Machines asynchrones à rotor massif composite

F. Rioux-Damidau, C. Rioux, A. Gueraud

► To cite this version:

F. Rioux-Damidau, C. Rioux, A. Gueraud. Machines asynchrones à rotor massif composite. Revue de Physique Appliquée, 1989, 24 (11), pp.1039-1047. 10.1051/rphysap:0198900240110103900 . jpa-00246140

HAL Id: jpa-00246140

<https://hal.science/jpa-00246140>

Submitted on 1 Jan 1989

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
89.29

Machines asynchrones à rotor massif composite

F. Rioux-Damidaou, C. Rioux et A. Guéraud

Laboratoire d'Electrotechnique des Universités Paris VI et XI, UA CNRS 845, 91405 Orsay, France

(Reçu le 31 janvier 1989, révisé le 29 juin 1989, accepté le 24 juillet 1989)

Résumé. — On calcule les performances de machines asynchrones dont le rotor cylindrique massif est formé d'un noyau cylindrique en matériau ferromagnétique et d'une couche conductrice non magnétique. On montre que la présence du noyau est très intéressante et que les performances sont optimales lorsque le diamètre du noyau vaut environ 80 à 90 % de celui du rotor.

Abstract. — One computes the performance of asynchronous machines having a massive cylindrical rotor formed by a ferromagnetic cylindrical core and a non magnetic conductive coat. One shows that the presence of the core is very interesting and that the performance is optimal as the core diameter is about 80 to 90 % of the rotor diameter.

1. Introduction

Il est bien connu que la réalisation de machines rapides et puissantes, au niveau de quelques MW et quelque 10^4 t/min, est un problème d'électrotechnique difficile, dû principalement :

- à la grande vitesse périphérique du rotor,
- aux très importantes « pertes de denture » ;
- aux problèmes de refroidissement, notamment du rotor.

Les machines dites « sans fer » (par abus de langage, car le fer n'est pas complètement absent dans la structure) constituent une approche non usuelle d'un tel problème [1]. La forme de réalisation la plus immédiate est du type « asynchrone », le rotor étant constitué d'un monobloc en alliage d'aluminium. La densité de puissance de ces machines, qui ne sont pas soumises aux phénomènes de saturation, n'est limitée que par les moyens de refroidissement mis en jeu. Leur rendement croissant avec les dimensions, elles sont bien adaptées aux puissances nominales élevées. Leur stabilité électromagnétique intrinsèque permet de construire des machines longues (longueur/diamètre de l'ordre de 6), ce qui améliore leurs performances et rend possible l'utilisation de suspensions particulières qui écartent les vitesses critiques mécaniques de la zone de vitesse variable. Malheureusement, leur facteur de puissance est très bas, de l'ordre de 0,5, ce qui conduit à les alimenter par des convertisseurs surdimensionnés.

On peut améliorer ce facteur de puissance tout en conservant les avantages des machines sans fer (en particulier l'absence de pertes de denture), en remplaçant le centre du monobloc par un noyau de fer. Mais cette nouvelle structure entraîne elle-même deux limitations.

La première limitation est celle de la vitesse périphérique maximale du rotor qui est plus faible. On peut évaluer approximativement cette réduction en admettant deux hypothèses simples (à peu près vérifiées en pratique) :

- la liaison mécanique radiale entre le noyau et le cylindre conducteur est faible ;
- l'épaisseur du cylindre conducteur est petite vis-à-vis de son rayon.

Dans ce cas, on peut montrer par un calcul simple [2] que la vitesse périphérique maximale est réduite de 35 %.

La deuxième limitation a trait à la puissance maximale, qui devient bornée ; cependant, cette dernière reste très élevée. En effet, on sait de manière générale que l'effort par unité de surface d'entrefer d'une machine électrique est de la forme $\langle B_n H_T \rangle$ (valeur moyenne du produit de l'induction normale par le champ tangentiel). Pour une machine classique, comportant une denture, la valeur maximale de B_n n'excède guère $0,45 B_s$ (B_s : induction de saturation), tandis que l'on a en pratique $\langle B_n H_T \rangle \leq 0,07 \frac{B_s^2}{2 \mu_0}$ (cette valeur est atteinte pour

les gros turboalternateurs ou les machines aéronautiques, au prix de densités de courant très élevées). Pour une machine sans fer à noyau, qui ne comporte pas de denture, B_n peut se rapprocher de B_s , tandis que H_T (proportionnel au nombre d'ampères-tours) peut être plus élevé que pour un système classique. Il en résulte que la puissance limite d'une machine à noyau est supérieure à celle d'une machine classique.

Par ailleurs, on constate que l'introduction d'un noyau dans le rotor d'une machine sans fer accroît la valeur de B_n sans changer notablement celle de H_T ; il en résulte que pour un même courant, la valeur de $\langle B_n H_T \rangle$, c'est-à-dire la puissance, est accrue; on constate qu'il en est de même pour le facteur de puissance.

Dans la gamme des puissances et vitesses acceptables compte tenu de leur structure, les machines à noyau, qui ne sont soumises à aucune perte de denture, présentent ainsi des performances *a priori* qu'il paraît intéressant d'examiner.

Le présent article se propose de déterminer les caractéristiques de ces dispositifs et d'en préciser le dimensionnement.

2. Modélisation.

2.1 PRINCIPE DE LA MODÉLISATION. — La figure 1 donne une coupe de la machine. Celle-ci comporte un rotor cylindrique de rayon R , tournant à la vitesse angulaire Ω et formé d'un noyau en matériau magnétique de conductivité σ_N et de rayon W et d'une couche en alliage d'aluminium de conductivité σ et d'épaisseur $R - W$. Le bobinage, en cuivre, est situé entre les rayons S_i et S_e ; c'est un bobinage

Fig. 1. — Coupe de la machine à rotor composite.

[Section of a machine with a massive composite rotor.]

polyphasé de structure hélicoïdale, alimenté par un courant polyphasé équilibré à la pulsation ω . L'ensemble est entouré par une culasse magnétique de rayon intérieur F . Tous ces éléments ont pour longueur H .

Dans le cas où le rotor est homogène en alliage d'aluminium ($W = 0$), nous avons affaire à une machine sans fer pour laquelle la modélisation du fonctionnement en régime permanent a déjà été effectuée [3]. Rappelons que l'on considère pour cela le système formé d'une infinité de machines régulièrement alignées le long de l'axe Oz et suffisamment espacées pour ne pas interagir (cf. Fig. 2). On développe alors le champ magnétique en séries de Fourier de t , θ et z :

$$\mathcal{K} = \sum H_{nlq}(\rho) e^{i(n\omega t + \ell\theta + qkz)}$$

Fig. 2. — Système modélisé. Un pas du système, $2\pi/k$, comprend deux machines symétriques par rapport au plan $z = 0$.

[The modeled system. A pitch $2\pi/k$ comprises two symmetrical machines with respect to $z = 0$.]

$2\pi/k$ étant le pas du système en z , qui comprend deux machines symétriques par rapport au plan $z = 0$.

Compte tenu de cette décomposition, et en supposant le rotor et la culasse infiniment longs ce qui est une excellente approximation étant donné que les machines sont longues [4], on détermine les expressions analytiques du champ dans le rotor et hors du rotor en utilisant les équations de Maxwell. Les diverses composantes de Fourier du champ sont exprimées à l'aide des fonctions de Bessel et leur conservation à l'interface rotor-entrefer donne le système permettant de calculer les constantes intervenant dans les expressions du champ.

Dans le cas qui nous concerne, la non-homogénéité du rotor introduit une complication supplémentaire. En effet, lorsqu'un champ magnétique variable est appliqué sur un bloc conducteur et magnétique saturable, la pénétration du champ en son intérieur met en jeu une dynamique complexe [5]; il se développe en pratique sur la surface en regard du champ une couche de matériau magnétique saturé (c'est-à-dire $B \neq B_s$) en forme de crêteau, d'épaisseur λ_μ proportionnelle au flux total instantané passant au travers du bloc (pour $\lambda_\mu \ll R$). Il n'était pas question ici d'effectuer une description précise de ce phénomène, car la complexité supplémentaire apportée au traitement numérique aurait été sans aucune mesure avec l'amélioration de la précision globale attendue. Aussi, on a choisi une modélisation simple, en supposant que le rotor a une perméabilité μ constante (temporellement et spatialement) dont la valeur est ajustée au mode de fonctionnement.

Pour établir l'équivalence des deux procédés de calculs (le calcul exact conduisant à un crêteau et le calcul équivalent à $\mu = \text{Cte}$), on écrit simplement l'égalité des flux.

Dans le cas du crêteau, le flux au travers du rotor est égal à :

$$\left| \Phi = \int_{-L}^{+L} \lambda_\mu(z) B_s dz \right|$$

où $2L$ est la longueur du rotor.

Dans le cas d'une perméabilité constante, la distribution radiale de B (toujours dans l'hypothèse plane $\lambda_\mu \ll R$) est de la forme :

$$B = B(\rho, z) = B(R, z) e^{-(R-\rho)/\delta_\mu}.$$

Le flux total est donc :

$$\Phi \neq \int_{-L}^{+L} \delta_\mu B(\rho, z) dz.$$

La comparaison des flux entraîne :

$$\lambda_\mu(z) B_s = \delta_\mu B(R, z).$$

L'expression ci-dessus permet une certaine latitude dans le choix de δ_μ ; la dispersion des résultats

numériques est en effet assez faible tant que $\delta_\mu \ll R$ (modèle plan). Cependant, pour rapprocher le mieux possible le modèle à $\mu = \text{Cte}$ du modèle « en crêteau », c'est-à-dire pour que les extensions spatiales soient voisines, on pose :

$$\delta_\mu = \text{valeur maximale de } \lambda_\mu(z) = \lambda_\mu(0).$$

Il en résulte que :

$$\text{valeur maximale de } B(R, z) = B(R, 0) = B_s.$$

C'est cette dernière relation que l'on a prise pour ajuster la valeur de μ : la valeur crête B_n de l'induction existant dans le plan médian de la machine au niveau de l'interface fer-aluminium, a été rendue égale à l'induction de saturation B_s du matériau considéré. En pratique, pour déterminer μ on utilise le procédé habituel d'itération : on se donne une valeur de μ , on calcule entre autres B_n et on le compare avec B_s . On recommence le nombre de fois nécessaire le calcul, en modifiant convenablement μ jusqu'à ce que l'on obtienne B_n sensiblement égal à B_s .

2.2 EXPRESSION DES CHAMPS. — Lorsqu'on se donne la valeur de μ , la résolution des équations de Maxwell permet d'exprimer les composantes de Fourier des champs à partir des fonctions de Bessel J et Y :

— dans le noyau

$$\begin{aligned} H_{z, n\ell q} &= N_1 J_\ell(b_N \rho) \\ (H_\rho - iH_\theta)_{n\ell q} &= N_2 J_{\ell-1}(b_N \rho) \\ (H_\rho + iH_\theta)_{n\ell q} &= N_3 J_{\ell+1}(b_N \rho) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{avec } b_N^2 = -[q^2 k^2 + i\sigma_N \mu (n\omega + \ell\Omega)]$$

— dans l'anneau

$$\begin{aligned} H_{z, n\ell q} &= A_1 J_\ell(b\rho) + \tilde{A}_1 Y_\ell(b\rho) \\ (H_\rho - iH_\theta)_{n\ell q} &= A_2 J_{\ell-1}(b\rho) + \tilde{A}_2 Y_{\ell-1}(b\rho) \\ (H_\rho + iH_\theta)_{n\ell q} &= A_3 J_{\ell+1}(b\rho) + \tilde{A}_3 Y_{\ell+1}(b\rho) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{avec } b^2 = -[q^2 k^2 + i\sigma \mu_o (n\omega + \ell\Omega)]$$

— hors rotor

$$\begin{aligned} H_{z, n\ell q} &= (G + C) J_\ell(a\rho) + \\ &\quad + (\tilde{G} + \tilde{C}) Y_\ell(a\rho) \\ (H_\rho - iH_\theta)_{n\ell q} &= (G + C) J_{\ell-1}(a\rho) + \\ &\quad + (\tilde{G} + \tilde{C}) Y_{\ell-1}(a\rho) \\ (H_\rho + iH_\theta)_{n\ell q} &= -(G + C) J_{\ell+1}(a\rho) - \\ &\quad - (\tilde{G} + \tilde{C}) Y_{\ell+1}(a\rho) \end{aligned} \quad (3)$$

où $a = iqk$ et où $C(\rho)$ et $\tilde{C}(\rho)$ sont calculées à partir des coefficients de Fourier des bobinages [3].

Les constantes intervenant dans l'expression des champs sont au nombre de 11 au lieu de 5 dans le cas du rotor monobloc. Les relations qu'elles vérifient

s'établissent de la même façon. A partir de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ dans le rotor, on obtient les trois premières relations :

$$\begin{cases} 2aN_1 - b_N N_2 + b_N N_3 = 0 & (4.1) \\ 2aA_1 - b_N A_2 + b_N A_3 = 0 & (4.2) \\ 2aA_1 - b_N \tilde{A}_2 + b_N \tilde{A}_3 = 0. & (4.3) \end{cases}$$

La conservation des composantes tangentielles de $\mathcal{K}$ et normale de $\mathcal{B}$ à la transition noyau-anneau, c'est-à-dire de $\mathcal{K}_z$, $\mathcal{K}_\theta$ et $\mathcal{B}_\rho$ au rayon W conduit à :

$$N_1 J_\ell(b_N W) = A_1 J_\ell(bW) + \tilde{A}_1 Y_\ell(bW) \quad (4.4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} [(\mu + 1)/2] N_2 J_{\ell-1}(b_N W) + [(\mu - 1)/2] \times \\ \times N_3 J_{\ell+1}(b_N W) = A_2 J_{\ell-1}(bW) + \tilde{A}_2 Y_{\ell-1}(bW) \end{aligned} \right. \quad (4.5)$$

$$\left\{ \begin{aligned} [(\mu - 1)/2] N_2 J_{\ell-1}(b_N W) + [(\mu + 1)/2] \times \\ \times N_3 J_{\ell+1}(b_N W) = A_3 J_{\ell+1}(bW) + \tilde{A}_3 Y_{\ell+1}(bW). \end{aligned} \right. \quad (4.6)$$

De plus, il faut écrire que le courant radial est continu lorsqu'il passe du noyau à l'anneau, c'est-à-dire que la quantité

$$\sigma [\mathcal{E}_\rho + (v \wedge \mathcal{B})_\rho] = \sigma [\mathcal{E}_\rho + v_\theta \mathcal{B}_z]$$

est continue. Or $\mathcal{B}_z$ étant continu, le produit $v_\theta \mathcal{B}_z$ l'est également ; $\mathcal{E}_\rho$ l'est aussi (car les charges qui pourraient se mettre à la surface sont négligeables). Comme est discontinu, il faut donc que :

$$\mathcal{E}_\rho + (v \wedge \mathcal{B})_\rho = 0.$$

Cela revient à ce que I_ρ soit nul : il n'y a pas de courants radiaux qui circulent du noyau à l'anneau. En écrivant $\mathcal{J}_\rho = (\nabla \wedge \mathcal{K})_\rho = 0$, on en déduit :

$$-aJ_{\ell-1}(b_N W) N_2 + aJ_{\ell+1}(b_N W) N_3 + b_N [J_{\ell+1}(b_N W) + J_{\ell-1}(b_N W)] N_1 = 0. \quad (4.7)$$

Enfin, en écrivant la conservation du champ à la transition rotor-entrefer et en imposant que le champ soit normal à la surface interne de la culasse (composante tangentielle nulle en $\rho = S_i$) :

$$\left\{ \begin{aligned} A_1 J_\ell(bR) + \tilde{A}_1 Y_\ell(bR) = GJ_\ell(aR) + \tilde{G}Y_\ell(aR) \end{aligned} \right. \quad (4.8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} A_2 J_{\ell-1}(bR) + \tilde{A}_2 Y_{\ell-1}(bR) = \\ = GJ_{\ell-1}(aR) + \tilde{G}Y_{\ell-1}(aR) \end{aligned} \right. \quad (4.9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} A_3 J_{\ell+1}(bR) + \tilde{A}_3 Y_{\ell+1}(bR) = \\ = -GJ_{\ell+1}(aR) - \tilde{G}Y_{\ell+1}(aR) \end{aligned} \right. \quad (4.10)$$

$$\left\{ \begin{aligned} G_1 J_\ell(bF) + \tilde{G}_1 Y_\ell(bF) = \\ = -C(S_c) J_\ell(aF) - \tilde{C}(S_c) Y_\ell(aF). \end{aligned} \right. \quad (4.11)$$

L'ensemble des équations (4) forme ainsi un système linéaire de 11 équations à 11 inconnues et, une fois résolu, nous avons par (1), (2) et (3) les valeurs des champs dans la machine pour la valeur de μ que nous avons imposée dans le noyau.

2.3 DÉTERMINATION DE μ . — Le module du champ magnétique vaut :

$$|\mathcal{K}|^2 = \mathcal{K}_\rho^2 + \mathcal{K}_\theta^2 + \mathcal{K}_z^2 = (\mathcal{K}_\rho + i\mathcal{K}_\theta)(\mathcal{K}_\rho - i\mathcal{K}_\theta) + \mathcal{K}_z^2.$$

Il est facile de le calculer à la surface du noyau, pour $\rho = W$, à partir de ses coefficients de Fourier. Au milieu de la machine, en $z = \pi/2k$, $\mathcal{K}_z$ est nul et :

$$\mathcal{K}_\rho - i\mathcal{K}_\theta = \sum_{n\ell q \in \mathbb{Z}^3} (H_\rho - iH_\theta)_{n\ell q} e^{iq\frac{\pi}{2}} e^{i(n\omega t + \ell\Omega)}.$$

Or, comme le stator est alimenté par des courants polyphasés équilibrés, on montre [3] que les seuls harmoniques qui contribuent au champ total sont tels que :

$$n + \ell = fm \quad f \in \mathbb{N}$$

où m est le nombre de plages de phase du bobinage. Celui-ci est en général égal à 12. Comme les harmoniques d'ordre élevé apportent une contribution négligeable, on se limitera à $n + \ell = 0$ et il reste :

$$\mathcal{K}_\rho - i\mathcal{K}_\theta = \sum_{\ell q \in \mathbb{Z}^2} (H_\rho - iH_\theta)_{-\ell\ell q} e^{iq\frac{\pi}{2}} e^{i\ell(\theta - \omega t)}. \quad (5)$$

En utilisant l'expression (1) des coefficients de Fourier des champs on obtient donc $|\mathcal{K}(\omega = W, \theta, z = \frac{\pi}{2k}, t)|^2$ en fonction de $\theta - \omega t$ et l'on cherche sa valeur maximale $\mathcal{K}_N$. L'induction $\mathcal{B}_N$ vaut ainsi $\mathcal{B}_N = \mu \mathcal{K}_N$.

3. Etude des performances.

3.1 PERFORMANCES DE MACHINES HOMOTHÉTIQUES. — Pour déterminer les performances d'une machine donnée, on calcule μ par le procédé itératif indiqué plus haut [6].

Ici, nous voulons en fait déterminer les structures des machines à noyau magnétique ayant les meilleures performances, et cela en effectuant un minimum raisonnable de calculs.

A cet effet, nous considérerons deux machines géométriquement homothétiques dans un rapport h ($R = hR_0$, $W = hW_0$, etc...). Ces deux machines auront des cartes de champ homothétiques si les arguments des fonctions de Bessel sont les mêmes

pour ρ_o et $\rho = h\rho_o$ car les coefficients déterminés par (4) sont alors proportionnels et

$$\frac{\mathcal{K}(\rho)}{\mathcal{K}_o(\rho_o)} = \frac{N_1}{N_{1o}} = \frac{N_2}{N_{2o}} = \dots = \frac{C}{C_o} = \frac{\tilde{C}}{\tilde{C}_o} = h \frac{j}{j_o} \quad (6)$$

j et j_o étant les densités de courant. Ces arguments sont égaux si :

- les valeurs de μ sont les mêmes,
- les pulsations des courants d'alimentation sont telles que $\omega = \omega_o/h^2$,
- les vitesses rotoriques sont telles que : $\Omega = \Omega_o/h^2$.

Dans ce cas, les champs de saturation sont aussi tels que :

$$\frac{B_s}{B_{so}} = h \frac{j}{j_o}. \quad (7)$$

En général, $B_s = B_{so}$ car le matériau constituant les deux noyaux est le même, et l'on a :

$$j = j_o/h$$

et $\mathcal{K}(\rho) = \mathcal{K}_o(\rho_o)$. (8)

Si $B_s \neq B_{so}$, les cartes de champ sont homothétiques si (7) est vérifiée et alors :

$$\frac{\mathcal{K}(\rho)}{\mathcal{K}_o(\rho_o)} = \frac{B_s}{B_{so}}. \quad (9)$$

Les puissances des machines homothétiques sont telles que :

$$\frac{P}{P_o} = \frac{|\mathcal{K}|^2 S R \rho}{|\mathcal{K}_o|^2 S_o R_o \omega_o} = h \left(\frac{B_s}{B_{so}} \right)^2. \quad (10)$$

Les pertes par effet Joule (aussi bien rotoriques que statoriques) sont telles que :

$$\frac{P_J}{P_{Jo}} = \left(\frac{j}{j_o} \right)^2 \left(\frac{R}{R_o} \right)^3 = h \left(\frac{B_s}{B_{so}} \right)^2. \quad (11)$$

Les pertes relatives $p = \frac{P_J}{P}$ et $p_o = \frac{P_{Jo}}{P_o}$ sont égales.

3.2 OPTIMISATION. — Nous considérons une machine de géométrie donnée (R_o , S_{io} , S_{eo} , F_o et H_o sont connus), dont on fait varier le seul rayon W_o du noyau magnétique. La valeur B_{so} du champ de saturation du noyau est connu. La machine est alimentée par un courant j_o sinusoïdal ; nous calculons ses performances pour diverses valeurs de j_o en fonction de W_o . Nous en déduisons ensuite les performances de machines homothétiques.

Notons que, pour un courant sinusoïdal, les coefficients de Fourier du champ ne sont importants que pour $n = \pm 1$ et $\ell = \mp 1$. Dans ce cas, ils ne dépendent

plus de ω , mais seulement de $\omega_R = \omega - \Omega$. Alors, deux machines homothétiques alimentées par des pulsations ω_o et ω et des densités de courant obéissant à (7) et fonctionnant à ω_{R_o} et ω_{R_o}/h^2 sont telles que :

$$\begin{aligned} \frac{P}{P_o} &= \left(\frac{B_s}{B_{so}} \right)^2 h^3 \frac{\omega}{\omega_o}; & \frac{P_J}{P_{Jo}} &= h \left(\frac{B_s}{B_{so}} \right)^2; \\ \frac{P}{P_o} &= \frac{\omega_o}{h^2 \omega}; & \cos \varphi &= \cos \varphi_o. \end{aligned} \quad (12)$$

L'étude a été menée pour deux géométries de machine, l'une à bobinage épais, et l'autre à bobinage plus fin, dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.

Tableau I. — *Caractéristiques des deux machines.*
[Characteristics of the two machines.]

	Bobinage épais	Bobinage fin
R_o	0,100 m	0,100 m
S_{io}	0,103 m	0,102 m
S_{eo}	0,128 m	0,113 m
F_o	0,130 m	0,115 m
H_o	0,800 m	0,800 m
Coefficient de remplissage :		0,3277
ω_o :		1 000 rad/s

Les figures 3, 4, 5, 6 concernent les machines homothétiques des deux géométries indiquées ci-dessus. Elles donnent le facteur de puissance « $\cos \varphi$ » et le rendement $r = 1 - p$ en fonction de la pulsation rotorique pour diverses valeurs du rapport W/R lorsque le stator est alimenté par une densité de courant donnée par (9) avec (en unités M.K.S.A.).

— pour le bobinage épais, $j_h/B_s = j_o/B_{so} = 2 \times 10^{-6}$, soit $jR/B_s = 2 \times 10^{-7}$,

— pour le bobinage fin, $j_h/B_s = j_o/B_{so} = 5 \times 10^{-6}$, soit $jR/B_s = 5 \times 10^{-7}$.

L'avantage des machines à rotor composite apparaît nettement sur ces courbes. Nous pouvons en particulier remarquer que :

— le rendement croît franchement avec le rayon du noyau W jusqu'à ce que ce dernier soit très proche du rayon « R » du rotor ($\approx 0,95 R$), puis il décroît jusqu'à la valeur obtenue avec un rotor en fer pur, la baisse des performances étant due à la saturation dans le fer. Le rendement des sans-fer est le plus faible, surtout si le bobinage est mince ;

— comme pour le rendement, on constate que le facteur de puissance ($\cos \varphi$) passe par un maximum mais pour des valeurs de W un peu plus faibles, de l'ordre de 0,8 à 0,9 R .

Fig. 3. — Facteur de puissance en fonction de la pulsation rotorique pour un bobinage épais.

[Power factor as a function of the rotor angular frequency for a machine with a thick winding.]

Fig. 4. — Facteur de puissance en fonction de la pulsation rotorique pour un bobinage mince.

[Power factor as a function of the rotor angular frequency for a machine with a thin winding.]

Fig. 5. — Rendement en fonction de la pulsation rotorique pour un bobinage épais.

[Efficiency as a function of the rotor angular frequency for a machine with a thick winding.]

Fig. 6. — Rendement en fonction de la pulsation rotorique pour un bobinage mince.

[Efficiency as a function of the rotor angular frequency for a machine with a thin winding.]

Sur les figures 5 et 6, nous constatons que pour une valeur de jh/B_s donnée, il existe une valeur de W/R qui donne le rendement optimal lorsque le facteur de puissance est imposé. On constate, de fait, qu'il existe une plage assez large de W/R conduisant aux mêmes performances. De plus, cette valeur (ou cette plage), varie assez peu lorsque le rapport jh/B_s varie. Typiquement, les machines telles que le rayon du noyau soit compris entre $0,85 R$ et $0,9 R$ ont un facteur de puissance égal à

0,8. Le fonctionnement optimal a lieu sensiblement pour les mêmes valeurs de ω_R que pour les machines sans fer ($\omega_R \sim 20 \text{ rad/s}$).

Cette étude nous a permis, au passage, de déterminer les performances des machines dont le rotor est monobloc, en fer pur et de les comparer avec les moteurs homopolaires asynchrones [7]. Elles ont des rendements acceptables mais les facteurs de puissance sont très faibles ; ils ne prennent des valeurs acceptables que si l'on consent à fonctionner à

glissement élevé, c'est-à-dire avec des pertes rotoriques importantes. Si l'on désire les mêmes pulsations qu'avec les machines à noyau, les facteurs de puissance deviennent très faibles.

3.3 CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DES MACHINES À NOYAU. — Les courbes précédentes nous permettent de déterminer les caractéristiques générales des machines optimisées.

3.3.1 Pertes Joule statoriques. — Les figures 7 et 8 donnent les pertes Joule relatives pour diverses optimisations possibles de la machine de référence, à bobinage épais ou à bobine mince, lorsque celle-ci est alimentée à 2 500 rad/s : la vitesse périphérique du rotor est alors de 250 m/s. Dans les machines homothétiques ayant la même vitesse périphérique, les pertes sont égales à $p = p_o/h$. Notons que si nous changeons la valeur de la vitesse périphérique, nous avons :

$$p(v')/p(v) = v'/v. \quad (13)$$

Nous avons, sur ces figures, tracé deux courbes : les unes, en trait plein, donnent les pertes à facteur de puissance constant (0,7 (Fig. 7) ; 0,8 (Fig. 8)), pour une machine dont le rapport W/R vaut 0,85. Les autres, en tirets, donnent les pertes d'une machine dont le rotor est en fer pur à ω_{R_o} constant ; les chiffres indiquent la valeur du $\cos \varphi$ le long de ces courbes. On voit clairement, sur ces courbes, le gain obtenu grâce à la présence du noyau magnétique.

Nous avons d'abord calculé les paramètres de

Fig. 7. — Pertes Joule relatives avec le bobinage épais (---) rotor en fer pur, (-.-) rotor à noyau).

[Joule losses for a machine with a thick winding (---) rotor made of iron, (-.-) rotor with a core).]

Fig. 8. — Pertes Joule relatives avec le bobinage mince (---) rotor en fer pur, (-.-) rotor à noyau).

[Joule losses for a machine with a thin winding (---) rotor made of iron, (-.-) rotor with a core].]

glissement η dans la couche d'aluminium et η_N dans le noyau :

$$\eta = \eta_o = 2 R_o / \delta_o^2 = \mu_o \sigma \omega_{R_o} R_o^2 \quad (14)$$

$$\eta_N = \eta_{N_o} = 2 R_o / \delta_{N_o}^2 = \mu \sigma_N \omega_{R_o} R_o^2.$$

Dans l'aluminium η vaut typiquement 5 (de 3 à 10). Les courants sont donc en général répartis sur toute l'épaisseur de la couche. Au contraire, η_N est très élevé, le courant pénètre à peine dans le fer et sur une épaisseur tout à fait négligeable.

Tableau II. — Rapport P_R/P_J ($h = R/R_o = 10 R$). [Ratio P_R/P_J ($h = R/R_o = 10 R$).]

Type de bobinage	$\cos \varphi$	W/R	$h^2 P_R/P_J$	
			minimum	maximum
Bobinage épais	0,5	0,00 (sans fer)	0,112	
	0,7	0,85	0,27	0,32
	0,8	0,88	0,44	0,47
Bobinage mince	0,59	0,00 (sans fer)	0,109	
	0,76	0,88	0,13	0,19
	0,8	0,90	0,19	0,25

Fig. 9. — Diagramme général des performances des machines à rotor composite. P' et R' représentent la puissance et le rayon du rotor lorsque $B_s = 2 \text{ T}$, $j = 20 \text{ A/mm}^2$, $v = 250 \text{ m/s}$. ① et ② : machine à bobinage épais avec $W/R = 0,85$ et $\cos \varphi = 0,7$ pour ①, $W/R = 0,88$ et $\cos \varphi = 0,8$ pour ②. ④ : machine à bobinage mince avec $W/R = 0,88$ et $\cos \varphi = 0,76$. ③ et ⑤ : rotor sans fer associé à un bobinage épais avec $\cos \varphi = 0,5$ pour ③ et à un bobinage mince avec $\cos \varphi = 0,59$ pour ⑤.

[General diagram of the performance of the machines with a composite rotor. P' and R' give the power and the radius of the rotor when $B = 2 \text{ T}$, $j = 20 \text{ A/mm}^2$, $v = 250 \text{ m/s}$. ① et ② : machine with a thick winding ; $W/R = 0.85$ and $\cos \varphi = 0.7$ for ① ; $W/R = 0.88$ and $\cos \varphi = 0.8$ for ②. ④ : machine with a thin winding ; $W/R = 0.88$ and $\cos \varphi = 0.76$. ③ and ⑤ : ironless rotor associated with a thick winding ($\cos \varphi = 0.5$) for ③ and with a thin winding ($\cos \varphi = 0.59$) for ⑤.]

Nous avons ensuite calculé le rapport des pertes rotoriques aux pertes statoriques (cf. Tab. II) pour le fonctionnement optimal, qui a toujours lieu sensiblement pour le même $\omega_{R_0} = h^2 \omega_R S$, quel que soit W . Ce rapport vaut :

$$\frac{P_R}{P_J} = \frac{P_R}{P_a} \cdot \frac{P_a}{P_J} = \frac{\omega_R}{\omega} \cdot \frac{1}{p} \quad (15)$$

et donc, d'après (12) :

$$\frac{P_R}{P_J} \bigg/ \frac{P_{R_0}}{P_{J_0}} = \frac{1}{h^2} \left(\frac{v_0}{v} \right)^2 \quad (16)$$

soit $\frac{P_R}{P_J} = \frac{1}{h^2} \frac{P_{R_0}}{P_{J_0}}$ en supposant les vitesses périphériques des rotors égales.

Le tableau II montre que le rapport des pertes P_R/P_J augmente rapidement avec W/R ; d'autre part, d'après (16), elles diminuent comme le carré des dimensions.

3.3.2 Puissance. — La puissance est donnée par (12). En fait les données constructives étant la vitesse périphérique du rotor, la densité de courant dans le bobinage et le champ de saturation du matériau, nous écrirons plutôt :

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{B_s}{B_{s_0}} \right)^4 \left(\frac{j_0}{j} \right)^2 \frac{v}{v_0} \quad (17)$$

Nous avons porté sur la courbe 9 la quantité $P j^2 / B_s^4 v$ en fonction de $B_s / j R$ et gradué également les axes en puissance et rayon en admettant les valeurs typiques $B_s = 2 \text{ T}$, $j = 20 \text{ A/mm}^2$ et $v = 250 \text{ m/s}$.

L'avantage des machines à rotor à noyau magnétique sur les machines sans fer et les machines homopolaires [8] apparaît de façon évidente sur cette figure en ce qui concerne la puissance et le $\cos \varphi$. Les pertes Joule correspondantes ont été données figures 7 et 8.

4. Conclusion.

L'étude des machines à rotor composite présentée ici est fondée sur une modélisation assez simple des propriétés du noyau magnétique. Elle donne correctement les ordres de grandeur des caractéristiques des machines et fournit des conclusions générales exactes mais ne peut permettre d'entrer dans les détails.

Il apparaît dès maintenant, que les machines dont le rotor est composé d'un noyau magnétique et d'une couche d'alliage à base d'aluminium ont des performances tout à fait intéressantes lorsque le rapport des rayons du noyau et du rotor W/R est de 80 à 90 % ; le facteur de puissance atteint des valeurs comprises entre 0,7 et 0,8 et le rendement est excellent.

Bibliographie

- [1] RIOUX C., BLEIS C. A., RIOUX-DAMIDAU F., SULTANEM F., Machines sans fer : éléments de comparaison entre calculs et essais sur maquette, *Rev. Gen. Elec.* (1984) p. 619.
- [2] RIOUX C., L'utilisation du concept de « viriel » pour comparer les systèmes isolés accumulant de l'énergie, *Revue Phys. Appl.* **11** (1976) 617.
- [3] RIOUX-DAMIDAU F., Calcul semi-tridimensionnel des champs et des courants dans les machines asynchrones sans fer, *Revue Phys. Appl.* **18** (1983) 113.
- [4] RIOUX-DAMIDAU F., Modélisation des machines cylindriques asynchrones sans fer. Prise en compte de la longueur finie du rotor, *Revue Phys. Appl.* **20** (1985) 235.
- [5] BOSSAVIT A., Le chauffage par induction des pièces d'acier : aperçus théoriques, *Rev. Gén. Elec.* (1986) p. 33.
- [6] GUÉRAUD A., Contribution à l'étude des machines électriques à conducteurs dans l'entrefer, Thèse de Doctorat, Université Paris VI (juin 1988).
- [7] SAINT-MICHEL J., Rotor ferromagnétique massif : un moyen pour obtenir de fortes puissances à de grandes vitesses, *Rev. Gen. Elec.* (1987) p. 45.
- [8] WIARI A., CAUSSIN G., MARCHENOIR A., Machine homopolaire alimentée par onduleur de courant pour entraînement de grande puissance à grande vitesse, *Revue Gen. Elec.* (1984) p. 666.