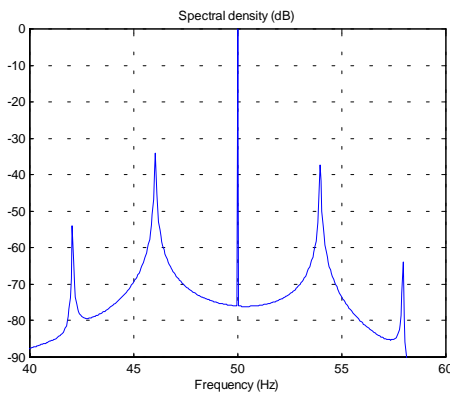


Figure 4.14 Une barre cassée (  $R \cdot 11$  ),  
simulation,  $C_r=3,323$  Nm  
 $f_g=46,05$  Hz,  $A_g=-34,06$  dB  
 $f_d=53,95$  Hz,  $A_d=-37,29$  dB

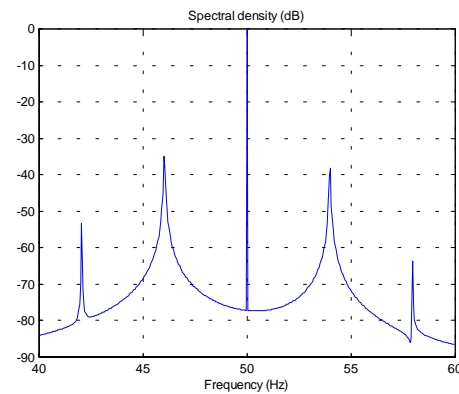


Figure 4.15 Une barre cassée (  $R \cdot 11$  ),  
simulation,  $C_r=3,33$  Nm  
 $f_g=46,0$  Hz,  $A_g=-34,82$  dB  
 $f_d=54,0$  Hz,  $A_d=-38,09$  dB

Les figures 4.8 à 4.15 présentent le spectre de fréquence du courant autour de 50 Hz. L'acquisition s'est effectuée à une période d'échantillonnage de  $10^{-4}$  s sur une durée totale de 10 s. Nous avons réalisé les simulations dans les mêmes conditions en doublant le durée de l'échantillon afin d'obtenir une résolution plus fine, de 0,05 Hz.

Lors de la simulation du moteur sain, nous n'observons aucune raie latérale ( figure 4.8 ). Cependant, sur l'essai expérimental ( figure 4.9 ), apparaissent des raies de faible amplitude à  $(1 \pm 2g)f_s$  et d'autres raies, encore plus faibles, à  $(1 \pm 4g)f_s$ . Comme nous l'avons précédemment signalé, toute dissymétrie du rotor engendre l'apparitions de telles raies. Leur amplitude <sup>13</sup> est toutefois très faible puisque de -48 dB par rapport au fondamental à 50 Hz.

Lorsqu'une barre est rompue, on remarque l'apparition des raies latérales ( figure 4.10 et 4.11 ). Deux constatations s'imposent. La première réside dans le fait que l'essai expérimental étant bruité, tout le spectre se retrouve rehaussé. De plus, les raies ne sont pas nettes. On observe également un phénomène d'évasement du spectre. En fait, si l'on désire obtenir un spectre net, il faudrait que les raies coïncident exactement avec les fréquences discrètes du spectre. Ceci s'avère difficile, voir impossible expérimentalement car il faudrait adapter la fréquence d'échantillonnage en fonction du glissement. D'ailleurs ce dernier, qui n'est qu'un glissement moyen, est difficile à évaluer avec précision puisque la vitesse varie.

Sur la simulation représentée par la figure 4.12, nous avons légèrement fait varier le couple résistant imposé à la machine, ce qui a pour effet de faire varier le glissement moyen et par la même, la position des raies latérales dans le spectre. La double coïncidence ( raies à 50 Hz et à 46 Hz ) quasi exacte avec les fréquence discrètes, fait que l'évasement disparaît. On obtient alors la valeur maximale d'amplitude des raies latérales. Lorsque l'on s'écarte de la fréquence discrète de 46,00 Hz, cette amplitude va diminuer, passer par un minimum puis augmenter jusqu'à atteindre son maximum pour la fréquence discrète voisine ( 46,05 Hz ou 45,95 Hz ). La précision sur l'amplitude des raies latérales est donc diminuée par ce problème d'évasement du spectre, problème lié à la théorie de l'analyse spectrale.

Les figures 4.13 à 4.15 présentent les simulations effectuées en augmentant la résistance de la barre rotorique défectueuse de 11 fois sa valeur initiale au lieu des 200 fois des simulations précédentes. Ceci pour différentes valeurs très proches du couple résistant.

On observe une augmentation de quelques dB ( en valeur absolue ) sur l'amplitude des raies latérales par rapport aux figures 4.10 et 4.12. C'est à dire que l'on obtient des raies moins importantes, ce qui est logique puisque le défaut est moins important.

Les amplitudes des bandes latérales, issues de la simulation, sont très proches de celles obtenues expérimentalement. Remarquons que sur les simulations, on voit nettement que la raie basse  $(1-2g)f_s$  est plus importante que la raie haute  $(1+2g)f_s$ . Ce phénomène, très complexe, qui dépend de nombreux facteurs [FIL 96], [DOR 96], [FIL 98], apparaît de manière moins évidente sur le relevé expérimental.

### 3.2. Conclusion

L'intérêt de l'analyse par FFT du courant statorique pour le diagnostic de défaut réside dans la simplicité du capteur utilisé. En effet, la mesure du courant statorique puis son traitement est

---

<sup>13</sup> Les amplitudes des raies sont négatives, plus elles augmentent en valeur absolue, plus les signaux auquel elles correspondent sont faibles par rapport au fondamental, qui lui est à l'origine ( 0 dB ).

plus simple et moins onéreux qu'une analyse de la vitesse, des vibrations ou du flux axial [HAR 82], [KLI 88].

Cette analyse donne, toutefois, des amplitudes peu précises des raies latérales. La variation de la vitesse, du glissement et le problème d'évasement du spectre qui en résulte, rendent imprécise la quantification de ces amplitudes. De nombreuses autres méthodes basées sur l'analyse du courant statorique continuent à être développées [BEN 98c].

Malgré les problèmes soulevés, la méthode de diagnostic présentée n'est pas à remettre en cause. En effet, pour détecter la rupture de la barre, il conviendrait d'avoir une analyse continue du courant et de détecter le saut sur l'amplitude de la raie latérale gauche par rapport à sa valeur quand la machine est saine.

Il faut être capable de suivre la raie latérale en permanence, puisque cette raie varie en amplitude et en fréquence avec le point de fonctionnement de la machine.

Cette analyse peut se faire sans interrompre la chaîne de production et permet, le cas échéant, de prévoir la réparation ou le remplacement de la machine qui commence à présenter des signes de fatigue.

La modèle développé reproduit les phénomènes relevés expérimentalement. Cela signifie que l'on peut étudier en simulation avec ce modèle le comportement dynamique d'une machine à rotor défaillant en commande vectorielle. Ceci fait l'objet de la partie qui va suivre.

## 4. Commande vectorielle de la machine présentant des barres défectueuses

### 4.1. Introduction

La commande vectorielle devenant courante, il est intéressant de considérer le cas où un défaut surviendrait à la machine. Nous nous proposons dans cette partie de voir l'influence des régulateurs étudiés sur la marche d'une machine asynchrone en commande vectorielle lorsqu'il se produit des ruptures de barres. Nous mettrons en évidence de nouveaux indices propres à ce type de commande en vue du diagnostic de défauts rotoriques.

### 4.2. Mise en œuvre

Supposons que, la régulation étant mise en place, un incident survienne. Comment se comporte alors le système ?

Nous avons utilisé le modèle précédent pour modéliser le moteur et le modèle  $dq$  de la machine saine pour simuler la commande. Les régulateurs de courant ont été calculés suivant la méthode présentée dans le chapitre II. Par contre, nous avons gardé les mêmes régulateurs de vitesse que pour la machine 1 ( Annexe 1 ).

Les figures 4.16 à 4.20 présentent la simulation de la marche en commande. Après établissement du flux, une référence de vitesse de 1000 tr/mn est imposée à la machine à  $t=0,8$  s. La référence de courant  $I_{qs\ ref}$  délivrée par le régulateur de vitesse<sup>14</sup> passe rapidement à sa valeur limite ( figure 4.19 ) puis, une fois la vitesse atteinte, revient à une valeur très faible correspondant au couple de frottements.

Un échelon de couple de 3,5 Nm est appliqué à  $t=1,2$  s. Nous observons une chute momentanée de vitesse ( figure 4.17 ) de moins de 1% compensée grâce à une augmentation du courant  $I_{qs}$  ( figure 4.19 ).

Le régime ainsi établi, nous procédons à la simulation d'une première rupture de barre ( $k=0$ ) par une augmentation de 200 fois de sa résistance à  $t=1,3$  s. Le courant dans cette barre s'annule tandis qu'il augmente dans les barres voisines ( figure 4.20 ). Après un régime transitoire très bref, les fluctuations du couples dues à cette dissymétrie du rotor se retrouvent compensées par un courant  $I_{qs\ ref}$  qui s'adapte en temps réel afin de garder la vitesse aussi proche que possible à la vitesse de référence.

On observe une ondulation de vitesse de moins de 0,1 %. Par contre, le courant appelé est nettement plus perturbé qu'il ne l'était sans commande et avec une barre cassée ( figure 4.18 ).

La deuxième barre adjacente, venant à céder à  $t=2,1$  s, aggrave la dissymétrie du rotor et celle des courants de barre. Le courant  $I_{qs}$  suit toujours sa référence mais l'amplitude de ses oscillations devient plus importante. Tant qu'il n'entre pas en limitation, la compensation des ondulations de couple continue à se faire. La vitesse reste toujours peu perturbée par ce défaut.

Remarquons toutefois que le système n'est plus parfaitement découplé puisque le modèle  $dq$  équivalent n'est plus valable lorsque le défaut est présent. Le courant  $I_{ds}$  présente alors des oscillations de plus en plus importantes en fonction de la gravité du défaut et du couple de charge imposé à la machine.

---

<sup>14</sup> Le régulateur utilisé est le "neuronal 3" qui correspond donc au régulateur flou à trois fonctions d'appartenance par variable.

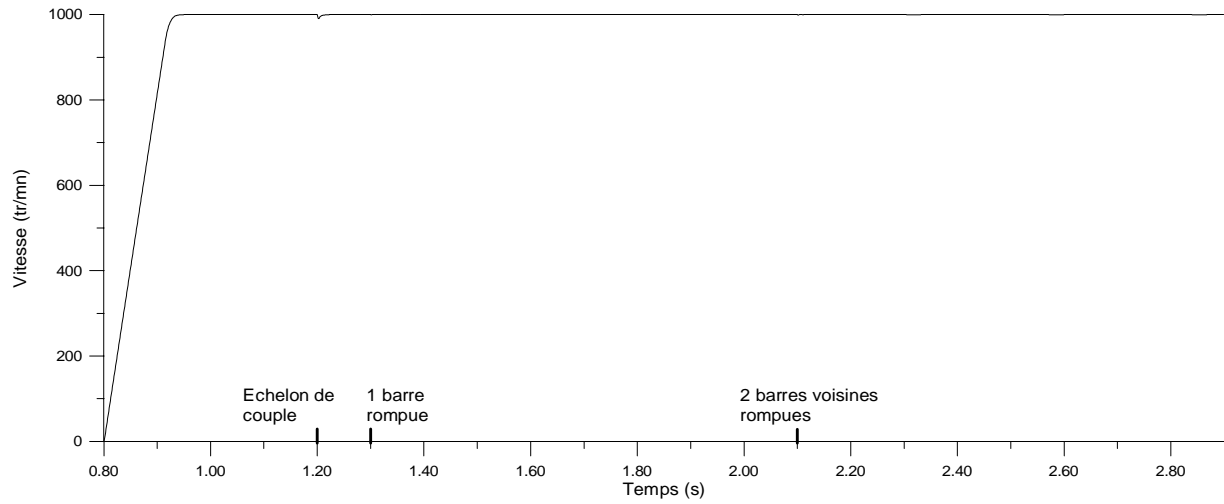


Figure 4.16 Vitesse référence à 1000 tr/mn puis en charge puis lors de la rupture de barres

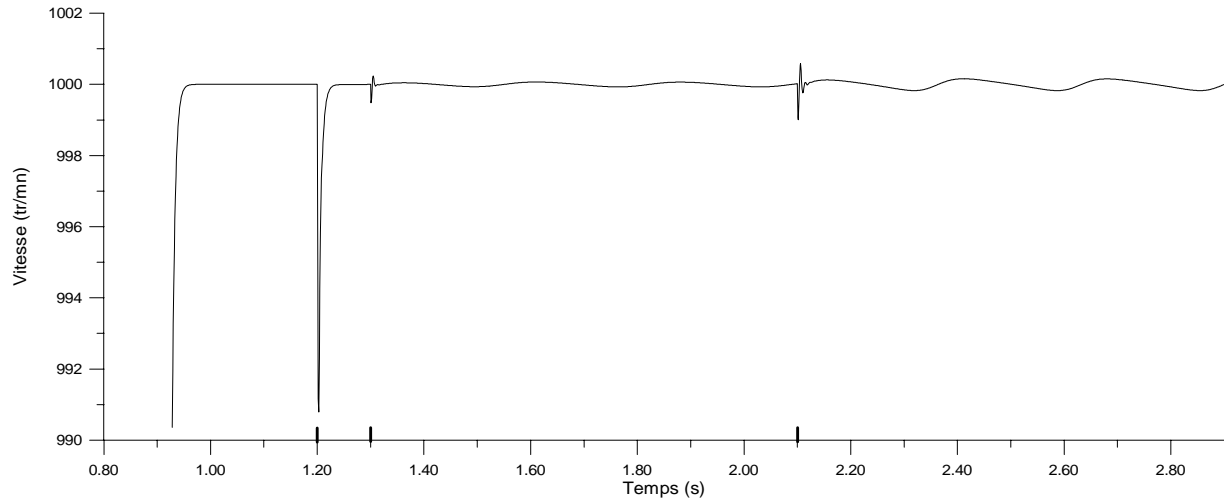


Figure 4.17 Vitesse référence à 1000 tr/mn puis en charge puis lors de la rupture de barres, agrandissement

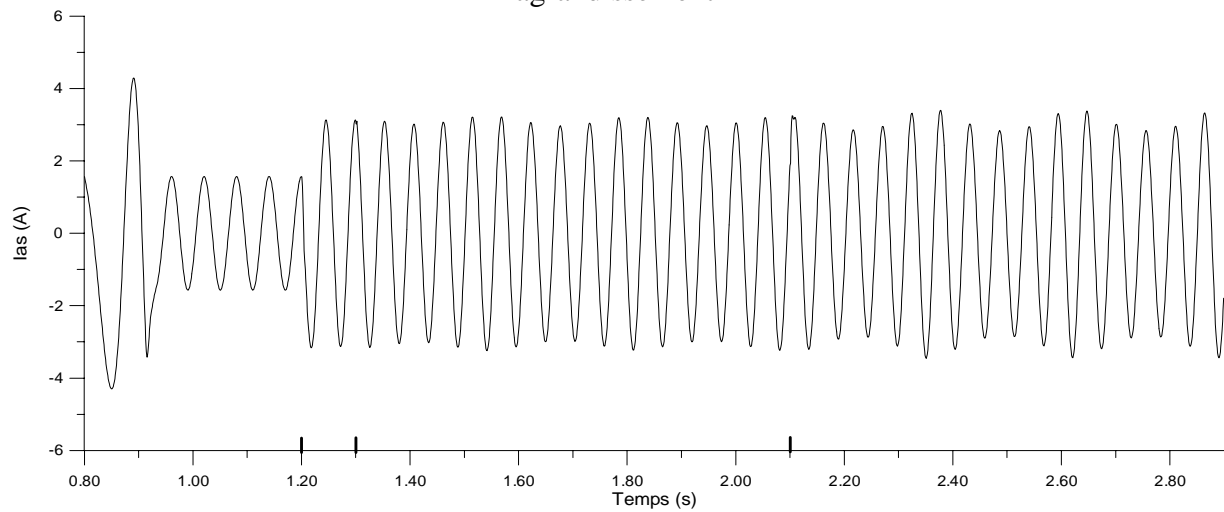


Figure 4.18 Courant  $I_{as}$  lors du changement de vitesse de référence à 1000 tr/mn puis en charge puis lors de la rupture de barres

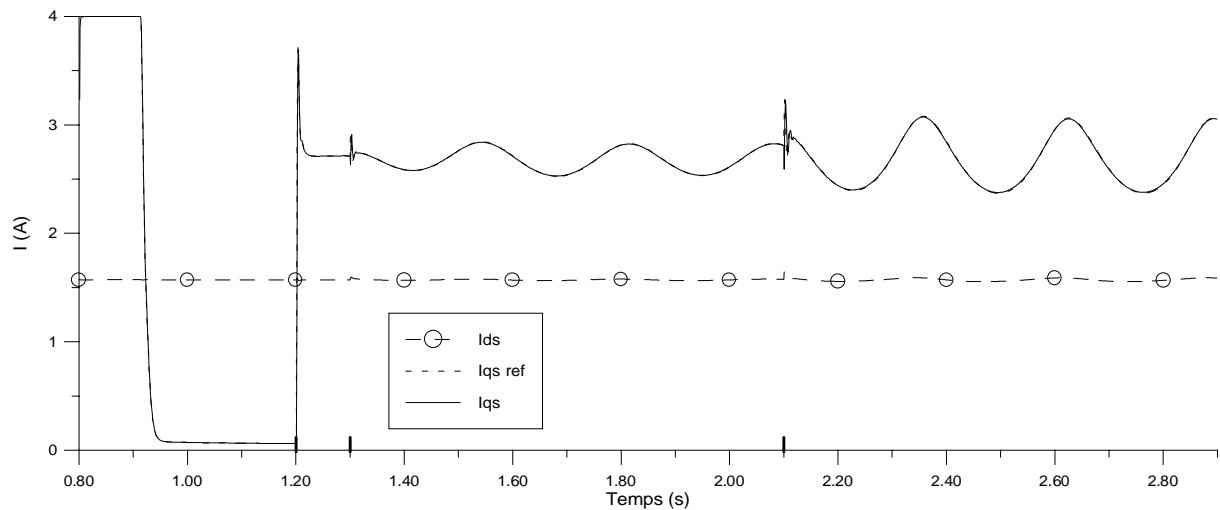


Figure 4.19 Courants de commande  $I_{ds}$ ,  $I_{qs\ ref}$  et  $I_{qs}$ , vitesse de référence à 1000 tr/mn puis en charge puis lors de la rupture de barres

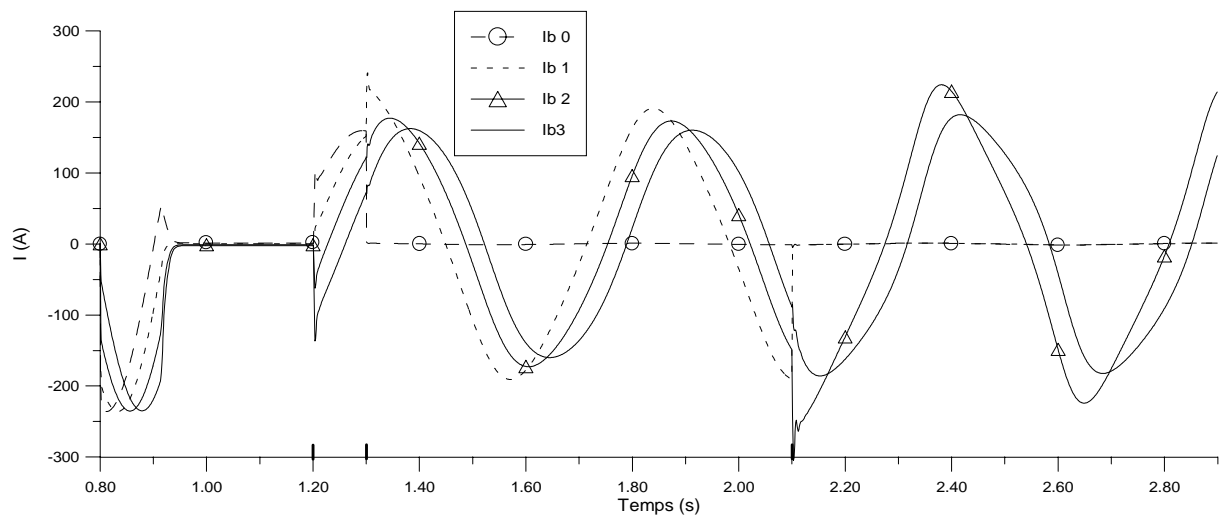


Figure 4.20 Courant dans les quatre premières barres, au démarrage puis en charge puis lors de la rupture de la barre  $k=0$  à 0,8 s et de la barre  $k=1$  à 1,7 s.

### 4.3. Comparaison des régulateurs

Nous avons vu que l'utilisation d'un contrôle vectoriel performant permettait de compenser les ondulations du couple dues à la rupture de barres rotoriques. Comment réagissent alors les différents régulateurs étudiés ?

Les figures 4.21 à 4.25 présentent une comparaison entre ces régulateurs de vitesse pour le même essai.

A travers la figure 4.21, on retrouve le résultat du chapitre précédent en ce qui concerne le temps de montée suite à un échelon de vitesse. C'est à dire la réponse la plus rapide pour le régulateur neuronal 5 suivi de très près du neuronal 3 et du flou à cinq ensembles flous par variable. Le régulateur IP, flou 3 et RBF ayant quasiment le même temps de réponse.

Cependant, dans le cas de ce banc, il n'y pas de dépassement ( vitesse en dessous de 1000,05 tr/mn ) même pour le régulateur neuronal 5.

Par rapport à la perturbation du couple de charge ( figures 4.22 et 4.23 ), les régulateurs neuronal 3 et flou 5 restent ceux qui donnent le meilleur compromis entre le temps de réponse et la chute de vitesse.

Lorsque que l'on passe d'une première rupture de barre ( figure 4.24 ), à une deuxième rupture ( figure 4.25 ), on observe quasiment le même écart relatif d'amplitude de chute de vitesse entre les différents régulateurs. La variation du couple électromagnétique étant perçue par la régulation comme une variation du couple de charge, on retrouve alors un classement semblable à celui d'un échelon de perturbation sur la charge.

Le régulateur neuronal 3 ainsi que le régulateur flou 5 donnent les meilleures réponses. Il faut toutefois relativiser les choses, puisque les écarts entre les différents régulateurs considérés sont faibles.

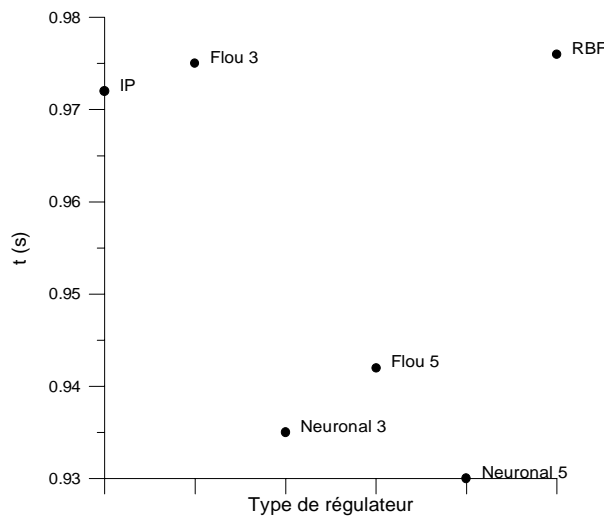


Figure 4.21 Temps de montée de 0 à 1000 tr/mn

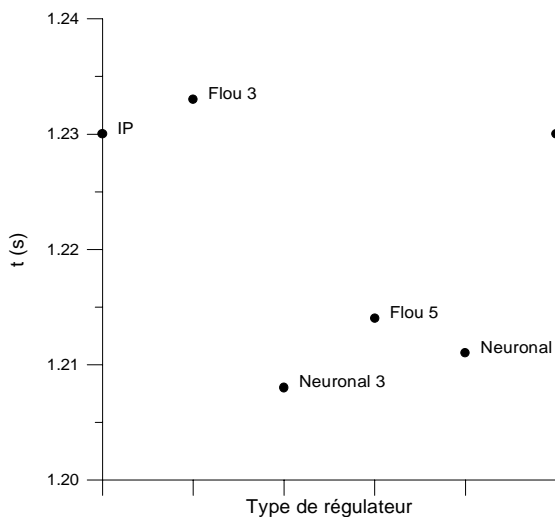


Figure 4.22 Temps de réponse à la perturbation

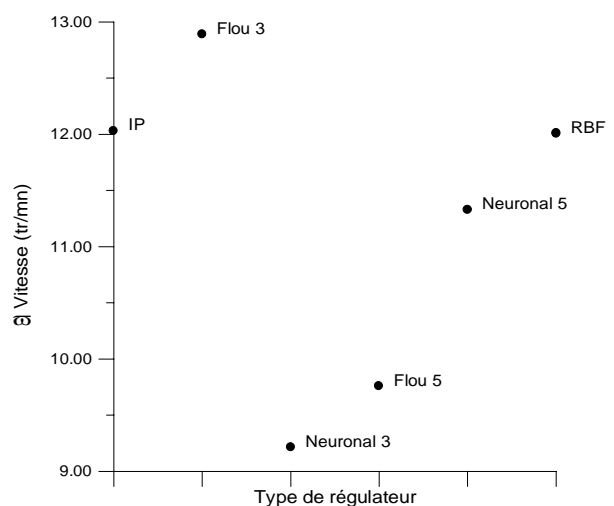


Figure 4.23 Chute de vitesse

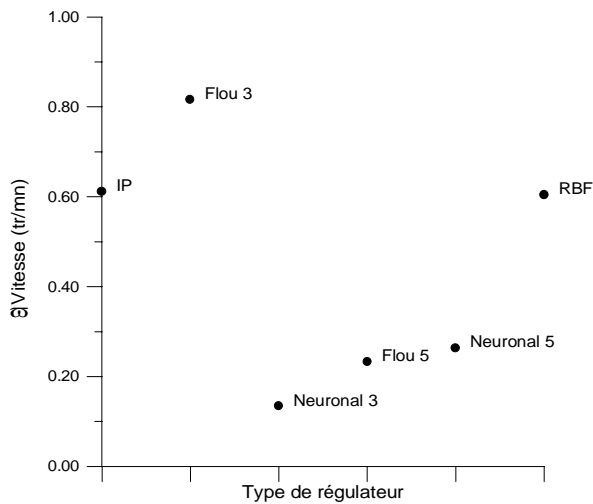


Figure 4.24 Ondulation pour une barre cassée

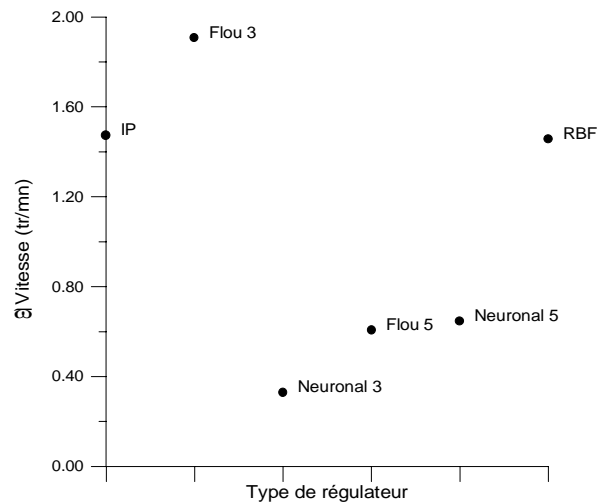


Figure 4.25 Ondulation pour deux barres cassées

#### 4.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons abordé l'influence de la commande vectorielle et des différents types de régulateurs de vitesse sur la réponse de la machine asynchrone qui présente des défauts rotoriques.

Il s'est avéré que la différence entre ces régulateurs est plutôt due à la rapidité de réponse par rapport à la perturbation. En fait, le contrôle voit les ondulations du couple électromagnétique de la machine comme des variations du couple résistant. Il les compense par une action antagoniste sur le courant  $I_{qs\ ref}$ . On retrouve donc, à ce niveau, une image directe des ondulations de vitesse.

Cette grandeur devient alors le nouvel indice de diagnostic de défaut. Comme elle s'exprime dans le repère liée au champ tournant, sa valeur moyenne est constante en régime permanent, s'il n'y a pas de défaut. Dans le cas d'une défaillance rotorique, l'amplitude des oscillations ( de fréquence  $2g\omega_s$  ) est directement liée à la gravité du défaut.

