



CALCUL DU BRUIT ACOUSTIQUE D'UNE MACHINE ASYNCHRONE A PAS FRACTIONNAIRE

LE BESNERAIS Jean¹, LANFRANCHI Vincent², HECQUET Michel¹, BROCHET Pascal¹ et FRIEDRICH Guy²

¹Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance (L2EP), Ecole Centrale de Lille, France
(jean.le_besnerais@centraliens.net, michel.hecquet@ec-lille.fr, pascal.brochet@ec-lille.fr).

²Laboratoire d'Electromécanique de Compiègne (LEC), Université des Technologies de Compiègne, France
(vincent.lanfranchi@utc.fr).

Résumé

Cet article présente un modèle analytique permettant de calculer le bruit audible d'origine électromagnétique d'une machine asynchrone sous alimentation (MLI). Un schéma équivalent étendu permet le calcul des courants avec l'ensemble des harmoniques spatiales et temporelles. Les modèles mécanique et acoustique assimilent la structure du stator à un cylindre équivalent.

Après avoir décrit les modèles utilisés, cet article présente l'expression analytique des ordres et des fréquences des raies magnétiques principales. Des simulations sont ensuite présentées sur une machine à pas fractionnaire et à cage d'écureuil dans le cas sinusoïdal, puis comparées aux résultats expérimentaux. On constate que les nombres impairs d'encoches font émerger des raies d'ordre impair.

Machine asynchrone, bruit magnétique, vibrations, pas fractionnaire.

Abstract

An analytical model of PWM controlled induction machine was developed in order to predict its sound power level of electromagnetic origin at variable speed. The electromagnetic model calculates the stator and rotor currents with a multilayer single-phase equivalent circuit. The mechanical and acoustic parts are based on a cylindrical shell stator model.

After a description of these models, this paper derives the analytical expression of main magnetic forces modes and frequencies in PWM case, including the influence of stator windings and rotor bars space harmonics. Then, some simulations are presented for a fractional-slot induction machine in sinusoidal case, they are compared to theory and experiments. The odd slot numbers combination of this motor make some odd spatial modes play an important role in noise radiation.

Induction machine, magnetic noise, vibrations, fractional-slot winding.

Introduction

Alors que les normes acoustiques se font plus strictes dans le domaine des transport, il est devenu particulièrement important de comprendre et de savoir prédire le bruit d'origine électromagnétique en régime variable. Les stratégies MLI ajoutent de nombreuses harmoniques temporelles dans le spectre des forces électromagnétiques qui excitent la structure du stator, augmentant le risque de résonance. Le bobinage statorique induit également des harmoniques spatiales dans les courants rotoriques qui peuvent jouer un rôle vibratoire non-négligeable en charge. Le spectre des forces excitatrices est donc caractérisé par des combinaisons complexes entre harmoniques d'espace et harmoniques de temps. La prédiction du bruit émis nécessite de modéliser à la fois précisément ces forces, mais aussi la réponse dynamique de la structure.

Cet article présente un outil rapide de simulation de la machine asynchrone alimentée sous MLI, permettant de prendre en compte l'ensemble des harmoniques spatiales et temporelles impliquées dans la génération de bruit magnétique. La méthode permettant de trouver l'expression analytique des raies principales (ordre spatial et fréquence) est exposée. Enfin, des simulations à vitesse variable sur une machine à pas fractionnaire sont présentées et comparées à la théorie. On constate que des modes impairs rayonnent significativement, et leur origine est discutée.

La machine étudiée dans ce papier est une machine asynchrone à cage d'écurueil à $q_s = 3$ phases, $p=2$ paires de pôles, $Z_r=21$ barres au rotor et $Z_s=27$ encoches au stator. Le bobinage est à pas fractionnaire puisque le nombre d'encoches stator par pôle et par phase n'est pas entier.

Le modèle électromagnétique

Calcul des courants

La tension d'alimentation peut être donnée par un schéma d'onduleur Simulink. Les courants stator et rotor sont ensuite calculées à l'aide d'une extension du schéma équivalent monophasé fondamental¹. A chaque harmonique temporelle U^n de fréquence f_n^s correspond un schéma incluant la présence de m harmoniques spatiales, comme illustré Figure 1².

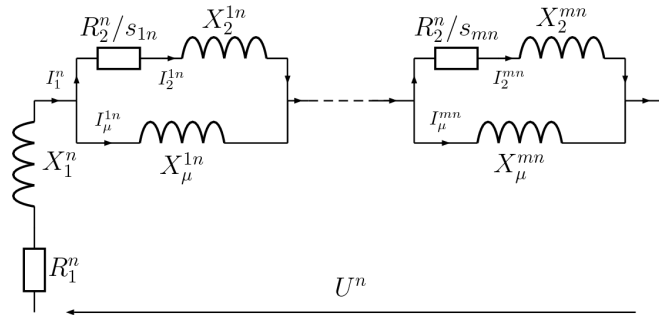


Figure 1: Schéma équivalent monophasé étendu

Calcul du champ radial d'entrefer

L'induction radiale d'entrefer B_g s'exprime sous la forme

$$B_g(t, \alpha_s) = \Lambda(t, \alpha_s) f_{mm}(t, \alpha_s) \quad (1)$$

où α_s repère une position angulaire dans le référentiel fixe du stator, $\Lambda = \mu_0/g_e$ est la perméance d'entrefer par unité de surface, g_e étant la largeur effective d'entrefer et μ_0 la perméabilité magnétique de l'entrefer, et f_{mm} est la force magnétomotrice (fmm) totale. En appliquant la loi d'Ampere sur un chemin approprié, on montre que³

$$f_{mm}(t, \alpha_s) = \underbrace{\sum_{q=1}^{q_s} i_q^s(t) N_q^s(\alpha_s)}_{f_{mm}^s} + \underbrace{\sum_{b=1}^{Z_r} i_b^r(t) N_b^r(t, \alpha_s)}_{f_{mm}^r} \quad (2)$$

où N_q^s est la fonction de bobinage 2-D, ou fonction de tours (FT), associée à la q -ième phase statorique parcourue par le courant i_q^s , et N_b^r est la fonction de tours associée à la b -ième barre rotorique parcourue par le courant i_b^r . Remarquons que contrairement à la FT statorique, la FT rotorique dépend du temps.

Les fonctions de bobinage des phases stator et la fmm statorique de la machine étudiée dans cette article sont présentées en Figure 2.

Pour le calcul de la fmm du rotor à cage d'écurueil, il faut considérer la cage comme un circuit équivalent à Z_r phases avec Z_r boucles de courant^{4,5}. De cette manière, les fonctions de bobinage peuvent toujours être utilisées en prenant comme un nombre de tours équivalent égal à un.

Le calcul des fmm stator et rotor du moteur testé ainsi que leur contenu harmonique est présenté en Figure 2 dans le cas sinusoïdal avec un glissement de $s = 3.05\%$. On peut voir que l'onde de fmm rotorique tend à contrebalancer la fmm statorique (loi de Lenz). Outre le fondamental à $v_r = p$, la fmm rotor contient notamment les harmoniques $v_r = 19$ et 23 correspondant à $v_r = Z_r \pm p$. On trouve également dans la fmm stator les harmoniques $v_s = Z_s \pm p$.

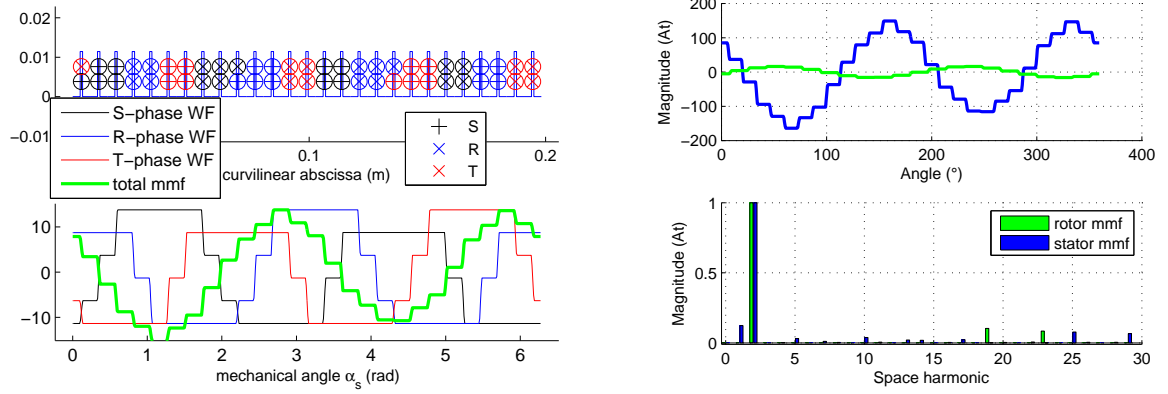


Figure 2: Schéma de bobinage, fonctions de bobinage et fmm stator simulées de la machine (gauche). Fmm rotor et stator et leur harmoniques spatiales normalisées (droite).

Validation

La forme de l'induction radiale d'entrefer a été comparée avec des simulations éléments finis (FEM) sur différentes machines à pas raccourci en régime sinusoïdal, à vide et en non-saturé, à différentes fréquences et tensions. Le calcul du couple moteur et du courant de phase ont également été validés en charge par comparaison avec des tests et des simulations FEM⁶.

Le modèle mécanique

Calcul de la force excitatrice

En négligeant la composante tangentielle des forces de Maxwell, ainsi que les effets magnétostrictifs, le bruit électromagnétique est engendré par la force par unité de surface P_M approximée par $P_M = B_g^2 / (2\mu_0)$. Cette pression négative tend à réduire l'entrefer, elle prend ses maxima en face des dents stator.

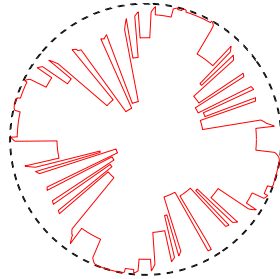


Figure 3: Forme de la force radiale de Maxwell dans l'entrefer.

Calcul des vibrations

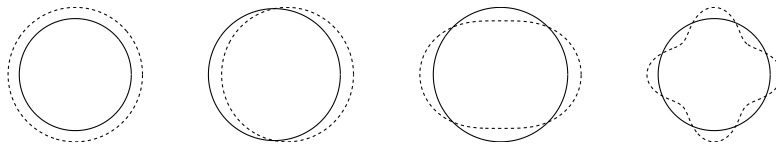


Figure 4: Forme des modes circonférentiels $m = 0$, $m = 1$, $m = 2$ and $m = 4$.

Afin de calculer les vibrations engendrées par les forces de Maxwell, on assimile le stator et la carcasse de la machine à un anneau équivalent en mode libre-libre. On ne considère donc que des déformations planaires de la machine (voir Figure 4). Cependant, une troisième dimension est indirectement prise en compte au travers du mouvement de flexion du rotor (mode $m = 1$). Les déformations statiques $Y_{m\omega}^s$ sont d'abord calculées en fonction

des amplitudes complexes $P_{m\omega}$ de la transformée de Fourier bidimensionnelle de la pression P_M^7 . Les déformations dynamiques $Y_{m\omega}^d$ sont ensuite calculées par le biais d'un facteur d'amplification :

$$Y_{m\omega}^d = Y_{m\omega}^s [(1 - f^2/f_m^2)^2 + 4\xi_m^2 f^2/f_m^2]^{-1/2} \quad (3)$$

où ξ_m est le coefficient d'amortissement modal, et f_m la fréquence naturelle du mode m . ξ_m peut se calculer en utilisant une loi expérimentale⁸.

Le calcul analytique des fréquences naturelles f_m est réalisée en assimilant le stator à un anneau². L'effet du bobinage est négligé, mais celui des dents est pris en compte en modifiant la densité de la tôle statorique.

Validation

Les fréquences naturelles de la machine ont été calculées par éléments finis et par expérience (marteau de choc et méthode sinus)⁹. Ces résultats sont comparés à la méthode analytique dans la table 1.

Table 1: Résultats des différentes méthodes de calcul des fréquences naturelles du stator (Hz)

m	Analytique	2-D FEM	Marteau de choc	Méthode sinus
0	14859	14656	OR	OR
1	1100	ND	1200	1273
2	2478	2364	2400	2423
3	6396	6473	6100	6210
4	12028	11898	11700	OR

Le modèle acoustique

La vitesse de vibration associée au mode m est $v_{m\omega} = Y_{m\omega}^d 2\pi f$. La puissance acoustique rayonnée par les vibrations de mode m et de fréquence f est

$$W_m(f) = \rho_0 c_0 S_c \sigma_m(f) < \overline{v_{m\omega}^2} > \quad (4)$$

où S_c est la surface de la structure rayonnante, ρ_0 la densité de l'air, c_0 la vitesse du son, et σ_m le facteur de radiation modal. σ_m est calculée en approximant la structure à une sphère pulsante ou un cylindre infini suivant les dimensions du moteur¹⁰. Le niveau global de puissance acoustique est alors

$$L_w = 10 \log_{10} (\sum_{f,m} W_m(f) / W_0), \quad W_0 = 10^{-12} W \quad (5)$$

Expression analytique des raies principales du spectre acoustique

Cette partie a pour but de caractériser le contenu spectral du bruit, qui est le même pour la force excitatrice et les vibrations. Il résulte du produit des spectres de la perméance d'entrefer et des fmm, qui peuvent être déterminés en utilisant les séries de Fourier.

Ordres et fréquences de la perméance

Le développement en série de Fourier de la perméance s'écrit^{11,12}

$$\Lambda = \Lambda_0 + \sum_{k_s=1}^{\infty} \Lambda_{k_s} \cos(k_s Z_s \alpha_s) + \sum_{k_r=1}^{\infty} \Lambda_{k_r} \cos(k_r Z_r (\alpha_s - \alpha_r)) + \frac{1}{2} \sum_{k_s=1}^{\infty} \sum_{k_r=1}^{\infty} \Lambda_{k_s k_r} \{ \cos((k_s Z_s - k_r Z_r) \alpha_s + k_r Z_r \alpha_r) + \cos((k_s Z_s + k_r Z_r) \alpha_s - k_r Z_r \alpha_r) \} \quad (6)$$

où l'angle α_r repère le rotor dans le référentiel du stator. L'expression (6) permet de rapidement identifier les ordres et les fréquences de la perméance, ceux-ci sont reportés dans la table 2 où la notation $f_R = f_1(1-s)/p$ est utilisée. Lorsque deux ondes de fréquence et d'ordre (f_1, m_1) et (f_2, m_2) sont multipliées, elle sont source de deux ondes supplémentaires $(f_1 + f_2, m_1 + m_2)$ et $(f_1 - f_2, m_1 - m_2)$. Ces nouvelles ondes peuvent être représentées par $(f_1 + \eta_{12} f_2, m_1 + \eta_{12} m_2)$, où le symbole η_{12} vaut ± 1 . Nommer ce symbole plutôt qu'utiliser ± 1 permet de retrouver à partir d'une fréquence son ordre spatial.

Table 2: Ordres et fréquences des ondes de perméance

Nom/Amplitude	Ordres	Fréquences	Commentaires
P_0	0	0	
P_s	$k_s Z_s$	0	$k_r, k_s \geq 1$
P_r	$k_r Z_r$	$-k_r Z_r f_R$	
P_{sr}	$k_s Z_s + \eta k_r Z_r$	$-\eta k_r Z_r f_R$	

Dans la table 2, P_0 est la perméance moyenne Λ_0 , tandis que P_s et P_r représentent la contribution des encoches stator et rotor, et P_{sr} leur interaction. Les ondes P_{sr} ne seront pas prises en compte dans cet article pour en faciliter la lisibilité. Il est également possible d'ajouter les ondes de saturation dans l'expression de la perméance¹³.

Ordres et fréquences de la fmm stator

La même analyse peut être faite avec les fmm. La fmm stator est le produit des courants stator de fréquences f_n^s avec les fonctions de bobinage qui n'apportent que des harmoniques d'espace v_s . L'expression du spectre de la fmm stator pourrait être obtenu en développant en série de Fourier les fonctions de bobinage stator. En revanche, on se contente ici de réutiliser le travail de WACH¹⁴ qui a calculé le contenu harmonique des bobinages à pas fractionnaire. On trouve que les ordres v_s engendrés par les fonctions de bobinage sont

$$v_s = 1, 2, 4, 5, 7, \dots = |p + \varepsilon_s q_s h_s| \quad \varepsilon_s = \pm 1, h_s \in \mathbb{N} \quad (7)$$

Ces résultats sont cohérents avec la Figure 2. Remarquons que dans ces figures, la transformée de Fourier réelle est utilisée, ce qui ne permet pas de distinguer les directions de propagation des champs harmoniques. L'harmonique de fmm stator $v_s=1$ tourne en effet dans le sens opposé au fondamental donné par $v_s=p=2$ pour $h_s=0$.

Ordres et fréquences de la fmm rotor

En développant en série de Fourier la fonction de bobinage d'une barre N_k^r , on montre² que les harmoniques spatiales de la fmm rotor sont $v_r = h_r Z_r \pm v_s$. Les fréquences des courants rotoriques sont notées f_{mm}^r , car elles dépendent à la fois des courants statoriques f_n^s et du glissement harmonique s_{mm} . On obtient alors la table 3.

Table 3: Ordres et fréquences des fmm

Nom/Amplitude	Ordre	Fréquences	Commentaires
F_s	$v_s = p + \varepsilon_s q_s h_s$	$\varepsilon_s f_n^s$	$h_s \geq 0$
F_r	$v_r = h_r Z_r + \varepsilon_r v_s$	$v_r f_R + \varepsilon_r f_{v_s n}^r$	$h_r \geq 0$

Ordres et fréquences du champ radial d'entrefer

Pour obtenir le spectre du champ, on réalise toutes les combinaisons possibles entre ondes de fmm et ondes de perméance.

Ordres et fréquences de la force radiale d'entrefer

Enfin, pour obtenir le spectre des forces excitatrices, on réalise la combinaison de toutes les ondes de flux. Les ondes résultantes sont présentées dans la table 4. Néanmoins, les ordres très élevés ont été omis, ainsi que les raies redondantes.

Dans le cas sinusoïdal, $f_n^s = f_1$, les raies L_1, L_5, L_6, L_7 et L_8 ont donc de basses fréquences (typiquement $2f_1 \leq 200$ Hz) et sont noyées dans le bruit mécanique. Les autres raies associées au fondamental des fmm ($v_s = v_r = p$, $\varepsilon_s = -1$, $\varepsilon_r = 1$ et $f_{v_s 1}^r = s f_1$) ont la forme suivante :

$$F_{2,3,4} = f_1 \left((1-s) \frac{k_r Z_r}{p} \pm \right) \quad (8)$$

Elles sont associées aux ordres :

$$M_{2,3,4} = \pm k_s Z_s \mp k_r Z_r \pm \left|_0^{2p} \right. \quad (9)$$

Parmi ces raies, les plus importantes sont L_2 car elle n'implique pas les ondes de fmm rotorique dont l'amplitude est plus faible. Ces raies sont souvent bruyantes en régime sinusoïdal, car elles peuvent être associées à des ordres faibles suivant l'encoche¹⁵. Notons que ces raies proviennent du fondamental du courant stator, elles sont donc toujours présentes dans le cas MLI.

Table 4: Ordres et fréquences des principales raies de force. Par exemple, $\varepsilon_r = -\varepsilon_s = 1$, $v_s = v_r = p$, $k_r = k_s = 1$ et $\eta_{rr} = -\eta_{ss} = 1$ donnent une raie de force L_3 d'ordre $Z_s - Z_r - 2p = 2$ et de fréquence $(Z_r - p)f_R + f_1 - sf_1 = Z_r f_1(1 - s)/p$.

Nom/Amplitude	Ordre	Fréquence
$L_1 = P_s F_s P_s F_r$	$\eta_{ss} v_s - \eta_{sr} v_r$	$\eta_{ss} \varepsilon_s f_{n_1}^s - \eta_{sr} (v_r f_R + \varepsilon_r f_{v_s n_2}^r)$
$L_2 = P_s F_s P_r F_s$	$k_s Z_s - k_r Z_r + v_s \eta_{ss} - v_s' \eta_{rs}$	$k_r Z_r f_R + f_{n_1}^s \varepsilon_s \eta_{ss} - f_{n_2}^s \varepsilon_s' \eta_{rs}$
$L_3 = P_s F_s P_r F_r$	$k_s Z_s - k_r Z_r + \eta_{ss} v_s - \eta_{rr} v_r$	$(k_r Z_r - \eta_{rr} v_r) f_R + \varepsilon_s \eta_{ss} f_{n_1}^s - \varepsilon_r \eta_{rr} f_{v_s n_2}^r$
$L_4 = P_s F_r P_r F_r$	$k_s Z_s - k_r Z_r + \eta_{sr} v_r' - \eta_{rr} v_r$	$f_R (k_r Z_r + \eta_{sr} v_r' - \eta_{rr} v_r) + \varepsilon_r \eta_{sr} f_{v_s n_1}^r - \varepsilon_r' \eta_{rr} f_{v_s n_2}^r$
$L_5 = P_r F_s P_r F_r$	$\eta_{rs} v_s - \eta_{rr} v_r$	$\eta_{rs} \varepsilon_s f_{n_1}^s - \eta_{rr} (v_r f_R + \varepsilon_r f_{v_s n_2}^r)$
$L_6 = P_0 F_s P_0 F_s$	$\eta_{0s} v_s - \eta_{0s}' v_s'$	$\varepsilon_s \eta_{0s} f_{n_1}^s - \varepsilon_s' \eta_{0s}' f_{n_2}^s$
$L_7 = P_0 F_r P_0 F_r$	$\eta_{0r} v_r - \eta_{0r}' v_r'$	$f_R (\eta_{0r} v_r - \eta_{0r}' v_r') + \varepsilon_r \eta_{0r} f_{v_s n_1}^r - \varepsilon_r' \eta_{0r}' f_{v_s n_2}^r$
$L_8 = P_0 F_r P_0 F_s$	$\eta_{0r} v_r - \eta_{0s} v_s$	$\eta_{0r} (v_r f_R + \varepsilon_r f_{v_s n_1}^r) - \varepsilon_s \eta_{0s} f_{n_2}^s$

En régime non-sinusoidal, les raies L_1 , L_5 , L_6 , L_7 et L_8 peuvent avoir des fréquences beaucoup plus hautes et donc contribuer significativement au bruit émis. On peut voir qu'elles sont associées aux ordres

$$M_{1,5,6,7,8} = 0 \quad \text{ou} \quad 2p \quad (10)$$

dans le cas où l'on considère les fmm fondamentales. Parmi celles-ci, les raies de plus grande amplitude sont L_6 et sont de fréquence $|\pm f_1 \pm f_n^s|$. Les raies L_7 sont sans doute de moindre importance car elles sont proportionnelles au carré de l'amplitude des ondes de fmm rotorique. Les autres raies importantes sont donc L_1 et L_5 . Si l'on prend le fondamental temporel du courant harmonique rotorique, leurs fréquences sont également de la forme¹⁶

$$F_{1,5,6,8} = |\pm f_1 \pm f_n^s| \quad (11)$$

Résultats des simulations

Une simulation est faite à vitesse nominale $f_1 = 50$ Hz, sans considérer les harmoniques spatiales induites dans les courants rotoriques. Le spectre pondéré A correspondant est présenté Figure 5. On voit que le niveau atteint 58 dBA : comme on a pu l'observer pendant les tests, la machine est peu bruyante.

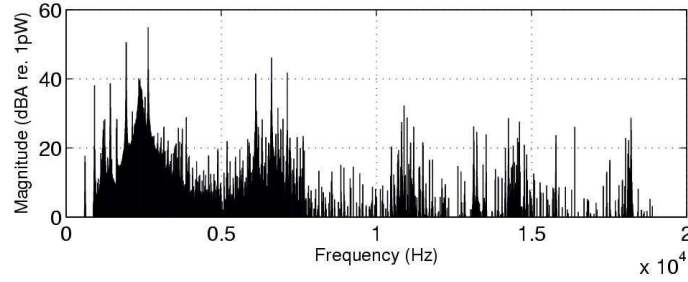


Figure 5: Spectre acoustique simulé dans le cas sinusoidal ($f_1 = 50$ Hz, $s = 3.05$ %).

Le spectre vibratoire correspondant est présenté en Figure 6, où les raies ont été colorées suivant la prédominance des modes spatiaux. Ce graphe est créé en calculant artificiellement les spectres vibratoires associé à chaque mode spatial. Dans l'hypothèse d'un découplage des modes, il permet de voir rapidement quelles déformations spatiales sont associées à chaque fréquence.

On peut voir sur cette figure que les modes principaux sont $m=1$, 2 et 3. Par exemple, une raie de mode 1 se produit à 1935 Hz. Le mode 1 peut être obtenu avec $1 = 3Z_s - 4Z_r + 2p$ avec $k_r = 4$. Or, la valeur 1935 Hz correspond bien à la forme $F_2 = f_1(4(1-s)\frac{Z_r}{p} - 2)$ pour $\eta_{ss}=1$ et $\eta_{rs}=-1$. De la même manière, une raie de mode 2 = $Z_s - Z_r - 2p$ se produit à 610 Hz, ce qui correspond à l'expression $F_2 = f_1((1-s)\frac{Z_r}{p} + 2)$ Hz ($k_r=4$, $\eta_{ss}=-1$ et $\eta_{rs}=1$). Enfin, une raie de mode 3 = $4Z_s - 5Z_r$ se produit à 2550 Hz qui est de la forme $F_2 = f_1(5(1-s)\frac{Z_r}{p})$ ($k_r=5$, $\eta_{ss}=\eta_{rs}=1$). Ces quelques exemples montrent que les résultats de simulation sont bien conformes à la théorie.

Les simulations précédentes montrent que les modes impairs rayonnent de manière significative. Les moteurs asynchrones ont généralement des nombres d'encoches pairs. En conséquence, $Z_r = \bar{Z}_s = \bar{0}$ (\bar{n} désigne le reste de la division de n par 2). Dans ce cas, le bobinage est à pas entier et $v_s = p(2q_s h_s + \varepsilon_s)$, on a donc $\bar{v}_s = \pm \bar{p}$. Par la suite, le calcul montre que tous les modes de déformation sont données par $\bar{M} = \bar{0}$ ce qui signifie que les modes excités

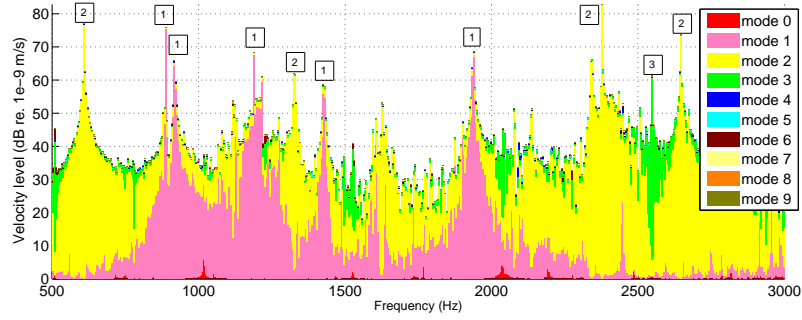


Figure 6: Spectre vibratoire simulé dans le cas sinusoïdal ($f_1 = 50$ Hz, $s = 3.05$ %). La contribution des modes à chaque raie a été mise en évidence.

par les vibrations d'origine électromagnétique sont uniquement pairs. Lorsqu'on utilise des nombres d'encoches impairs, ce qui suppose réaliser un bobinage à pas fractionnaire puisque $Z_s/(2pq_s)$ ne peut plus être entier, on n'a pas nécessairement $\bar{M} = \bar{0}$: la puissance électromagnétique apportée par la composante radiale des forces de Maxwell peut se dissiper en vibrations au travers tous les modes de déformations de la structure, pairs ou impairs. La puissance acoustique est donc répartie de manière plus uniforme sur les modes et si une résonance se produit, le niveau sonore sera moindre. Cependant, la probabilité d'exciter une résonance est plus importante puisque les modes impairs peuvent aussi être excités. De la même manière, l'utilisation d'un pas fractionnaire étale le spectre des harmoniques spatiales de fmm : d'un côté, les amplitudes sont réduites et le bruit magnétique prenant sa source dans les harmoniques de fmm est moindre, mais d'un autre côté, les harmoniques spatiales sont plus nombreuses et la probabilité d'exciter une résonance est plus grande.

Résultats expérimentaux

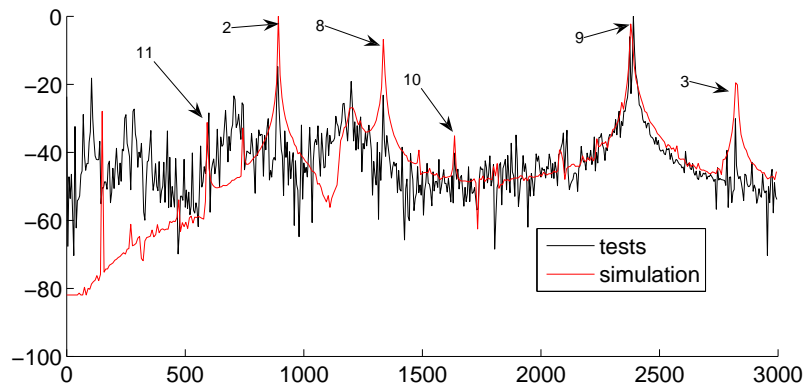


Figure 7: Comparaison entre le spectre d'accélération vibratoire mesuré et simulé.

La Figure 7 présente la comparaison entre les spectres d'accélération vibratoire mesuré et simulé à $f_s = 75$ Hz, $s = 5.6$ %, en alimentation sinus. Des différences notables apparaissent en dessous de 500 Hz, elles sont dues aux vibrations d'origine mécanique qui ne sont pas prises en compte dans notre modèle. On constate que le modèle prévoit correctement les principales raies vibratoires. On retrouve notamment la raie de fréquence $f_1(4(1-s)\frac{Z_r}{p} - 2)$ et de mode 1 près de 2800 Hz (raie 3), ainsi que la raie de fréquence $f_1((1-s)\frac{Z_r}{p} + 2)$ et de mode 2 autour de 900 Hz (raie 2). La raie la plus importante (raie 9) près de 2400 Hz est due à une résonance de mode 2, elle est de fréquence $f_1(3(1-s)\frac{Z_r}{p} + 2)$.

Conclusion

Un modèle analytique permettant de calculer le bruit électromagnétique d'une machine asynchrone en régime variable et en charge a été présenté. Les expressions analytiques des raies acoustiques les plus dangereuses ont été

démonstrées. Elles incluent l'influence des harmoniques temporelles engendrées par tout type d'alimentation, ainsi que les harmoniques spatiales apportées par tout type de bobinage.

Notre futur travail consiste à valider l'influence des harmoniques spatiales induites dans les courants rotoriques, ainsi qu'à inclure dans nos modèles les raies de saturation. Des simulations sous alimentation MLI seront également comparées aux expériences. Enfin, le modèle a été couplé à un outil d'optimisation multiobjectif en vue de réaliser des moteurs réalisant un compromis bruit/rendement donné¹⁷.

References

- ¹ A. Hubert, "Contribution à l'étude des bruits acoustiques générés lors de l'association machines électriques - convertisseurs statiques de puissances - application à la machine asynchrone," Ph.D. dissertation, Université des Technologies de Compiègne, France, Dec. 2000.
- ² J. L. Besnerais, V. Lanfranchi, M. Hecquet, and P. Brochet, "Acoustic noise of electromagnetic origin in a fractional-slot induction machine," *COMPEL*, vol. 27, no. 5, Feb. 2008, à paraître.
- ³ G. Bossio, C. D. Angelo, J. Solsona, G. Garcia, and M. Valla, "A 2-D model of the induction machine: an extension of the modified winding function approach," *IEEE Trans. on Energy Conversion*, vol. 19, no. 1, Mar. 2004.
- ⁴ H. Henao, H. Razik, and G. Capolino, "Analytical approach of the stator current frequency harmonics computation for detection of induction machine rotor faults," *IEEE Transactions on Ind. App.*, vol. 41, no. 3, May/June 2005.
- ⁵ G. Joksimovic, M. Djurovic, and J. Penman, "Cage rotor MMF : winding function approach," *IEEE Power Engineering Review*, vol. 21, no. 4, Apr. 2001.
- ⁶ J. L. Besnerais, A. Fasquelle, M. Hecquet, V. Lanfranchi, and P. Brochet, "A fast noise-predictive multiphysical model of the PWM-controlled induction machine," in *Proc. of the International Conference on Electrical Machines (ICEM'06)*, Chania, Greece, July 2006.
- ⁷ H. Jordan, *Electric motor silencer - formation and elimination of the noises in the electric motors*. W. Giradet-Essen editor, 1950.
- ⁸ S. J. Yang, *Low noise electrical motors*. Oxford: Clarendon Press, 1981.
- ⁹ A. Hubert and G. Friedrich, "Influence of power converter on induction motor acoustic noise: interaction between control strategy and mechanical structure," *Electric Power Applications, IEE Proceedings*, vol. 149, Mar. 2002.
- ¹⁰ P. Timar and J. Lai, "Acoustic noise of electromagnetic origin in an ideal frequency-converter-driven induction motor," *IEE Proceedings on Electrical Power Applications*, vol. 141, no. 6, Nov. 1994.
- ¹² H. Hesse, "Air gap permeance in doubly-slotted asynchronous machines," *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 7, no. 3, Sept. 1992.
- ¹¹ J. Brudny, "Modélisation de la denture des machines asynchrones : phénomènes de résonances," *Journal of Physics III*, vol. 37, no. 7, 1997.
- ¹³ K. Maliti, "Modelling and analysis of magnetic noise in squirrel-cage induction motors," Ph.D. dissertation, Stockholm, 2000.
- ¹⁴ P. Wach, "Algorithmic method of design and analysis of fractional-slot windings of AC windings," *Electrical Engineering*, vol. 81, 1998.
- ¹⁵ P. Timar, *Noise and vibration of electrical machines*. Elsevier, 1989.
- ¹⁶ W. Lo, C. Chan, Z. Zhu, L. Xu, D. Howe, and K. Chau, "Acoustic noise radiated by PWM-controlled induction machine drives," *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 47, no. 4, Aug. 2000.
- ¹⁷ J. L. Besnerais, V. Lanfranchi, M. Hecquet, and P. Brochet, "Mixed-variable multi-objective optimization of induction machines including noise minimization," in *Proceedings of COMPUMAG'07*, 2007.