

1010/84

# THESE

Présentée à

**L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE**

Pour obtenir le titre de

# MAGISTER.

par

**Rachid IBTIOUEN**

*Etude d'un moteur d'induction à rotor massif lisse pour différentes largeurs d'entrefer*  
 - Performances sous divers régimes d'alimentation  
 - Comportement thermique.

soutenue publiquement le 07 Mai 1984 devant la commission d'examen

Membres du Jury

Messieurs : M. BENDA OUD	Professeur (U.S.T.H.B.)	: Président
Z. BARSKI	Professeur (E.N.P.)	: Rapporteur
A. ADANE	Maître de Conférences (U.S.T.H.B.)	} : Examineurs
W. KOLEK	Professeur (U. Constantine)	
M.E.H. ZAIM	Chargé de Cours (E.N.P.)	
M. KOURGLI	Chargé de Cours (E.N.P.)	- Membre - Invité

# THESE

Présentée à

L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Pour obtenir le titre de

# MAGISTER

par

**Rachid IBTIOUEN**

*Etude d'un moteur d'induction à rotor massif  
lisse pour différentes largeurs d'entrefer  
- Performances sous divers régimes  
d'alimentation  
- Comportement thermique.*

soutenue publiquement le 07 Mai 1984 devant la commission d'examen

Membres du Jury

Messieurs : M. BENDAOU	Professeur (U.S.T.H.B.)	: Président
Z. BARSKI	Professeur (E.N.P.)	: Rapporteur
A. ADANE	Maitre de Conférences (U.S.T.H.B.)	} : Examineurs
W. KOLEK	Professeur (U. Constantine)	
M.E.H. ZAIM	Chargé de Cours (E.N.P.)	
M. KOURGLI	Chargé de Cours (E.N.P.)	- Membre - Invité

# Avant - Propos

Ce travail a été réalisé au laboratoire des machines électriques de l'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE sous la direction, à l'origine de Monsieur B.N. GARUDACHAR (actuellement Professeur à l'Université d'Osmania - Inde) ensuite la relève a été assurée par Monsieur Zdzislaw BARSKI (Professeur à l'E.N.P).

Je les remercie vivement pour l'intérêt qu'ils ont porté à la réalisation de ce travail.

Pour ses conseils fructueux, j'exprime une fois de plus mes sincères remerciements à Monsieur Zdzislaw BARSKI.

Je prie Monsieur Mohamed BENDAOU, Professeur à L'U.S.T.H.B. de bien vouloir accepter l'expression de ma profonde gratitude pour le grand honneur qu'il m'a fait en assurant la présidence du Jury d'examen.

-Un grand mérite pour le démarrage de la post-graduation d'électrotechnique revient à Monsieur Abdelhamid ADANE ancien Chef de département (Electronique-Electrotechnique) actuellement Directeur de l'Institut d'Electronique de l'U.S.T.H.B. Je tiens à le remercier sincèrement pour sa participation au Jury d'examen.

-Monsieur Weadyslaw KOLEK, spécialiste en machines électriques, Professeur à l'Université de Constantine, a bien voulu honorer de sa présence mon Jury d'examen; je le remercie vivement pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

- Que Monsieur Mohammed El-Hadi ZAIM trouve ici l'expression de mon estime. Je le remercie pour son apport bibliographique, pour les discussions que nous avons eues ensemble ainsi que pour sa présence en tant qu'examinateur.

- Je remercie sincèrement la Direction du Projet "M.E.I" (Sonelec-Azarga) et en particulier Monsieur M.MAHFOUFI pour l'accueil qui m'a été réservé au sein de cette importante unité de construction de machines électriques, ainsi que pour l'aide matérielle qui était indispensable à la réalisation de ce travail.

- Je tiens à remercier Monsieur M.LOUALI ainsi que tout le personnel de l'atelier des machines-outils pour leurs précieux concours.

- Que Monsieur CHETIBI, Directeur de l'U.E.R Electrotechnique à l'E.N.I.T.A et Monsieur O.BENTOUNSI trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements pour leurs conseils lors de la rédaction de ce travail.

- Je remercie Monsieur S.A.DARADJI pour son concours matériel, je remercie également Messieurs M.A. HANDALA, A.MAAZI, S.MEKHTOUB, H.BENMESSAOUD, El-Hadj KHELIOUATI ainsi que tous mes collègues du département et en particulier Monsieur B.BEMICI pour leur soutien amical.

- Je tiens à remercier enfin Monsieur MUSTAPHA KOURGLI Chef du département Electrotechnique.

## SYMBOLES UTILISES

- I : courant absorbé au stator (A)  
V : tension simple d'alimentation (V)  
R<sub>s</sub> : résistance par phase au stator ( $\Omega$ )  
X<sub>s</sub> : réactance par phase (de fuite) au stator ( $\Omega$ )  
I<sub>c</sub> : courant de charge statorique (A)  
I<sub>m</sub> : courant de magnétisation (A)  
R<sub>c</sub> : résistance de charge par phase ramenée au stator ( $\Omega$ )  
X<sub>c</sub> : réactance de charge par phase ramenée au stator ( $\Omega$ )  
X<sub>m</sub> : réactance de magnétisation ( $\Omega$ )  
E : tension induite par phase (V)  
T : couple développé (N.m)  
m : nombre de phases  
g : glissement  
L : longueur du noyau (m)  
B<sub>s</sub> : induction de saturation (T)  
K<sub>b1</sub> : coefficient de bobinage statorique (fondamental)  
N : nombre de spires en série par phase au stator  
p : nombre de paires de pôles  
 $\mu_r$  : perméabilité relative de l'acier rotorique  
 $\Theta_f$  : température finale en régime permanent (°C)  
 $\Theta_o$  : température initiale (°C)  
T : constante de temps thermique (s)  
I<sub>a</sub> : courant actif absorbé au stator par phase (A)  
I<sub>r</sub> : courant réactif par phase absorbé au stator (A)  
e : largeur d'entrefer  
 $\sigma$  : conductivité de l'acier rotorique ( $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ )  
 $\tau$  : taux de déséquilibre ( $\tau = V_i/V_d$ )  
I<sub>d</sub> : courant absorbé au stator (composante symétrique directe) (A)  
I<sub>i</sub> : composante symétrique inverse du courant absorbé au stator (A)  
V<sub>d</sub> : composante symétrique directe de la tension d'alimentation (V)  
V<sub>i</sub> : composante symétrique inverse de la tension d'alimentation (V)  
t : temps (s)  
w : pulsation des grandeurs statoriques (rd/s)  
f : fréquence d'alimentation (Hz)  
 $\tau_p$  : pas polaire  
a : pulsation géométrique d'entrefer ( $a = \pi/\tau_p$ )  
cos $\phi$  : facteur de puissance du moteur  
 $\eta$  : rendement du moteur

Fig.I...: figures relatives au chapitre.I  
Fig.II...: figures relatives au chapitre.II  
Fig.III...: figures relatives au chapitre.III  
Fig.IV... : figures relatives au chapitre.IV

[ ] : référence bibliographique



Ces dernières années, les machines à rotor massif, et principalement les machines synchrones à pôles massifs, occupent une place importante dans la recherche vu leur capacité thermique et leur tenue mécanique, notoirement supérieures à celles des machines classiques à rotors (ou à pôles) feuilletés.

Nous constatons, à partir de la bibliographie traitant des machines d'induction triphasées alimentées par un système de tensions équilibré, que le rotor le plus simple est le rotor massif lisse. En effet, celui-ci offre les avantages suivants:

-une facilité d'exécution, un couple par Ampère élevé à l'arrêt, une grande robustesse vis à vis des contraintes dues à la rotation et un fonctionnement dans des environnements inhabituels (absence de frotteurs diminuant les risques d'explosion etc...).

Cependant, les performances d'un moteur d'induction à rotor massif lisse se dégradent pour de faibles glissements.

D'un point de vue théorique, la détermination des performances d'une telle machine est assez compliquée car les courants induits ne sont plus engendrés dans des conducteurs bien définis comme c'est le cas des moteurs d'induction classiques, mais dans un milieu continu ayant une caractéristique magnétique non linéaire où le flux inducteur ne pénètre pas en profondeur, et de plus ces courants se referment avant d'avoir atteint les bords du rotor à la manière des courants de Foucault (effets d'extrémités non négligeables).

Des études ont été entreprises pour déterminer les performances des moteurs d'induction à rotor massif lisse en régime équilibré en adoptant diverses caractéristiques magnétiques rotoriques ( linéaire 19!, 110!, 118!, non linéaire limitée 13!, 118!, 119!, 120!, et réelle 113!, 114! 71).

Peu de travaux ont été effectués pour prédéterminer les performances de ce type de moteur en régime déséquilibré.

Il en est de même pour l'étude thermique et l'étude en régime variable pour lesquelles, il n'existe aucune référence à notre connaissance.

Notre étude s'articule autour de quatre parties:

- Dans un premier chapitre, nous abordons la détermination des performances d'un moteur d'induction triphasé à rotor massif lisse en régime équilibré en adoptant une caractéristique magnétique non linéaire limitée pour l'acier rotorique. Cette détermination est entreprise pour diverses conditions de fonctionnement (différentes tensions et fréquences d'alimentation ainsi que pour divers entrefers). Nous soulignerons l'influence de l'augmentation de la largeur d'entrefer (par rapport à celui de la machine classique de même stator) sur les performances du moteur. Par ailleurs, nous établirons les paramètres du schéma équivalent par phase ramené au stator en se référant le plus possible aux mesures. L'induction de saturation ( $B_s$ ), la conductivité de l'acier rotorique et les paramètres relatifs aux dimensions de la machine étudiée seront compris, pour les diverses conditions de fonctionnement, dans les paramètres mesurés. Les conclusions et les résultats de ce premier chapitre seront ensuite utilisés au chapitre suivants.

Le deuxième chapitre nous permettra de connaître le comportement du moteur d'induction à rotor massif lisse alimenté par un système de tensions déséquilibrées. Pour cela, nous appliquerons le principe de superposition qui de prime abord semble inadéquat pour résoudre le problème de la non linéarité de la caractéristique magnétique du rotor. Cependant, suivant deux approches, nous déterminerons les caractéristiques mécaniques et électromécaniques du moteur pour deux entrefers différents sous divers taux de déséquilibre.

Les résultats obtenus par calcul suivant ces deux approches seront comparés aux nombreux résultats expérimentaux.

Le troisième chapitre sera consacré à une étude thermique expérimentale en régime permanent pour divers taux de déséquilibre du système de tensions d'alimentation.

Nous mettrons en relief l'influence de l'augmentation de la largeur d'entrefer (par rapport à celle de la machine classique ayant le même stator) et celle du taux de déséquilibre sur l'échauffement de la machine.

Nous étudierons également la variation de l'échauffement maximum du moteur en divers endroits de la surface du stator, côté entrefer pour divers taux de déséquilibre.

Ces deux derniers chapitres (II et III) nous permettront de connaître les limites d'utilisation du moteur suivant le taux de déséquilibre du système de tensions d'alimentation.

Enfin, le dernier chapitre portera sur une étude expérimentale sommaire du fonctionnement en régime variable du moteur d'induction à rotor massif lisse. Nous étudierons principalement le comportement du courant statorique et celui de la montée en vitesse lors de la mise sous tensions du moteur (pour différents taux de déséquilibre de celles-ci).



A.1 : INTRODUCTION

Le calcul de l'impédance de charge est complexe car il faudrait résoudre les équations de Maxwell en tridimensionnel dans un milieu (rotor) ayant une caractéristique magnétique non linéaire.

Pour soulever cette dernière difficulté, nous avons approximé la caractéristique magnétique réelle de l'acier rotorique par une courbe stylisée rectangulaire (Fig.I.1) que présentent les matériaux magnétiques modernes.

Cette courbe comporte un saut brusque de  $(-B_s)$  à  $(+B_s)$  lorsque le champ  $\vec{H}$  change de signe. L'acier rotorique sous cette considération prendra donc trois états magnétiques:

- non aimanté ( $\vec{B}=\vec{0}$ )
- aimanté positivement ( $\vec{B}=\vec{+B}_s$ )
- aimanté négativement ( $\vec{B}=\vec{-B}_s$ ).

En utilisant cette caractéristique pour l'approche du problème de la non linéarité, nous sommes amenés à ne considérer que des champs alternatifs assez élevés pour pouvoir travailler dans la zone saturée et valider ainsi notre choix.

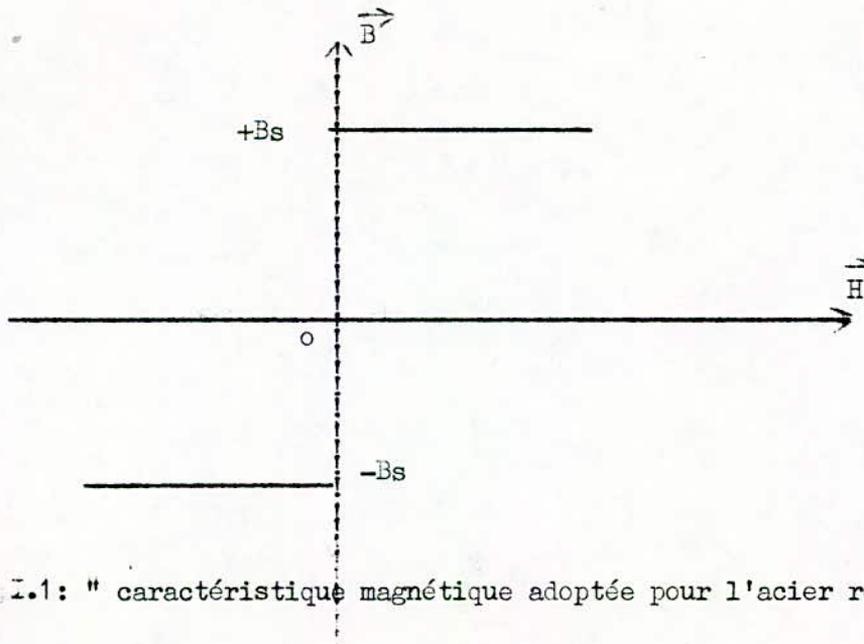


Fig. I.1: " caractéristique magnétique adoptée pour l'acier rotorique"

## A.2: REPRESENTATION DE LA MACHINE

Par analogie avec le moteur asynchrone classique, le schéma équivalent par phase de la machine d'induction à rotor massif lisse ramené au stator est représenté par la figure I.2.

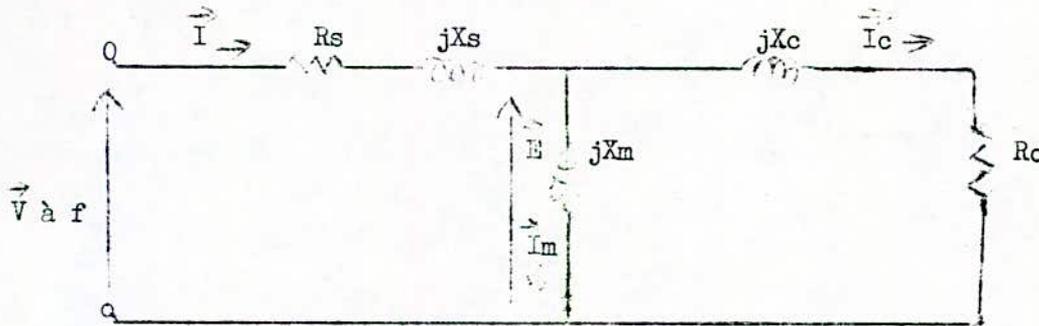


Fig.I.2: " schéma équivalent par phase du moteur d'induction à rotor massif lisse ramené au stator".

Le courant statorique ( $I$ ) se subdivise en une composante de magnétisation ( $I_m$ ) et en une composante de charge ( $I_c$ ):

Le courant de magnétisation est la source d'une force magnétomotrice qui maintient le flux à travers le circuit magnétique principal; tandis que le courant de charge compense la force magnétomotrice des courants rotoriques.

$X_s$  et  $R_s$  représentent respectivement la réactance de fuite et la résistance par phase au stator, alors que  $R_c$  et  $X_c$  traduisent l'influence du rotor.

$X_m$  représente l'impédance magnétisante. Son expression à partir d'une méthode classique ( en négligeant la réluctance du fer statorique et en se limitant à l'harmonique fondamental) est<sup>[4]</sup>:

$$X_m = \frac{2}{(\pi)^2} \cdot \frac{1}{(p \cdot K_s \cdot K_e \cdot e) \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot L \cdot m \cdot C_p \cdot (K_b \cdot N)^2} \quad (52)$$

Pour notre part, nous avons préféré la déterminer par des mesures pour différentes tensions d'alimentation car  $K_s$  (coefficient de saturation) et  $K_e$  (coefficient d'entrefer) ne sont pas aisés à évaluer.

Quant à l'impédance rotorique, nous l'évaluerons de la manière suivante:

La relation entre la f.é.m induite  $E$  (Fig.I.2) et le flux dans l'entrefer est établie à partir de la loi de Maxwell-Faraday;

La distribution de l'induction magnétique dans l'entrefer est établie à partir des équations de Maxwell;

Les relations entre la f.é.m induite et le flux dans l'entrefer d'une part, entre les courants rotoriques et la distribution de l'induction dans l'entrefer d'autre part, nous permettent de déterminer les composantes active ( $R_c$ ) et réactive ( $X_c$ ) de l'impédance rotorique.

Pour cela, nous devons analyser la distribution du champ magnétique dans l'entrefer puis au rotor en adoptant la caractéristique magnétique de la figure. I.1. Auparavant, nous allons établir un modèle d'étude moyennant certaines hypothèses simplificatrices.

### A.3: HYPOTHESES ET MODELE D'ETUDE

#### A.3.1: Hypothèses

- a)-On considère la perméabilité du stator infinie (réductance négligeable).
- b)-La résistivité moyenne du stator suivant l'axe de la machine est également supposée infinie par suite de son feuilletage.
- c)-La longueur axiale de la machine est supposée infinie (champ à deux dimensions, effets d'extrémités négligés.)
- d)-L'utilisation d'un système de coordonnées rectangulaires signifie que la courbure du rotor n'est pas très importante ( $p = 2$ ).
- e)-Le phénomène d'hystérésis est négligeable
- f)-La répartition spatiale de l'enroulement statorique est supposée sinusoïdale, ce qui limite notre étude au seul fondamental (pas d'harmoniques d'espace).
- g)-A la surface du rotor, la force magnétisante sera considérée comme étant une fonction sinusoïdale du temps.
- h)-Quand  $o'z'$  (Fig. I.3) tend vers l'infini, tous les champs sont nuls.

#### A.3.2: Modèle d'étude

Un système de coordonnées rectangulaires (oxyz) est lié à l'axe magnétique d'une phase du bobinage statorique.

Un système d'autres coordonnées rectangulaires ( $o'x'y'z'$ ) est lié au rotor (Fig: I;3).

Quand le rotor tourne dans la direction des x croissants avec un glissement  $g$ , la relation liant  $x$  et  $x'$  est:

$$ax = ax' + (1 - g)wt \quad ; \quad \text{soit} \quad x - x' = \frac{\tau_p}{\pi} \cdot (1 - g)wt.$$

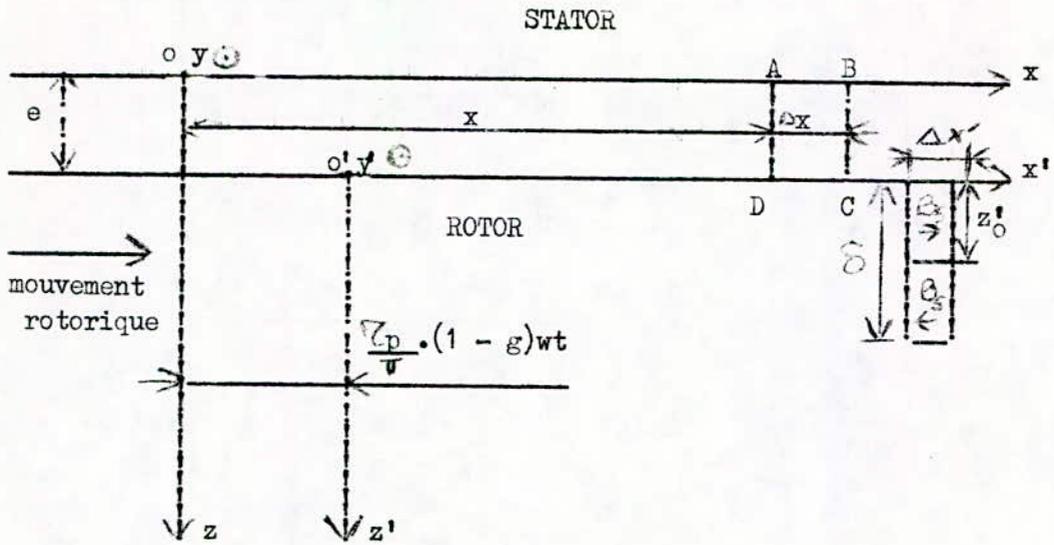


Fig.I.3 : "Représentation schématique développée du modèle d'étude".

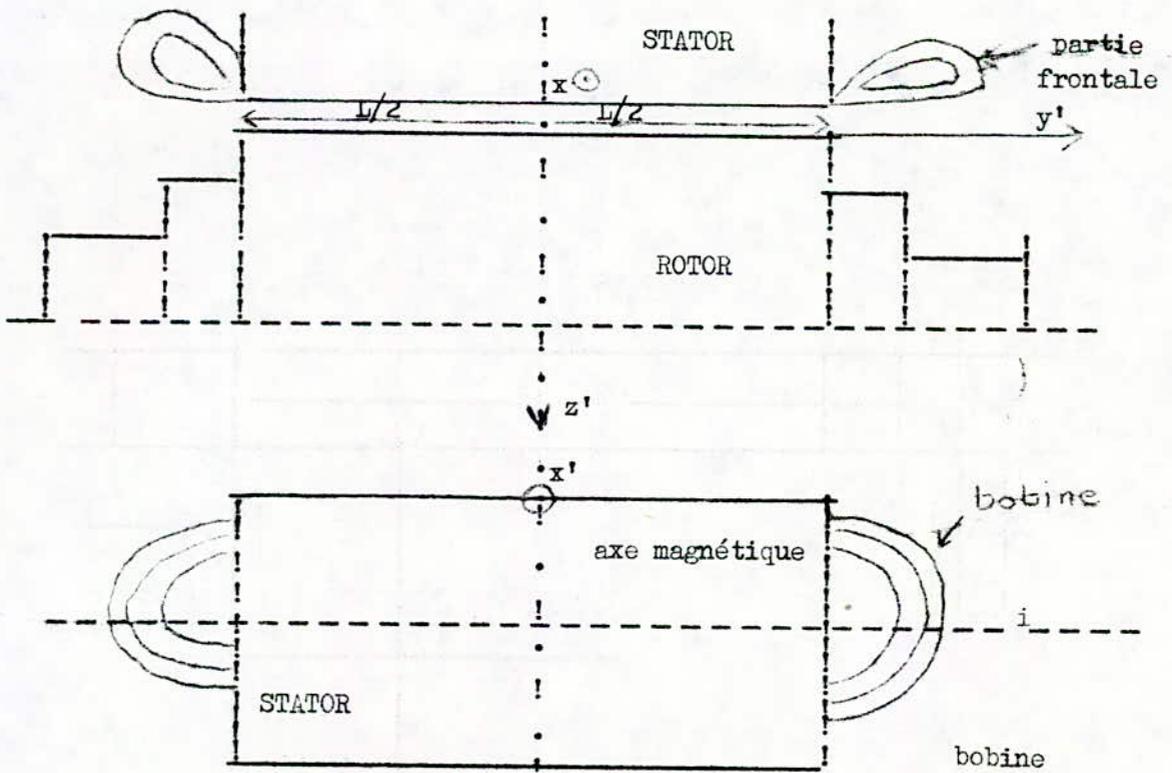


Fig.I.4: "Situation des axes sur la machine".



$$K_y \cdot \Delta x = \int_0^{e_1} He_{1z}(x + \Delta x) dz - \int_0^{e_1} He_{1z}(x) \cdot dz - H_{x(z=e)} \cdot \Delta x$$

avec:  $e_1$ : indice d'entrefer

$K_y$ : densité superficielle du courant à la surface du stator ( $A/m$ ).

$$K_y \cdot \Delta x = \int_0^{e_1} (\partial He_{1z} / \partial x) \cdot \Delta x \cdot dz - H_{x(z=e)} \cdot \Delta x$$

En négligeant les termes en  $(\Delta x)^2$  etc, et en supposant que  $H_z$  ne varie pas suivant  $oz$ ,

$$K_y = ((e/\mu_0) \cdot (\partial Be_{1z} / \partial x) - He_1 \cdot (x))_{(z=e)} \quad (I.8)$$

En  $z=e$  c'est à dire au niveau de la surface du rotor, les conditions d'interfaces (paragraphe A.4) nous permettent d'écrire:

$$\left\{ \begin{array}{l} He_1(x) = H_x \\ Be_1(z) = B_z \\ \text{(entrefer)} \quad \text{(rotor)} \end{array} \right.$$

En tenant compte de ces conditions d'interfaces, de  $H_z$  qui ne varie pas suivant l'axe  $oz$ , de l'hypothèse (a) et en posant  $K_y = \frac{\partial F(x,t)}{\partial x}$

l'expression (I.5) devient:

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = (e/\mu_0) \cdot (\partial B_z(x,t) / \partial x) - H_{x(z=e)} \quad (I.6)$$

La quantité  $H_{x(z=e)}$  représente la composante tangentielle du champ magnétique et est associée entièrement au courant dans l'acier rotorique.

$F(x,t)$ , de l'expression (I.6) représente le fondamental de la force magnétomotrice tournante de l'enroulement statorique:

$$F(x,t) = (2^{3/2}/\pi) \cdot (m/p) \cdot (K_b \cdot N) \cdot I \cdot \cos((\pi/\ell_p) + \beta - \omega t) \quad (I.7)$$

Afin de représenter  $\mathcal{B}$  qui sera défini par la suite, traçons le diagramme vectoriel correspondant à la figure I.2.

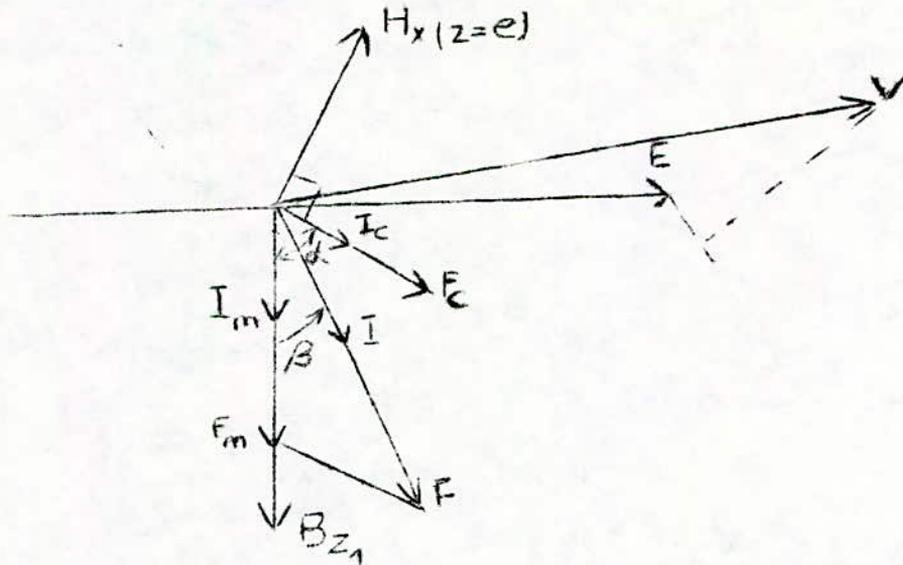


Fig.I.5: "Diagramme vectoriel correspondant à la figure.I.2".

Le potentiel magnétique nécessaire pour entretenir le fondamental de l'induction dans l'entrefer peut être attribué au courant magnétisant. Nous aurons, en raisonnant sur les grandeurs fondamentales:

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial F_m(x,t)}{\partial x} - H_x(z=0) \quad (I.8)$$

où:

$$F_m(x,t) = (\sqrt{2}/\mu) \cdot (K_b \cdot N) \cdot I_m \cdot \cos((\pi/\zeta_p) \cdot x - \omega t) \quad (I.9)$$

avec:

$$I_m = E/X_m \quad (I.10)$$

L'autre partie de  $F(x,t)$  sera la composante de charge,  $F_c(x,t)$  tel que:

$$\frac{\partial F_c(x,t)}{\partial x} = - H_x(z=e) \quad (I.11)$$

Ainsi:

$$F_c(x,t) = F(x,t) - F_m(x,t) \quad (I.12)$$

$$F_c(x, t) = (\sqrt{2}/\pi) \cdot (m/p) \cdot (Kb_1 \cdot N) \cdot I_c \cdot \cos((\pi/\zeta_p) \cdot x + \alpha - \omega t) \quad (I.13)$$

Notons que:  $E, I, I_c, I_m, F, F_c, F_m, \alpha$ , et  $\beta$  sont représentés sur le diagramme vectoriel (Fig.I.5).

Nous déterminerons  $\alpha$  et  $\beta$  en étudiant le champ au rotor.

#### A.6: ETUDE DU CHAMP AU ROTOR

Les hypothèses sont déjà posées.

Les déplacements des fonctions  $f((\pi/\zeta_p) \cdot x - \omega t)$  établies dans le référentiel (oxyz) lié au stator prendront la forme  $f'((\pi/\zeta_p) \cdot x' - \omega t)$  dans le référentiel (o'x'y'z') lié au rotor.

Sur la figure.I.3, comme proposé par [3], la surface du rotor est subdivisée en bandes de largeur  $\Delta x'$  dont l'une d'elle y est montrée.

Chaque surface d'élément ainsi définie éprouve une pulsation de l'intensité du champ tangentiel d'amplitude  $H_T$  comme une conséquence de la relation (I.13):

$$H_T = (\sqrt{2}/\zeta_p) \cdot (m/p) \cdot (Kb_1 \cdot N) \cdot I_c \quad (I.14)$$

La théorie suivant la courbe non linéaire limitée sera appliquée pour chaque élément du rotor.

L'induction (selon la Fig.I.1) en chaque point intérieur du rotor ne peut changer de signe que si l'intensité du champ inducteur est nulle. La caractéristique de la figure.I.1 considère une onde plane suivant (o'x', o'y') se propageant dans la direction o'z'.

Le champ électrique a une seule composante suivant o'y' (I.4); le champ magnétique est tangentiel (composante suivant o'x').

Les équations du champ qui tiennent compte de la densité des courants de Foucault se réduisent à:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{loi d'Ohm locale}) \end{array} \right. \quad (I.15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = - (\partial B / \partial t) \end{array} \right. \quad (I.16)$$

L'équation (I.16) montre que l'intensité du champ électrique est partout irrotationnelle car l'induction ne peut être que  $+ Bs \cdot \vec{i}$ . Le seul vecteur  $\vec{E}$  irrotationnel possible sous ces conditions sera un vecteur variant avec le temps mais pas avec la position en un instant donné. Afin de déterminer  $E$  écrivons l'équation (I.16) sous sa forme intégrale:

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -(\partial/\partial t) \iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \\ \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \end{array} \right. \quad (I.17)$$

où le contour (c) délimite la surface (s) et la traverse dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (FIG.I.6).

Nous allons chercher la solution compatible avec la figure I.1 et les conditions aux limites.

L'intégrale (I.17) sera nulle si (c) est situé entièrement d'un même côté de la surface de séparation entre  $- Bs$  et  $+ Bs$ .

Cependant si (c) coupe cette surface, alors l'intégrale sur (s) aura une dérivée par rapport au temps dépendant de la vitesse de la surface de séparation et de la longueur du segment commun à (s) et à la surface mobile (s'). Ainsi une discontinuité est à prévoir pour  $e(t)$  au niveau de la surface mobile.

Les intégrales (I.17) se calculent facilement à partir de l'exemple particulier considéré dans la figure.I.6.

Dans cette figure, l'induction est prise avec sa seule composante suivant  $x'$ <sup>[2]</sup> la surface (s) est prise dans le plan (y',z').

La surface de séparation (s') entre les états  $- Bs$  et  $+ Bs$  est dans le plan (x'y') et se déplace suivant (o'z').

$y'(m)$  est le segment commun à (s) et (s').

A un instant  $t$ , supposant que l'induction (dans la direction  $o'x'$ ) est  $- Bs$  au dessus de la surface de séparation et  $+Bs$  en dessous de cette surface qui se déplace à la vitesse  $(dz'_o)/(dt)$  (m/s). Au même instant  $t$ , admettons que (s) a une surface ( $s_1$ ) dans la région où l'induction est  $- Bs$  et ( $s_2$ ) dans la région où l'induction est  $+ Bs$ .

Au temps  $(t + \Delta t)$ , la surface de séparation se sera déplacée d'une distance  $(\frac{dz'}{dt}) \cdot \Delta t$ . Ainsi la surface sera  $(s_1 + (\frac{dz'}{dt}) \cdot \Delta t \cdot \Delta y')$  dans la région d'induction  $-B_s$  et  $(s_2 - (\frac{dz'}{dt}) \cdot \Delta t \cdot \Delta y')$  dans la région d'induction  $+B_s$ .

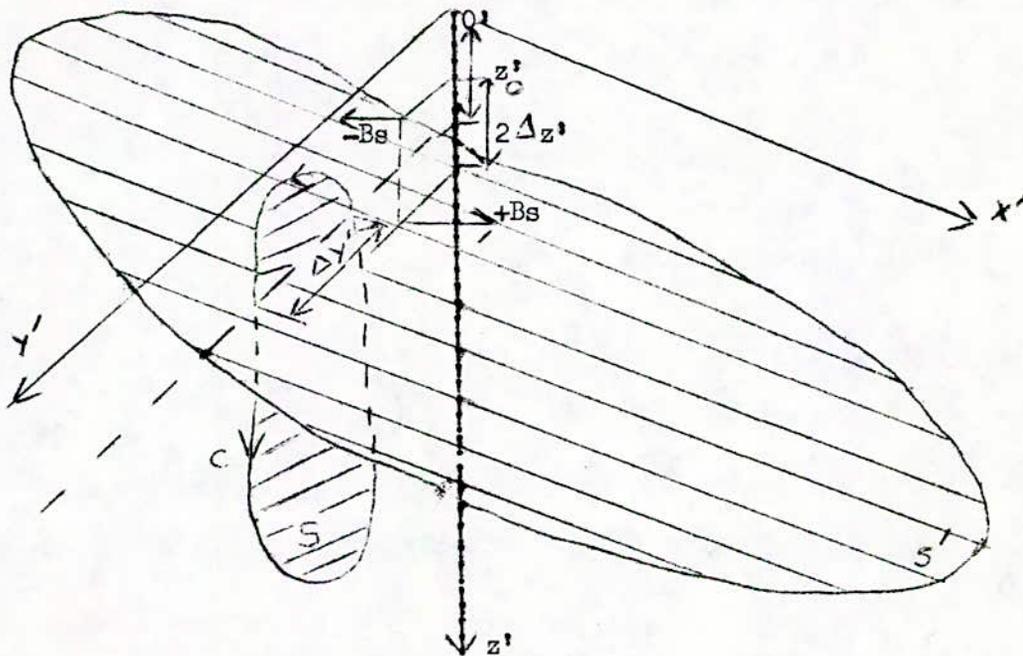


Fig.I.6: "Définition des symboles utilisés dans une configuration plane".

- Détermination de  $-(\partial/\partial t) \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s}$

L'élément de surface  $d\vec{s}$  est normal à  $(s)$  et parallèle à l'axe  $o'x'$  donc à  $\vec{B}$  ainsi  $\vec{B}$  et  $d\vec{s}$  sont de même sens.

$$\begin{aligned}
 -(\partial/\partial t) \iint_{\Delta s = (\frac{dz'}{dt}) \cdot \Delta t \cdot \Delta y'} \vec{B} \cdot d\vec{s} &= -\iint (\partial \vec{B} / \partial t) \cdot d\vec{s} \\
 &= -\iint_{\Delta s} \frac{\vec{B}(t + \Delta t) - \vec{B}(t)}{\Delta t} \cdot d\vec{s}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 -(\partial/\partial t) \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{s} &= - \iint_{\Delta S} \frac{-2B_s \cdot ds}{\Delta t} \\
 &= 2 \frac{B_s \cdot \Delta S}{\Delta t}
 \end{aligned}$$

$$\implies -(\partial/\partial t) \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 2B_s \cdot (dz'_0 / dt) \cdot \Delta y' \quad (I.18)$$

- Détermination de:  $\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}$

a) région où B = -Bs

$$\vec{B} = -B_s \cdot \vec{i}$$

$$\vec{E} = E(z'_0 - \Delta z') \cdot \vec{j}$$

$$\vec{E} \cdot d\vec{l} = E(z'_0 - \Delta z') \cdot dl \quad \text{avec } dl = dy'$$

$$\begin{aligned}
 \int_{\Delta y'}^0 -E(z'_0 - \Delta z') \cdot dy' &= -E(z'_0 - \Delta z') \cdot (0 - \Delta y') \\
 &= E(z'_0 - \Delta z') \cdot \Delta y'
 \end{aligned}$$

b) région où B = +Bs

$$\vec{B} = +B_s \cdot \vec{i}$$

$$\vec{E} = -E(z'_0 + \Delta z') \cdot \vec{j}$$

$$\begin{aligned}
 \int_0^{\Delta y'} -E(z'_0 + \Delta z') \cdot dy' &= -E(z'_0 + \Delta z') \cdot (\Delta y' - 0) \\
 \implies \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} &= (E(z'_0 - \Delta z') - E(z'_0 + \Delta z')) \cdot \Delta y'
 \end{aligned}$$

d'où l'intégrale (I.17) qui donne finalement:

$$E_{y'}(z'_0 - \Delta z') - E_{y'}(z'_0 + \Delta z') = 2 B_s \cdot (dz'_0 / dt) \quad (I.19)$$

L'équation (I.19) présente une discontinuité (Fig. I.10) du champ électrique à la surface de séparation mobile.

Le champ électrique ne peut être en dessous de la surface mobile car pour cela il faudrait une énergie pour compenser les courants de Foucault résultants; d'où:

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_{y'} = 2 B_s \cdot (dz'_0/dt) & (0 < z' < z'_0) \\ E_{y'} = 0 & (z' \geq z'_0) \\ B_x(z'_0 - z') = - B_s & \end{array} \right. \quad (I.20)$$

Pendant la succession des demi-périodes,  $E_{y'}$  change de signe avec le changement de signe de  $B_s$  tandis que  $(dz'_0/dt)$  reste positive. Les courants de Foucault à chaque instant s'écoulent avec une densité uniforme dans l'espace  $(0 \leq z' < z'_0)$  et n'existent pas en dessous de  $z'_0$ . Le courant total contenu dans un élément est donné par les équations (I.20) et  $(\vec{J} = \sigma \vec{E})$ :

$$I_{y'} = + \sigma 2B_s \cdot z'_0 \cdot (dz'_0/dt) \quad (A/m) \quad (I.21)$$

pendant la période où l'induction dans l'élément passe de  $+ B_s$  à  $- B_s$ . Durant la demi-période suivante il change de signe;

$$I_{y'} = - \sigma 2B_s \cdot z'_0 \cdot (dz'_0/dt) \quad (A/m) \quad (I.22)$$

L'intensité du champ doit être nulle à la surface de séparation entre  $- B_s$  et  $+ B_s$  (Fig.I.1), l'intensité de champ appliquée à la surface du rotor doit être opposée à  $I_{y'}$  de l'équation (I.22) ainsi:

$$H_{(x,t)} = - I_{y'} \quad (I.23)$$

d'où:

$$H_T \sin((\pi x'/\zeta_p) + \alpha - gwt) = 2B_s \cdot \sigma \cdot z'_0 \cdot (dz'_0/dt) \quad (I.24)$$

soit:

$$H_T \cdot \sin((\pi/\zeta_p)x' + \alpha - gwt) = \sigma \cdot B_s \cdot (dz'_0)^2/dt \quad (I.25)$$

Détermination de  $z'_0(t)$ :

Calculons  $z'_0(t)$  dans la première demi-période ( $0 < \varphi < \pi$ ) avec  
 $\varphi = (\pi/\tau_p) \cdot x' + (\chi - gwt)$ ;

l'équation (I.25) devient:

$$\begin{aligned} (dz'_0 / d\varphi) &= (H_T / \sigma \cdot Bs) \cdot (1/-gw) \cdot \sin \varphi \\ \Rightarrow z'_0{}^2 &= (H_T / (g \cdot w \cdot \sigma \cdot Bs)) \cdot (\cos \varphi - 1) \end{aligned}$$

$$\text{soit } z'_0(t) = (2H_T / (g \cdot w \cdot \sigma \cdot Bs))^{1/2} \cdot \cos(\frac{1}{2}(\pi/\tau_p)x' + (\chi - gwt)) \quad (\text{I.26})$$

La valeur  $\delta$  (Fig.I.3) est simplement la valeur extrême de  $z'_0$  qui est atteinte à la fin de chaque demi-période :

$$\begin{aligned} \delta &= z'_0 \text{ max} \\ \delta &= ((2H_T / (g \cdot w \cdot \sigma \cdot Bs))^{1/2}) \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

qui est la formule classique de la profondeur de pénétration du champ de pulsation  $gw$  dans une pièce magnétique massive.

$z'_0$  démarre de l'origine jusqu'à atteindre  $\delta$  où il cesse d'exister et un nouveau  $z'_0$  démarre de l'origine. Pour illustrer cela, considérons quelques nœuds du champ tangentiel (Fig.I.7).

Si  $z'_0$  n'est pas nulle juste après le nœud, le signe de  $H_x$ , qui va s'inverser causera un saut de l'induction dans une région déterminée et provoquera ainsi un saut du flux résultant de l'équation (I.16). L'intensité du champ électrique  $E$  tendant vers l'infini<sup>[2]</sup> est impossible; en conséquence  $z'_0 = 0$  suit justement chaque nœud de  $H_x$ .

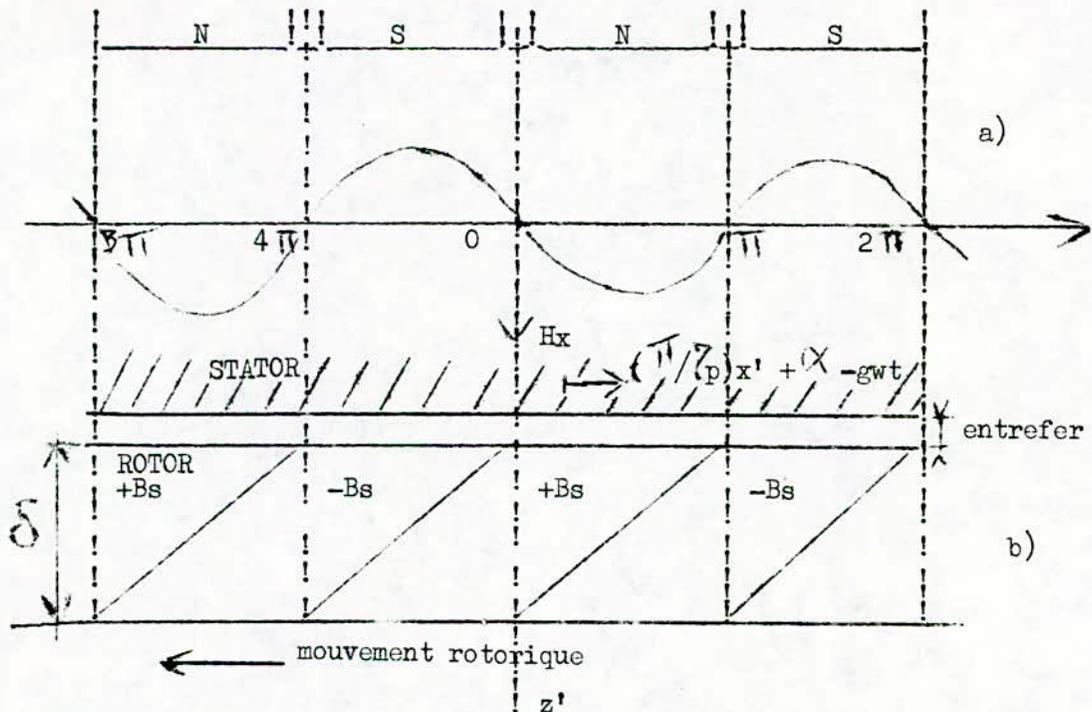
A partir de cette considération et de l'équation (I.26), nous constatons que les demi-périodes de  $z'_0$  qui se suivent sont identiques (Fig.I.8).

La figure I.8 exprime le déplacement de l'interface qui décrit la position de la surface de séparation entre  $-Bs$  et  $+Bs$  à chaque valeur de  $(x', t)$ .

Sur la figure I.7, à l'intérieur de l'intervalle  $(0 < (\pi/\tau_p)x' + (\chi - gwt) < \pi)$ ,

à l'extrémité de cet intervalle où  $((\frac{\pi}{\xi_p})x' + \alpha - gwt) = \pi$ , le procédé de réorientation de la couche active du rotor de  $-Bs$  à  $+Bs$  est juste à ses débuts. Cette réorientation est complète à l'autre extrémité de l'intervalle où  $((\frac{\pi}{\xi_p})x' + \alpha - gwt) = 0$ .

L'équation (I.26) et la figure.I.7 montrent que le flux tangentiel total par unité de longueur axiale transporté par chaque élément du rotor varie conformément à la position de cet élément.



a) Intensité magnétique à la surface du rotor.

Fig.I.7:

b) Etat magnétique correspondant du rotor.

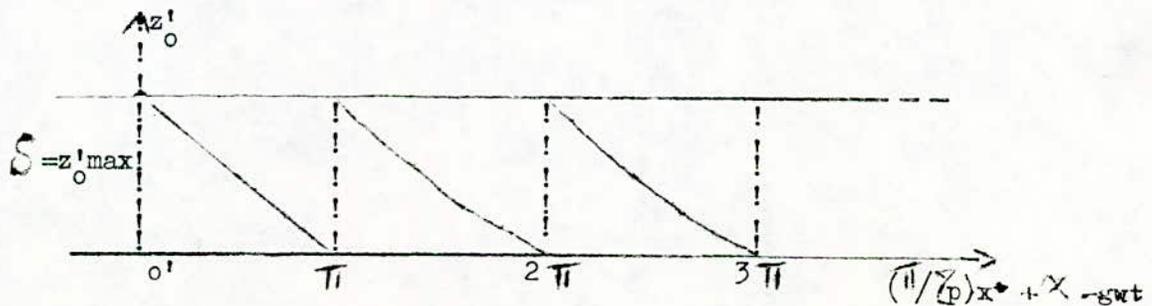


Fig.I.8: "Graphique de  $z'_0(t)$ "

PRISE EN COMPTE DE  $\vec{\text{div}}\vec{B} = 0$

Jusqu'à présent nous n'avons tenu compte que des équations du couplage électromagnétique (équations (I.16) dont la deuxième représente en fait  $\text{rot}\vec{H} = \vec{J}$ ) et de la propriété magnétique de l'acier rotorique (Fig.I.1). Mais nous n'avons nullement exploité l'équation de conservation à savoir le théorème de la divergence ( $\vec{\text{div}}\vec{B} = 0$ ).

L'adoption de la caractéristique magnétique (Fig.I.1) pour résoudre le problème du champ au rotor et l'application des équations de Maxwell (sans le théorème de la divergence) ont montré qu'à tout instant le domaine variable dans lequel s'établissent le courant et le champ ne comprend que deux bandes superposées de signes opposés (Fig.I.7b). La bande inférieure comporte un champ immobile et invariable avec l'induction de saturation  $B_s$ . La bande supérieure, de sens inverse est animée en bloc (du fait de l'invariabilité de l'induction due à la saturation) d'un mouvement descendant induisant dans toute son épaisseur un courant uniforme. Cette bande supérieure a une vitesse verticale uniforme double de celle de la surface de séparation (entre les deux bandes) pour respecter la condition de la conservation du flux ( $\vec{\text{div}}\vec{B} = 0$ ).

[3] utilise le théorème de la divergence pour déterminer la forme d'onde spatiale de l'induction dans l'entrefer.

Une considération de la FIG.I.7 montre que sur une demi-période d'intervalle  $0 < (\frac{\pi}{\lambda_p})x' + \alpha - gwt < \pi$ :

$$B_z(x', t) = 2B_s \left( \frac{\partial z'_0}{\partial x'} \right) \quad (\text{I.28})$$

L'utilisation de l'équation (I.26) donne:

$$B_z(x', t) = -\left(\frac{\pi}{\lambda_p}\right) \cdot B_s \left( \frac{2H_T}{(g \cdot w \cdot \sigma \cdot B_s)} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\lambda_p}\right)x' + \alpha - gwt\right) \quad (\text{I.29})$$

Déterminons la composante fondamentale de  $B_z(x', t)$  par une décomposition en série de Fourier de l'équation (I.29):

$$B_{z_1}(x', t) = 2 (A_1 \cos \varphi + B_1 \sin \varphi)$$

avec:  $\varphi = \left(\frac{\pi}{\lambda_p}\right)x' + \alpha - gwt$  et  $\delta = \left(\frac{2H_T}{(g \cdot w \cdot \sigma \cdot B_s)}\right)^{\frac{1}{2}}$

$$A_1 = - (2/3\pi) \cdot ((-\pi/\tau_p) \cdot Bs \cdot \delta)$$

$$B_1 = (4/3\pi) \cdot ((-\pi/\tau_p) \cdot Bs \cdot \delta)$$

$$Bz_1(x', t) = - ((4 \cdot 5^{1/2}) / (3 \cdot \tau_p)) \cdot Bs \cdot \delta \cdot ((2/5^{1/2}) \cdot \sin \psi) - (1/5^{1/2}) \cos \psi$$

avec:  $\sin(\arctg \frac{1}{2}) \neq 1/(5^{1/2})$  et  $\cos(\arctg \frac{1}{2}) \neq 2/(5^{1/2})$

$$Bz_1(x', t) = -(4 \cdot 5^{1/2} / 3) \cdot Bs \cdot \delta / (\tau_p) \cdot (-\sin(\arctg \frac{1}{2}) \cdot \cos \psi + \cos(\arctg \frac{1}{2}) \cdot \sin \psi)$$

$$Bz_1(x', t) = -(4 \cdot 5^{1/2} / 3) \cdot Bs \cdot (\delta / \tau_p) \cdot \sin((\pi/\tau_p)x' + \alpha - gwt - \arctg \frac{1}{2}) \quad (I.30)$$

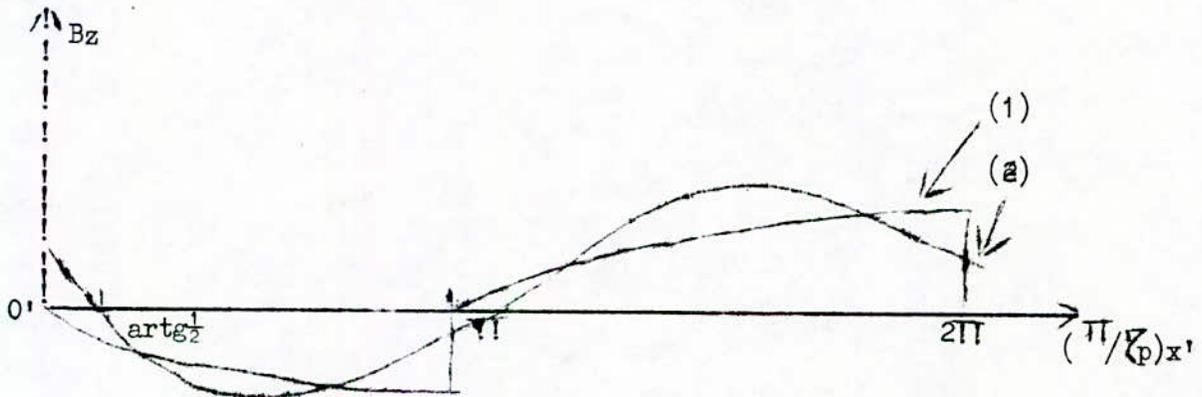


Fig.I.9: "(1)-Distribution de l'induction dans l'entrefer.  
(2)-son fondamentale d'espace".

#### A.7: EXPRESSION DE LA F.E.M. //

A partir des équations (I.20) et (I.26),  $Ey'$  peut s'écrire dans la demi-période ( $0 < (\pi/\tau_p)x' + \alpha - gwt < \pi$ ) comme suit:

$$Ey' = 2Bs \cdot (d/dt)(2H_T/g \cdot w \cdot \sigma \cdot Bs)^{1/2} \cdot \cos(\frac{1}{2}((\pi/\tau_p)x' + \alpha - gwt))$$

$$Ey' = ((2H_T \cdot Bs \cdot g \cdot w) / \sigma)^{1/2} \sin(\frac{1}{2}((\pi/\tau_p)x' + \alpha - gwt)) \quad (I.31)$$

Dans les autres demi-périodes, le champ  $H$  s'inverse et  $z'_0$  ne s'inverse pas; l'équation ( $\text{rot} H = J$  et  $J = \sigma \cdot E$ ) montre que  $E$  va s'inverser dans la première demi-période suivante (Fig.I.10):

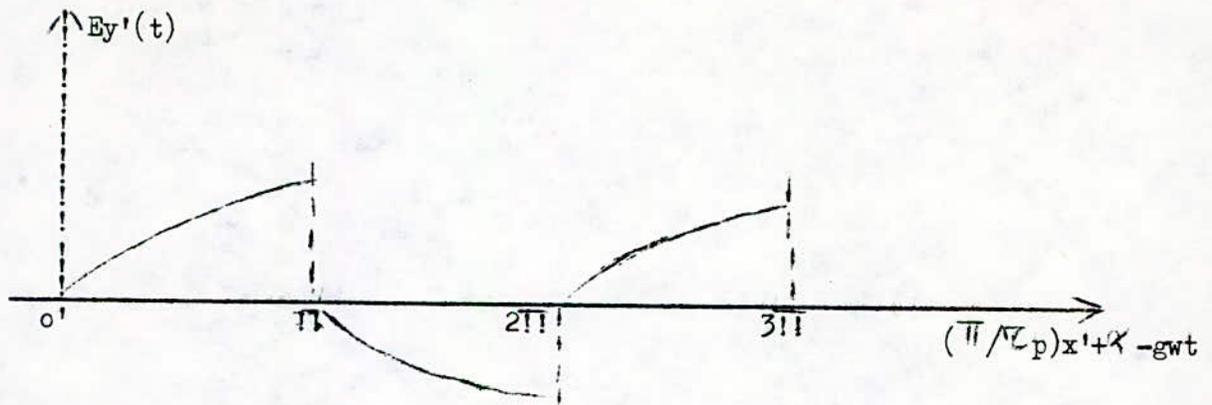


Fig.I.10: "Graphe de la f.é.m."

A.8: DETERMINATION DE L'IMPEDANCE ET DU FACTEUR DE PUISSANCE AU ROTOR/

L'impédance complexe à la surface du rotor est:

$$\begin{aligned} \bar{Z}_c &= \bar{E}_{y'} / \bar{H}_T \\ &= R_c + jX_c \end{aligned}$$

Déterminons le fondamental de  $E_{y'}$  en la décomposant en séries de Fourier, soit:

$$E_{y'} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cdot \cos(n\omega t) + B_n \cdot \sin(n\omega t))$$

avec:

$$A_n = 1/T \int_0^T E_{y'}(t) \cdot \cos(n\omega t) \cdot dt$$

$$B_n = 1/T \int_0^T E_{y'}(t) \cdot \sin(n\omega_1 t) \cdot dt \quad \text{où } \omega_1 t = (\pi/2p)x' + \alpha - g\omega t$$

$$\text{Posons } \psi_1 = \omega_1 t \implies d\psi_1 = -g\omega t$$

Pour le fondamental ( $n=1$ ), et en utilisant l'équation (I.31) et la Fig.I.10 on trouve pour  $A_1$  et  $B_1$  :

$$A_1 = -((2H_T \cdot B_s \cdot g \cdot \omega) / \sigma)^{1/2} \cdot (1/2\pi) \cdot (2/g) \cdot \int_0^{\pi} \sin(\psi_1/2) \cdot \cos(\psi_1) \cdot d\psi_1$$

$$0 < \psi_1 < \pi$$

$$A_1 = ((2H_T \cdot B_s \cdot g \cdot \omega) / \sigma)^{1/2} \cdot (1/2\pi g) \cdot (2 - 2/3)$$

$$B_1 = -((2H_T \cdot Bs \cdot g \cdot w) / \sigma)^{\frac{1}{2}} \cdot (1/2\pi g) \cdot (2 + 2/3)$$

d'où:

$$E_1 = (4/3\pi g) \cdot ((2H_T \cdot Bs \cdot g \cdot w) / \sigma)^{\frac{1}{2}} \cdot (\cos \varphi_1 - 2\sin \varphi_1)$$

soit en introduisant l'expression de  $\delta$ :

$$E_1 = (8 H_T / 3\pi \cdot g \cdot \sigma \cdot \delta) \cdot (\cos(w_1 t) - 2\sin(w_1 t))$$

$$E_1 = (8 H_T / (3\pi \cdot g \cdot \sigma \cdot \delta)) \cdot ((\exp(-jw_1 t) + \exp(jw_1 t))/2 + j(\exp(-jw_1 t) - \exp(jw_1 t)))$$

$$E_1 = ((8 H_T) / (3\pi \cdot g \cdot \sigma \cdot \delta)) \cdot ((\exp(jw_1 t)) \cdot (1-2j)/2 + ((1+2j)/2) \cdot \exp(-jw_1 t))$$

$$\text{soit: } \bar{E}_1 = (8 H_T / (3\pi \cdot g \cdot \sigma \cdot \delta)) \cdot (1 - 2j) \quad (I.32)$$

$$H = H_T \cdot \sin((\pi / \tau_p) x' + \alpha - gwt)$$

$$H = H_T \cdot \sin(w_1 t) \implies \bar{H} = -jH_T$$

Ainsi l'impédance de surface du rotor sera:

$$\begin{aligned} \bar{Z}_c &= \bar{E} / \bar{H} \\ \bar{Z}_c &= 16 / (3\pi \cdot g \cdot \sigma \cdot \delta) \cdot (1 + j\frac{1}{2}) \end{aligned} \quad (I.33)$$

A partir de cette relation (I.33), on constate que la composante de charge du courant statorique est toujours en retard de  $\arctg \frac{1}{2}$  par rapport à la tension induite. Le facteur de puissance au rotor vaut  $\cos(\arctg \frac{1}{2})$  indépendamment du glissement et de la tension induite pour un moteur d'induction triphasé dont la caractéristique magnétique rotorique est considérée non linéaire limitée<sup>3</sup>.

#### A.9: RESISTANCE ET REACTANCE DE CHARGE

A partir de l'équation (I.27) nous tirons l'expression de  $H_T$ :

$$H_T = (\delta^2 \cdot g \cdot w \cdot \sigma \cdot Bs) / 2 \quad (I.34)$$

L'équation (I.30) donne:

$$Bz_{1\max} = ((4.5^{\frac{1}{2}})/3) \cdot Bs \cdot (\delta / Z_p) \quad (I.35)$$

d'où l'on tire l'expression de  $\delta$  en fonction de  $Bz_{1\max}$ , soit:

$$\delta = ((3/(4.5^{\frac{1}{2}})) \cdot (Z_p / Bs) \cdot Bz_{1\max} \quad (I.36)$$

Les expressions (I.34) et (I.36) permettent d'écrire:

$$H_T = (9/160) \cdot ((g \cdot w \cdot G \cdot Z_p^2) / Bs) \cdot Bz_{1\max}^2 \quad (I.37)$$

En considérant l'expression classique donnant le fondamental de la f.é.m induite dans le bobinage statorique par le flux tournant dans l'entrefer à savoir:

$$E = 2^{\frac{1}{2}} \cdot (Z_p / \pi) \cdot (Kb_1 \cdot N) \cdot L \cdot w \cdot Bz_{1\max} \quad (V)$$

nous aurons en introduisant  $Bz_{1\max}$  tirée de cette relation dans l'expression (I.37) :

$$H_T = ((9\pi^2)/320) \cdot ((G / (w \cdot Bs)) \cdot ((1 / (Kb_1 \cdot N \cdot L))^2 \cdot g \cdot E^2 \quad (I.38)$$

Finalement à partir de l'équation (I.4), nous déterminons l'expression du courant de charge ramené au stator à savoir:

$$I_c = (1/32) \cdot ((p \cdot G \cdot Z_p) / m \cdot L^2) \cdot (1 / Kb_1 \cdot N)^3 \cdot (1 / Bs \cdot f) \cdot g \cdot E^2 \quad (I.39)$$

L'impédance de charge (rotorique) ramenée au stator sera:

$$Z_c = E / I_c$$

$$Z_c = ((32 \cdot m \cdot L^2 \cdot (Kb_1 \cdot N)^3 \cdot (Bs \cdot f)) / (p \cdot Z_p \cdot G)) \cdot (1 / gE) \quad (I.40)$$

Le facteur de puissance au rotor déterminé au paragraphe précédent vaut  $\cos(\arctg \frac{1}{2})$  indépendamment du glissement et de la f.é.m. induite, ainsi par phase nous aurons:

$$R_c = Z_c \cdot \cos(\arctg \frac{1}{2})$$

$$R_c = ((28,6 \cdot m \cdot L^2 \cdot (Kb_1 \cdot N)^3 \cdot Bs \cdot f) / (p \cdot Z_p \cdot G)) \cdot (1 / gE) \quad (I.41)$$

$$\text{et: } X_c = R_c/2 \quad (\Omega) \quad (\text{I.42})$$

Dans le but d'une exploitation plus pratique de ces résultats et du schéma équivalent par phase nous adoptons:

$$R_d/X_c \neq \cos(\text{arctg} \frac{1}{4}) \quad (\text{I.43})$$

$$Z_c \neq 1,12 R_c \quad (\Omega) \quad (\text{I.44})$$

Posons:

$$K = (28,6 \cdot m \cdot L^2 \cdot (K_b \cdot N)^3 \cdot B_s) / (6 \cdot p \cdot Z_p) \quad (\text{I.45})$$

d'où:

$$I_c = (E \cdot g) / (1,12 \cdot K \cdot f) \quad (\text{A}) \quad (\text{I.46})$$

$$R_c = (K \cdot f) / (g \cdot E) \quad (\Omega) \quad (\text{I.47})$$

d'où le schéma équivalent par phase ramené au stator:

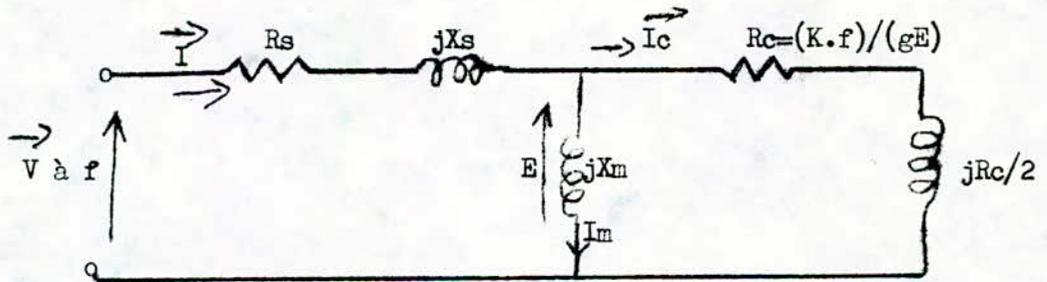


Fig.I.11: "Schéma équivalent par phase ramené au stator du moteur d'induction à rotor massif lisse sous l'hypothèse d'une caractéristique magnétique non linéaire limitée".

#### A.10: COUPLE DEVELOPPE

(Notons que l'on néglige les pertes)

La puissance active au niveau de l'entrefer est égale au produit du couple par la vitesse synchrone.

$$P = m \cdot R_c \cdot I_c^2$$

$$\Gamma = (m \cdot R_c \cdot I_c^2) / (g \cdot \omega / p) \quad (\text{N.m}) \quad (\text{I.48})$$

A partir des équations (I.39) et (I.41) on tire l'expression du couple développé:

$$\Gamma = ((p \cdot Z_p \cdot \delta) / (L \cdot r \cdot B_s \cdot (K_b \cdot N)^3)) \cdot (1/32) \cdot (28,6/\pi) \cdot g \cdot E^3 \quad (\text{N.m}) \quad (\text{I.49})$$

qui, réécrite en utilisant le coefficient K (I.45), donne:

$$\Gamma = ((0,126 \cdot m \cdot p) / (K \cdot f^2)) \cdot g \cdot E^3 \quad (\text{N.m}) \quad (\text{I.50})$$

#### A.11: DETERMINATION DE Bs

Le schéma équivalent (Fig.I.11) et le couple développé (équation (I.49) contiennent comme paramètre l'induction de saturation Bs.

L'acier utilisé au rotor n'est pas représenté du point de vue courbe de magnétisation par la figure.I.1 mais par celle de la figure.I.12. Ainsi, la valeur de Bs pouvant être utilisée dans les calculs n'est pas accessible. Une méthode empirique tenant compte de la caractéristique magnétique réelle du rotor pour déterminer Bs en chaque point de fonctionnement est proposée par [3]. Cette méthode a donné cependant des résultats peu compatibles avec les mesures [3] en ce qui concerne la caractéristique mécanique.

[6] donne quant à lui une méthode de calcul de la valeur moyenne de la composante tangentielle de la force magnétisante ( $H_T$ ) dans la région saturée, puis par utilisation de la courbe B(H) réelle il détermine Bs.

Dans notre travail, nous avons préféré déterminer par l'intermédiaire d'essais à rotor bloqué la valeur (K) qui englobe l'induction de saturation Bs, la conductivité de l'acier rotorique et tient compte également des dimensions physiques de la machine (équation (I.45)).

Ce coefficient (K) est obtenu expérimentalement.

L'utilisation de la théorie exposée, basée sur la caractéristique magnétique (FIG.I.1) et l'adoption du schéma équivalent par phase de la figure.I.11 nous permettront de déterminer les performances de la machine.

## B: PARTIE EXPERIMENTALE

### B.1 : MACHINE UTILISEE

#### B.1.1: Stator:

Le stator utilisé est un prototype de la future fabrication Algérienne (M.E.I. SONELEC).

-Caractéristiques: Type 1.L.A.3.106.4.

Ce stator est conçu à l'origine pour un moteur asynchrone classique à cage d'écureuil. Il portait la plaque signalitique suivante: 2,2 kW; 220/380V; 9/5,2A; 1410tr/mn; 50Hz;  $\cos \varphi = 0,8$ ; triphasé. Il possède 36 encoches, 4 pôles et 37 conducteurs par encoche.

#### -Dimensions:

longueur du noyau:	110mm
Diamètre externe :	145mm
Diamètre interne :	88,50mm
Classe d'isolation:	"B"
Pas polaire	69,74 mm

-Coefficient de bobinage (fondamental)	$Kb_1 =$
-Résistance par phase à 75°C	$R_s = 3,40 \ \Omega$
-Couplage utilisé	"Etoile"

#### B.1.2: Rotors:

Quatre rotors en acier "XC.18" (S.N.S) ont été réalisés dont trois à l'E.N.P et un autre par l'atelier Ecole de la SONELEC (Projet M.E.I.).

ROTOR	Diamètres (mm)	Longueurs (mm)	entrefer correspondant (mm)
R1	86,78	110	0,86
R2	87,30	110	0,60
R3	87,70	110	0,40
R4	87,70	126	0,40

## B.2: MATIERE UTILISEE AU ROTOR/

### B.2.1: Caractéristique magnétique

La caractéristique magnétique de l'acier rotorique (Fig.I.12) a été obtenue en utilisant deux perméamètres d'"ILLIOVICI" (type "C" et type "K").

### B.2.2: Résistivité

La résistivité de l'acier rotorique a été déterminée à l'aide d'un double pont de précision:

$$\rho \neq 1,87 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot m \quad (\text{à chaud})$$

## B.3: DETERMINATION DES PARAMETRES DU SCHEMA EQUIVALENT/

### B.3.1: Mesure de la réactance de fuite Xs:

Celle-ci est très délicate à évaluer vu qu'elle tient compte des flux de fuite dûs:

- aux parties frontales du bobinage
- aux dents
- et aux harmoniques d'ordre supérieur.

Diverses méthodes ont été essayées. Nous avons opté pour la méthode homopolaire qui a donné un résultat très proche de Xs déterminée suivant la méthode du paragraphe B.3.3.

$$X_s \neq 10 \Omega \quad (\text{à } f = 50\text{Hz})$$

### B.3.2: Détermination de Xn

Par l'intermédiaire d'essais à vide (vitesse assez voisine de celle du synchronisme), pour différents entrefers et tensions d'alimentation, on a mesuré (Xs + Xn) et évalué par la suite Xn.

Pour exemple sous f = 50Hz:

V (V)	220	205	185	170	150	127
Xn (Rotor R1)	26 $\Omega$	28 $\Omega$	30 $\Omega$	31 $\Omega$	32 $\Omega$	35 $\Omega$
Xn (Rotor R2)	36 "	38 "	40 "	42 "	43,5 =	45 =
Xn (Rotor R3)	51 "	53,5 "	55,5 "	58 "	59 =	60 =

### B.3.3: Détermination du paramètre (K)

A l'aide d'essais à rotor bloqué, nous avons mesuré sous différentes tensions d'alimentation le courant absorbé (I) et le couple développé ( $\tau$ ). Puis à partir des équations (I.46) et (I.50) on a calculé  $K_{moyen}$ .

Par ce procédé, nous avons également déterminé la valeur de  $X_{moyenne}$  qui est très voisine de celle mesurée par la méthode homopolaire.

ROTOR	K moyen
R1	21
R2	25
R3	27
R4	32

### B.4: ESSAIS REALISES

#### B.4.1: Banc d'essais

Une machine à courant continu entraîne un alternateur de 2kVA, 50Hz, 220/380V, triphasé. Cet alternateur est utilisé comme générateur à fréquence variable lors des essais où elle diffère de 50 Hz.

Pour les essais à 50Hz, un auto-transformateur triphasé a permis d'obtenir différentes tensions.

Une dynamo-balance est utilisée comme charge.

#### B.4.2: Caractéristiques mesurées

Nous avons, pour différentes tensions et fréquences d'alimentation, relevé les points de fonctionnement permettant de tracer les caractéristiques suivantes pour chaque rotor (entrfer utilisé):

- 1)- Fig.I.13... : "Caractéristiques couple-glissement"
- 2)- Fig.I.14... : "Caractéristiques courant-glissement"
- 3)- Fig.I.15... : "Caractéristiques facteur de puissance-glissement"
- 4)- Fig.I.16;... : "Caractéristiques rendement-glissement"
- 5)- Fig.I.17... : "Caractéristiques courant actif-courant réactif"
- 6)- Fig.I.18... : "Caractéristiques couple-entrefer, à fréquence, tension et glissement fixés"
- 7)- Fig.I.19... ; "Caractéristiques courant-entrefer, à tension fréquence et glissement fixés"
- 8)- Fig.I.20... / "Caractéristiques courant-tension, à glissement et fréquence donnés"
- 9)- Fig.I.21... : "Caractéristiques couple-tension, à glissement et fréquence fixés"
- 10)- Fig.I.22... : "Caractéristiques couple-fréquence et caractéristiques courant-fréquence, à tension et glissement fixés".

Nota: toutes ces courbes sont représentées dans les pages suivantes.

#### B.5: EXPLOITATION DES RESULTATS OBTENUS

— La comparaison des résultats obtenus pour les différents entrefers en ce qui concerne les caractéristiques couple-glissement (Fig.I.13) et (Fig.I.18) pour des valeurs faibles de ce dernier ( $g < 0,1$ ) à différentes tensions et fréquences d'alimentation n'est pas aisée. Par contre pour des glissements un peu plus élevés ( $g > 0,1$ ) et pour  $V > 150V$ , on constate que le couple pour un point de fonctionnement donné augmente avec l'emploi du rotor R2 (entrefer augmenté de 50% par rapport à celui de la machine classique) et diminue pour le rotor R1 (entrefer doublé par rapport au moteur classique).

L'utilisation du rotor R2, bien que celui-ci produise un entrefer plus grand qu'avec les rotors R3 et R4 (à savoir  $e=0,6$  pour R2 et  $e=0,4mm$  pour R3 et R4), donne cependant sous les mêmes conditions de fonctionnement des caractéristiques couple-glissement légèrement plus améliorées. Ce résultat peut s'expliquer du fait que l'augmentation de l'entrefer jusqu'à obtenir R2 a pratiquement contribué à réduire les pertes de surface dans le rotor dues à la pulsation du champ provoquée par la présence des dents (encoches) statoriques.

Nota:

Les rotors R3 et R4 produisent un entrefer égal à celui du moteur à cage pour lequel le stator était initialement conçu. Ces deux rotors diffèrent de par leur longueurs.

— Les rotors R3 et R4 produisent pratiquement des caractéristiques mécaniques assez voisines (Fig.I.13.4 et I.13.5).

— Pour les caractéristiques courant-glissement (Fig.I.14...), l'utilisation du rotor R1 comparativement aux rotors R3 et R4 provoque une augmentation du courant absorbé qui atteint en certains points de fonctionnement 45% de la valeur obtenue pour un entrefer égal à celui de la machine classique.

— Pour un même entrefer, mais pour deux longueurs différentes du rotor, nous avons pratiquement obtenu des caractéristiques courant-glissement identiques sous les mêmes conditions de fonctionnement ( Fig.I.14.8).

— Si en des points de fonctionnement fixés, le rotor R2 donnait le meilleur couple, par contre cette augmentation de l'entrefer de 50% (par rapport à l'entrefer de la machine classique) provoque également un accroissement du courant absorbé (Fig.I.19).

— Pour un glissement, une fréquence et une tension d'alimentation donnés, le facteur de puissance du moteur asynchrone à rotor massif diminue quand son entrefer est augmenté (Fig.I.23).

— Les rendements du moteurs, en fonction du glissement, sont les plus élevés pour des tensions d'alimentation voisines de la pleine tension du stator et à des fréquences supérieures à 50Hz.

Quelque soit la fréquence ou la tension d'alimentation l'on constate que le rendement maximum (environ 0,60) est atteint pour des glissements compris entre 0,10 et 0,25 (Fig.I.16).

Le rendement en fonction du glissement diminue quand la fréquence d'alimentation est inférieure à 50Hz.

— Les caractéristiques courant actif-courant réactif (absorbés) sous une tension et une fréquence données sont linéaires et pratiquement de même pente.

—De même, nous constatons (Fig.I.21) que les caractéristiques du couple en fonction de la tension (V) à fréquence et glissement donnés, sont pratiquement linéaires dès que la tension d'alimentation dépasse les 72% de la pleine tension du stator.

#### B.6: COMPARAISON AVEC LES CARACTERISTIQUES CALCULEES

—Les écarts entre les caractéristiques théoriques et expérimentales sont montrés sur les figures (I.13, I.14, I.18, I.19, I.20, I.21, et FigI.22).

—Les caractéristiques mécaniques (Fig.I.13) calculées et mesurées sont d'une bonne concordance quelque soit la tension ou la fréquence d'alimentation.

—Les caractéristiques électro-mécaniques (Fig.I.14) mesurées et calculées sont encore plus concordantes pour chaque point de fonctionnement.

—Pour les autres caractéristiques, à savoir:

-couple-tension d'alimentation à glissement et fréquence fixés;

-couple-fréquence d'alimentation à tension et glissement fixés;

-courant-tension d'alimentation à fréquence et glissement fixés;

l'écart en certains points entre les valeurs théoriques et expérimentales n'excède pas 15%.

Remarque: Les caractéristiques mécaniques seraient encore plus concordantes si l'on avait tenu compte des couples de pertes dans les expressions théoriques du couple.

## CONCLUSION

—La mesure du paramètre K (équation I.45) qui tient compte de l'induction de saturation  $B_s$ , des paramètres relatifs aux dimensions de la machine et de la conductivité du rotor, permet de prédéterminer les caractéristiques du moteur d'induction à rotor massif lisse en donnant des résultats en assez bonne concordance avec ceux mesurés.

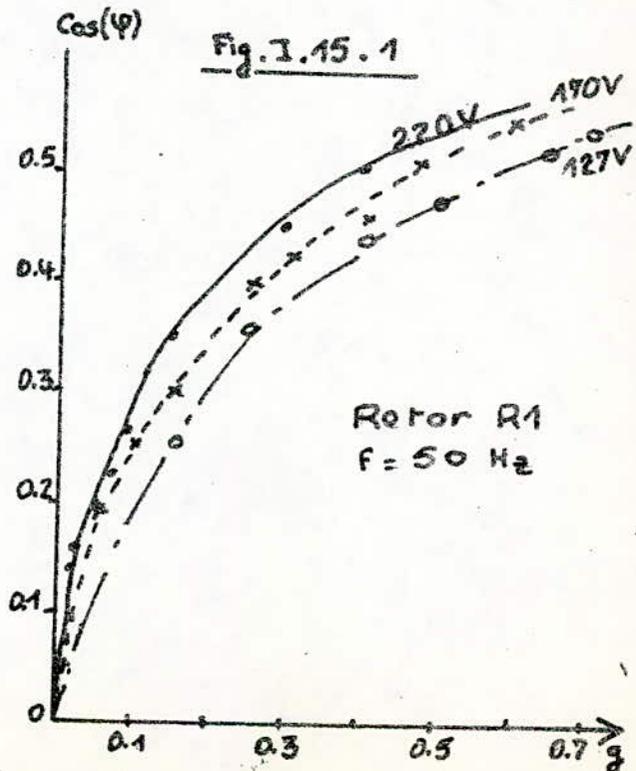
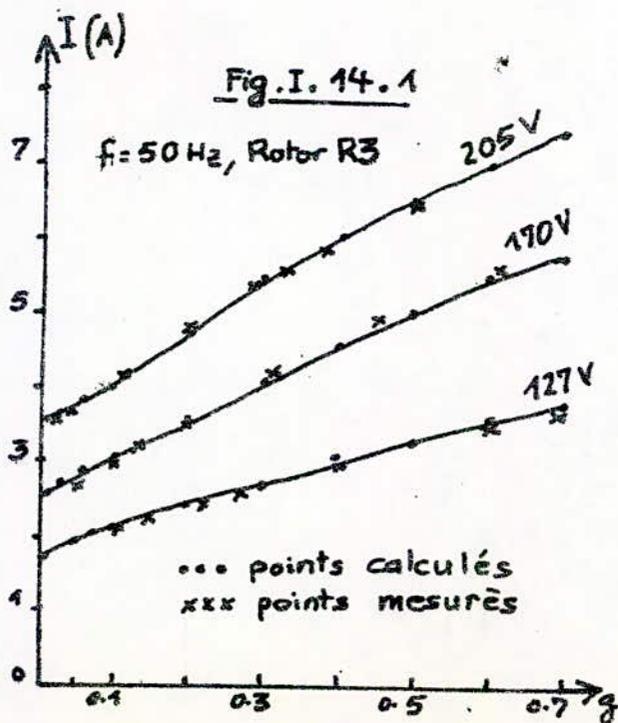
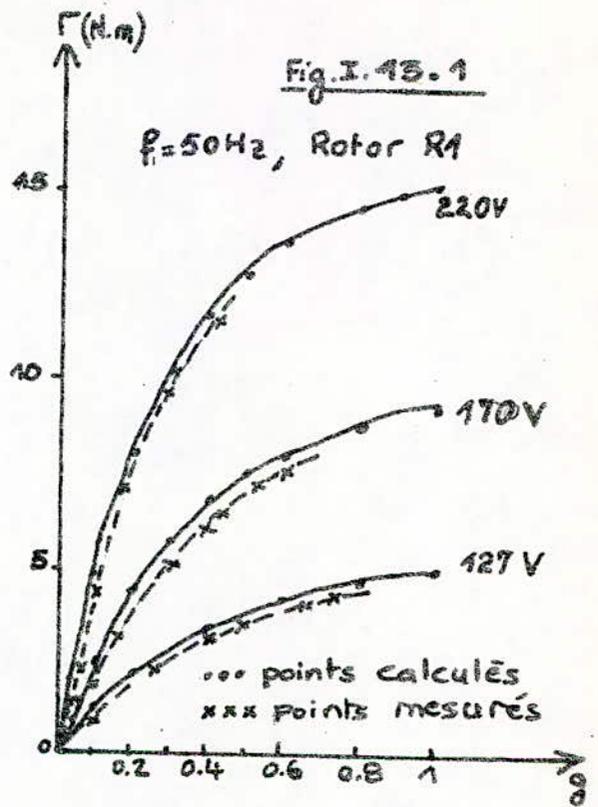
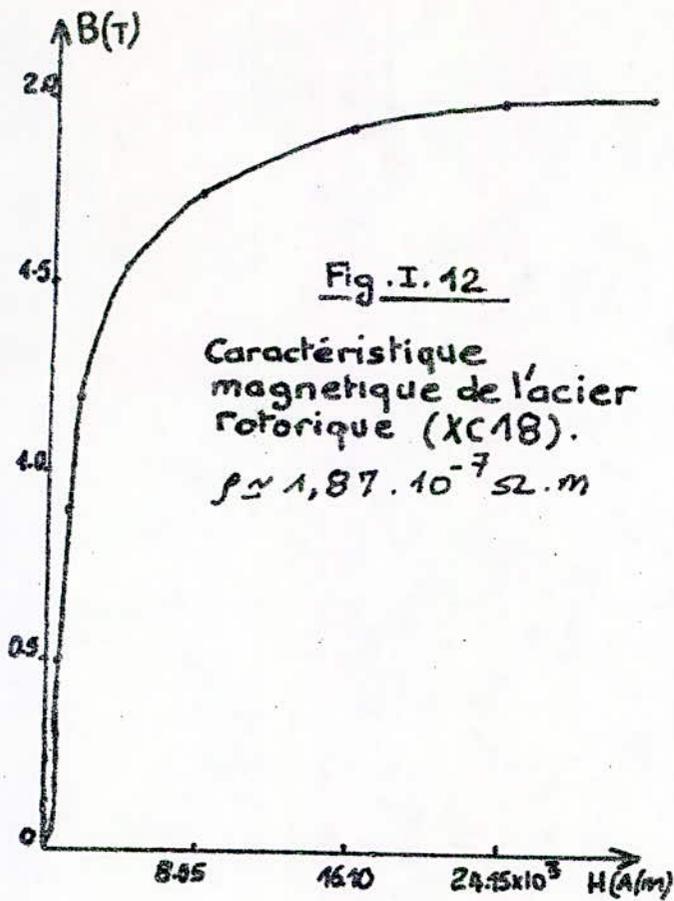
—Les résultats théoriques, comparés aux résultats expérimentaux pour différentes fréquences d'alimentation montrent que la théorie non linéaire limitée peut être appliquée pour une gamme assez variée de la fréquence.

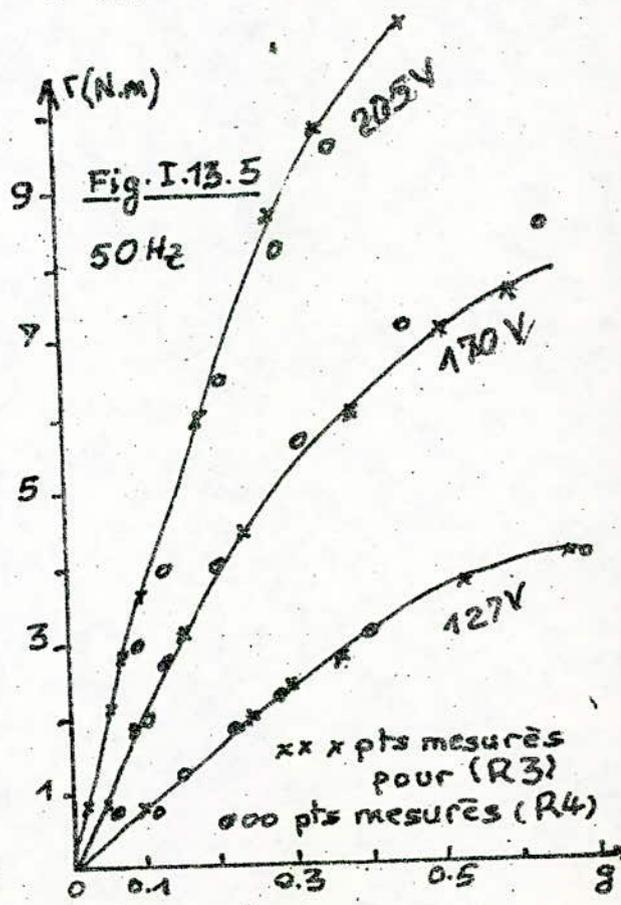
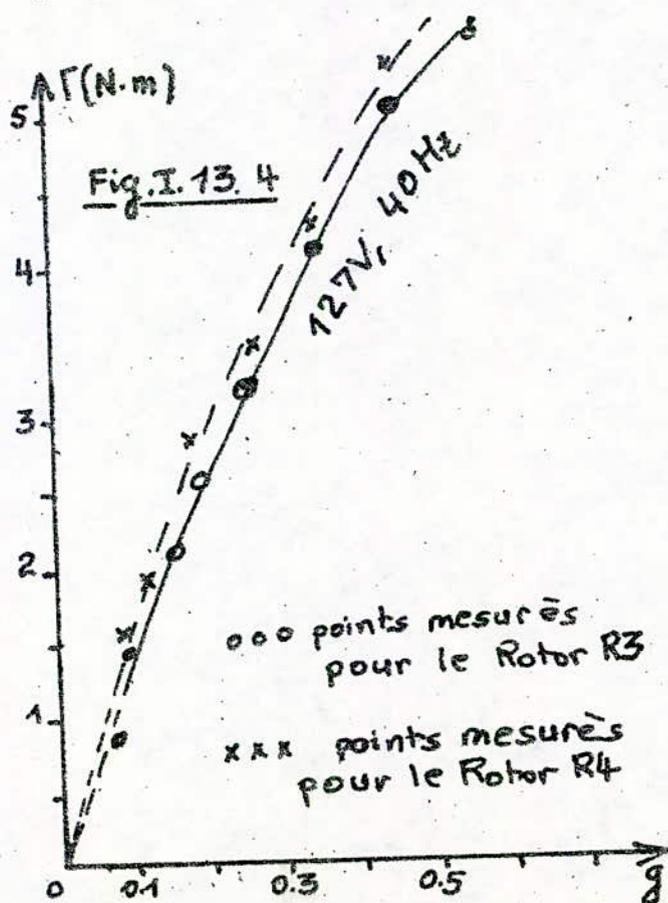
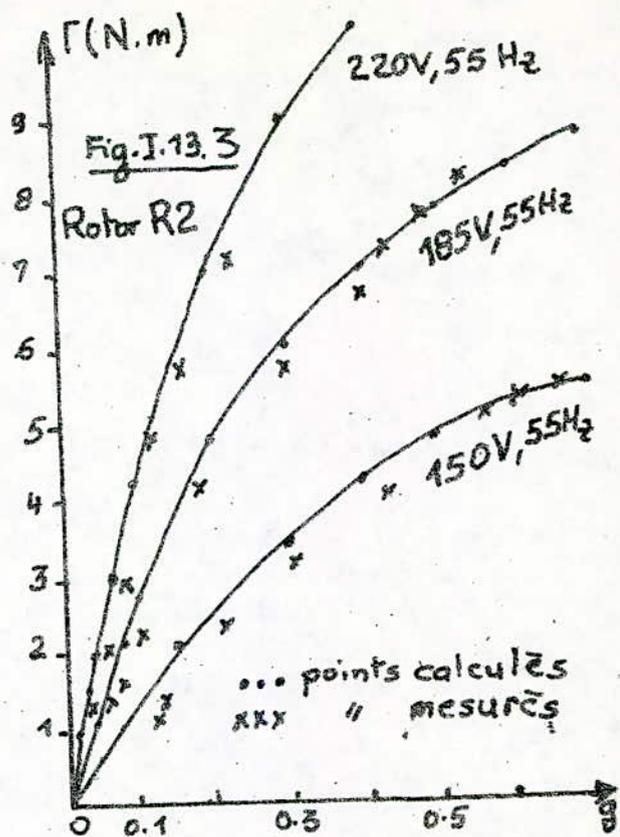
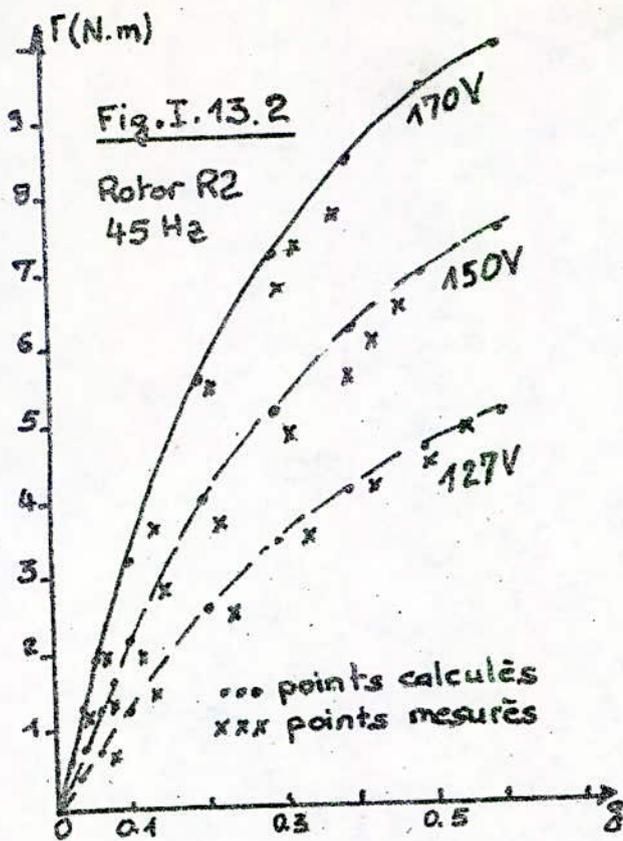
—Un meilleur couple de démarrage est obtenu si la fréquence est réduite ( $f < 50\text{Hz}$ ).

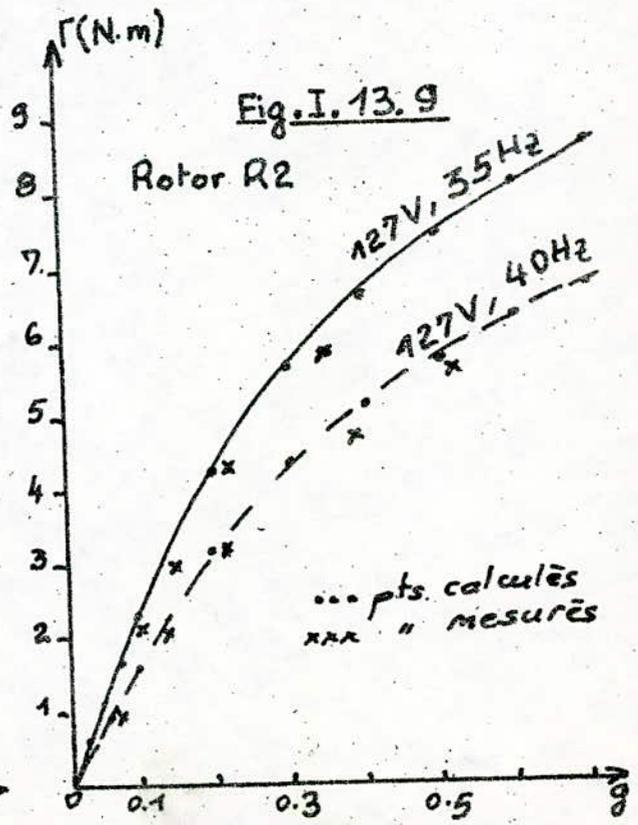
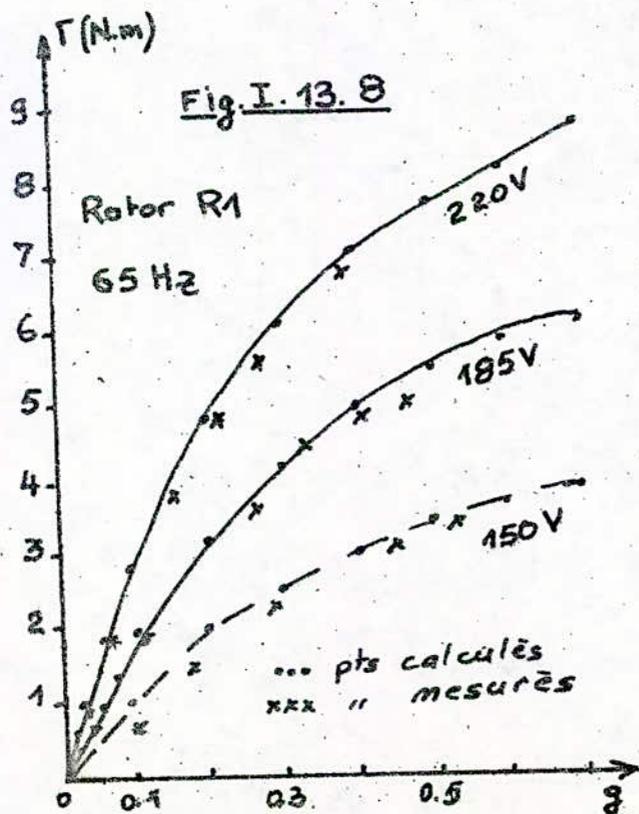
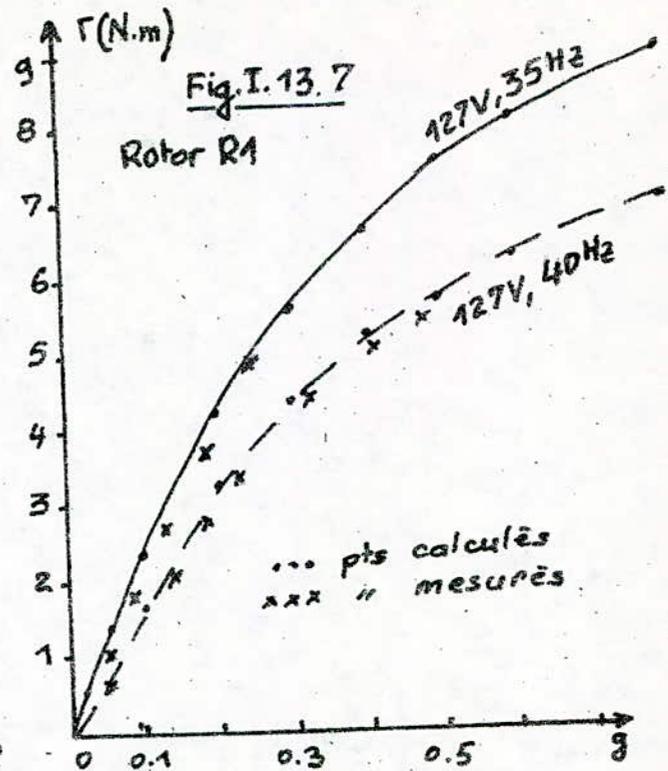
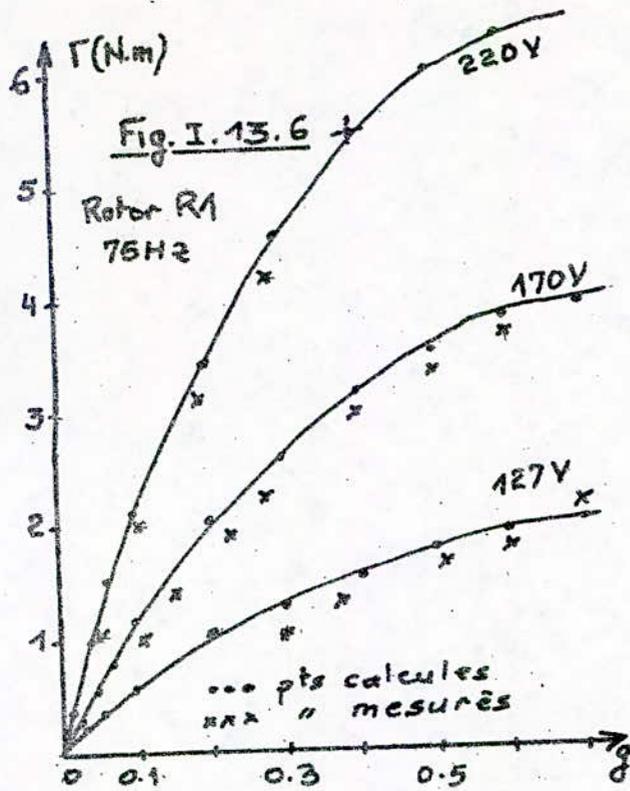
—Les performances théoriques obtenues en négligeant les harmoniques d'espace du champ dans l'entrefer sont d'une valeur technique assez bonne comparées aux résultats expérimentaux.

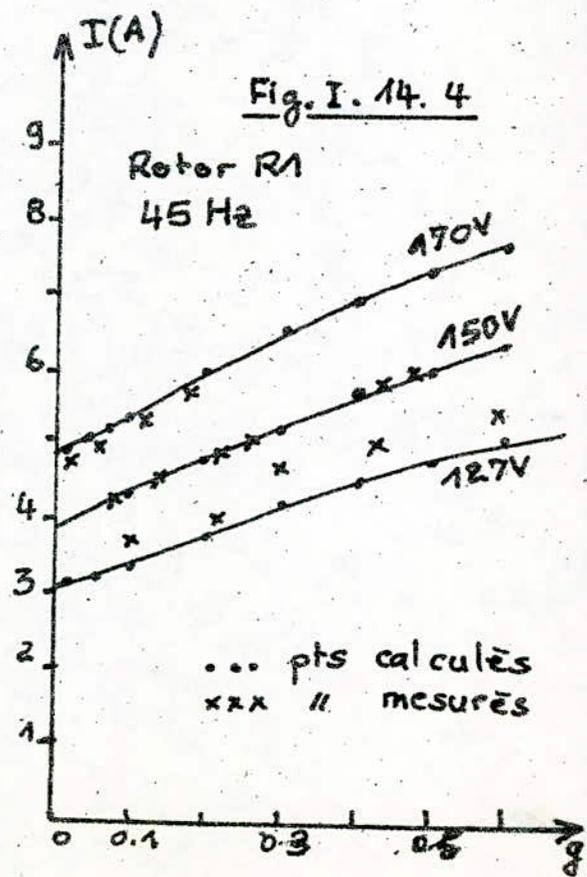
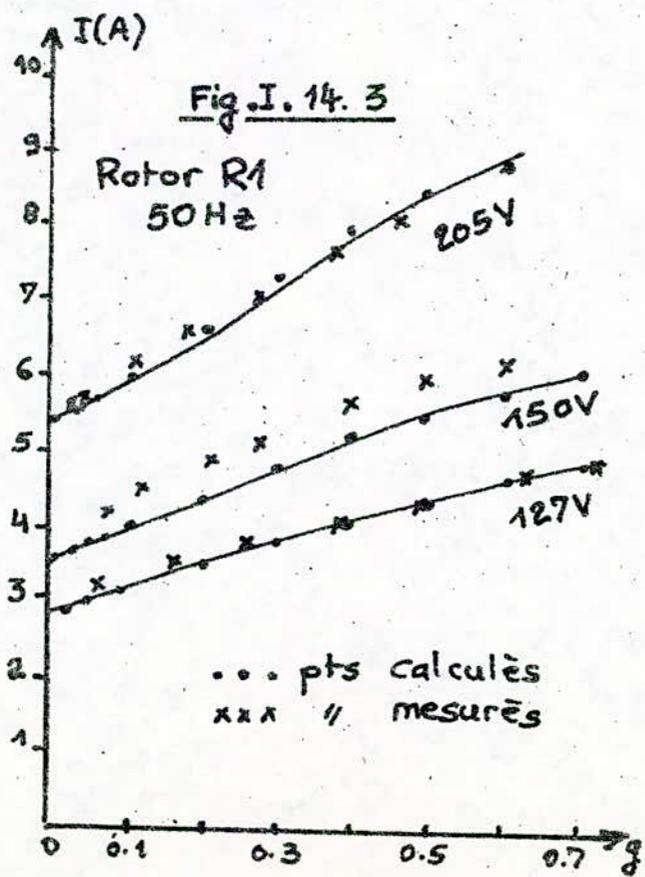
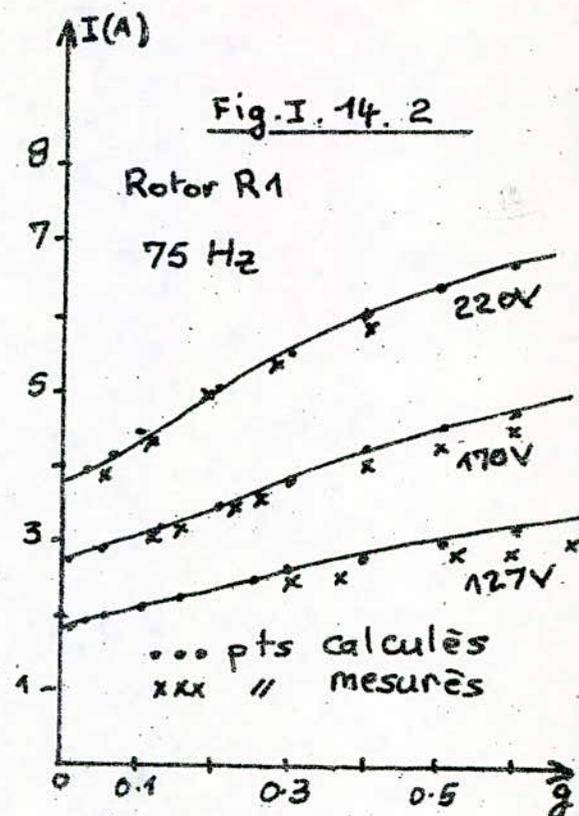
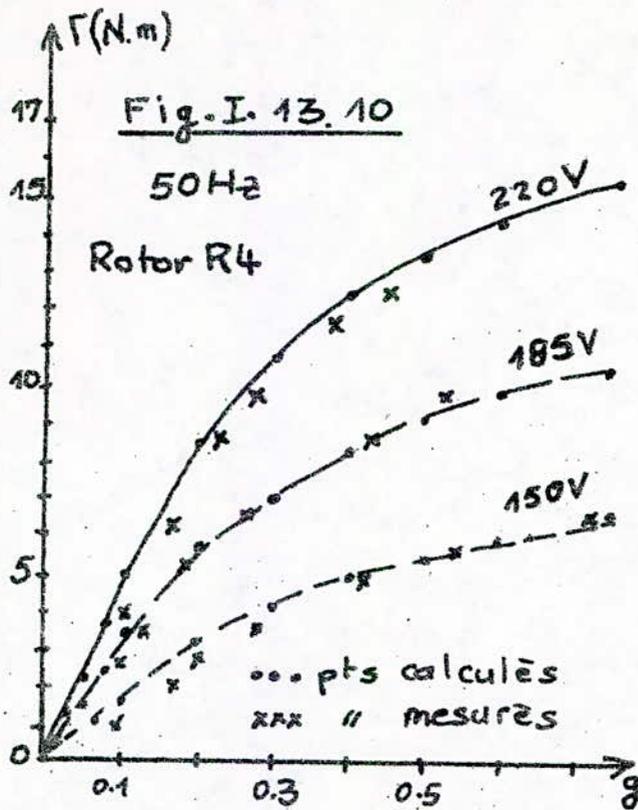
—L'augmentation de l'entrefer (par rapport à celui du moteur à cage) jusqu'à une certaine limite permet de réduire les pertes de surface au rotor, ce qui améliore le couple développé pour un point de fonctionnement donné. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue l'augmentation du courant absorbé qui suivra cette augmentation de l'entrefer.

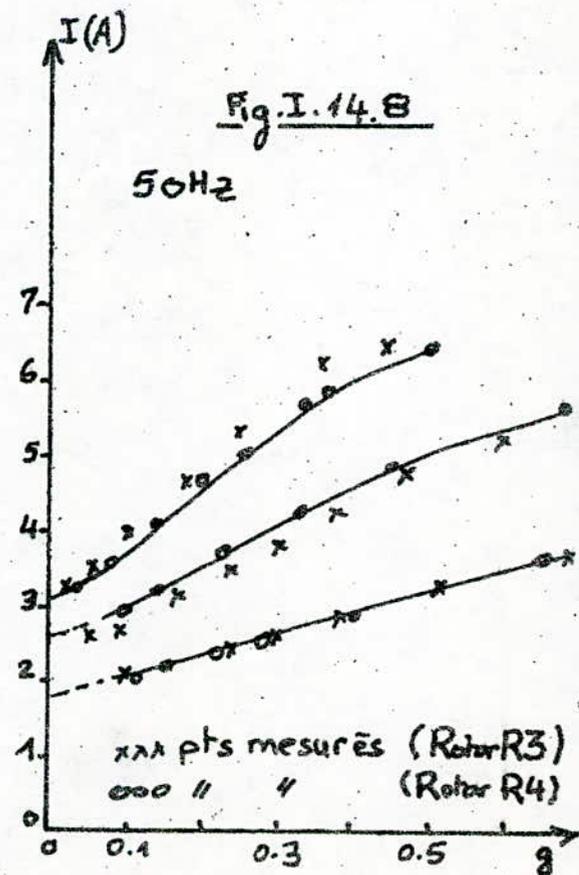
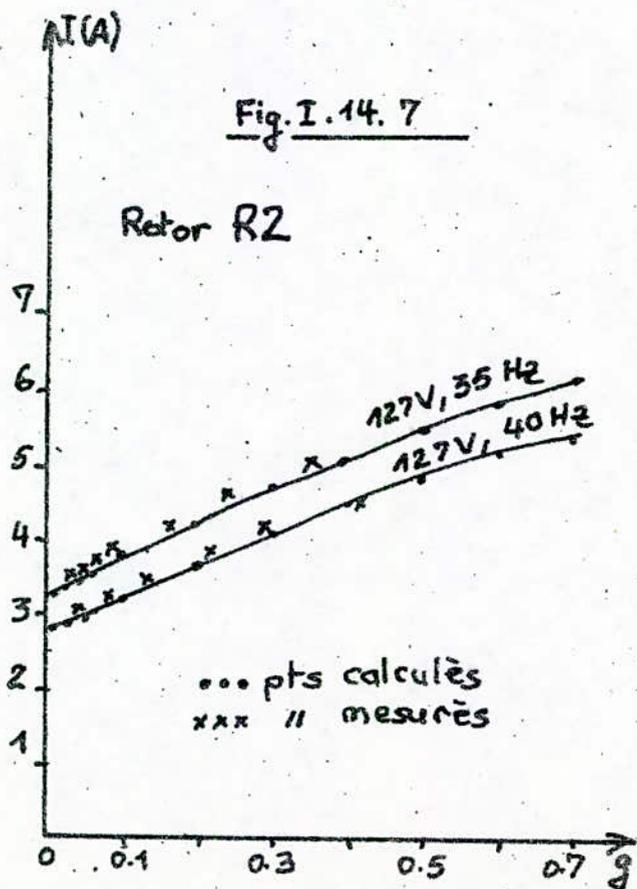
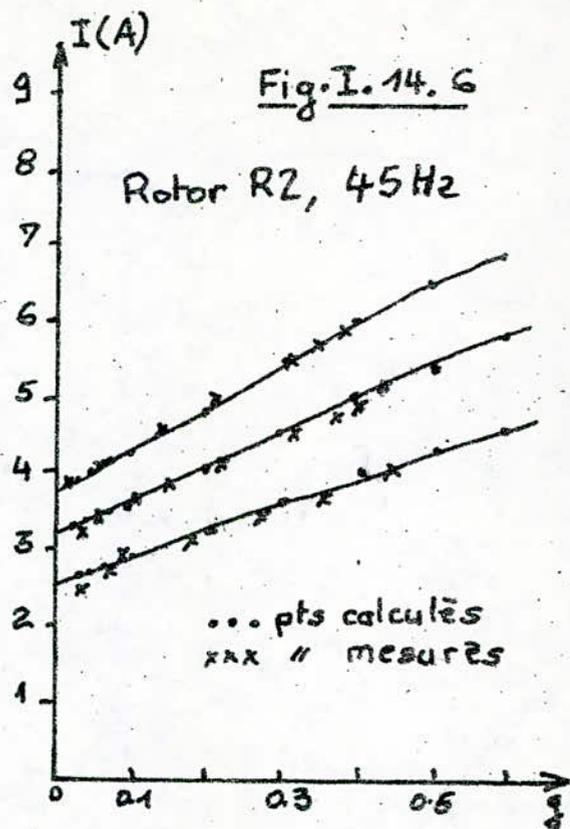
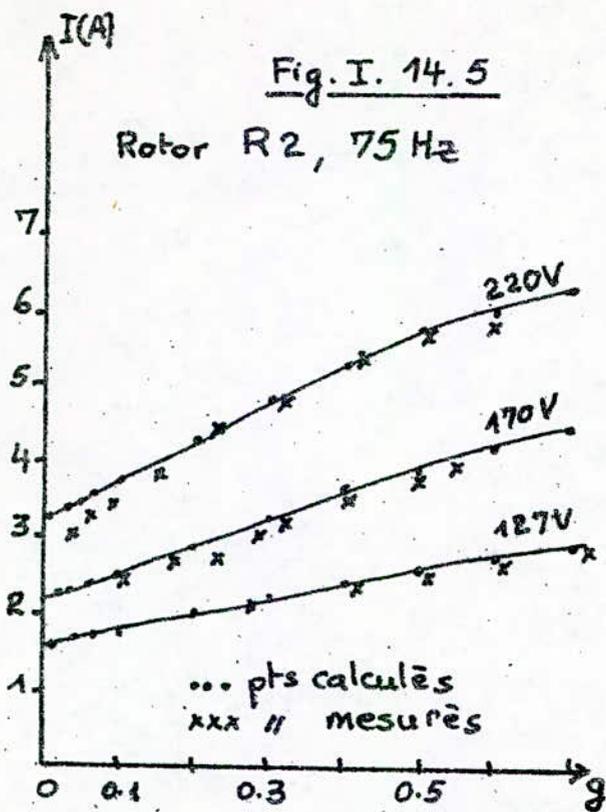
—Le chapitre.III., nous permettra de connaître l'influence de l'augmentation de l'entrefer du point de vue thermique.

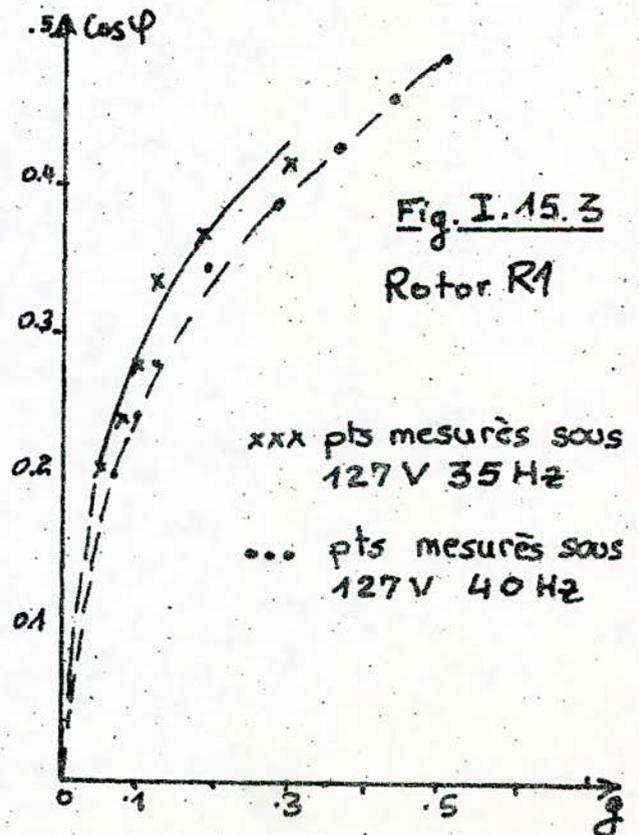
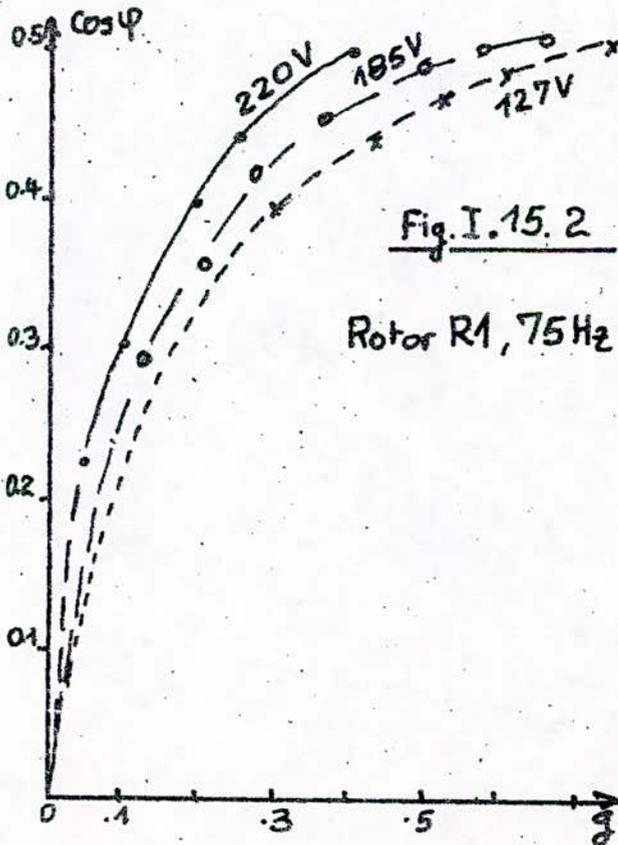
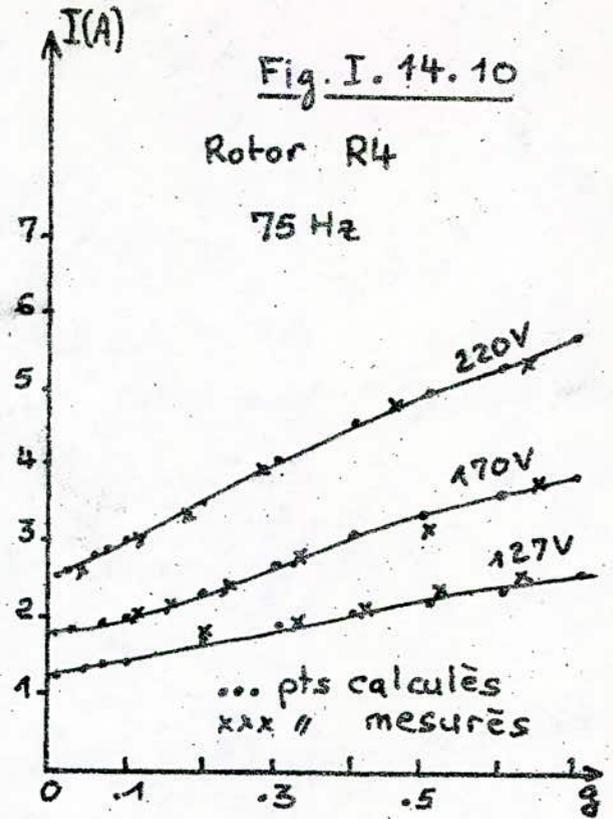
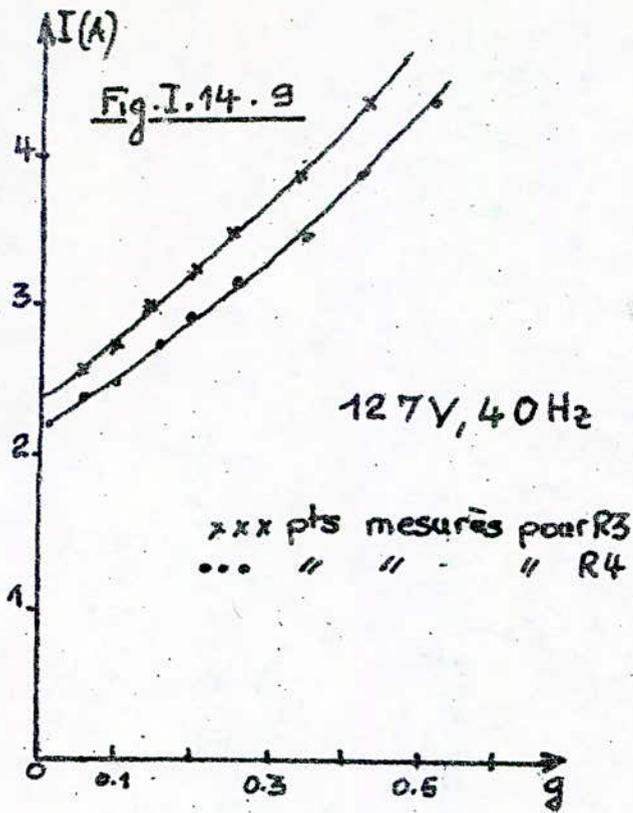


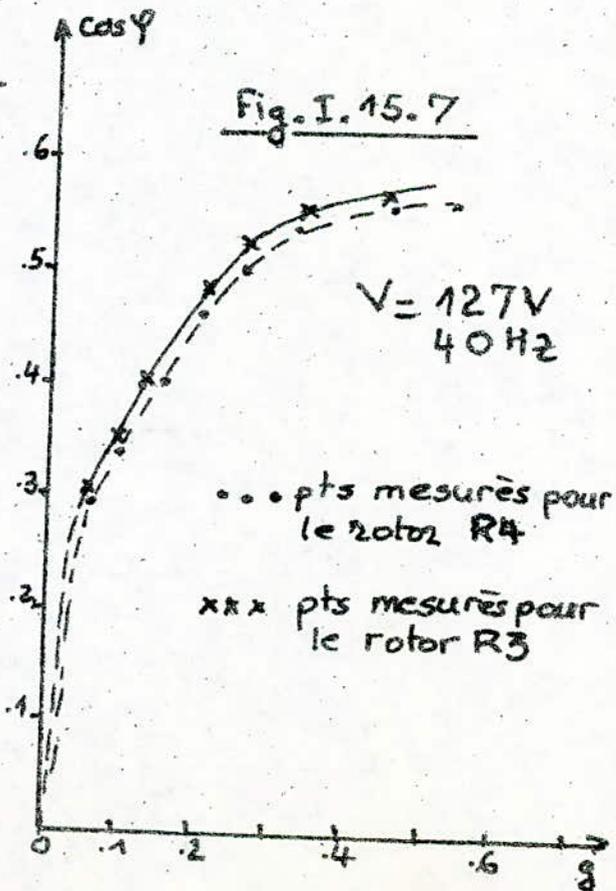
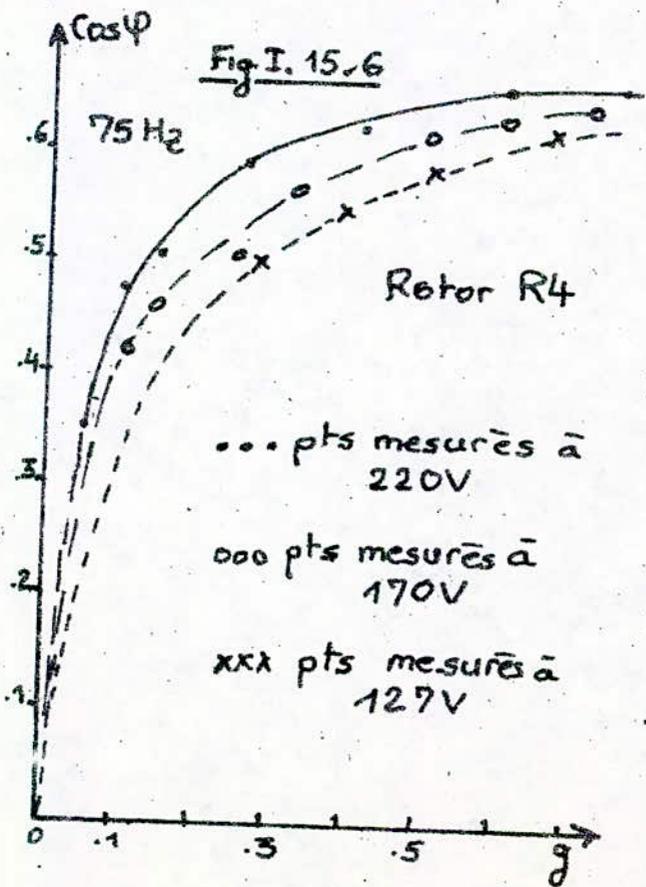
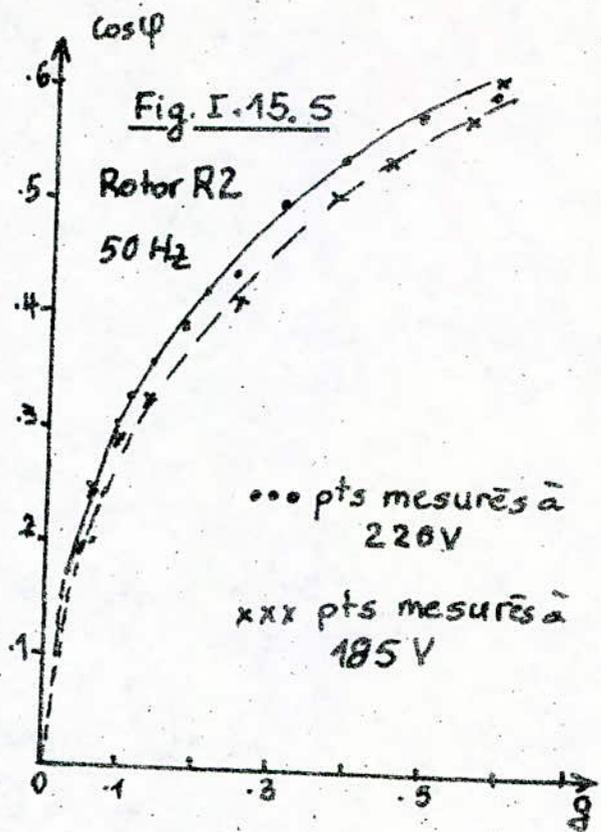
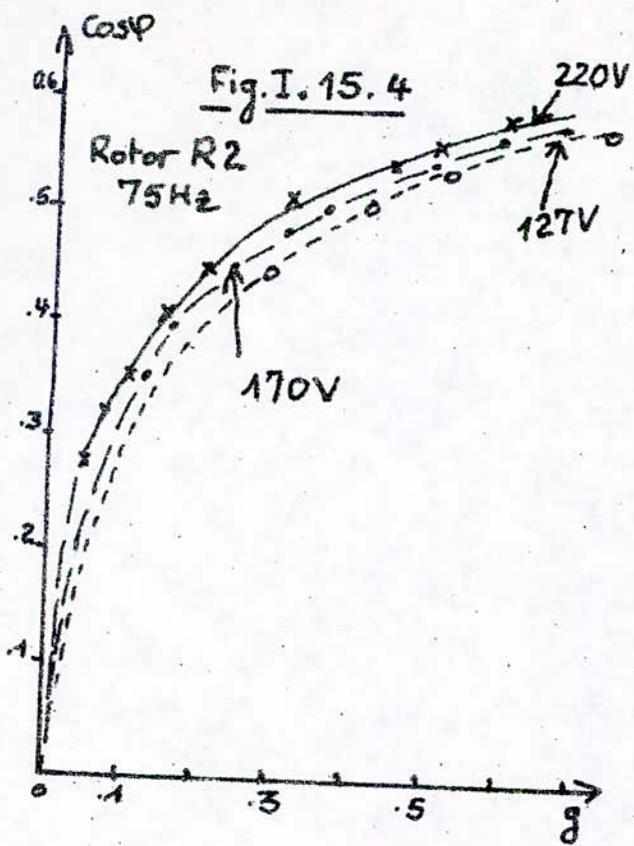


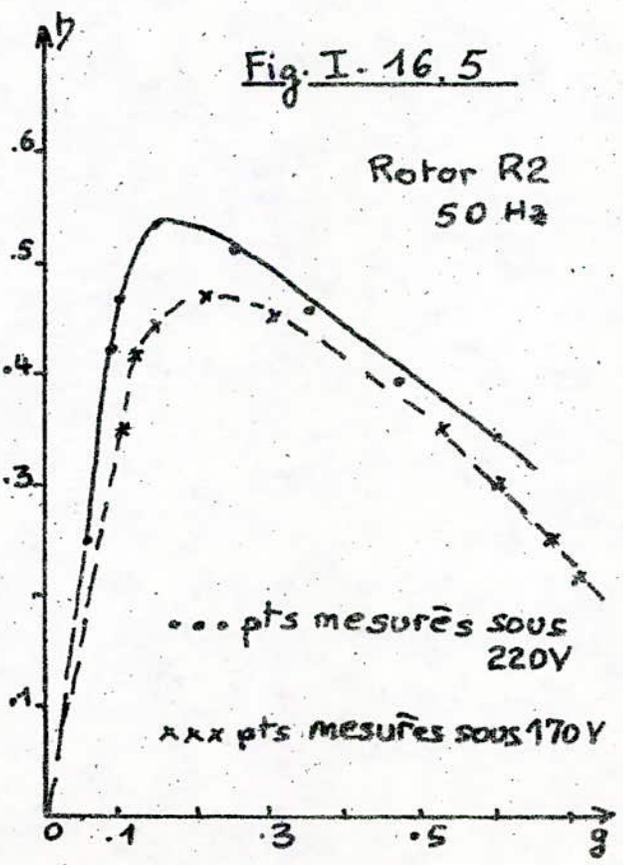
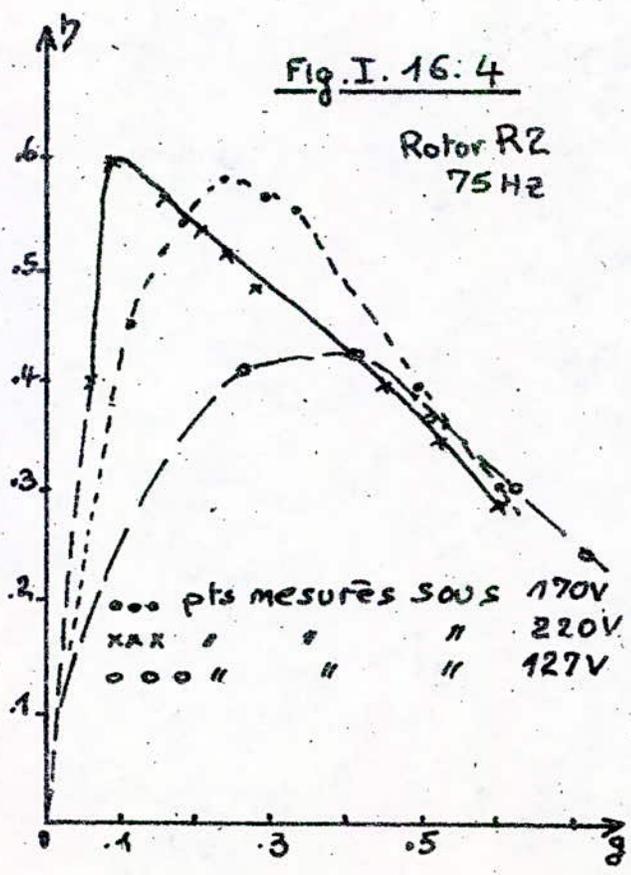
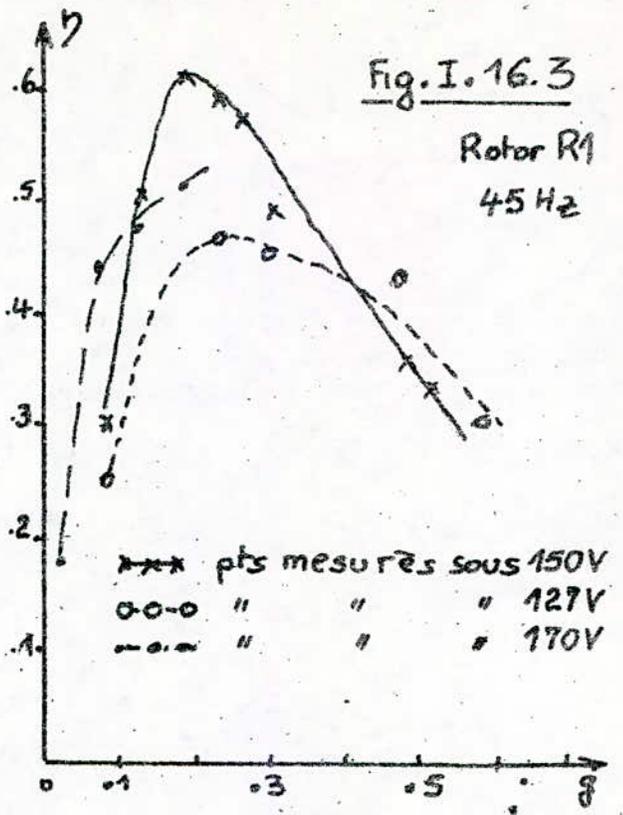
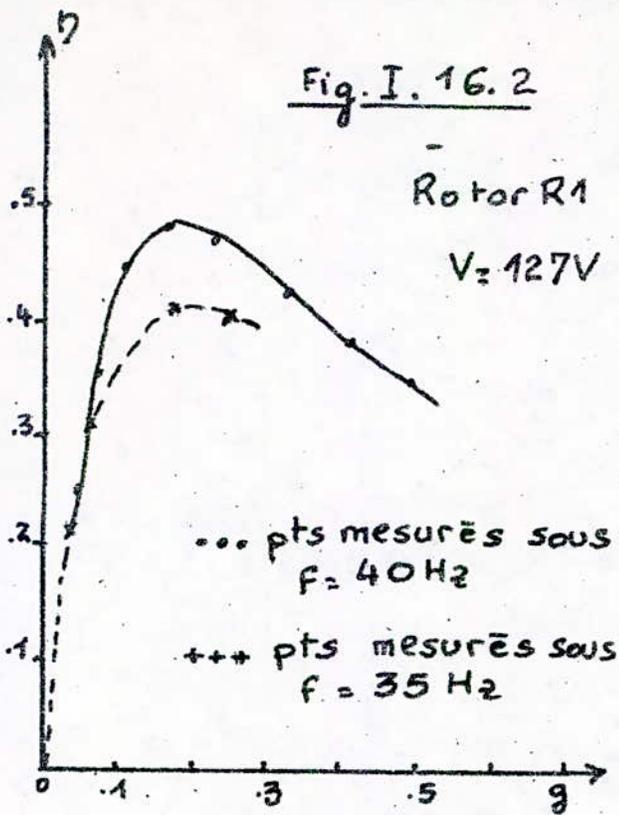


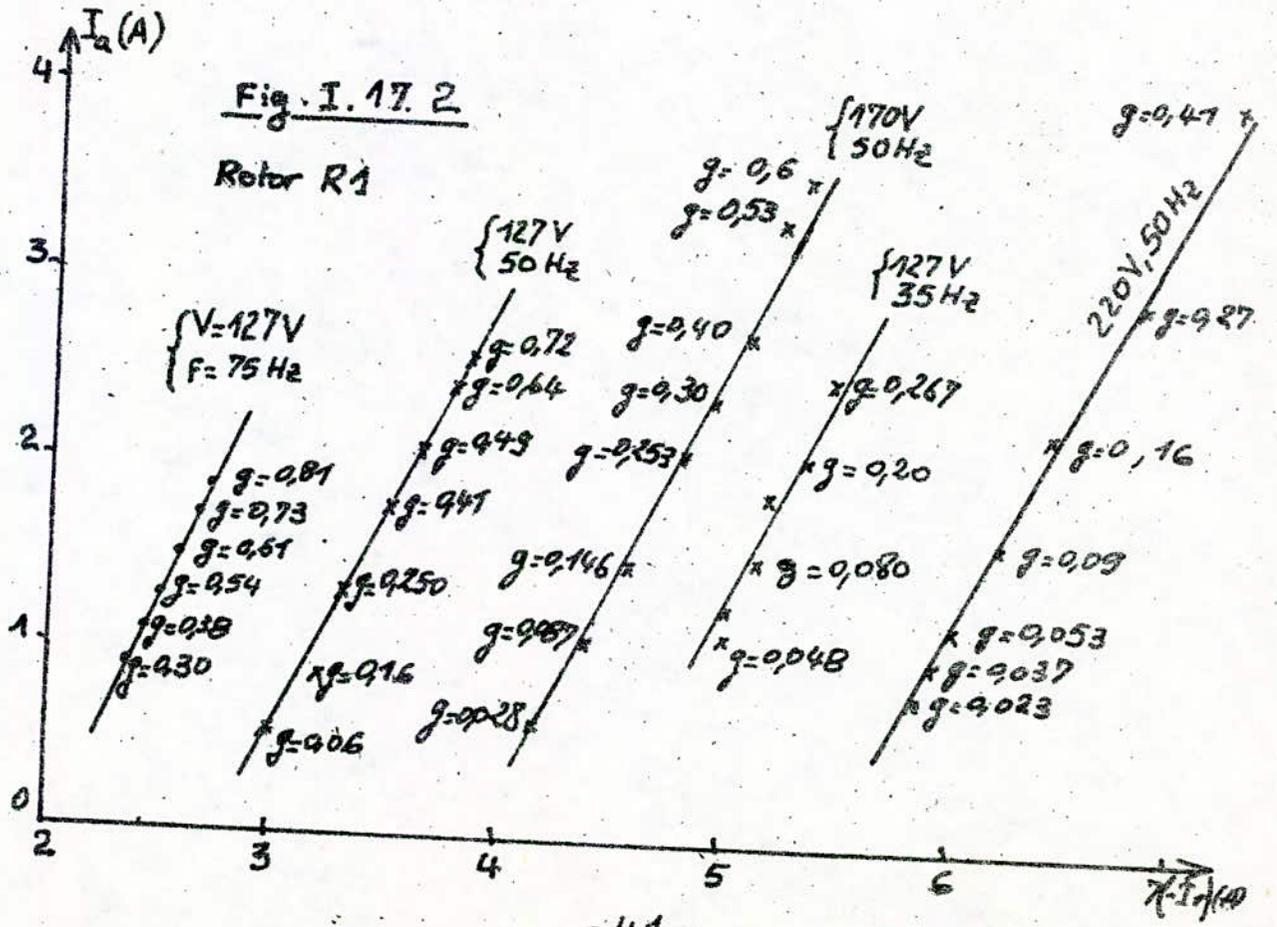
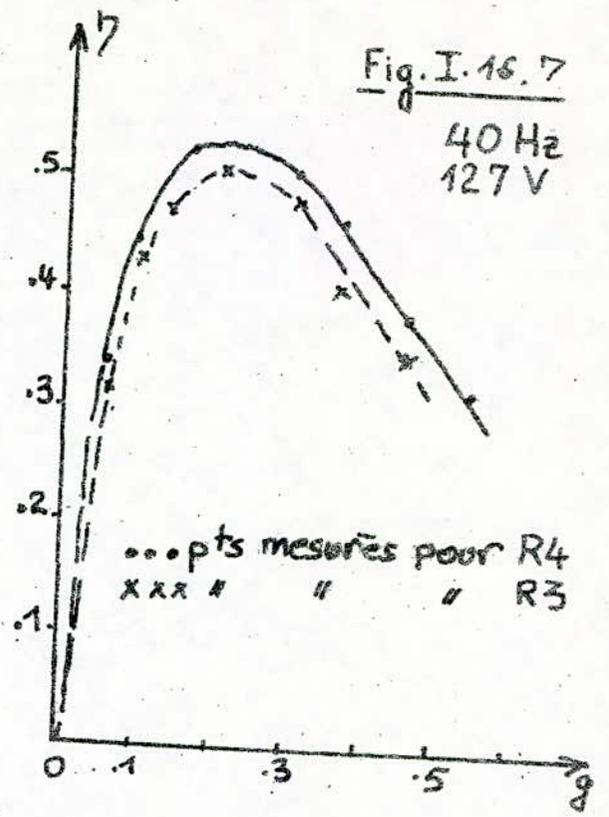
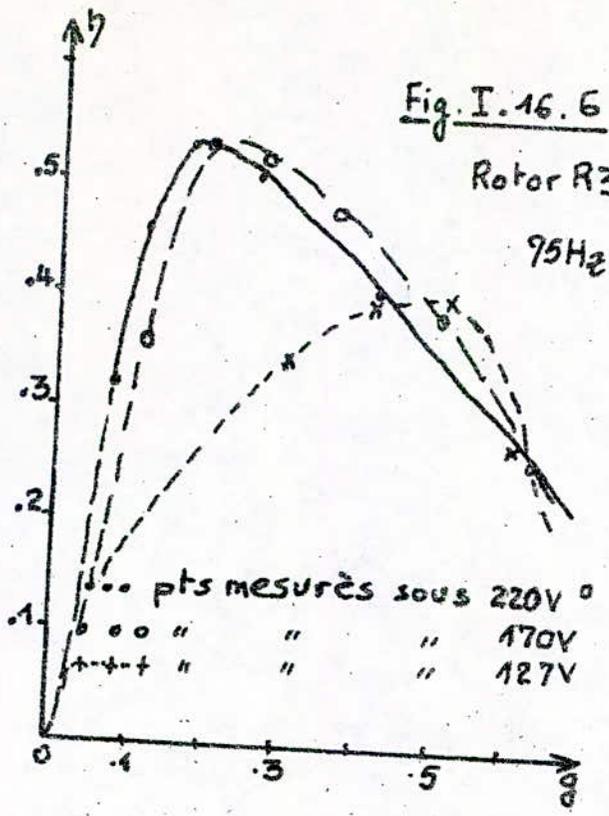


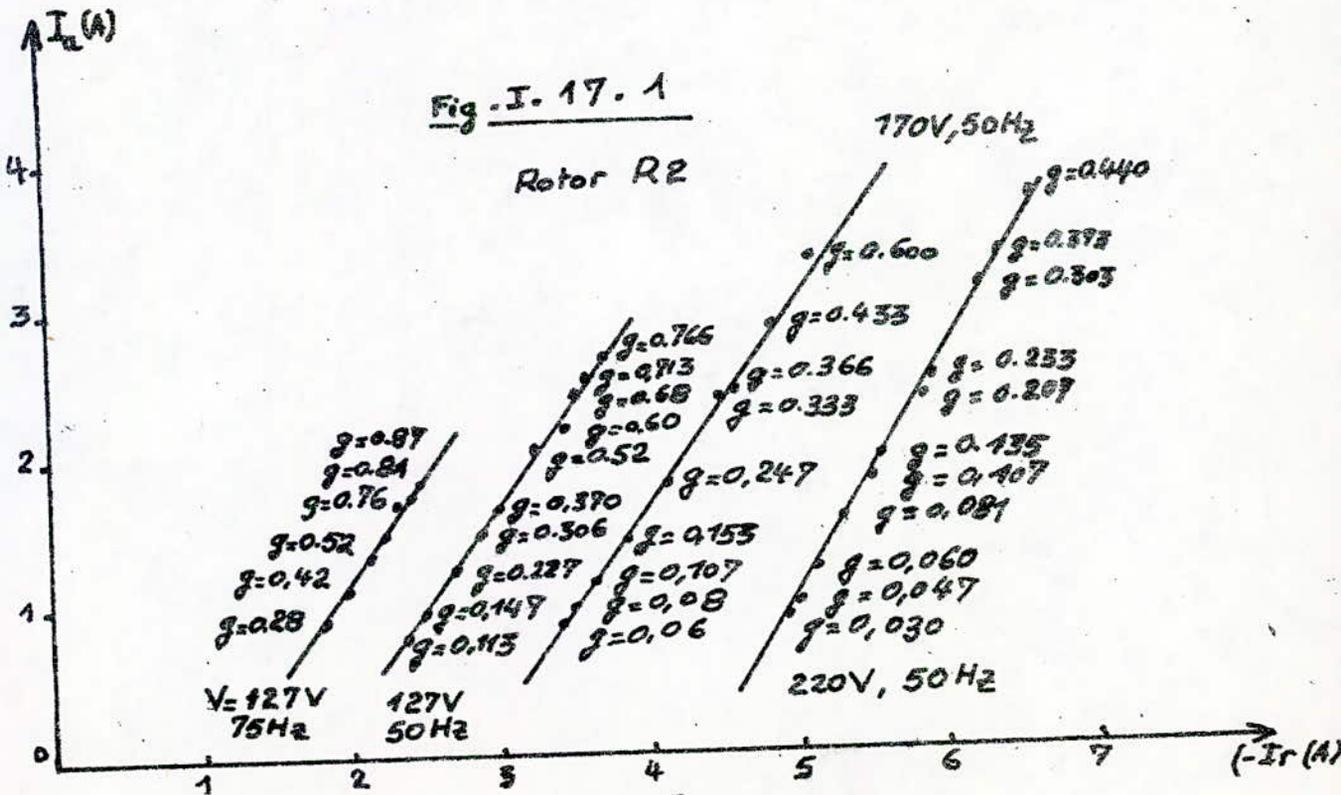
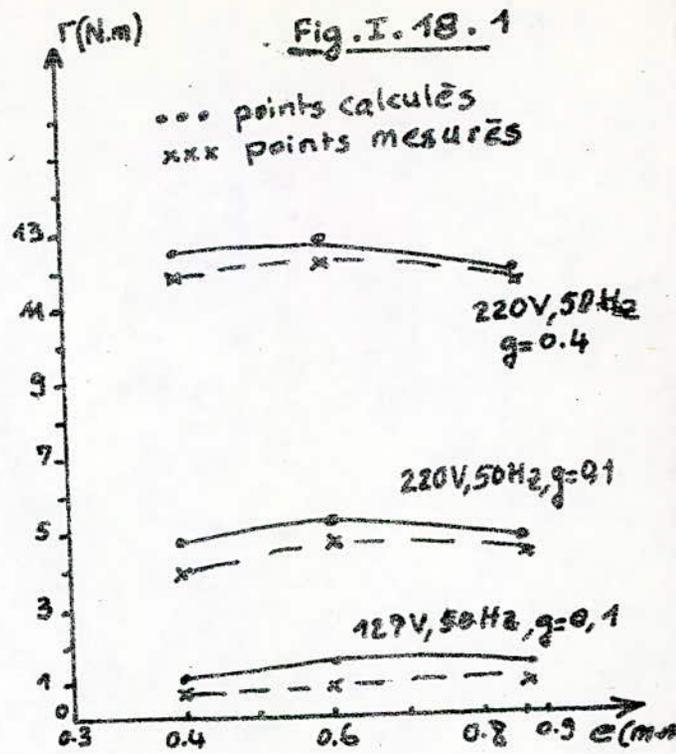
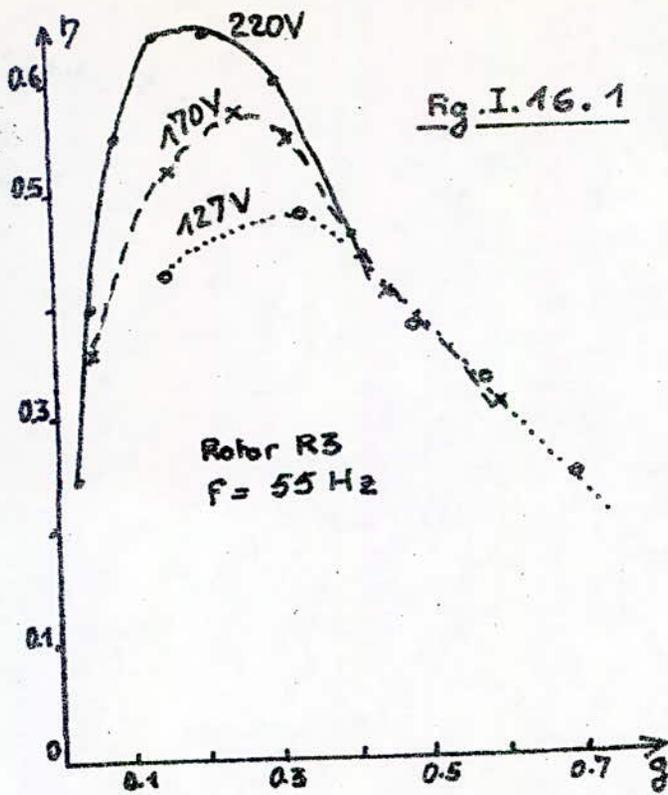


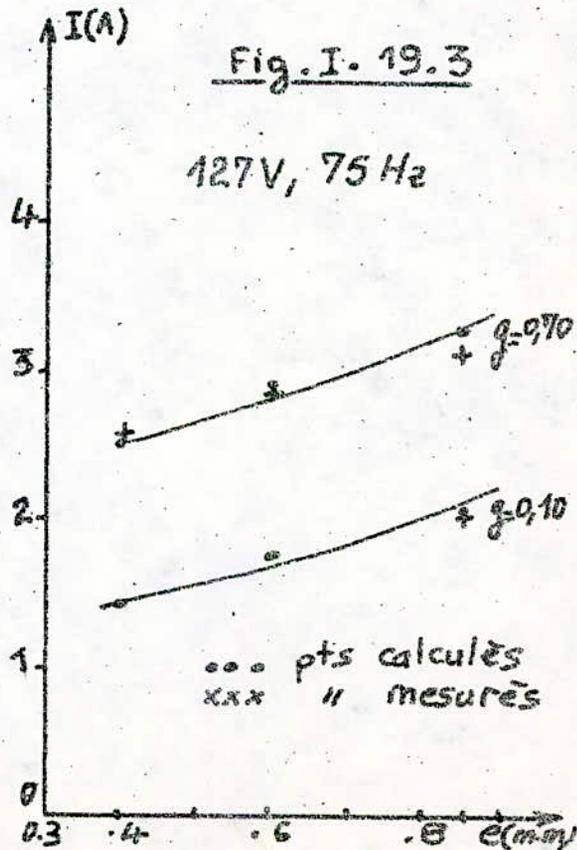
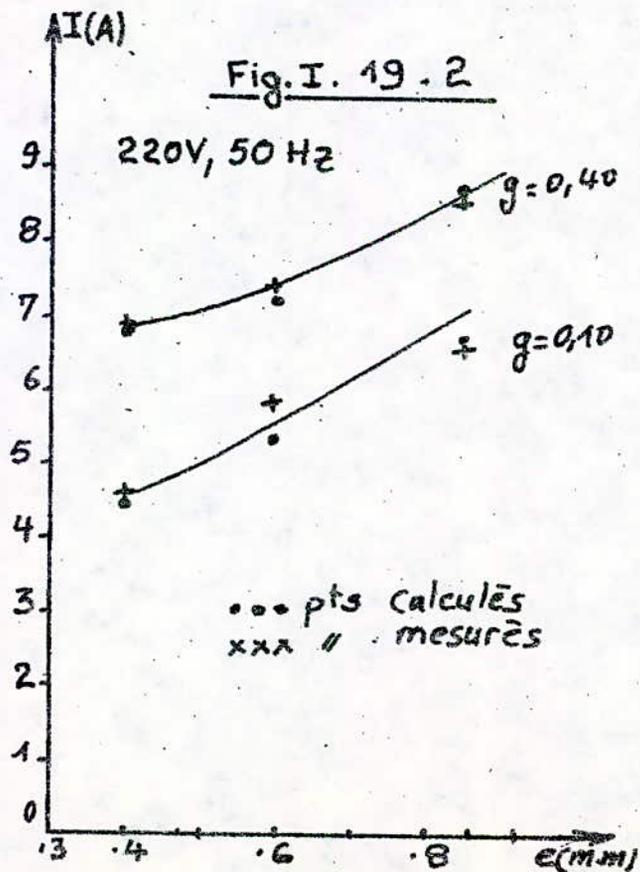
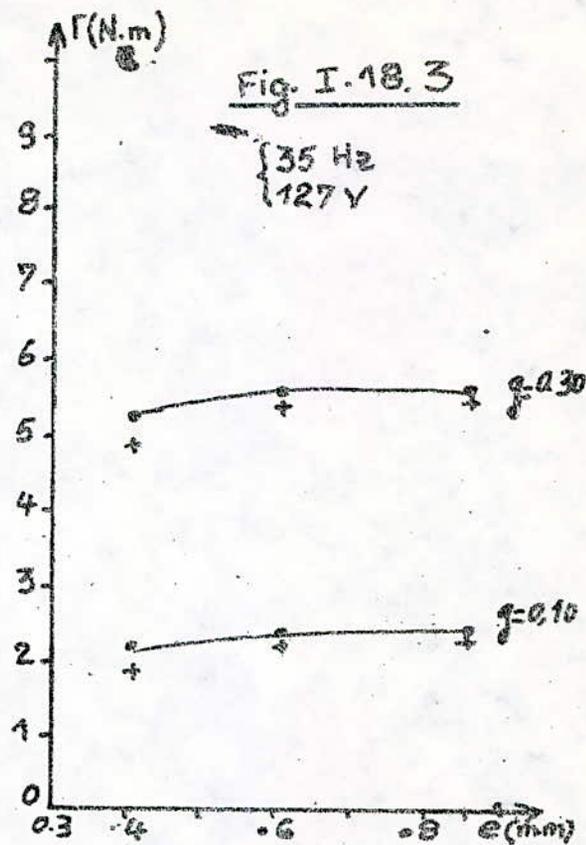
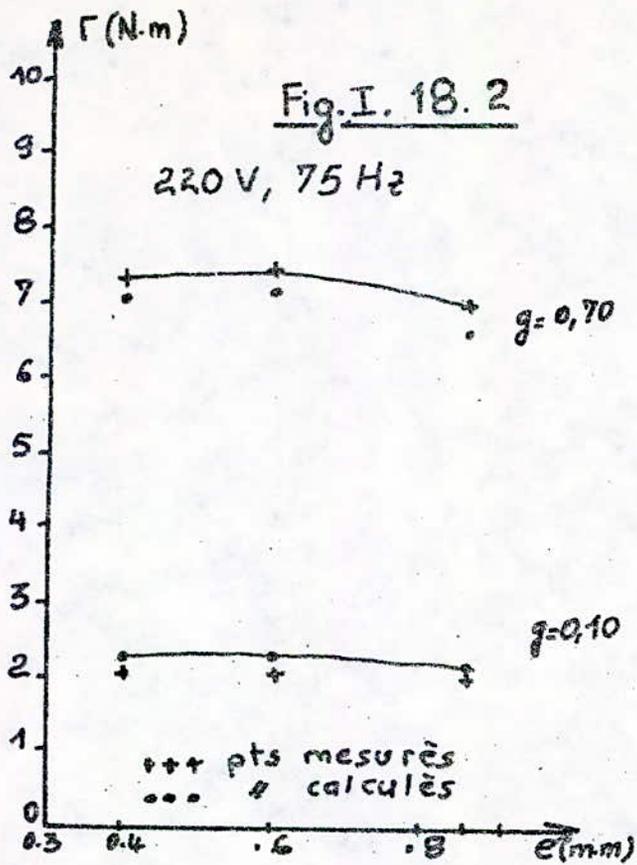


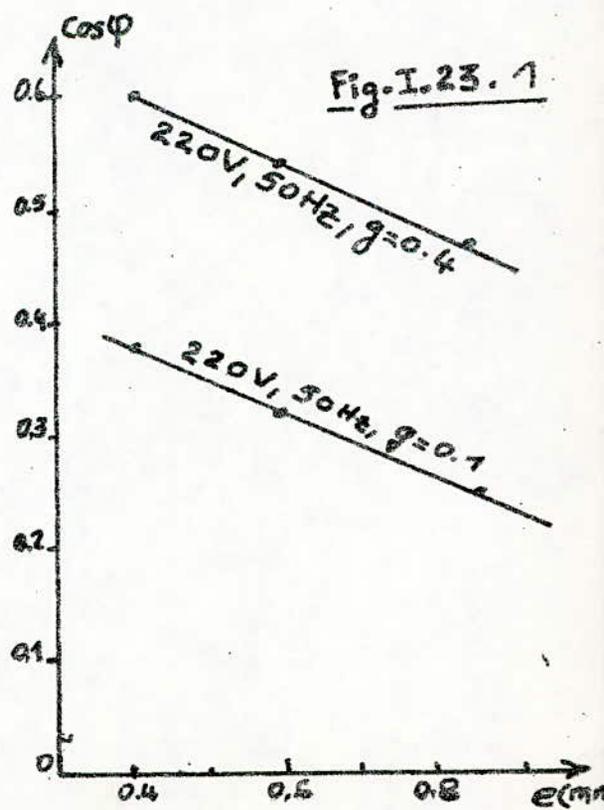
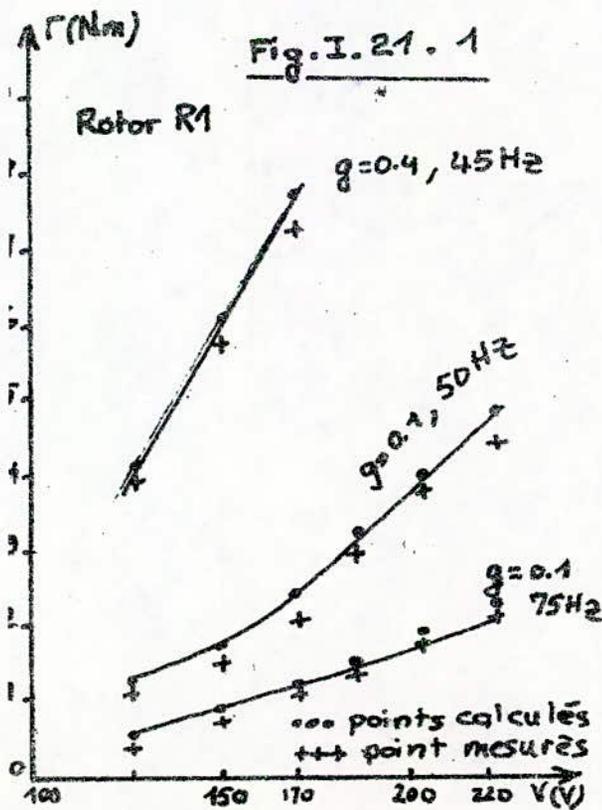
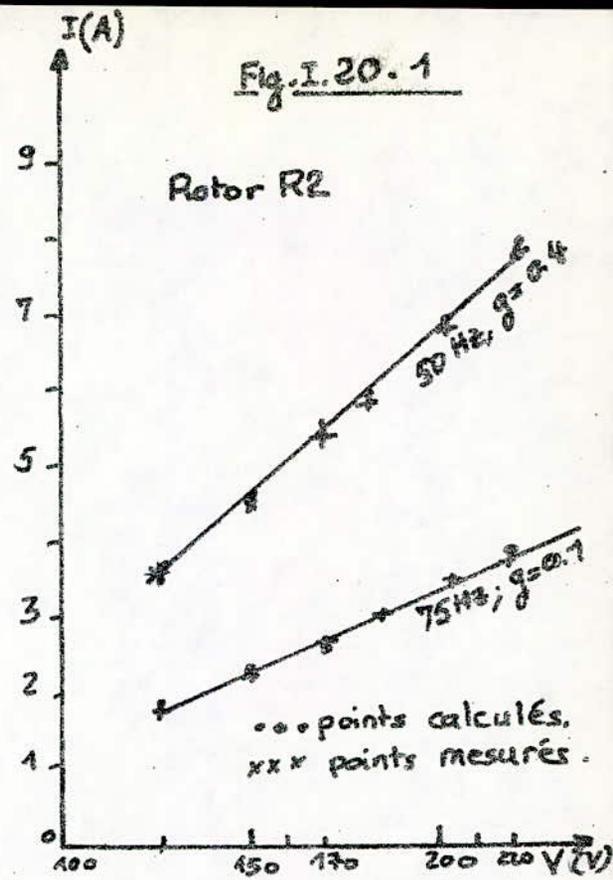
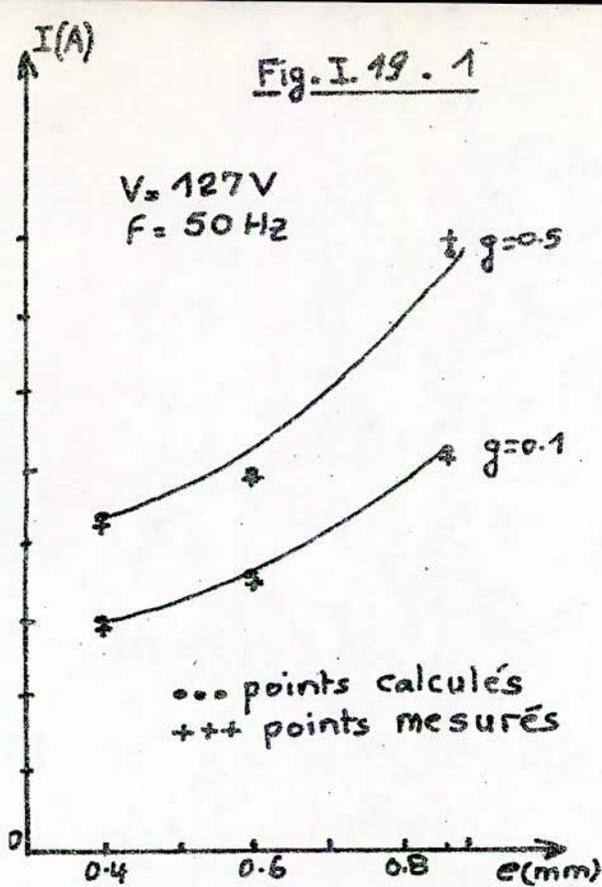


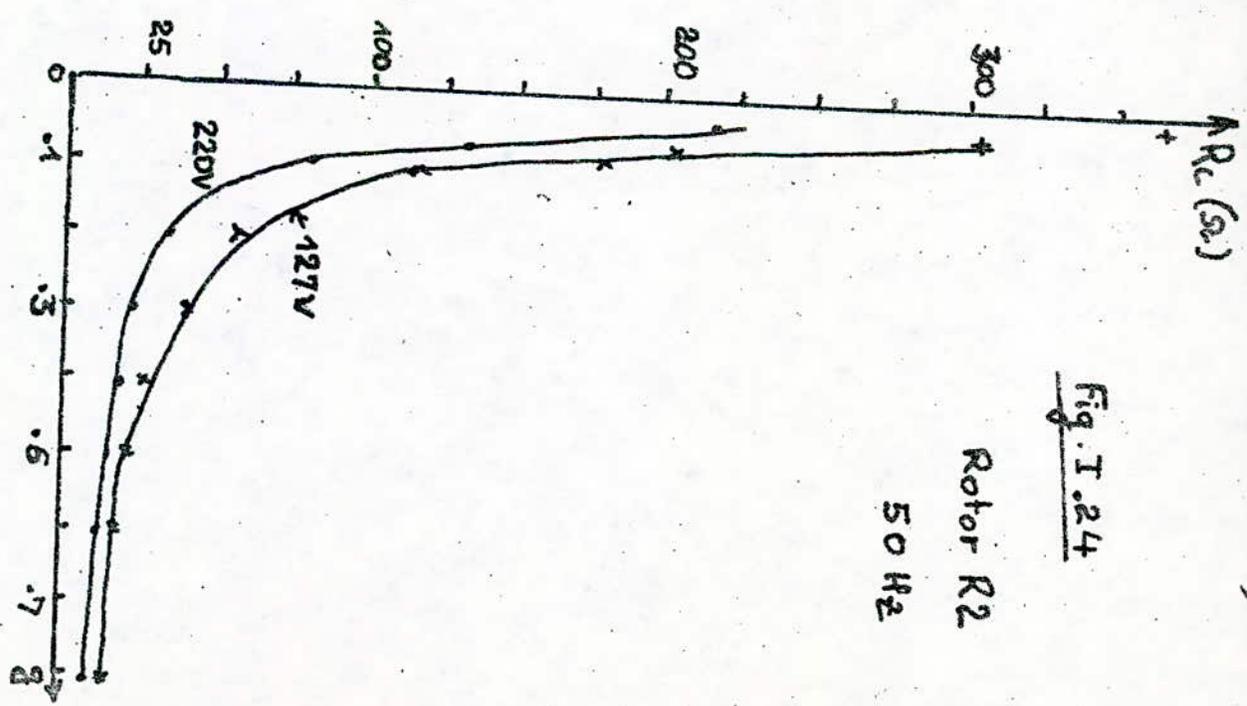
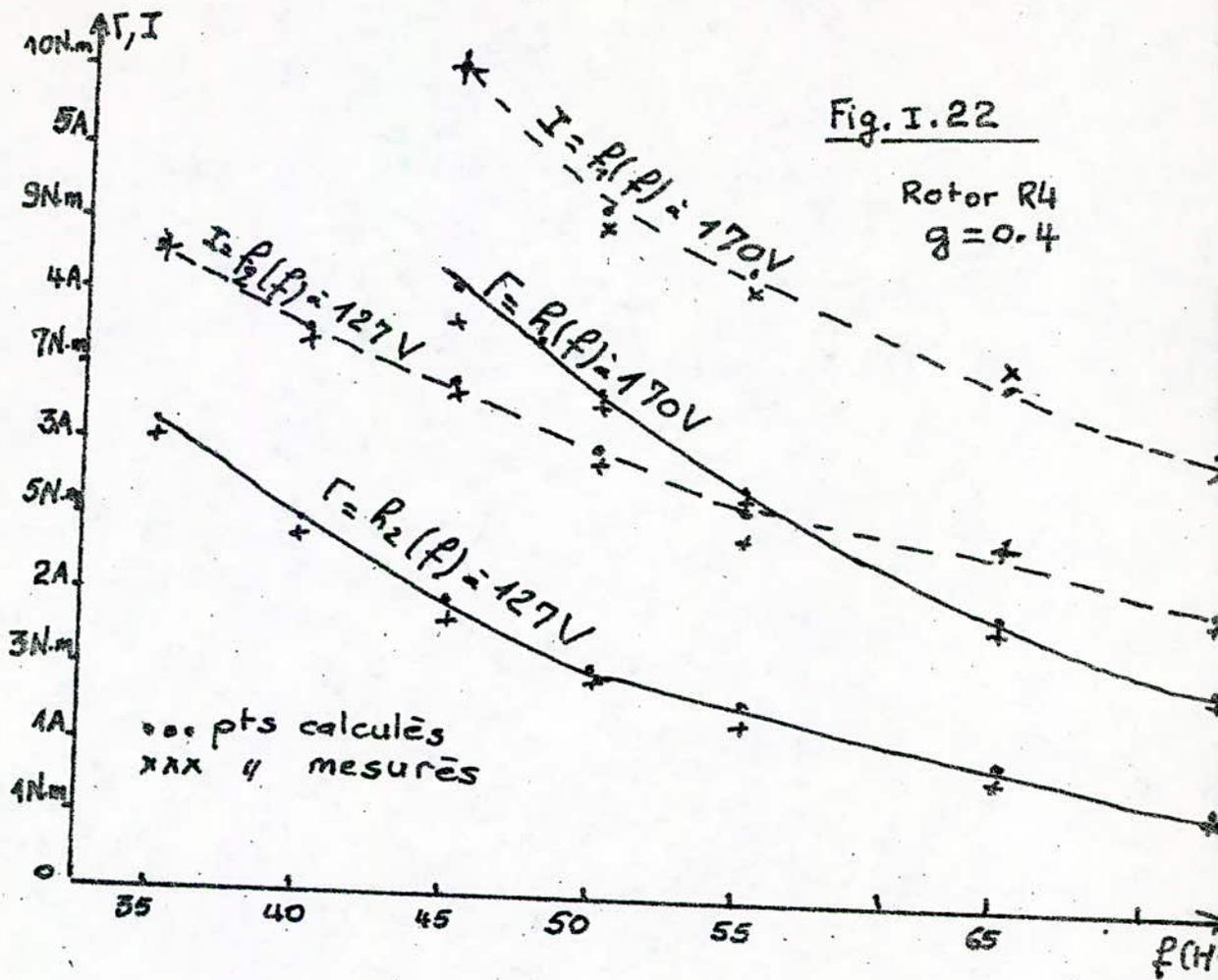


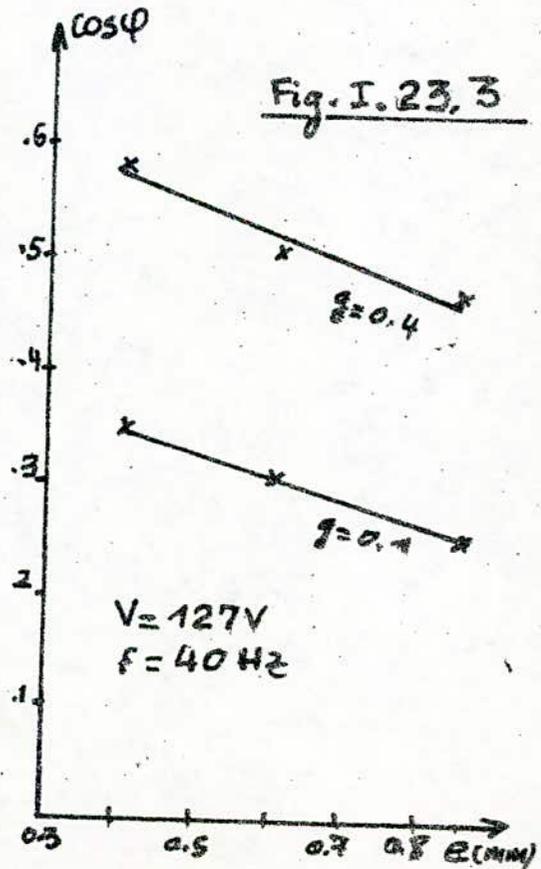
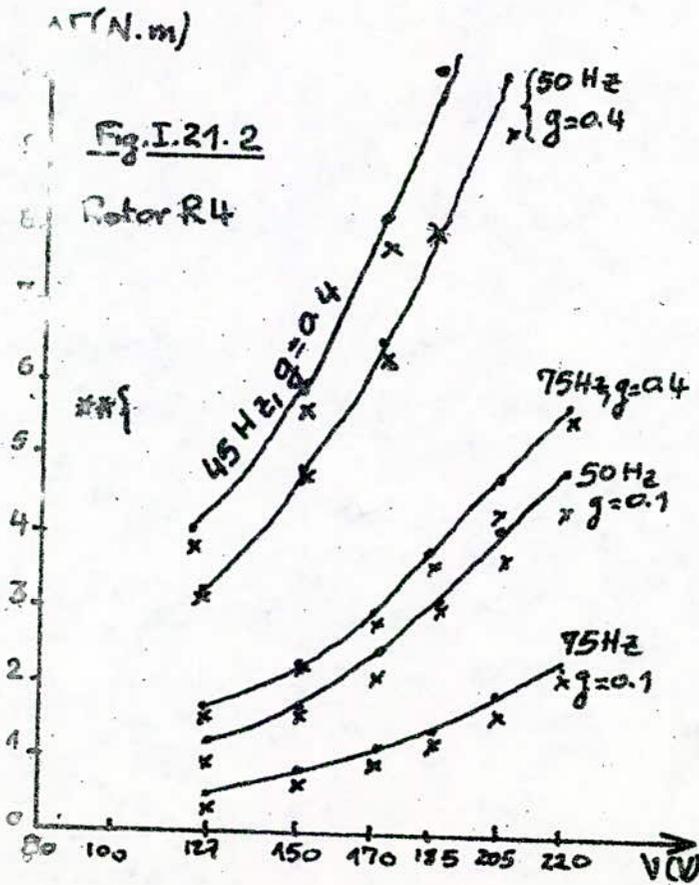
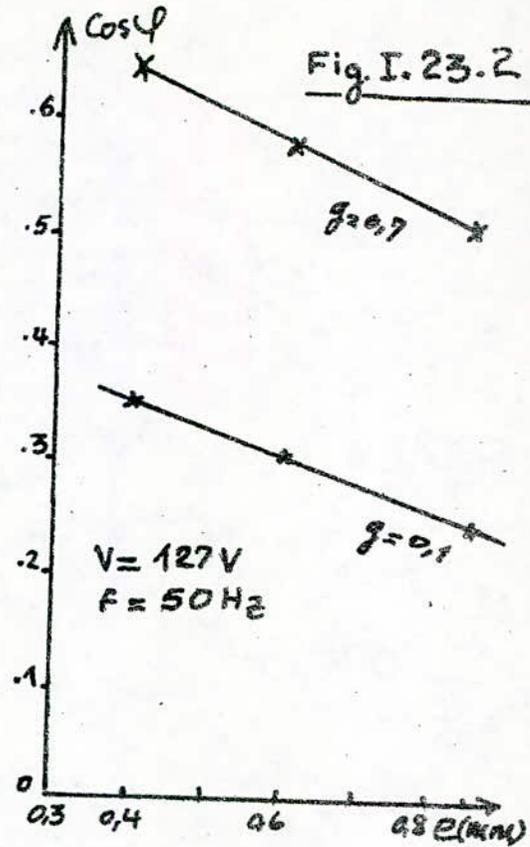
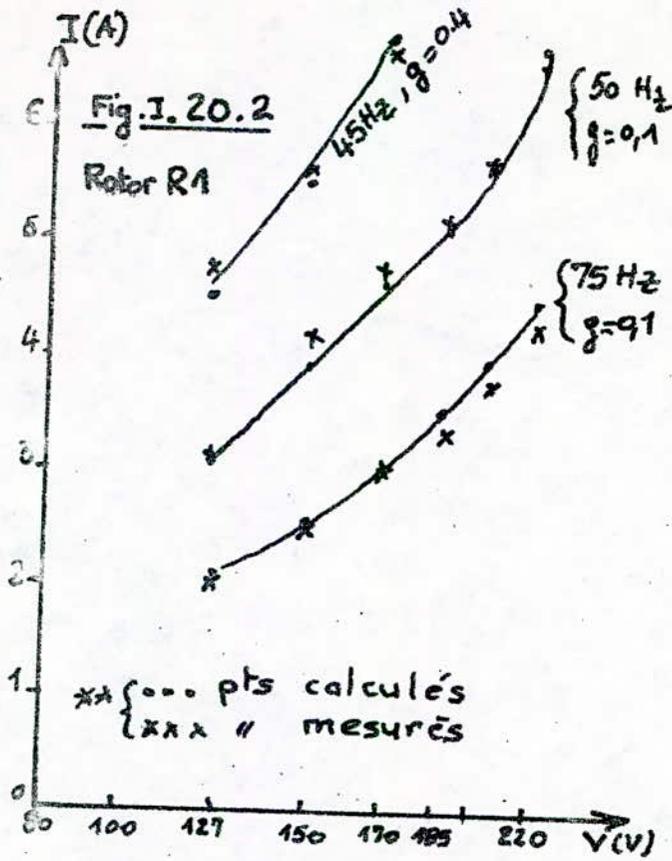














A.1: INTRODUCTION

Le moteur asynchrone à rotor massif, comme toute machine à courant alternatif triphasé, peut être accidentellement soumis à un régime de fonctionnement déséquilibré.

Nous proposons de voir le comportement d'un moteur d'induction à rotor massif lisse lorsqu'il est alimenté par un système de tensions déséquilibrées. Le déséquilibre pour ce type de machine ne peut avoir lieu qu'au niveau du stator.

Pour la machine asynchrone classique, les impédances des séquences directes et inverses sont données seulement en fonction du glissement. La méthode d'analyse étant dans ce cas basée sur le principe de la superposition, applicable en régime non saturé.

Pour une machine asynchrone à rotor massif, la non linéarité de la caractéristique magnétique du secondaire pose un problème quant à l'application du principe de la superposition dans le cas du régime déséquilibré.

Nous avons vu au chapitre.I. que l'impédance rotorique dépendait du flux d'entrefer.

Pour étudier le problème relatif à une alimentation déséquilibrée du moteur, nous effectuerons les deux approches suivantes dont les résultats seront comparés aux mesures directes.

—Première approche

Elle consiste à considérer la perméabilité rotorique constante pour les deux séquences (directe et inverse, les composantes monopolaires n'interviennent pas) pour appliquer le principe de la superposition. Ainsi, nous déterminerons les caractéristiques mécaniques et électro-mécaniques du moteur pour différents taux de déséquilibre en appliquant la théorie linéaire.

—Deuxième approche

Moyennant certaines hypothèses [8] qui se traduisent par une indépendance de l'impédance de la séquence directe ( $Z_d$ ) vis à vis de celle de la séquence inverse ( $Z_i$ ), nous déterminerons ainsi l'impédance directe, le couple direct et le courant direct en utilisant la théorie non linéaire limitée (chapitre.I).

-Pour la séquence inverse, nous considérons que le flux correspondant se superpose pour une large part au flux de la séquence directe. La théorie électromagnétique linéaire peut être, comme pour la première approche, utilisée moyennant une valeur de  $\mu_r$  convenablement choisie, pour déterminer l'impédance, le couple et le courant de la séquence inverse. Toutefois, il est à signaler que  $\mu_r$  pourrait dépendre à la fois des valeurs du champ des deux séquences.

## A.2: DEVELOPPEMENT DE LA PREMIERE APPROCHE //

### "Etude du moteur d'induction à rotor massif lisse en régime linéaire"

Divers auteurs [9], [10], [11] ont adopté une perméabilité constante pour l'acier rotorique afin de déterminer les performances d'un moteur asynchrone à rotor massif lisse. Nous allons appliquer cette théorie linéaire dans le cas d'une alimentation déséquilibrée .

La machine est de construction symétrique, le système déséquilibré sera décomposé en deux systèmes équilibrés (direct et inverse) se superposant. La composante homopolaire n'est pas prise en considération.

Nous supposons que le moteur tourne dans le sens direct avec un glissement ( $g$ ). Nous admettons en plus que le réseau est assez puissant afin de négliger ses impédances internes (durant les essais, nous avons pu maintenir constantes les tensions d'alimentation).

Au système direct ( $V_d, I_d$ ) et au système inverse ( $V_i, I_i$ ) correspondrons des ondes d'induction tournant respectivement dans le sens direct et inverse avec la même vitesse angulaire  $\Omega = \omega/p$ .

L'onde d'induction du stator tourne par rapport au rotor à la vitesse relative  $g\omega$  dans le cas de la séquence directe et à la vitesse  $(2 - g)\omega$  dans le cas de la séquence inverse.

Les composantes directes et inverses étant supposées indépendantes, nous pouvons réduire les paramètres à :

$$V = \begin{cases} V_d: \text{système de tensions équilibrées pour la séquence directe} \\ V_i: \text{système de tensions équilibrées pour la séquence inverse} \end{cases}$$

$$I = \begin{cases} I_d: \text{système de courants équilibrés pour la séquence directe} \\ I_i: \text{système de courants équilibrés pour la séquence inverse} \end{cases}$$

$$G = \begin{cases} g: \text{glissement relatif à la séquence directe} \\ 2-g: \text{glissement relatif à la séquence inverse.} \end{cases}$$

### A.2.2: Schéma équivalent:

Nous pouvons transformer le schéma équivalent par phase ramené au stator précédemment utilisé (Fig.I.2) de la manière suivante:

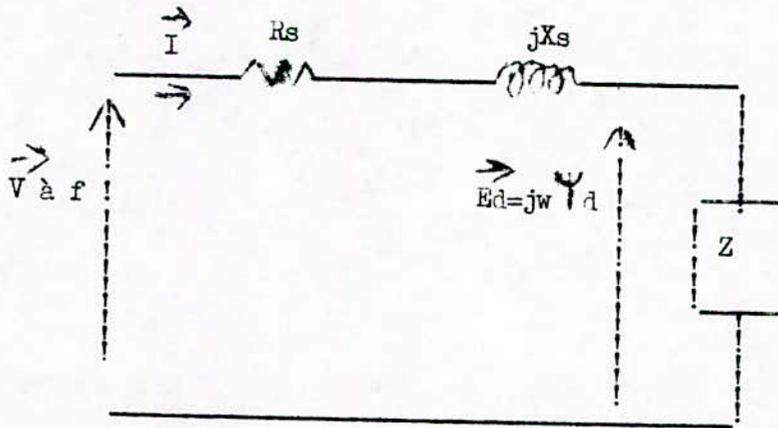


Fig.II.1: "Schéma équivalent par phase ramené au stator"

en utilisant la notion d'impédance opérationnelle ( $Z$ ).

$\Psi_d$  étant la valeur efficace du flux d'entrefer relatif à une phase statorique pour la séquence directe.

### A.2.3: Modèle théorique

#### A.2.3.1: Hypothèses

En plus de l'hypothèse d'un régime linéaire ( $\Psi_r = \text{constant}$  et  $\Psi_d = \text{constante}$ ), nous adoptons celles référencées (a) à (h) au chapitre.I.

#### A.2.3.2: Schéma du modèle d'étude

Nous savons que la machine présente une symétrie cylindrique de révolution par rapport à l'axe de rotation. L'axe  $o'z'$  est radial et dirigé vers le centre du rotor; l'axe  $o'x'$ , lié au rotor, glisse par rapport à un axe parallèle  $ox$  (Fig.II.2) lié au stator à la vitesse  $(1 - G).w$ , d'où la relation

$$ax' - ax = (1 - G).wt$$

avec:  $a = \frac{\pi}{\tau} p$  : pulsation géométrique d'entrefer

Les grandeurs électromagnétiques se propagent par rapport au rotor à la vitesse  $Gw$  et ne sont fonction comme nous allons le voir, que de  $z'$  et de  $\Psi$  (où  $\Psi = ax' + Gwt$ ).

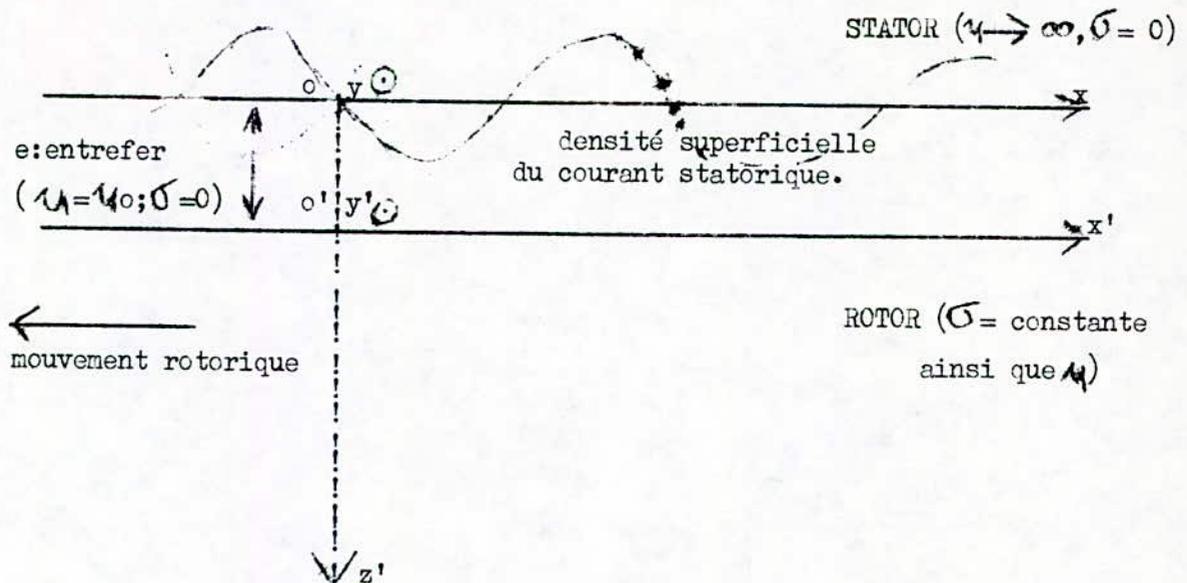


Fig.II.2: "Représentation schématique développé du modèle d'étude"

Avant d'aborder l'étude du champ au niveau du rotor ( pour pouvoir calculer entre autres le couple résultant), nous rappelons que la décomposition en deux séquences nous permet de définir deux systèmes de courants (direct et inverse) et deux systèmes de couples. Sachant que le couple électromagnétique est indépendant de la phase ( grandeur scalaire), nous en déduisons le couple résultant:

$$\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_i \quad (II.1)$$

#### A.2.4: EQUATIONS GENERALES

Comme au premier chapitre, nous nous servirons des équations de Maxwell établis pour un état quasi-stationnaire ( $\partial^2/\partial t^2 \ll J$ ):

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{H} = \vec{J} & (II.2) \\ \text{rot} \vec{E} = -(\partial \vec{B})/(\partial t) & (II.3) \end{cases}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.4})$$

ce qui implique l'existence d'un potentiel vecteur  $\vec{A}$  tel que:

$$\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A} \quad (\text{II.5})$$

L'unicité de ce potentiel vecteur  $\vec{A}$  est liée à la définition d'une Jauge telle que:

$$\operatorname{div} \vec{A} = 0 \quad (\text{II.6})$$

qui est la Jauge de Coulomb et qui est adoptée dans le cadre de cette étude.

De plus:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\sigma = \text{constante}) \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\mu = \text{constante}) \quad (\text{II.8})$$

Le potentiel vecteur  $\vec{A}$  n'a qu'une seule composante dirigée suivant l'axe  $o'y'$  (effets d'extrémités négligés, longueur axiale de la machine considérée infinie):

$$A(x', z', t) = \begin{cases} 0 \\ A_y' \\ 0 \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

à l'intérieur du rotor, cette composante scalaire (sur le plan calcul seulement, car sa nature physique ne doit pas être oubliée) vérifie l'équation (II.10) obtenue à partir des équations (II.2) à (II.9):

$$\left( \frac{\partial}{\partial z'} \right) \cdot \left( \frac{\partial A}{\partial z'} \right) + \left( \frac{\partial}{\partial x'} \right) \cdot \left( \frac{\partial A}{\partial x'} \right) = \mu \sigma \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right) \quad (\text{II.10})$$

L'étude se ramènera à la résolution de cette équation différentielle relative à la quantité scalaire  $A$ .

Cherchons donc une solution à l'équation (II.10) sous la forme complexe (vu l'hypothèse (c)) suivante:

$$A(z', \varphi) = \alpha(z') \exp(j\varphi) + \alpha^*(z') \exp(-j\varphi) \quad (\text{II.11})$$

avec:

\*  $(z')$  : complexe conjugué de  $\alpha(z)$

$\varphi = ax' + Gwt$

. : dérivation par rapport à  $z'$ .

#### A.2.5: RESOLUTION

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial A}{\partial z'^2} \right) = \ddot{\alpha}(z') \exp(j\varphi) + \ddot{\alpha}^*(z') \exp(-j\varphi) \\ \left( \frac{\partial A}{\partial x'^2} \right) = -a^2 \alpha(z') \exp(j\varphi) - a^2 \alpha^*(z') \exp(-j\varphi) \\ \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right) = j \dot{\alpha}(z') G w \exp(j\varphi) - j \dot{\alpha}^*(z') G w \exp(-j\varphi) \end{cases}$$

d'où:

$$0 = (-a^2 \alpha(z') + \ddot{\alpha}(z') - j\omega \sigma_{Gw} \alpha(z')) \cdot \exp(j\psi) + (-a^2 \alpha^*(z') + \ddot{\alpha}^*(z') + j\omega \sigma_{Gw}^* \alpha^*(z')) \exp(-j\psi)$$

pour trouver  $\alpha(z')$ , il faut résoudre l'équation différentielle suivante:

$$\ddot{\alpha}(z') - (a^2 + j\omega \sigma_{Gw}) \cdot \alpha(z') = 0 \quad (\text{II.12'})$$

soit  $a^2 + j\omega \sigma_{Gw} = q^2$

#### A.2.5\*1: Dans l'entrefer:

La conductivité de l'entrefer est nulle, l'équation de Poisson (II.10) deviendra une équation de Laplace. Ainsi, l'expression (II.12) se transformera en:

$$\ddot{\alpha}(z') - a^2 \alpha(z') = 0 \quad (\text{II.13})$$

Cette équation différentielle a une solution de la forme:

$$\alpha(z') = \lambda_1 \cdot \text{ch}(az') + \lambda_2 \cdot \text{sh}(az') \quad (\text{II.14})$$

Nous déterminerons  $\alpha_0$ ,  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  en considérant les conditions aux limites.

#### A.2.5.1.1: A la surface du stator du côté de l'entrefer ( $z' = e$ ):

A partir de l'hypothèse (a), nous déduisons que le champ magnétique est nul pour  $z < 0$ . A partir de l'hypothèse (b), nous constatons que la densité superficielle de courant qu'il faut considérer au stator est:

$$J_s(x', t) = (3/2) \cdot ((2 \cdot 2^{1/2} \cdot K_b_1 \cdot N \cdot a) / (\pi \cdot p)) \cdot I \cdot \cos(ax' + Gwt)$$

que nous pouvons écrire sous la forme suivante:

$$J_s(x', t) = (3/2) \cdot (K_s \cdot 2^{1/2}) \cdot I \cdot \cos(ax' + Gwt) \quad (\text{II.15})$$

avec:

$$K_s = (2 \cdot K_b_1 \cdot N \cdot a) / (\pi \cdot p) : \text{coefficient relatif au bobinage statorique}$$

(fondamental) (m<sup>-1</sup>)

$J_s(x', t)$  : fondamental de la densité superficielle de courant à la surface du stator dans le repère rotorique.

$I$  : valeur efficace du courant dans une phase statorique.

La relation (II.15) peut être réécrite sous la forme complexe suivante en prenant  $\psi = ax' + Gwt$ :

$$J_s(x', t) = (3/2) \cdot K_s \cdot (1/2^{1/2}) \cdot (I \cdot \exp(j\psi) + I^* \cdot \exp(-j\psi)) \quad (\text{II.16})$$

$J_s(x', t)$  impose de par sa répartition la condition à la limite en ce qui concerne la composante tangentielle du champ magnétique à la surface du stator du côté de

l'entrefer:

$$H_T(x', t)_{-e} = J_S(x', t)$$

ce qui se traduit pour le potentiel vecteur par une condition de Neumann:

$$\begin{aligned} B(x')_{\text{en } z'=-e} &= \text{rot} \vec{A}(x')_{\text{en } z'=-e} \\ &= -((\nabla_A)/(\nabla_{z'}))_{\text{en } z'=-e} \\ &= \mu_0 \cdot J_S(x', t) \end{aligned}$$

d'où:

$$-\dot{\alpha}(-e) \cdot \exp(j\varphi) - \dot{\alpha}^*(-e) \cdot \exp(-j\varphi) = (3/2) \cdot \mu_0 \cdot (K_s/2^2)^{1/2} \cdot I \cdot \exp(j\varphi) + I \cdot \exp(-j\varphi)$$

par identification des termes en  $\exp(j\varphi)$ , nous obtenons:

$$-\dot{\alpha}(-e) = (3/2) \cdot \mu_0 \cdot (K_s/2^2)^{1/2} \cdot I \quad (\text{II.17})$$

on dérive l'équation (II.14) et remplace  $z'$  par  $(-e)$ , on obtient:

$$\dot{\alpha}(-e) = -a \cdot \lambda_1 \cdot \text{sh}(ae) + a \cdot \lambda_2 \cdot \text{ch}(ae) \quad (\text{II.18})$$

ainsi:

$$\begin{cases} \dot{\alpha}(-e) = - (3/2) \cdot \mu_0 \cdot (K_s/2^2)^{1/2} \cdot I \\ \dot{\alpha}(-e) = -a \cdot \lambda_1 \cdot \text{sh}(ae) + a \cdot \lambda_2 \cdot \text{ch}(ae) \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

#### A.2.5.1.2: A la surface du rotor ( $z' = 0$ )

Considérons les conditions d'interface:

a) Continuité de la composante normale de l'induction magnétique  $B_n$ :

$$B_n(\text{rotor}) = B_n(\text{entrefer}) = B_n(\text{stator})$$

$B_n$  est dirigée suivant  $o'z'$ ;  $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$  d'où:

$$(\text{rot} \vec{A})_{z'}(\text{rotor en } z' = 0) = (\text{rot} \vec{A})_{z'}(\text{entrefer en } z' = 0)$$

$$\frac{(\nabla_A)/(\nabla_{x'})}{(\text{rotor en } z' = 0)} = \frac{(\nabla_A)/(\nabla_{x'})}{(\text{entrefer en } z' = 0)} \quad (\text{II.20})$$

En utilisant l'expression (II.12') dans l'équation (II.12), nous obtenons:

$$\ddot{\alpha}(z') - q^2 \cdot \alpha(z') = 0$$

la solution de cette équation sera:

$$\alpha(z') = \alpha_0 \cdot \exp(-qz')$$

avec  $\text{Re}(q) > 0$ , les calculs suivant l'expression (II.12') donnent:

$$\text{Re}(q) = \left( a^2 + \left( a^4 + (\mu_0 G_w) \right)^{1/2} / 2 \right)^{1/2}$$

Les équations (II.20) et (II.11) donnent finalement:

$$\frac{(\alpha_0 \cdot \exp(-qz')) \cdot \exp(j\varphi) - \alpha_0 \cdot (\exp(-qz')) \cdot \exp(-j\varphi)}{\text{en } z'=0} = \frac{((\lambda_1 \cdot \text{ch}(az') + \lambda_2 \cdot \text{sh}(az')) \cdot \exp(j\varphi) - \alpha \cdot \exp(-j\varphi))}{\text{en } z'=0}$$

par identification des termes en  $\exp(j\varphi)$  pour  $z'=0$ , nous obtenons:

$$\alpha_0 = \lambda_1 \quad (\text{II.21})$$

b) Continuité de la composante tangentielle  $H_T$

A la surface du rotor, côté entrefer, la composante tangentielle du champ magnétique est associée entièrement au courant dans l'acier rotorique. Ainsi, à la surface du rotor, il n'y a pas de densité superficielle de courant. La continuité donc de la composante tangentielle du champ magnétique à cette surface nous permet d'écrire que:

$$H_{x'}(\text{rotor en } z'=0) = H_{x'}(\text{entrefer en } z'=0)$$

$$\text{soit: } \frac{(1/\mu) \cdot (jA) / (jz')}{(\text{rotor en } z'=0)} = \frac{(1/\mu_0) \cdot (jA) / (jz')}{(\text{entrefer en } z'=0)}$$

de même en identifiant les termes en  $\exp(j\varphi)$ , nous obtenons:

$$(1/\mu) \cdot \dot{\alpha}(0)_{(\text{rotor})} = (1/\mu_0) \cdot \dot{\alpha}(0)_{(\text{entrefer})}$$

$$\text{avec } \mu = \mu_0 \cdot \mu_r$$

nous avons:

$$(1/\mu_r) \cdot (-q \alpha(0)) = \lambda_2 \cdot a$$

soit:

$$-q \alpha(0) = \mu_r \cdot a \cdot \lambda_2 \quad (\text{II.23})$$

A partir des équations (II.23), (II.21) et (II.19) nous pouvons déterminer  $\alpha_0$ ,  $\lambda_1$

et  $\lambda_2$ . Ainsi:

$$\alpha_0 = \lambda_1$$

$$\lambda_2 = (-q \cdot \alpha_0) / (a \cdot \mu_r)$$

En substituant dans l'équation (II.19)  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  en fonction de  $\alpha_0$  nous aurons:

$$(-3/2) \cdot \mu_0 \cdot (K_s/\sqrt{2}) \cdot I = -\alpha_0 \cdot (a \cdot \text{sh}(ae) + ((a \cdot q) / (a \cdot \mu_r)) \cdot \text{ch}(ae))$$

ainsi:

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 = (3/2 \cdot 2^{1/2}) \cdot 4_0 \cdot K_s \cdot I \cdot (1/(\text{ash}(ae) + (q/4r) \cdot \text{ch}(ae))) \quad (\text{II.24}) \\ \lambda_2 = -(3/2 \cdot 2^{1/2}) \cdot 4_0 \cdot K_s \cdot I \cdot (1/((a^2 \cdot 4r)/q) \cdot \text{sh}(ae) + a \cdot \text{ch}(ae)) \quad (\text{II.25}) \end{array} \right.$$

#### A.2.6: Equations de la machine quand elle est branchée sur un réseau

##### triphase:

Le schéma équivalent par phase ramené au stator est celui de la Fig. II.2.

-Ce schéma équivalent est le même pour les séquences directes et inverses car toutes les deux présentent des sommes nulles.

-L'impédance par phase au niveau du stator à savoir  $Z_s = R_s + jX_s$ , est la même pour les deux séquences (expression statique).

-L'équation électrique de fonctionnement pour une phase est:

$$\vec{V} = (R_s + jX_s) \cdot \vec{I} + Z \cdot \vec{I} \quad (\text{II.26})$$

cette équation est valable pour les deux systèmes, direct et inverse.

-Pour le système direct, l'impédance opérationnelle correspondante sera celle présentée par rapport au même sens de rotation du moteur. Le glissement  $G$  dans l'expression de cette impédance prendra donc la valeur  $g$ .

$$\vec{V}_d = (R_s + jX_s) \cdot \vec{I}_d + Z_{d(G=g)} \cdot \vec{I}_d \quad (\text{II.27})$$

-Pour la séquence inverse, l'impédance opérationnelle sera dans ce cas celle présentée par rapport au sens inverse de la rotation réelle du moteur. Le glissement  $G$  dans l'expression de cette impédance prendra donc la valeur  $(2-g)$ .

$$\vec{V}_i = (R_s + jX_s) \cdot \vec{I}_i + Z_{i(G=2-g)} \cdot \vec{I}_i \quad (\text{II.28})$$

-Pour le cas du système équilibré direct, nous pouvons écrire encore l'équation (II.27) sous la forme suivante:

$$\vec{V}_d = (R_s + jX_s) \cdot \vec{I}_d + j\omega \Psi_d \quad (\text{II.29})$$

Cette équation (II.29) nous permettra de déterminer l'expression de  $Z$  en fonction du glissement. Ainsi, l'impédance opérationnelle directe sera  $Z(g) = Z_d$  dans le système équilibré  $(V_d, I_d)$ ; et l'impédance opérationnelle inverse sera  $Z(2-g) = Z_i$  dans le système équilibré  $(V_i, I_i)$ .

-Afin de déterminer  $Z(g)$ , calculons le flux d'entrefer  $\Psi_d$  (équation II.29).

A.2.6.1: Calcul du flux d'entrefer  $\Psi_d$ :

$\Psi_d$  est lié à  $\alpha(-e)$ ,  $\phi_{d_k}(t)$  et  $I_{d_k}(t)$  sont respectivement les flux d'entrefer bouclés à l'instant ( $t$ ) par les phases ( $k$ ), et les courants à travers ces phases ( $k$ ) au même instant avec :  $k = 1$  à  $3$ .

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_{d_1}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (\Psi_d \cdot \exp(j\omega t) + \Psi_d^* \cdot \exp(-j\omega t)) \\ \phi_{d_2}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (\Psi_d \cdot \exp(j(\omega t - 2\pi/3)) + \Psi_d^* \cdot \exp(-j(\omega t - 2\pi/3))) \\ \phi_{d_3}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (\Psi_d \cdot \exp(j(\omega t - 4\pi/3)) + \Psi_d^* \cdot \exp(-j(\omega t - 4\pi/3))) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} I_{d_1}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (I_d \cdot \exp(j\omega t) + I_d^* \cdot \exp(-j\omega t)) \\ I_{d_2}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (I_d \cdot \exp(j(\omega t - 2\pi/3)) + I_d^* \cdot \exp(-j(\omega t - 2\pi/3))) \\ I_{d_3}(t) &= (1/2^{\frac{1}{2}}) \cdot (I_d \cdot \exp(j(\omega t - 4\pi/3)) + I_d^* \cdot \exp(-j(\omega t - 4\pi/3))) \end{aligned} \right.$$

Nous allons identifier deux expressions de l'énergie magnétique des enroulements statoriques (indépendamment de celle qui est lié au flux de fuite, et du repère).

La première expression sera:

$$W = \sum_{k=1}^3 \phi_{d_k}(t) \cdot I_{d_k}(t) \quad (\text{II.30})$$

La deuxième expression, nous allons la déterminer à partir du vecteur de Poynting

$$\begin{aligned} P &= \oint \vec{\Pi} \cdot d\vec{s} \\ &= \oint (\vec{E}_d \wedge \vec{H}_d) \cdot d\vec{s} \\ &= \oint (-\nabla_{d_y} A_{d_y} / (\partial t) \wedge \vec{H}_{d_x}) \cdot d\vec{s} \\ &= (\partial A_{d_y} / \partial t) \oint (\vec{H}_{d_x}) \cdot d\vec{s} \\ \implies W &= \oint (A_{d_y} \cdot \vec{H}_{d_x}) \cdot d\vec{s} \\ &= \int_{2\pi p} A_{d_y} \cdot J_{s_{d_x}} \cdot L \cdot dx' \\ &= (L/a) \int_{2\pi p} A_d(\varphi) \cdot J_{s_d}(\varphi) \cdot d\varphi \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

avec  $\varphi = ax' + \omega t$

Ainsi:

$$\sum_{k=1}^3 d_k(t) \cdot Id_k(t) = (L/a) \int_0^{2\pi p} Ad(\psi) \cdot Jsd(\psi) \cdot d\psi \quad (II.32)$$

avec:

$$\sum_{k=1}^3 d_k(t) \cdot Id_k(t) = (3/2) \cdot (\psi \dot{d} \cdot Id^* + Id \dot{\psi} \cdot \psi \dot{d}) \quad (II.33)$$

les équations (II.11) et (II.16) en  $z' = e$  nous permettent d'écrire que:

$$(L/a) \int_0^{2\pi p} Ad(\psi) \cdot Jsd(\psi) \cdot d\psi = (3/2) \cdot (Ks \cdot L) / (a \cdot 2^{1/2}) \cdot ((\alpha Id^* + \alpha^* Id) \cdot 2\pi p + \alpha Id \cdot \int_0^{2\pi p} \exp(2j\psi) \cdot d\psi + \alpha^* Id^* \cdot \int_0^{2\pi p} \exp(-2j\psi) \cdot d\psi)$$

$$\text{or: } \int_0^{2\pi p} (\exp(2j\psi)) \cdot d\psi = (1/2j) \cdot ((\exp(j4\pi p) - 1)) = 0$$

$$\text{et: } \int_0^{2\pi p} (\exp(-2j\psi)) \cdot d\psi = 0$$

$$\text{d'où: } (L/a) \int_0^{2\pi p} Ad(\psi) \cdot Jsd(\psi) \cdot d\psi = ((3\pi p \cdot Ks \cdot L) / (a \cdot 2^{1/2})) \cdot (\alpha Id^* + \alpha^* Id) \quad (II.34)$$

Les expressions (II.33) et (II.34) permettent d'écrire que:

$$\psi \dot{d} = (2^{1/2} \cdot \pi p \cdot Ks \cdot L \cdot \alpha(-e)) \quad (II.35)$$

ou encore:

$$\psi \dot{d} = (2\pi \cdot R \cdot L) \cdot Ks / 2^{1/2} \cdot \alpha(-e) \quad (II.36)$$

(résultat retrouvé dans [13] pour  $p=2$ )

La condition à la limite ( $z' = e$ ) est donnée par l'équation (II.29) et porte à la fois sur  $\alpha(-e)$  et  $\dot{\alpha}(-e)$  et vu les équations (II.36) et (II.19):

$$\frac{(-\dot{\alpha}(-e))}{((3/2 \cdot 2^{1/2}) \cdot Ks \cdot M_0)} \cdot (Rs + jXs) + jw \frac{(2\pi \cdot R \cdot L) \cdot Ks}{2^{1/2}} \cdot \alpha(-e) = V_d \quad (II.37)$$

#### A.2.6.2: Expression de l'impédance opérationnelle(Z)

$$Z_d = jw \psi \dot{d}$$

Les équations (II.36) et (II.19) donnent:

$$Z_d = -j\omega \frac{(2\overline{\Pi.R.L}) \cdot K_s \cdot \alpha(-e) \cdot 3 \cdot K_s \cdot u_{0.1}}{2^2} \quad (II.38)$$

$$Z_d = -(3/2) \cdot j\omega (\overline{\Pi.R.L}) K_s^2 \cdot u_0 \cdot \alpha(-e) / (\alpha(-e))$$

Les équations (II.19) et (II.14) nous donnent:

$$Z_d = -(3/2) \cdot j\omega (\overline{\Pi.R.L}) \cdot u_0 \cdot K_s^2 \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \text{ch}(ae) - \lambda_2 \cdot \text{sh}(ae)}{-\lambda_1 \cdot \text{sh}(ae) + \lambda_2 \cdot \text{ch}(ae)}$$

A partir de l'équation (II.23), nous avons:

$$\lambda_1 / \lambda_2 = (-a \cdot u_r) / q \quad (II.39)$$

d'où:

$$\frac{\lambda_1 \cdot \text{ch}(ae) - \lambda_2 \cdot \text{sh}(ae)}{\lambda_2 \cdot \text{ch}(ae) - \lambda_1 \cdot \text{sh}(ae)} = \frac{(\lambda_2 / \lambda_1) \cdot (\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \text{th}(ae))}{(\lambda_2 / \lambda_1) - \text{th}(ae)}$$

Ainsi en utilisant l'équation (II.39) dans l'expression précédente de  $Z_d$ , nous obtenons:

$$Z_d = \frac{3}{2} \cdot j\omega (\overline{\Pi.R.L}) \cdot u_0 \cdot K_s^2 \cdot \frac{\lambda_1 + q \cdot \text{th}(ae)}{a \cdot u_r} \cdot \frac{q + \text{th}(ae)}{a \cdot u_r} \quad (II.40)$$

Dans l'expression (II.12'), nous avons posé:  $q^2 = a^2 + j\omega G_w$  (avec  $G=g$ )

$$\implies q^2 = a^2 (1 + j(\omega G_w) / a^2)$$

$$\text{soit: } q^2 = a^2 (1 + jc^2) \quad \text{avec } c^2 = (\omega G_w) / a^2 \quad (II.41)$$

$$\text{posons: } q = (a) \cdot (z_1 + jz_2) \quad (II.42)$$

$$q^2 = a^2 (z_1^2 + 2jz_1 z_2 - z_2^2) \quad (II.43)$$

ainsi:

$$z_1^2 - z_2^2 = 1$$

$$2z_1 \cdot z_2 = c^2$$

avec  $z_1 \neq 0$  (ce qui est logique car nous ne pouvons pas atteindre la vitesse synchrone, surtout en régime déséquilibré).

D'où:

$$z_1 = \frac{(1 + (1 + c^4)^{\frac{1}{2}})^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (II.44)$$

$$z_2 = (c^2)/(2z_1)$$

Utilisation des relations (II.44) dans l'expression (II.40) de l'impédance opérationnelle directe nous donne:

$$Z_d = j(3/2) \cdot w \cdot (\pi \cdot R \cdot L) \cdot \mu_0 \cdot K_s^2 \cdot \frac{(1 + \mu_r^{-1}(z_1 + jz_2) \cdot \text{th}(ae))}{(\mu_r^{-1}(z_1 + jz_2) + \text{th}(ae))} \quad (II.45)$$

Ainsi, suivant la théorie linéaire, nous constatons que l'impédance opérationnelle d'un moteur asynchrone à rotor massif lisse ne dépend que des paramètres suivants:

- des dimensions de la machine (R, L, et e)
- du nombre de pôles ( a = p/R)
- du coefficient de bobinage
- des caractéristiques de la matière utilisée au rotor ( $\mu_r$  et  $\sigma$ )
- du glissement.

Mais elle n'est pas une fonction du flux d'entrefer, principalement pour l'impédance de charge. Alors que, l'impédance de charge obtenue au chapitre I était une fonction du flux.

### A.2.6.3: Calcul du courant statorique

Avec : (I=Ii, V=Vi, Z=Zi et G=2-g) pour la séquence inverse; et (I=Id, V=Vd, Z=Zd, et G=g) pour la séquence directe.

$$I = V / (R_s + jX_s + Z) \quad \text{avec } Z = \text{Re}(Z) + j\text{Im}(Z)$$

posons:

$$F = 3 \cdot 2^{-1} \cdot w \cdot (\pi \cdot R \cdot L) \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot K_s^2 / a$$

l'équation (II.45) devient:

$$Z = j \cdot F \cdot \mu_r^{-1} \cdot \frac{1 + \mu_r^{-1} \cdot (z_1 + jz_2) \cdot \text{th}(ae)}{\mu_r^{-1} \cdot (z_1 + jz_2) + \text{th}(ae)}$$

d'où:

$$\text{Re}(Z) = \frac{F \cdot z_1 \cdot (1 - \text{th}^2(ae))}{(z_1 + \mu_r \cdot \text{th}(ae))^2 + z_2^2}$$

$$\text{Im}(Z) = F \cdot \frac{z_1 + \mu_r^{-1} (\mu_r^2 + z_1^2 + z_2^2) \cdot \text{th}(ae) + z_1 \cdot \text{th}^2(ae)}{(z_1 + \mu_r \cdot \text{th}(ae))^2 + z_2^2}$$

vu que:

$$\begin{aligned} \text{th}(ae) &\neq ae \\ z_1^2 + z_2^2 &\ll 4r^2 \end{aligned}$$

nous aurons:

$$\text{Re}(z) \neq (F \cdot z_2) / (z_1 + ae \sqrt{r})^2 + z_2^2 \quad (\text{II.46})$$

$$\text{Im}(Z) \neq (F \cdot (z_1 + ae \sqrt{r})) / (z_1 + ae \sqrt{r})^2 + z_2^2 \quad (\text{II.47})$$

d'où le courant par phase du stator:

$$I/V = 1 / ((R_s + \text{Re}(Z)) + j(X_s + \text{Im}(Z)))$$

$$I = \text{Re}(I) + j\text{Im}(I)$$

$$\text{avec: } D = (z_1 + ae \sqrt{r})^2 + z_2^2 \quad (\text{II.48})$$

$$I = \frac{V}{(R_s + (F \cdot z_2)/D)^2 + (X_s + (F \cdot (z_1 + ae \sqrt{r})/D))^2}^{1/2} \quad (\text{II.49})$$

A.2.6.4: Expression du couple:

$$\Gamma = (3 \cdot I^2 \cdot \text{Re}(Z)) / \omega / p \quad (\text{II.50})$$

En vertu de (II.49), (II.46) et (II.48) l'expression du couple sera:

$$\Gamma = \frac{(3 \cdot p \cdot V \cdot F \cdot D^{-1} \cdot z_2)}{\omega \cdot ((R_s + F \cdot D^{-1} \cdot z_2)^2 + (X_s + F \cdot D^{-1} \cdot (z_1 + ae \sqrt{r}))^2)} \quad (\text{N.m}) \quad (\text{II.50})$$

Comparé au couple calculé suivant la théorie du chapitre I, nous constatons que suivant la théorie linéaire, à tension (ou taux de déséquilibre) et à fréquence fixées, le couple n'est pas fonction du flux d'entrefer. Il dépend des propriétés magnétiques et électriques de l'acier rotorique et du glissement.

## A.2.7: DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DU MOTEUR

### A.2.7.1: Caractéristiques mécaniques en régime déséquilibré

Les paramètres de construction de la machine sont connus, le taux de déséquilibre ( $\zeta = V_i/V_d$ ) est fixé. Pour chaque point de fonctionnement, nous déterminons en appliquant la théorie linéaire le couple direct (fonction de  $V_d, Z_d, g$ , et  $I_d$ ), puis le couple inverse (fonction de  $V_i, Z_i, 2-g$  et  $I_i$ ). Le couple résultant ( $\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_i$ ) sera tracé en fonction de  $g$ .

### A.2.7.2: Choix de la perméabilité relative pour l'acier rotorique ( $\mu_r$ ):

L'application de la théorie "linéaire" est sujette au choix de la pente de la zone linéaire de la caractéristique magnétique  $B(H)$ , c'est à dire au choix de la perméabilité relative ( $\mu_r$ ).

Dans ce sens, suivant<sup>[8]</sup> qui donne des indications à ce sujet et au vu des résultats obtenus au chapitre.I, nous nous sommes fixé une valeur de  $\mu_r = 100$ . Nous avons également effectué nos calculs pour un  $\mu_r = 150$ .

## A.3 : DEUXIEME APPROCHE DU TRAITEMENT EN REGIME DESEQUILIBRE//

Comme nous l'avons souligné (au paragraphe A.2.1), cette approche repose également sur le principe de superposition appliqué aux séquences directe et inverse. Pour ce qui concerne les caractéristiques directes, nous utiliserons les relations établies au chapitre.I. Quant à celles relatives à la séquence inverse, nous les établirons à partir des expressions obtenues au paragraphe A.2. Ce travail sera effectué en supposant que chacune des deux séquences n'est pas affectée par la présence de l'autre.

## B: PARTIE EXPERIMENTALE

Nous avons effectué les essais pour un régime d'alimentation en tensions déséquilibrées avec les rotors R1 et R2 qui présentent les caractéristiques suivantes:

Rotor	a (m <sup>-1</sup> )	L (m)	D (m)	e(m)	Ks(m <sup>-1</sup> )	Ks/a
R1	45,87	0,110	86,78.10 <sup>-3</sup>	8,6.10 <sup>-4</sup>	3063,12	66,79
R2	45,51	0,110	87,3.10 <sup>-3</sup>	6.10 <sup>-4</sup>	3039,08	66,79

avec:

$$K_s = (2 \cdot K_b \cdot N \cdot a) / (\pi \cdot p) \quad (\text{m}^{-1})$$

Le stator quant à lui, il a été présenté au chapitre I.

### B.1: Banc d'essais:

Les essais sont effectués sous une fréquence de 50 Hz. Le déséquilibre des tensions d'alimentation est obtenu par l'intermédiaire de trois alternostats monophasés identiques (Fig.II.14). Le couple développé est mesuré à l'aide d'une dynamo -frein tarée. Vu la difficulté à mesurer les composantes directes (Vd;Id) et inverses (Vi;Ii) nous avons utilisé une méthode graphique<sup>[15]</sup>; cette méthode nous permet en mesurant les grandeurs réelles (V;I) de retrouver les composantes symétriques correspondantes et vice-versa.

### B.2: Caractéristiques mesurées:

#### B.2.1: Courbes tracées:

Nous avons effectué les essais permettant de tracer diverses caractéristiques de couple-glissement et de courant-glissement à des taux de déséquilibre variés. Que ce soit à partir des mesures ou par calcul suivant les deux approches décrites, nous avons tracé les caractéristiques suivantes pour les deux rotors:

- 1) - Fig.II.4: Couple-glissement à taux de déséquilibre et fréquence fixés
- 2) - Fig.II.5: Courant direct-glissement et courant-inverse-glissement à taux déséquilibre et fréquence fixés.
- 3) - Fig.II.6: Couple-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés
- 4) - Fig.II.7: Courant direct-taux de déséquilibre et courant inverse-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés
- 5) - Fig.II.8: Courant dans chaque phase-glissement à taux de déséquilibre et à fréquence fixés
- 6) - Fig.II.9: Courant dans chaque phase-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés
- 7) - Fig.II.10: Impédance rotorique directe et impédance rotorique inverse-glissement à taux de déséquilibre et fréquence fixés
- 8) - Fig.II.11: Impédance rotorique directe et impédance rotorique inverse-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés
- 9) - Fig.II.12: Glissement-taux de déséquilibre à couple et fréquence fixés
- 10) - Fig.II.13: Courant dans chaque phase -taux de déséquilibre à couple et fréquence fixés.

Nota: toutes ces figures sont tracées dans les pages qui suivent.

Le procédé de déséquilibre utilisé consiste à maintenir  $V_2$  et  $V_3$  égales et constantes tout en modifiant la valeur de  $V_1$  (pour varier  $\mathcal{U}$ ), Fig.II.14.

## B.2.2: Caractéristiques expérimentales:

### B.2.2.1: caractéristiques de couple

#### a) caractéristiques mécaniques à taux de déséquilibre et fréquence fixés: Fig.II.4

Elles sont, dans les zones accessibles aux mesures, pratiquement de même allure qu'en régime équilibré (chapitre.I). Toutefois les mêmes valeurs du couple sont obtenues à des glissement plus élevés.

#### b) caractéristiques de couple-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés

Ces caractéristiques montrent que le couple résultant décroît assez rapidement avec l'augmentation du taux de déséquilibre. Notons tout de même que la puissance du moteur par rapport à ses pertes à vide et par rapport à celles de la génératrice entraînée, ne nous a pas permis de dépasser un taux ( $\mathcal{U}$ ) de 50% environ. Au-delà de ce taux de déséquilibre, le moteur décroche.

### B.2.2.2: Caractéristiques concernant les courants

a)  $I_{1,2,3} = f_{1,2,3}(g)$  à taux de déséquilibre et à fréquence fixés (Fig.II.8)

Ces caractéristiques ont également une même allure de variation qu'en régime équilibré (chapitre.I).

Le courant  $I_1$  de la phase déséquilibrée de valeur plus réduite par rapport aux courants  $I_2$  et  $I_3$ , est une fonction pratiquement linéaire et croissante de  $g$ .

b)  $I_{1,2,3} = f'_{1,2,3}(\mathcal{U})$  à  $g$  et  $f$  fixés (Fig.II.9)

$I_1$ , le courant de la phase déséquilibrée diminue avec l'augmentation du taux de déséquilibre, tandis que les courants dans les deux autres phases augmentent légèrement. En observant les Fig.II.6, nous remarquons que le couple en fonction du taux de déséquilibre suit le même sens de variation que pour le courant de la phase déséquilibrée en fonction de  $(\mathcal{U})$ .

c) Comportement des courants  $I_d$  et  $I_i$  suivant la variation de  $g$  (à  $\mathcal{U}$  et  $f$  constants) ou suivant la variation de  $\mathcal{U}$  (à  $g$  et  $f$  constants):

A partir des valeurs expérimentales des courants  $I_{1,2,3}$  (moteur couplé en étoile sans fil de neutre), nous avons déterminé pour chaque point de fonctionnement à un taux de déséquilibre donné, les courants des séquences directes ( $I_d$ ) et inverses ( $I_i$ ).

Les courants  $I_d$  à  $(\mathcal{U})$  et  $f$  fixés augmentent avec le glissement tandis que les courants inverses ( $I_i$ ) restent pratiquement constants (Fig.II.5).

Pour un glissement fixé, les courants ( $I_d$ ) diminuent quand  $(\mathcal{U})$  augmente, alors que l'inverse se produit pour les courants ( $I_i$ ). Par exemple, pour les deux rotors

R1 et R2 (Fig.II.7), pour un glissement  $g = 0,40$ , et pour une même augmentation de  $(\mathcal{U})$ , l'augmentation en Ampères de  $I_i$  est égale à la diminution en Ampères de  $I_d$ .

### B.2.2.3: Influence de l'entrefer:

Nous remarquons que la réduction de l'entrefer, c'est à dire le passage du rotor R# au rotor R2, améliore pour un même point de fonctionnement (surtout quand le glissement est élevé  $g = 0,30$ ) le couple résultant.

Cette réduction de l'entrefer a aussi pour conséquence une diminution des courants absorbés  $I_{1,2,3}$ . Exemple:

Pour  $g=0,20$  ;  $\tau = 41,30\%$  ;  $f = 50\text{Hz}$

Rotor	$I_1$ (A)	$I_2$ (A)	$I_3$ (A)
R1	1,50	5,40	6,20
R2	1,10	4,70	5,40

B.2.2.4: - A couple donné et à fréquence d'alimentation fixée, le glissement augmente avec le taux de déséquilibre. Cette augmentation est d'autant plus accentuée que le couple à développer est plus élevé (Fig.II.12).

B.2.2.5:- A couple et à fréquence constants, les courants dans les phases non déséquilibrées augmentent avec ( $\tau$ ) de façon pratiquement linéaire tandis que le courant dans la phase déséquilibrée diminue (Fig.II.13).

### B.3: COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES

#### B.3.1: Caractéristiques concernant les couples:

Les caractéristiques mécaniques, à fréquence et à taux de déséquilibre constants, calculées en considérant la première approche, permettent tout juste de cerner le domaine de variation du couple résultant. Par contre, le calcul du couple de la séquence directe par la théorie non linéaire limitée (chaptre.I) en considérant la deuxième approche, donne des couples calculés plus concordants avec les mesures (Fig.II.4).

La même remarque demeure valable pour les caractéristiques couple-taux de déséquilibre à glissement et fréquence fixés (Fig.II.6).

#### B.3.2: Caractéristiques concernant les courants:

-Les caractéristiques électro-mécaniques à taux de déséquilibre et à fréquence constants, calculées par les deux approches citées, sont concordantes avec les mesures. Un écart moyen de 15% est observé entre les caractéristiques théoriques et expérimentales (Fig.II.8 et Fig.II.5).

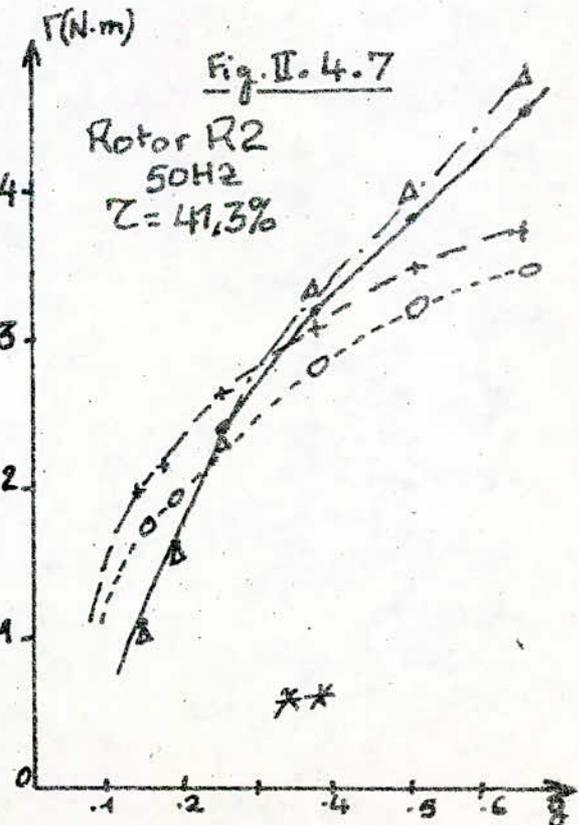
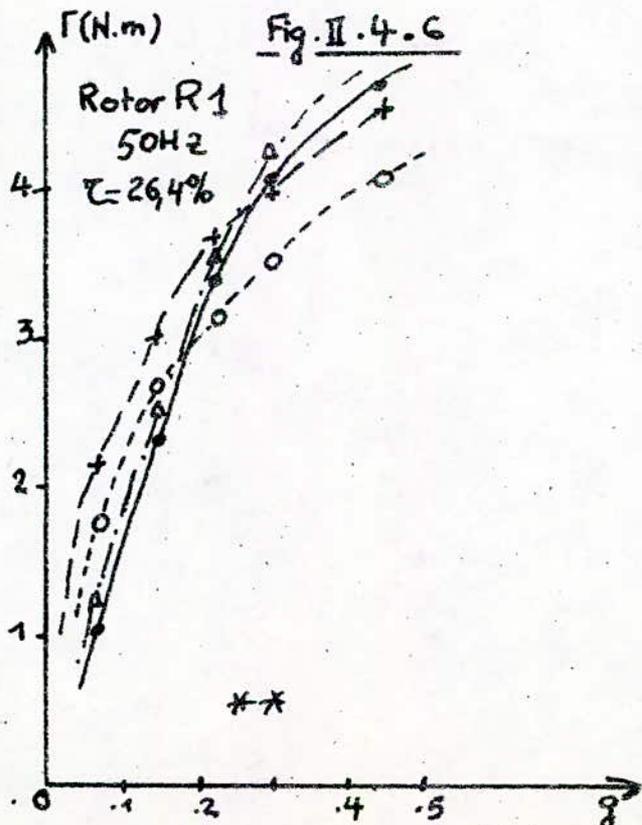
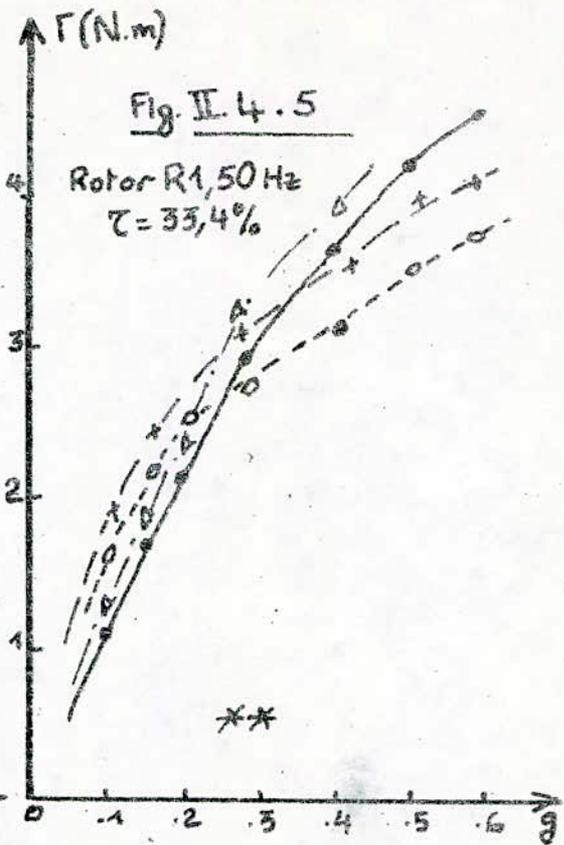
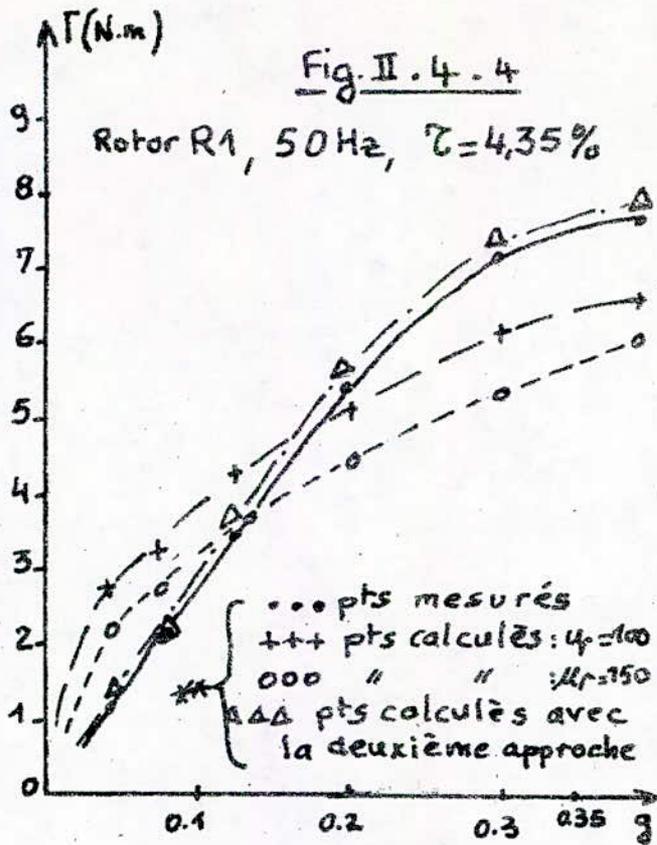
-Les caractéristiques courants-taux de déséquilibre à glissement et à fréquence donnés, qu'elles soient théoriques ou expérimentales, sont également assez concordantes (Fig.II.7 et Fig.II.9).

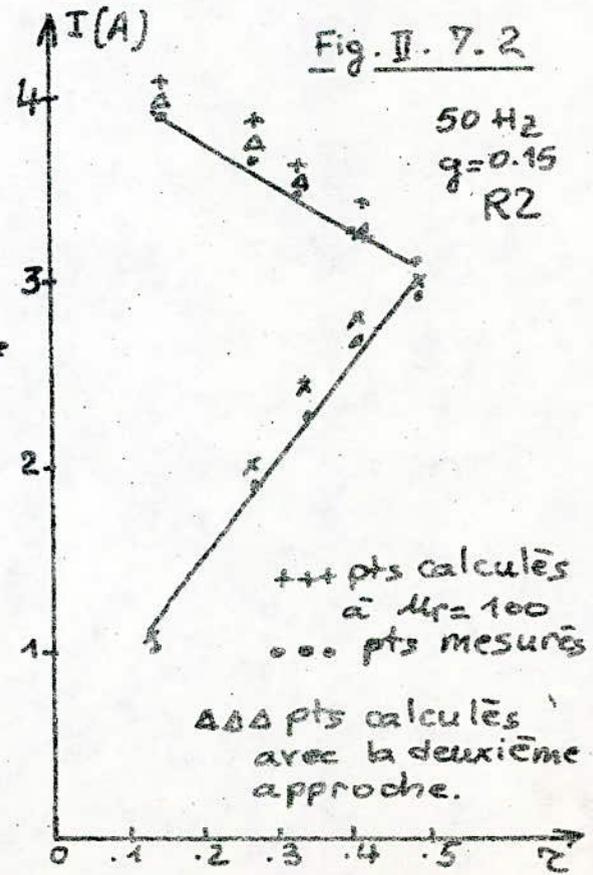
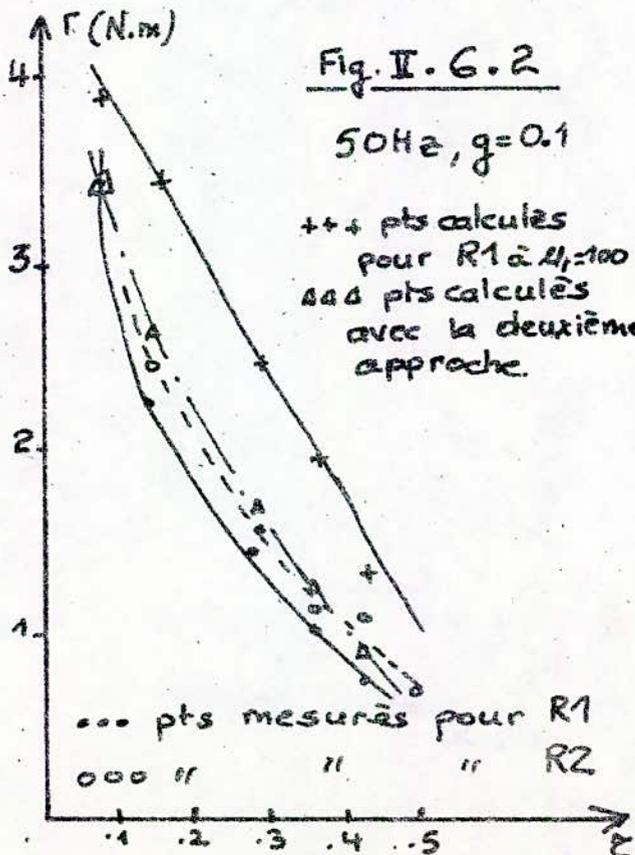
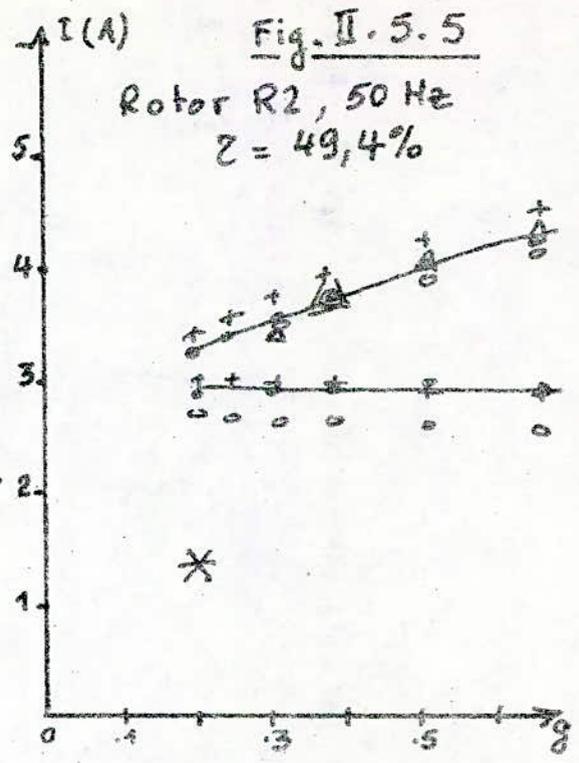
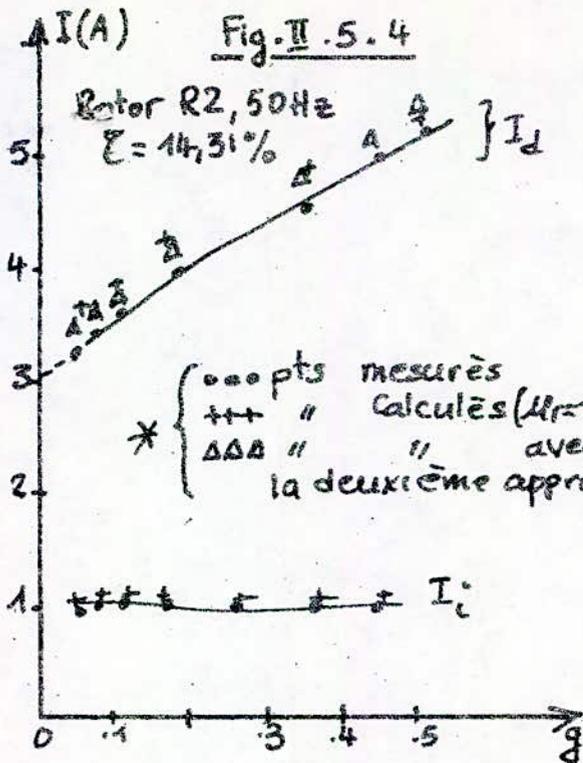
## CONCLUSION

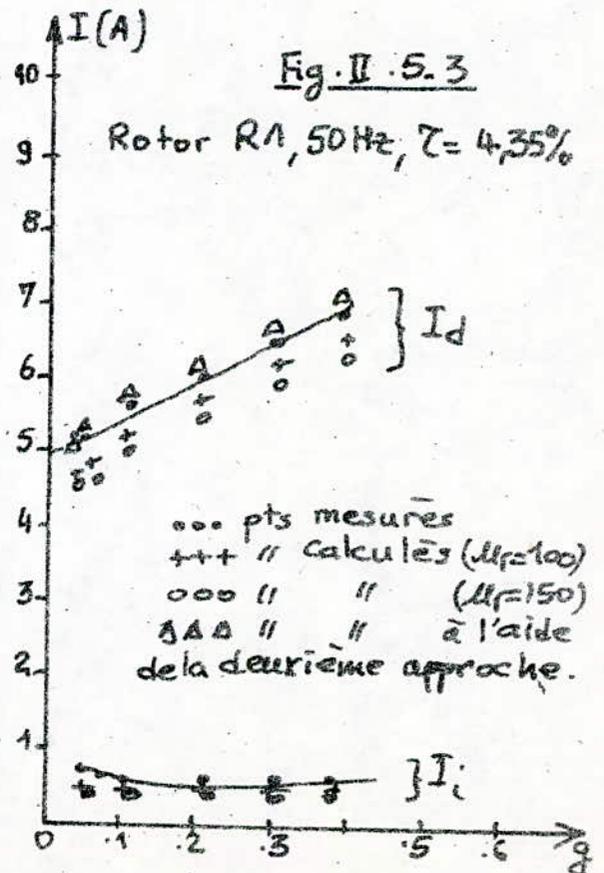
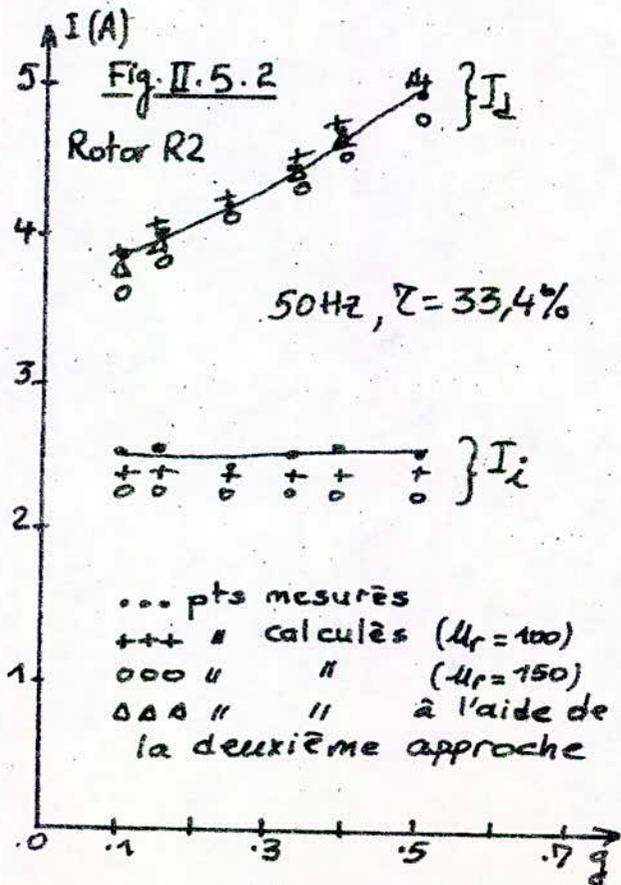
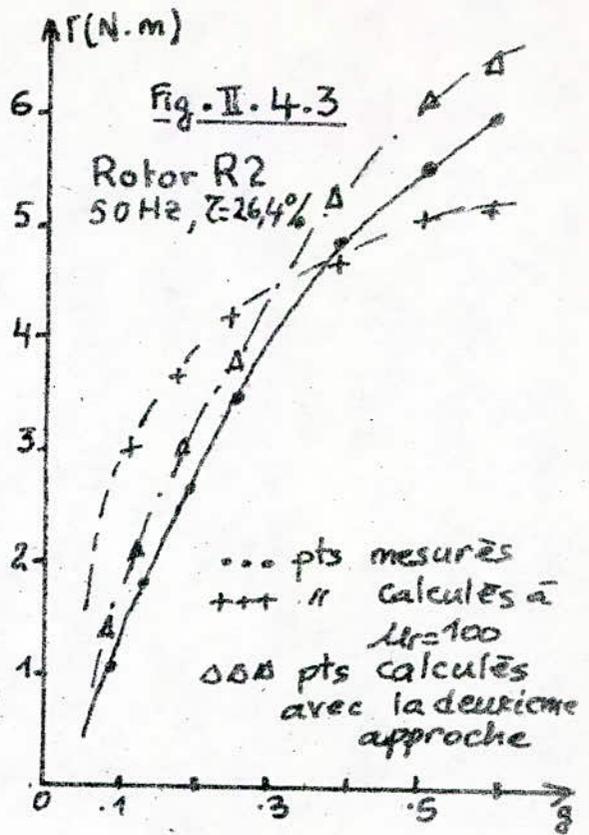
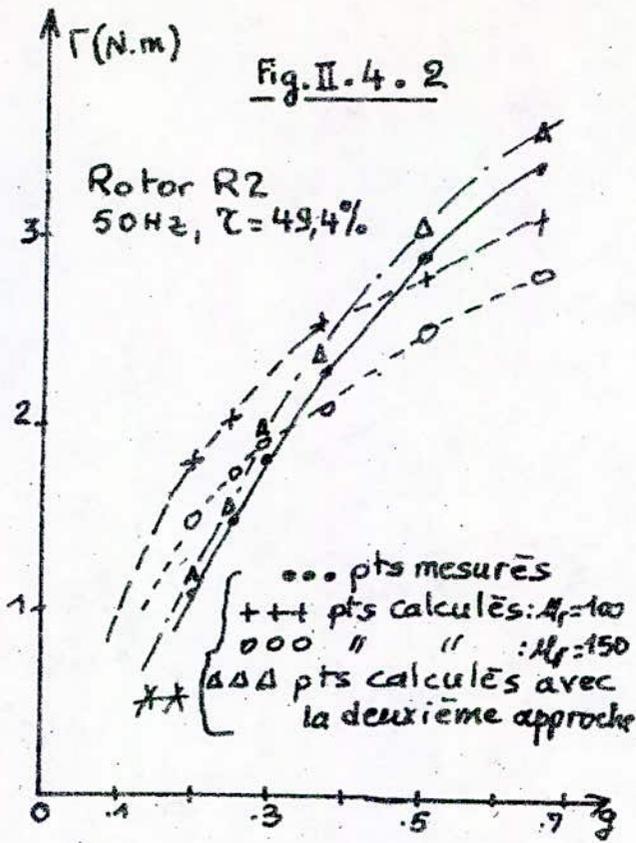
Dans cette étude concernant les performances d'un moteur d'induction à rotor massif lisse, nous avons adopté des hypothèses assez fortes car le problème est très complexe. Nous avons considéré entre autres que les composantes asymétriques de la séquence directe indépendantes des composantes symétriques de la séquence inverse. Cependant, la prédétermination des caractéristiques mécaniques et électro-mécaniques de ce type de moteur par la superposition des composantes directes (déterminées suivant la théorie non linéaire limitée) et des composantes inverses (déterminées suivant la théorie linéaire), donne des résultats techniquement exploitables comparés aux résultats expérimentaux.

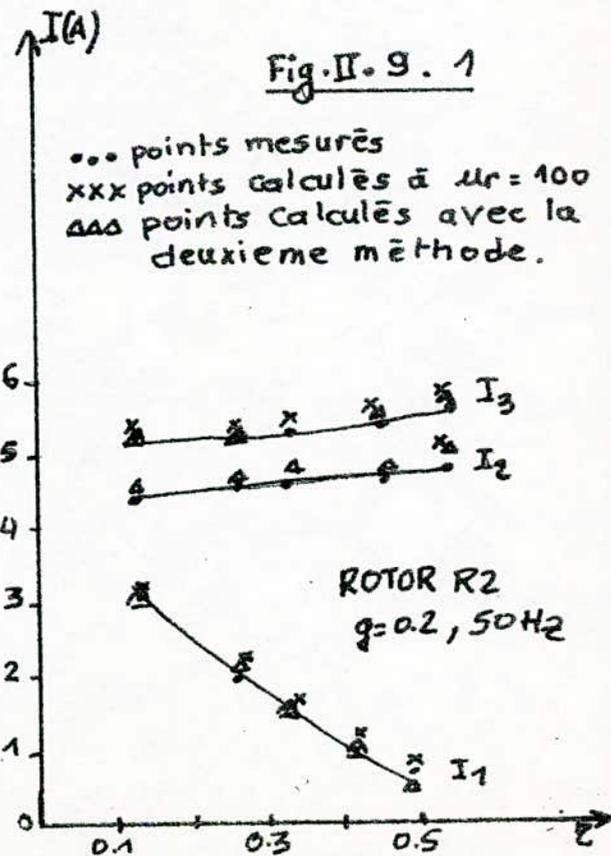
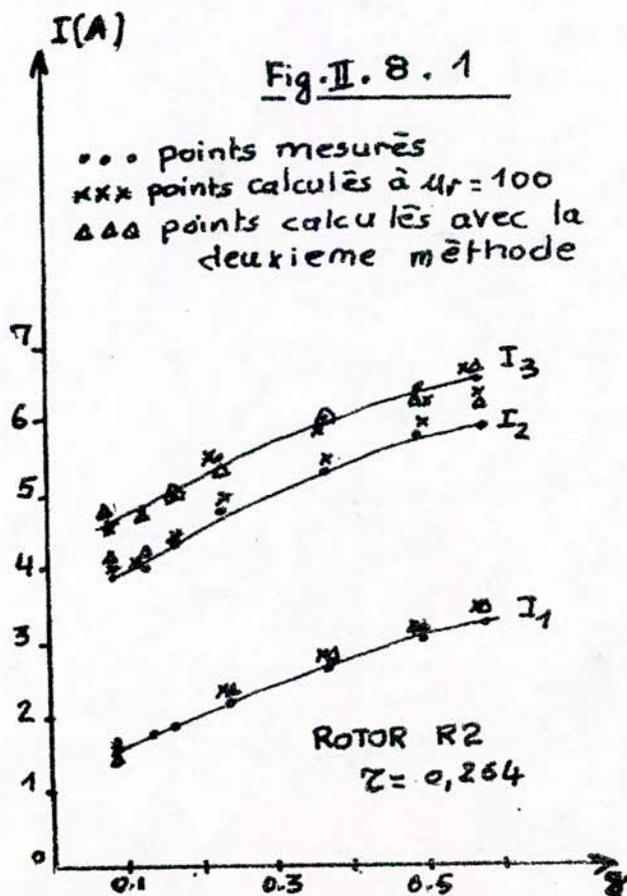
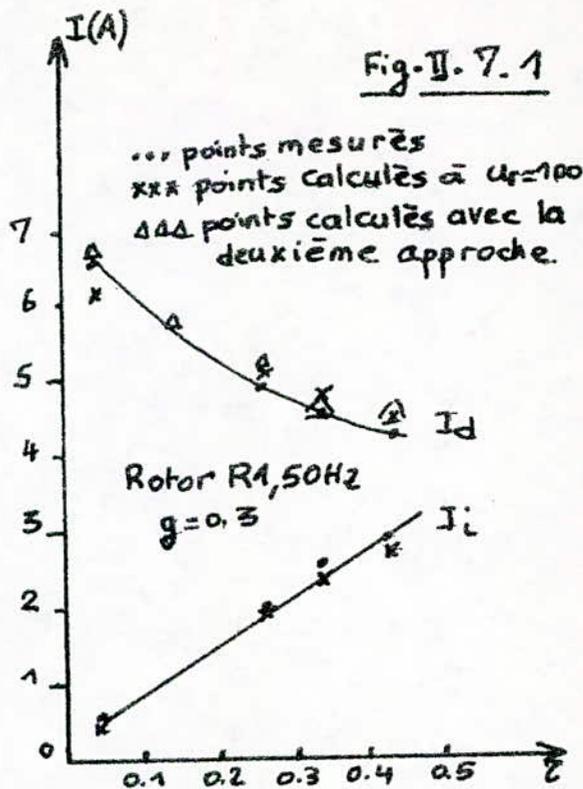
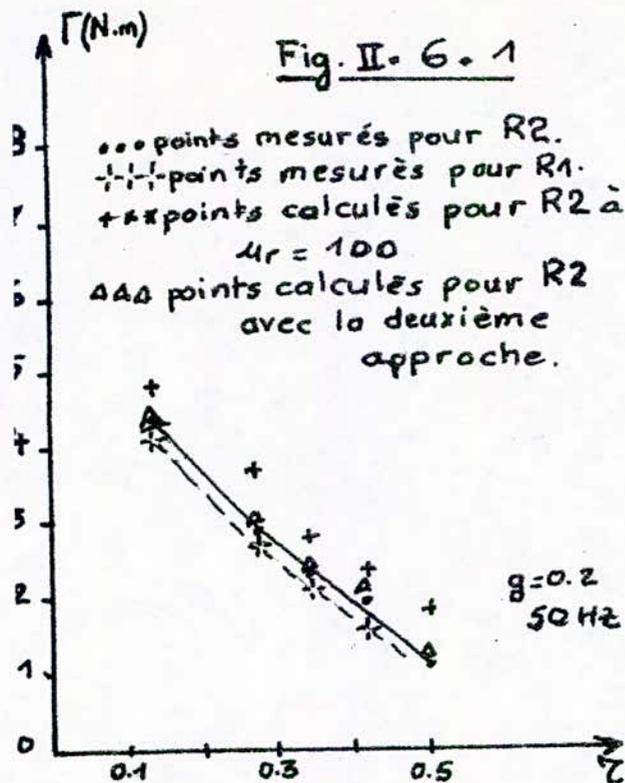
En régime d'alimentation en tensions déséquilibrées, le moteur d'induction à rotor massif lisse garde ses propriétés de démarrage, à savoir un système de courants peu élevés et un bon couple. En plus de ces qualités de démarrage conservées, son aptitude à supporter les chocs lui ouvrent des perspectives d'utilisation à des taux de déséquilibre étudiés.

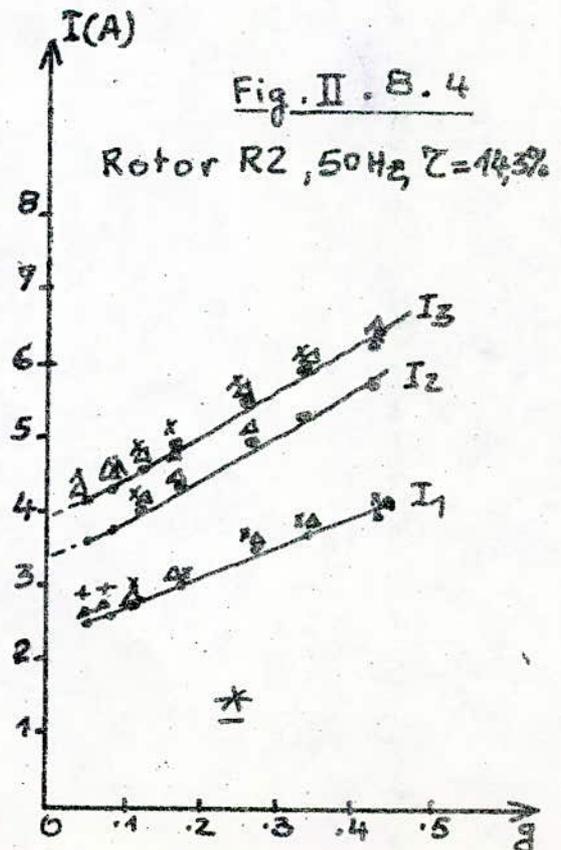
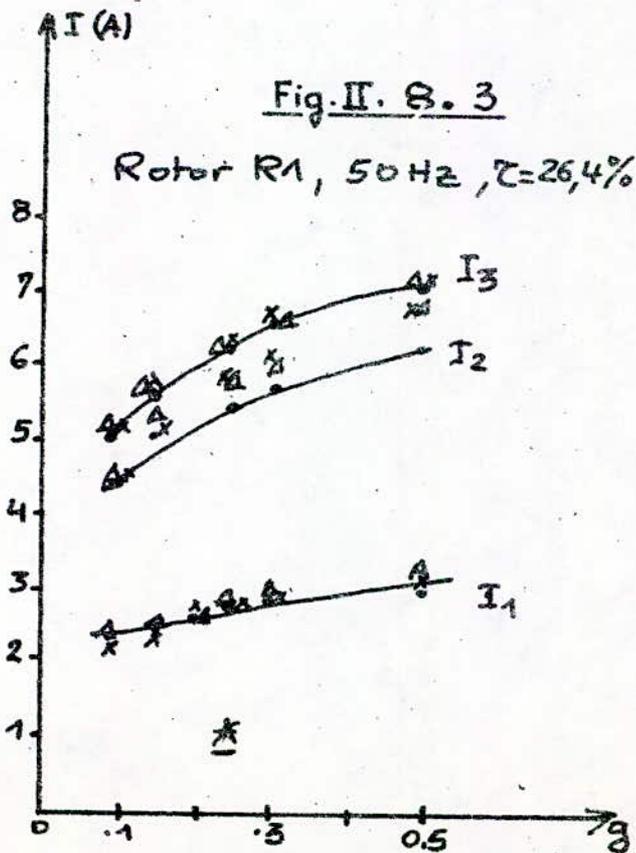
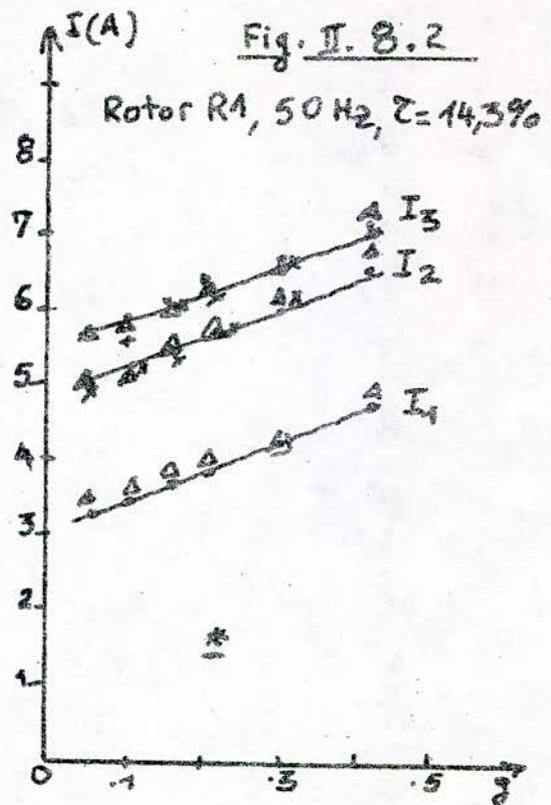
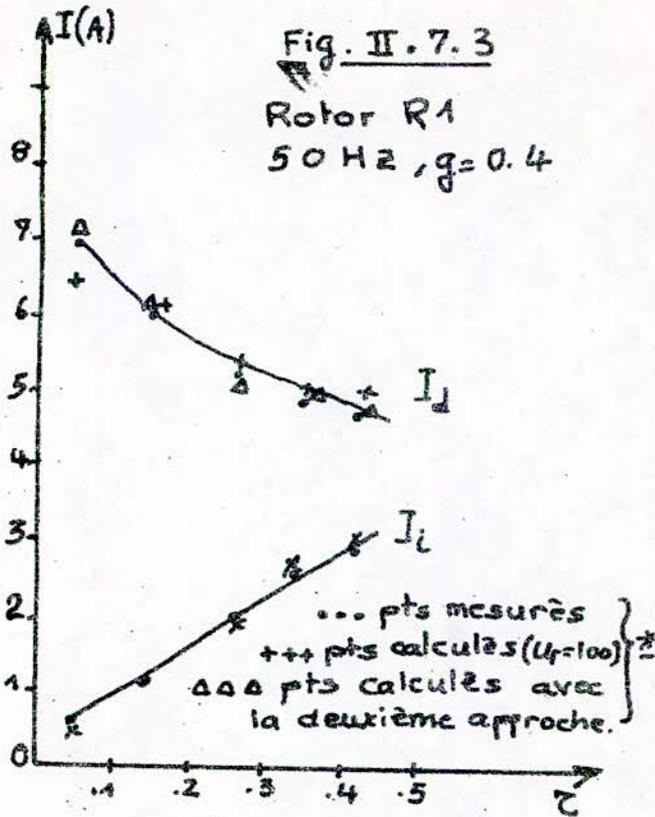
Quant aux deux entrefers utilisés, nous constatons la même influence de l'entrefer sur les courants absorbés et les couples mécaniques produits que sur le cas du régime équilibré.

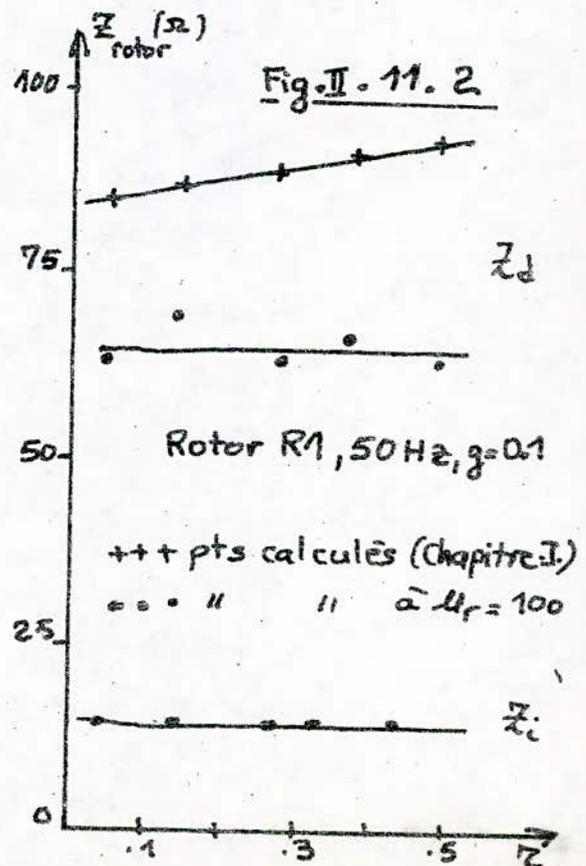
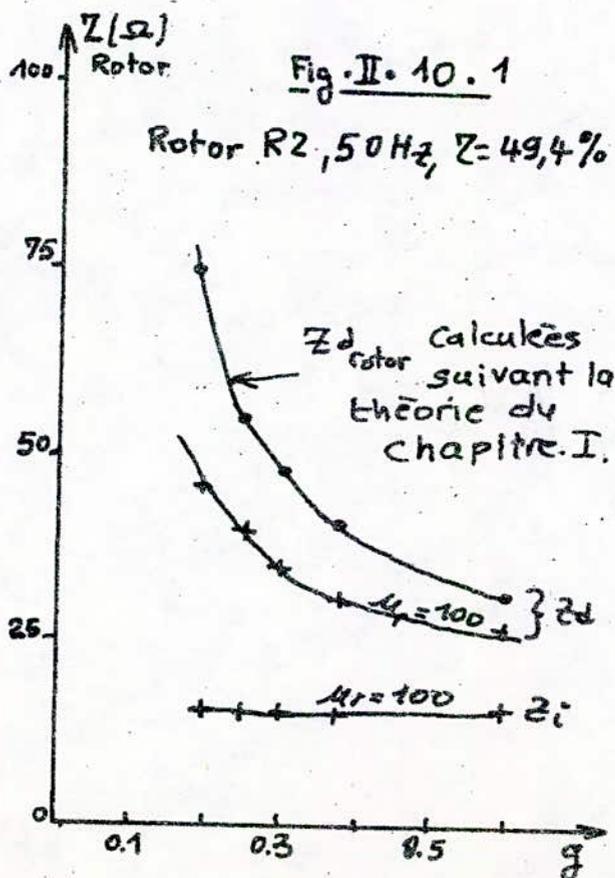
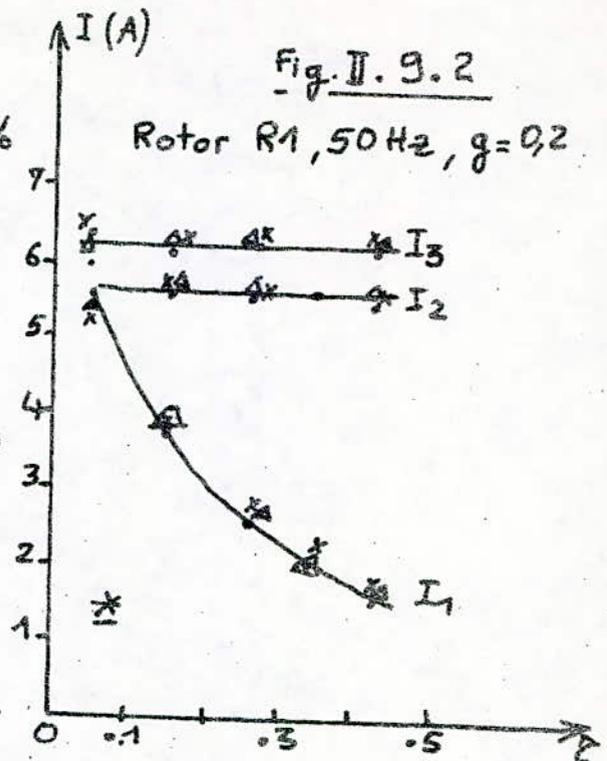
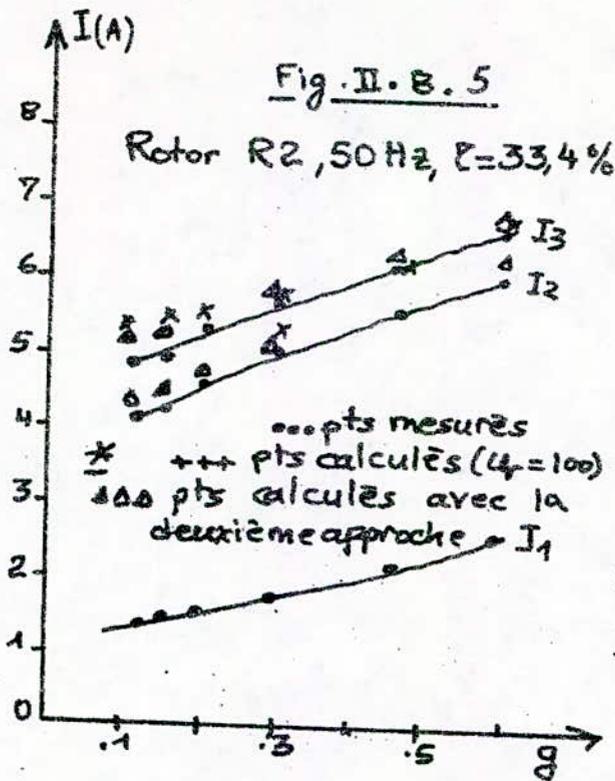












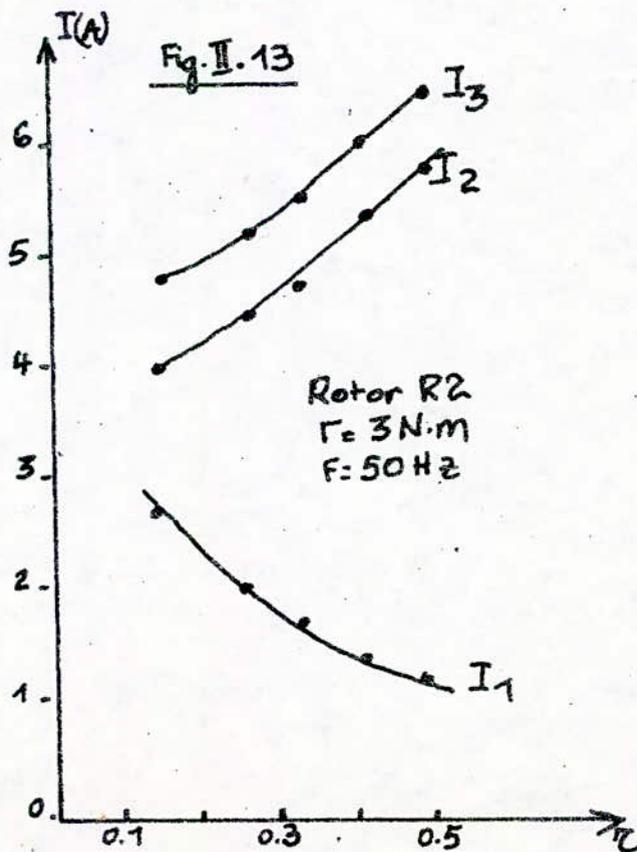
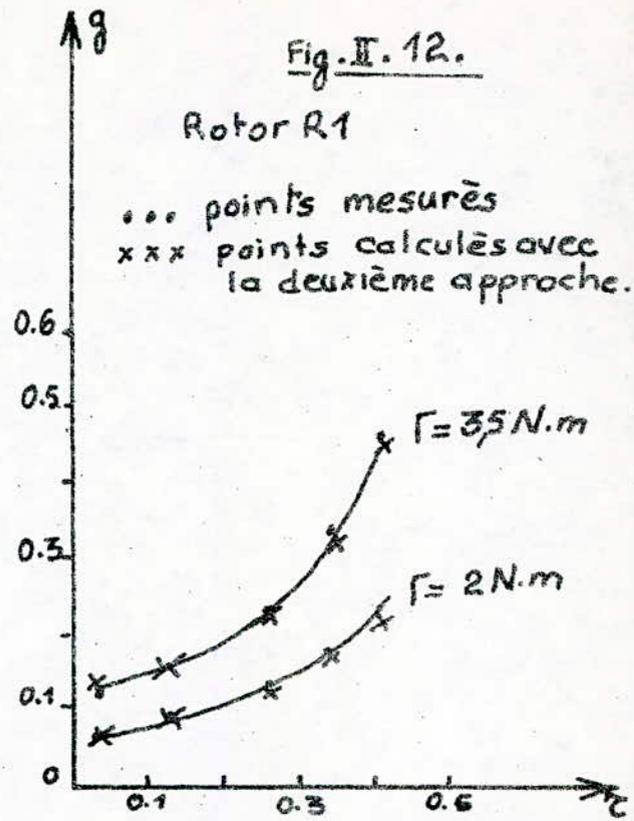
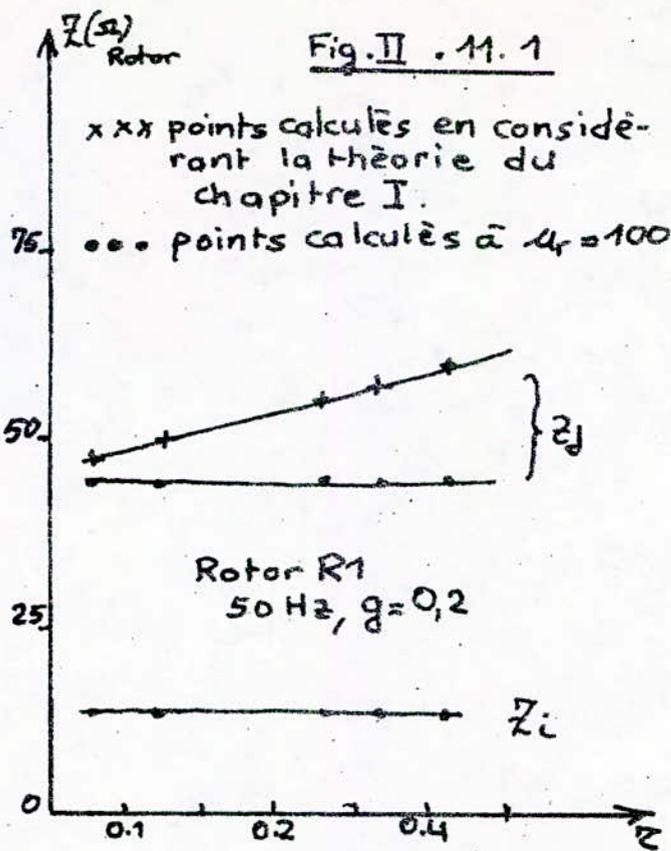
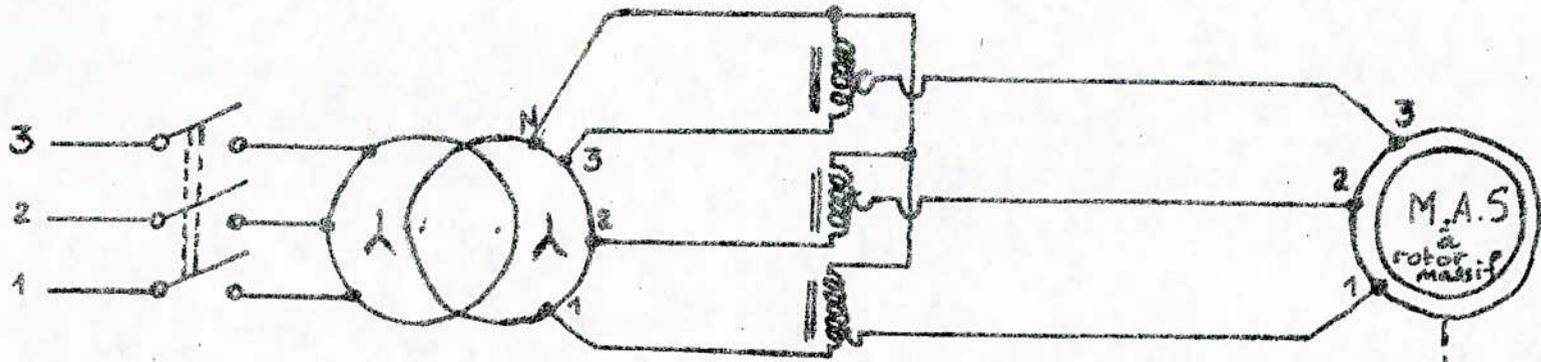
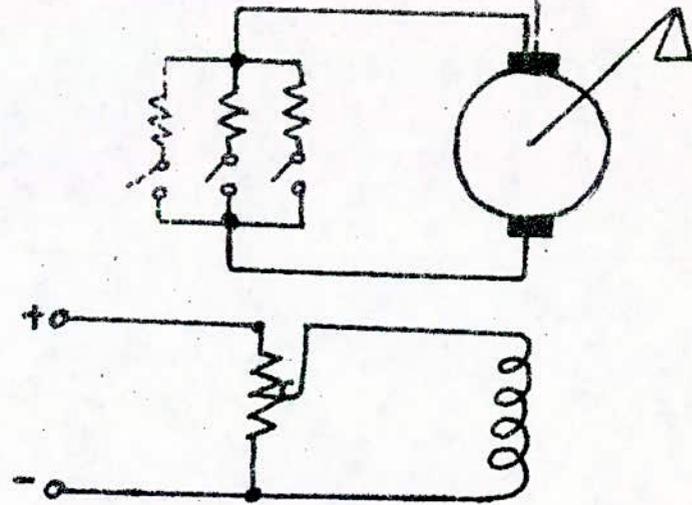


Fig. II. 14



Montage utilisé pour le régime d'alimentation en tensions déséquilibrées.





### III.1 - GENERALITES/:

La première question qu'on se posera pour une machine d'induction à rotor massif portera sur son échauffement.

D'un point de vue général, le problème des pertes et de l'échauffement correspondant dans les machines électriques prend depuis quelques années un aspect particulier et une importance grandissante.

La détermination de l'échauffement pour la machine électrique est essentielle tant d'un point de vue technologique, afin de définir les contraintes thermiques (et par conséquent mécaniques) auxquelles sont soumis les matériaux que d'un point de vue plus fondamental en permettant d'élargir les calculs conduisant à la modélisation de telles machines.

Le choix de l'échauffement est déterminant dans le choix de la puissance volumique d'une machine électrique, ce choix est limité surtout, dans le cas de la machine asynchrone à rotor massif comme dans les autres machines classiques à cage par la tenue thermique des isolants au stator.

D'un point de vue bibliographique, l'étude de l'échauffement dans une machine d'induction à rotor massif n'est pas abordée par les chercheurs bien qu'une telle machine de par la constitution du rotor est sujette à un échauffement plus élevé que pour une machine classique.

Dans ce chapitre on fera une étude expérimentale de l'échauffement de la machine asynchrone à rotor massif lisse pour quelques points de fonctionnement en des points particuliers de la surface du stator du côté de l'entrefer et cela pour trois rotors (entrefers) différents. Cette étude est entreprise sous deux régimes d'alimentation différents (système de tensions d'alimentation équilibrées et déséquilibrées).

Au vu des caractéristiques couples-glissements obtenues aux chapitres.I et au chapitre.II, les couples les plus élevés sont obtenus à des glissements élevés (machine plus freinée) donc pour un suréchauffement plus important.

Si le rotor massif peut supporter de par sa constitution des contraintes thermiques assez notables, le stator par contre a une surélévation de température limite admissible imposée par sa classe d'isolation.

Notant qu'actuellement avec le développement grandissant de la commande des machines tournantes par des dispositifs d'électronique de puissance, la machine d'induction à rotor massif doit encore de par son échauffement important supporter des contraintes thermiques plus dures vu que l'emploi des ces dispositifs a pour conséquence la création d'harmoniques de courant (ou de tension) qui provoquent des pertes supplémentaires donc des échauffements supérieurs à ceux atteints dans le cas d'une alimentation en régime sinusoïdal [16].

### III.2- PRESENTATION THERMIQUE DE LA MACHINE ETUDIEE

Le stator utilisé avec "B" comme classe d'isolation, est prévu initialement pour une auto-ventilation externe. La machine est fermée de ce fait l'air ambiant ne peut pénétrer à l'intérieur ainsi que toute poussière et tout corps étranger.

La quantité de chaleur dégagée par la machine est évacuée dans le milieu ambiant par les ailettes de ventilation de la surface externe de la carcasse où un ventilateur extérieur protégé par un cache et solidaire du rotor (arbre) souffle l'air chaud.

"Dans la figure III.1 nous avons représenté schématiquement la machine étudiée".

Par rapport à la destination d'origine du stator, le rotor n'est pas muni de ventilateurs solidaires de lui-même à ses extrémités. De ce fait le transfert de la chaleur depuis les parties intérieures du moteur vers sa surface extérieure n'est pas renforcé et au vu des pertes joules provoquées au rotor, l'échauffement sera ainsi plus accentué.

### III.3- CLASSIFICATION DES PERTES DE LA MACHINE:

Comme pour toute machine électrique fonctionnant en moteur, mis à part les pertes plus accentuées surtout au niveau du rotor, celles-ci sont classées ainsi:

#### A) Pertes fer:

Ce sont principalement les pertes dans les tôles statoriques à savoir les pertes par hystérésis représentant transformées en chaleur l'énergie nécessaire à l'alimentation cyclique alternative du fer.

- Les pertes par courant de Foucault au stator;
- les pertes dans les dents statoriques;
- les pertes dans la culasse;
- les pertes supplémentaires dans le fer dues à l'usinage assez délicates à évaluer même pour un machine classique (17.1).

-Les pertes par hystérésis au rotor bien que ce phénomène soit négligé dans les chapitres I. et II.

#### B) Les pertes joules au rotor et au stator.

- C) Les pertes par ventilation et frottements dans les paliers.  
 D) Les pertes supplémentaires d'origines diverses.

### III.4- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour capter la surélévation de température on a utilisé un thermocouple (Chromel-alumel) logé respectivement dans un ou plusieurs endroits différents dans la partie centrale de la machine au stator du côté de l'entrefer comme c'est montré dans la figure III.2.

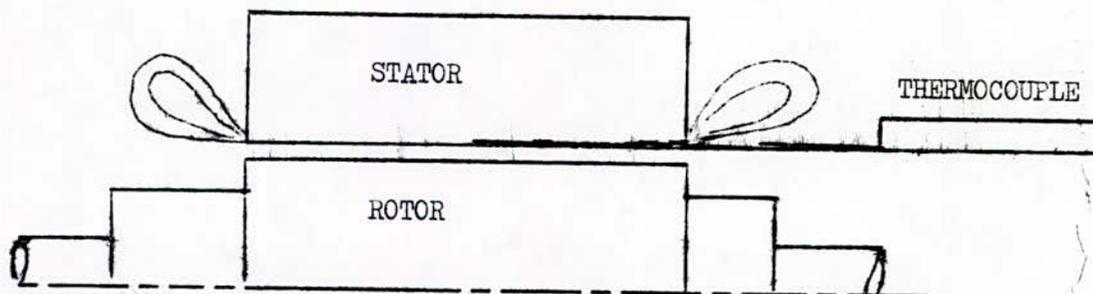


FIG.III.2 : "Emplacement du thermocouple"

"Dans la figure III.3 nous avons représenté les six positions numérotées dans lesquelles le thermocouple a été placé. Cette figure III.3 représente également le développement panoramique du bobinage statorique".

"La figure III.4 représente les positions du thermocouple relatives à la figure III.3 vue axiale (les trous sont effectués sur le palier du côté de l'entraînement à la machine entraînée)".

L'information fournie par le thermocouple est recueillie directement sur une table traçante (comme le montre la figure III.5) en parallèle avec un appareil donnant la température en °C (marque Chauvin Arnoux) qui permet la graduation des ordonnées de la courbe  $\theta = f(t)$  obtenue sur la table traçante (nV en °C) et qui permet également de commencer l'enregistrement de l'élévation de la température en fonction du temps à une température initiale fixée.

Notons que:

- 1) Le thermocouple peut être soumis à des courants de Foucault et être lui-même source de chaleur vu sa constitution et sa position (FIG.III.5).
- 2) On n'a pas tenu compte des erreurs dues à la précision de la mesure du signal de la température, erreurs pouvant être causées par les vibrations, les imprécisions de lecture, etc,...

### III.5- MESURES ET RESULTATS

#### III.5.1: ALIMENTATION EQUILIBREE

##### III.5.1.1: A vide:

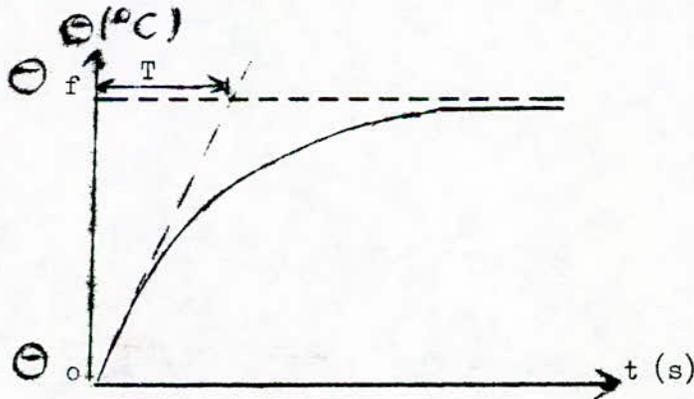
Le stator est couplé en étoile, sous une fréquence de 50 Hz on a relevé les courbes de variation de la température en fonction du temps ( $\Theta = f(t)$ ) pour les trois entrefers (rotor R1, rotor R2 et rotor R3) sous deux tensions d'alimentation différentes ( $V = 220V$  et  $V = 185V$ ) avec le thermocouple placé en position -4- (FIG.III.3).

Les différentes lois de variation des courbes  $\Theta = f(t)$  obtenues peuvent toutes être décrites par une loi de la forme:

$$\Theta = \Theta_f \left( 1 - e^{-t/T} \right) + \Theta_o e^{-t/T} \quad (^\circ\text{C}) \quad \text{-III.1-}$$

qui est la loi décrivant l'échauffement d'un corps solide homogène. (4) et (17) avec:

- $\Theta_f$  : température finale en  $^\circ\text{C}$ ;
- $\Theta_o$  : température initiale en  $^\circ\text{C}$ ;
- T : constante de temps thermique (s)



#### METHODE UTILISEE POUR EXPLOITER LES COURBES ENREGITREES:

Pour exploiter les courbes enregistrées sur la table traçante, nous avons utilisé les méthodes décrites conjointement par (4) et (17). Un exemple d'enregistrement est donné dans la FIG.III.6.

Les valeurs graphiques et celles données par les lois déduites concordent d'une façon précise.

TABLEAU DES RESULTATS OBTENUS A VIDE:

ROTOR	V (V)	I (A)	PUISSANCE ABSORBEE PAR PHASE (W)	$\theta_0$ (°C)	f (°C)	T (s)
R1	220	6,00	140	27	79,80	1100
	185	4,60	110	22,1	60,24	1140
R2	220	4,90	175	27	63,96	1160
	185	3,60	129	18,1	43,70	1300
R3	220	3,70	180	27	53,07	1390
	185	2,80	125	18,1	37,42	1400

"Tableau.III.1"

III.5.1.2-EN CHARGE:

Les enregistrements de la surélévation de la température en fonction du temps ( $\theta = f(t)$ ) ont été exécuté en charge sous différentes tensions et fréquences d'alimentation à divers points de fonctionnement pour les trois entrefers (rotor R1, rotor R2 et le rotor R3).

Dans chaque cas les lois de variation obtenues vérifient avec une très bonne approximation la loi -III.1- .

- RESULTATS SOUS FORME DE TABLEAU:

- a) Tableau III.2:  $g = 0,20$  ;  $f = 50\text{Hz}$  ;  $\theta_0 = 27^\circ\text{C}$  ; le thermocouple étant placé dans la position n°4 (FIG.III.3).

ROTOR (entrefer)	V (V)	I (A)	COUPLE DEVELOPPE (N.m)	$\theta_f$ (°C)	T(s)
R1	220	7,70	7,30	127,56	1270
	185	5,75	4,10	91,48	1251
R2	220	5,75	8,50	98,76	1320
	185	4,75	4,30	73,86	1460
R3	220	5,50	8,45	93,30	1060
	185	3,95	4,50	69,08	1133

TABLEAU III.2

b) TABLEAU III.3/

$g = 0,10$  ;  $f = 50\text{Hz}$  ;  $\theta_o = 27^\circ\text{C}$  ; le thermocouple étant toujours placé dans la position n°4 (FIG.III.3).

rotor (entrefer)	V (V)	I (A)	couple développé (N.m)	$f$ (°C)	T(s)
R1	220	6,75	4,00	96,52	1234
	185	5,20	2,80	66,55	1282
R2	220	5,75	4,30	73,02	1220
	185	4,30	3,10	57,63	1500
R3	220	5,00	4,40	64,44	1082
	185	3,30	3,10	52,57	1250

TABLEAU.III.3

c) En employant le rotor R2, nous donnons en fonction de la position du thermocouple (FIG.III.3)  $\Theta f = h(\text{angle électrique})$  en prenant comme position de référence le thermocouple dans l'encoche n°1 (FIG.III.3 et FIG.III.4) correspondante à la phase (U).

Cette variation est représentée dans la FIG.III.8, sous  $V = 220V$  à un glissement  $g = 0,20$ , puis sur la FIG.III.10 sous  $V = 220V$  à couple constant égale à  $7,10 \text{ Nm}$ .

Les essais sont effectués sous une fréquence de  $50 \text{ Hz}$ .

d) En charge sous deux fréquences différentes de  $50\text{Hz}$  à savoir  $65\text{Hz}$  et  $75\text{Hz}$  et pour deux tensions et à deux glissements fixés, on a obtenu pour le rotor R3 des surélévations de la température en fonction du temps en régime permanent qui vérifient toujours la loi -III.1- (tableau III.4).

f (Hz)	V (V)	I (A)	couple développé (N.m)	$\Theta f$ (°C)	P/phase (W)	T(s)
75	$g=0,1$ 220	3,10	2,45	44,27	320	1220
	$g=0,2$ 220	3,56	3,70	52,12	406	1160
	$g=0,1$ 185	2,40	1,00	37,12	190	1200
	$g=0,2$ 185	3,00	3,20	43,00	295	1180
65	$g=0,1$ 220	3,30	3,20	48,50	360	1600
	$g=0,2$ 220	4,00	4,80	63,95	460	1340
	$g=0,2$ 185	2,80	3,15	49,60	202	1340

TABLEAU III.4

avec:

$$\Theta_0 = 27^\circ\text{C}$$

### III.5.2 - ALIMENTATION EN TENSIONS DESEQUILIBREES:

Le stator toujours couplé en étoile, nous avons enregistré les surélèvements de la température de la machine en régime permanent sous une fréquence d'alimentation de 50 Hz, pour divers taux de déséquilibre (  $\tau$  ) (chapitre II) et pour un glissement  $g$  fixé.

Dans le tableau III.5 nous donnons pour le rotor R2 à  $g = 0,20$  et pour les positions -4- et -6- du thermocouple (FIG.III.3) en plus des caractéristiques relatives à l'échauffement de la machine, l'influence de celui-ci sur la puissance absorbée ainsi que sur le courant statorique et sur le couple développé.

La température initiale étant fixée pour tous les taux de déséquilibre à 27°C.

Notons que même en régime déséquilibré, l'échauffement en fonction du temps de la machine suit exactement la loi -III.1- (FIG.III.7).

Sur la figure III.9 nous avons représenté pour les six positions du thermocouple, telles qu'elles sont décrites sur les figures III.3 et III.4, la variation de la température maximale pour un même point de fonctionnement du moteur.

TABLEAU III.5

 $\xi = 0,20; f = 50\text{Hz}; \theta_0 = 27^\circ\text{C}$ 

$\frac{\theta_0}{\theta_f}$	%	I <sub>u</sub> (A)	I <sub>v</sub> (A)	I <sub>w</sub> (A)	P <sub>u</sub> (W)	P <sub>v</sub> (W)	P <sub>w</sub> (W)	f (N.m)	$\theta_f$ (°C)	$\theta_f$ (°C)	T (s)	T (s)
									position	position	positio	positi-
									-4-	-6-	-4-	-6-
0,0	5,25	5,25	5,25	450	450	450	5,80	61,20	61,20	1340	1340	
	4,80	4,80	4,80	380	380	380	5,50					
4,4	5,35	5,90	4,55	490	550	310	5,40	61,40	61,60	1420	1200	
	4,70	5,00	4,10	390	440	-	5,10					
14,3	5,37	6,15	3,20	440	610	142,5	4,40	61,85	64,20	1460	1460	
	4,70	5,40 i	-	390	510	-	4,10					
26,4	5,15	6,00	2,02	400	600	36,25	2,80	64,68	69,20	1440	1480	
	4,60	5,32	-	370	530 i	-	2,63					
33,4	5,40	6,20	1,65	420	650	6,5	2,00	67,82	74,00	1400	1480	
	4,72	5,55	-	380	580	-	1,77				i	
41,30	5,25	6,00	1,10	400	640	18,50	1,82	71,27	76,92	1180	1420	
	4,65	5,35	-	350	570	-	1,69				i	
49,4	5,00	5,60	10,75	400	630	27	1,10	73,78	83,83	1400	1445	
	4,60	5,20	-	340	530	-	-					

ROTOR R2

### III.6 - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les courbes des surélévations de la température enregistrées en fonction du temps (par exemple Fig. III.6 et III.7) ne présentent pratiquement pas de particularités. Elles décrivent avec une bonne précision la loi de l'échauffement d'un corps solide homogène quel que soit le régime d'alimentation ou le point de fonctionnement du moteur. La constante de temps thermique moyenne pour la machine étudiée est d'environ ( $T = 1400$  s).

En exploitant les résultats des tableaux (III.1 ; III.2; et III.3) qui donnent en régime équilibré les températures finales ( $\Theta_f$ ) pour différents entrefers et divers points de fonctionnement, nous avons établi en première approximation une loi empirique linéaire pour la variation de la température finale en régime permanent en fonction de la largeur d'entrefer. Cette loi est la suivante:

$$\Theta_{f_2} = \Theta_{f_1} \cdot (1 \pm \Delta e) \quad (^\circ\text{C}) \quad (\text{III.2})$$

avec:  $\Theta_{f_1}$ : température finale en régime permanent pour un entrefer  $e_1$  (mm) sous des conditions de fonctionnement données.

$\Delta e$ : facteur sans dimensions dont la valeur numérique est égale à la variation de la largeur d'entrefer;  $\Delta e = (e_1 - e_2)/\text{mm}$ .

$\Theta_{f_2}$ : température finale en régime permanent pour un entrefer  $e_2$  (mm) sous les mêmes conditions de fonctionnement que pour l'entrefer  $e_1$ .

Ainsi avec la loi (III.2), connaissant la température finale en régime permanent pour un entrefer donné sous un point de fonctionnement fixé, nous pouvons prévoir avec une bonne précision (écart moyen de 5%) la température finale ( $\Theta_f$ ) que produira un autre entrefer pour le même point de fonctionnement.

Sur les figures III.8 et III.10, à glissement ou à couple constant, nous constatons que la température finale en régime permanent varie suivant la position du thermocouple dans les encoches statoriques (comme c'est décrit Fig. III.3). Cet écart est de 20% par exemple Fig. III.8) entre la température minimale et maximale.

Notons tout de même la difficulté pratique qui consiste à avoir exactement les mêmes conditions de fonctionnement pour les six positions adoptées pour le thermocouple. Les résultats enregistrés auraient été plus réalistes et plus

exploitables si nous avons disposé d'autant de thermocouples de mêmes caractéristiques que de positions pour lesquelles nous voudrions relever l'échauffement.

Une alimentation à fréquence supérieure à 50Hz pour un point de fonctionnement donné diminue la surélévation de température (tableau III.4), mais toutefois les performances du moteur se dégradent (chapitre.I).

En régime d'alimentation en tensions déséquilibrées, pour différents taux de déséquilibre la température finale varie suivant la position du thermocouple. L'écart entre les températures minimales et maximales augmentent avec le taux de déséquilibre (Fig.III.9). Nous constatons que les températures maximales (à chaque taux de déséquilibre utilisé) sont obtenues pour la position n°5 du thermocouple. Pour cet emplacement, (Fig.III.3) nous constatons que le thermocouple est pratiquement sur l'axe magnétique de la bobine extérieure de la phase déséquilibrée.

Le tableau.III.5 nous a permis de représenter (Fig.III.12), en régime permanent la variation de la température finale en fonction du taux de déséquilibre pour les différents emplacements du thermocouple dans les encoches statoriques. Dans cette figure nous avons adopté le système des valeurs réduites pour la température finale. La température finale de référence est celle obtenue pour un taux de déséquilibre nul ( $Z = 0\%$ ).

Nous constatons que jusqu'à un taux de déséquilibre de 20%, l'augmentation de la température finale n'exède pas 5% par rapport à la température de référence.

Notons également l'influence du suréchauffement sur le courant, la puissance absorbée et sur le couple développé (tableau.III.5): nous constatons ainsi, que pour par exemple 0% de déséquilibre,  $f=50\text{Hz}$ ,  $g=20\%$  entre  $\theta_0 = 27^\circ\text{C}$  et  $\theta_f = 61,2^\circ\text{C}$  le courant a diminué de 9%, la puissance a diminué de 18% et que le couple développé a diminué d'environ 5%.

## CONCLUSION

Le moteur d'induction à rotor massif lissé est soumis à une élévation de température d'autant plus importante que le couple qu'il développe est grand.

Un meilleur refroidissement doit être prévu pour ce type de moteur dans le cas d'une utilisation en régime permanent sous pleine tension.

Une utilisation sous une fréquence supérieure à 50Hz (vitesse rapide) améliore le refroidissement pour une tension d'alimentation et un glissement donnés, mais il ne faut pas perdre de vue la caractéristique mécanique du moteur qui va baissé.

D'un point de vue thermique, une augmentation de l'entrefer par rapport à celui de la machine classique n'est pas bénéfique.

En régime d'alimentation en tensions déséquilibrées, ce type de moteur accepte sans risque d'élévation de température importante un taux de déséquilibre allant jusqu'à 20%.

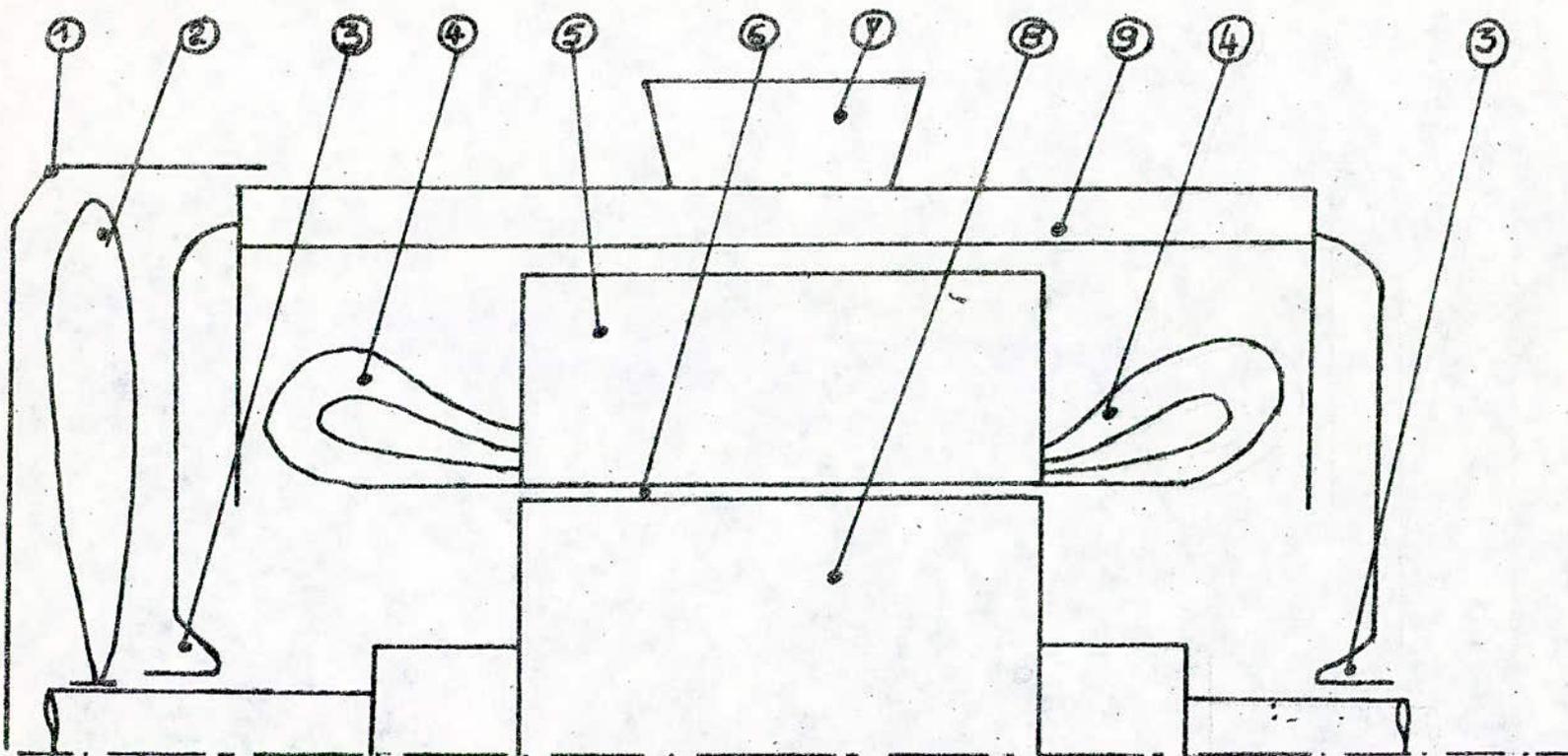
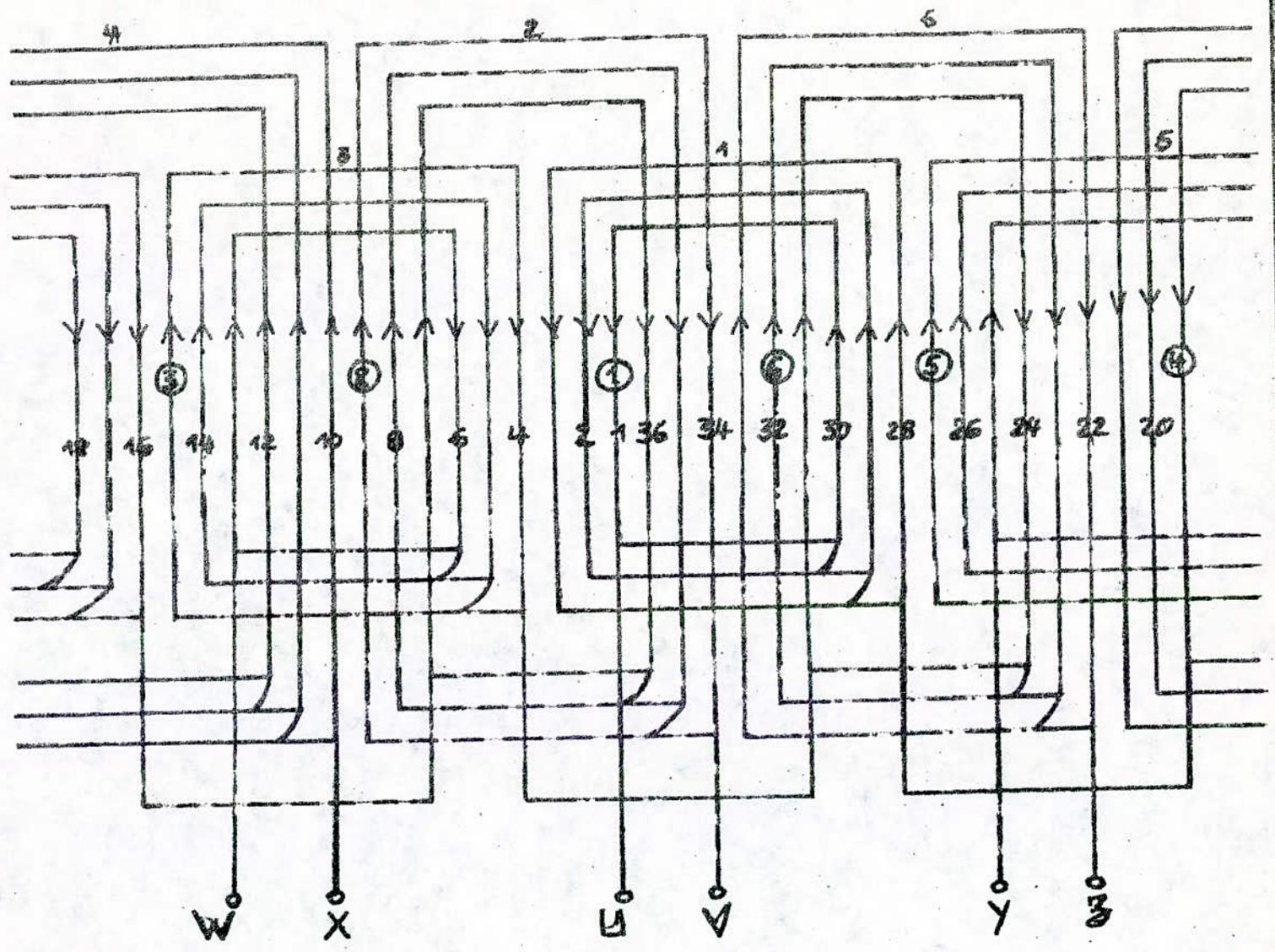


Fig. III.1

- |   |                            |   |                 |   |   |
|---|----------------------------|---|-----------------|---|---|
| ① | cache                      | ⑤ | Stator          | ⑨ | ailettes axiales de Ventilation (sur le carter) |
| ② | Ventilateur                | ⑥ | entrefer        |   |   |
| ③ | Palier                     | ⑦ | plaque à bornes |   |   |
| ④ | Partie frontale (bobinage) | ⑧ | rotor           |   |   |

FIG. III. 3



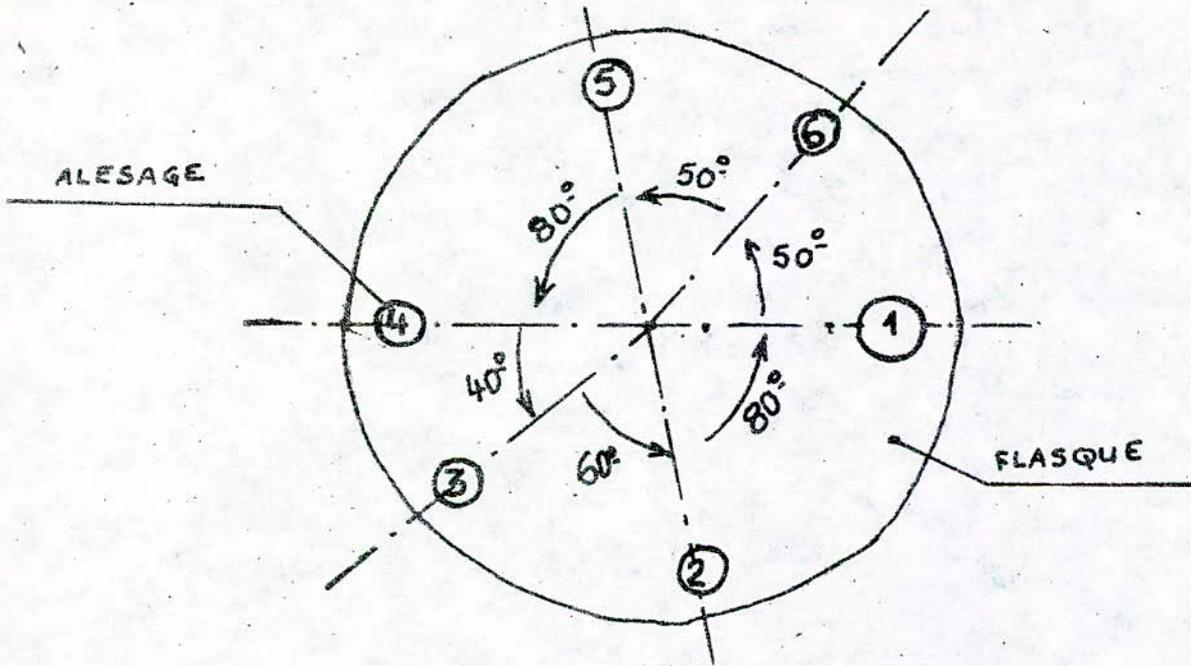


Fig. III. 4

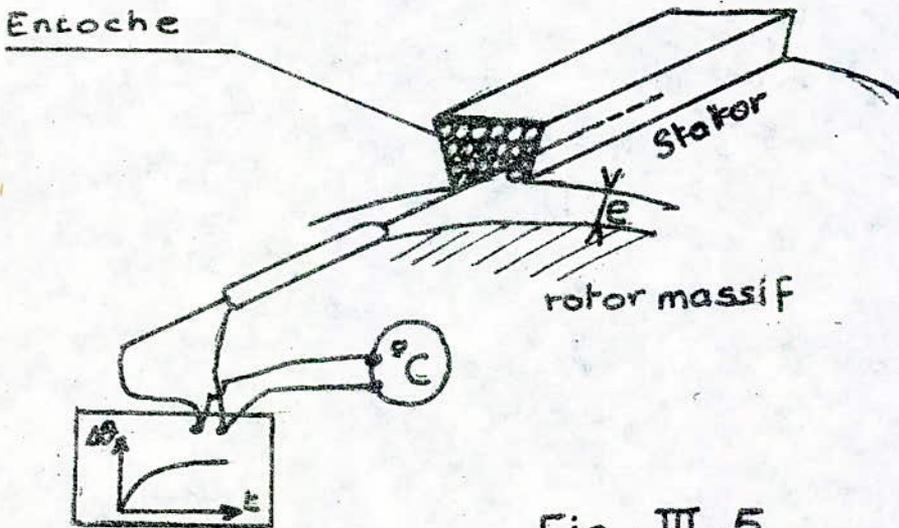


Fig. III. 5



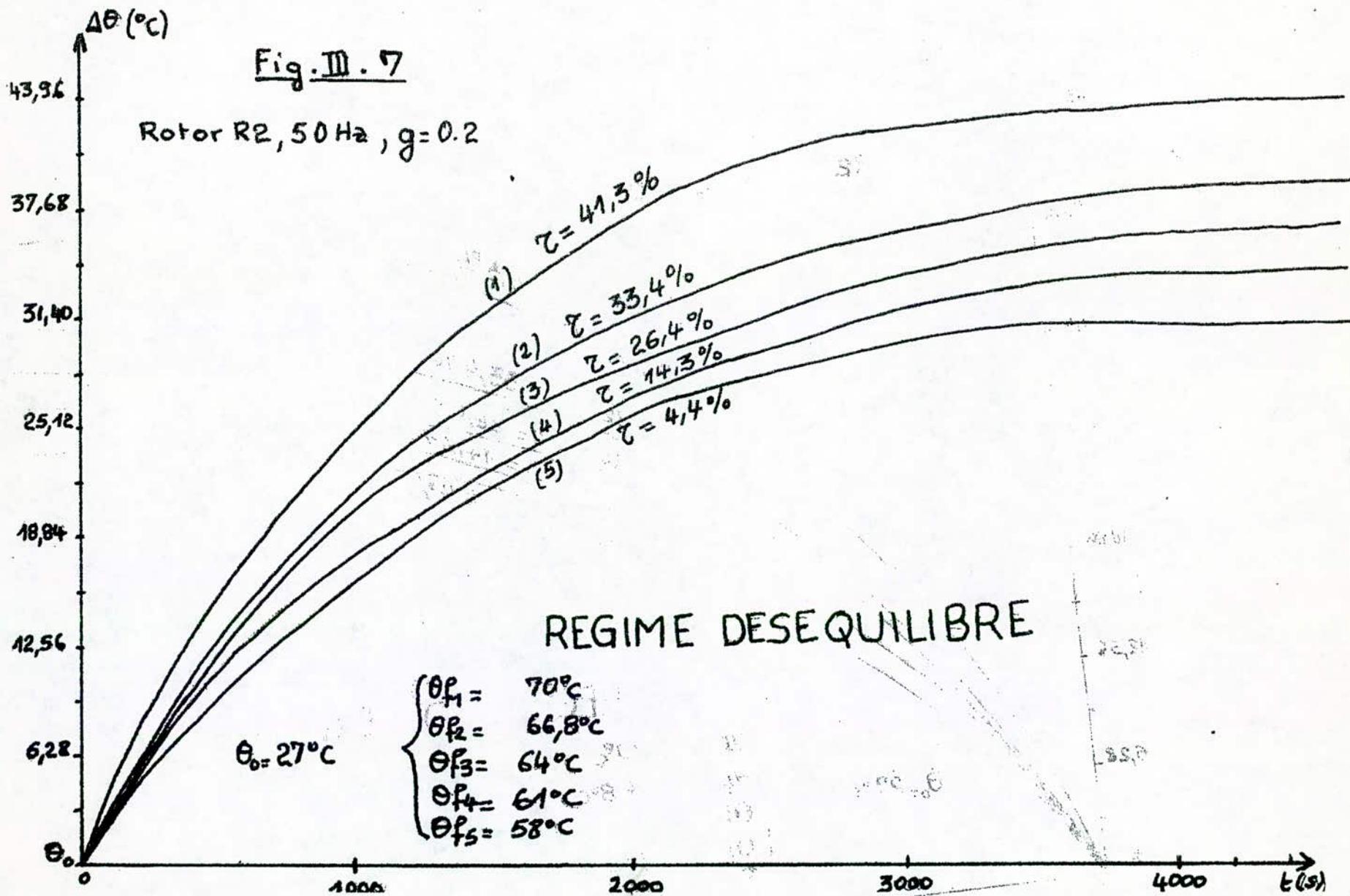


Fig. III. 8

Rotor R2, 220V, 50 Hz,  $g=0.2$

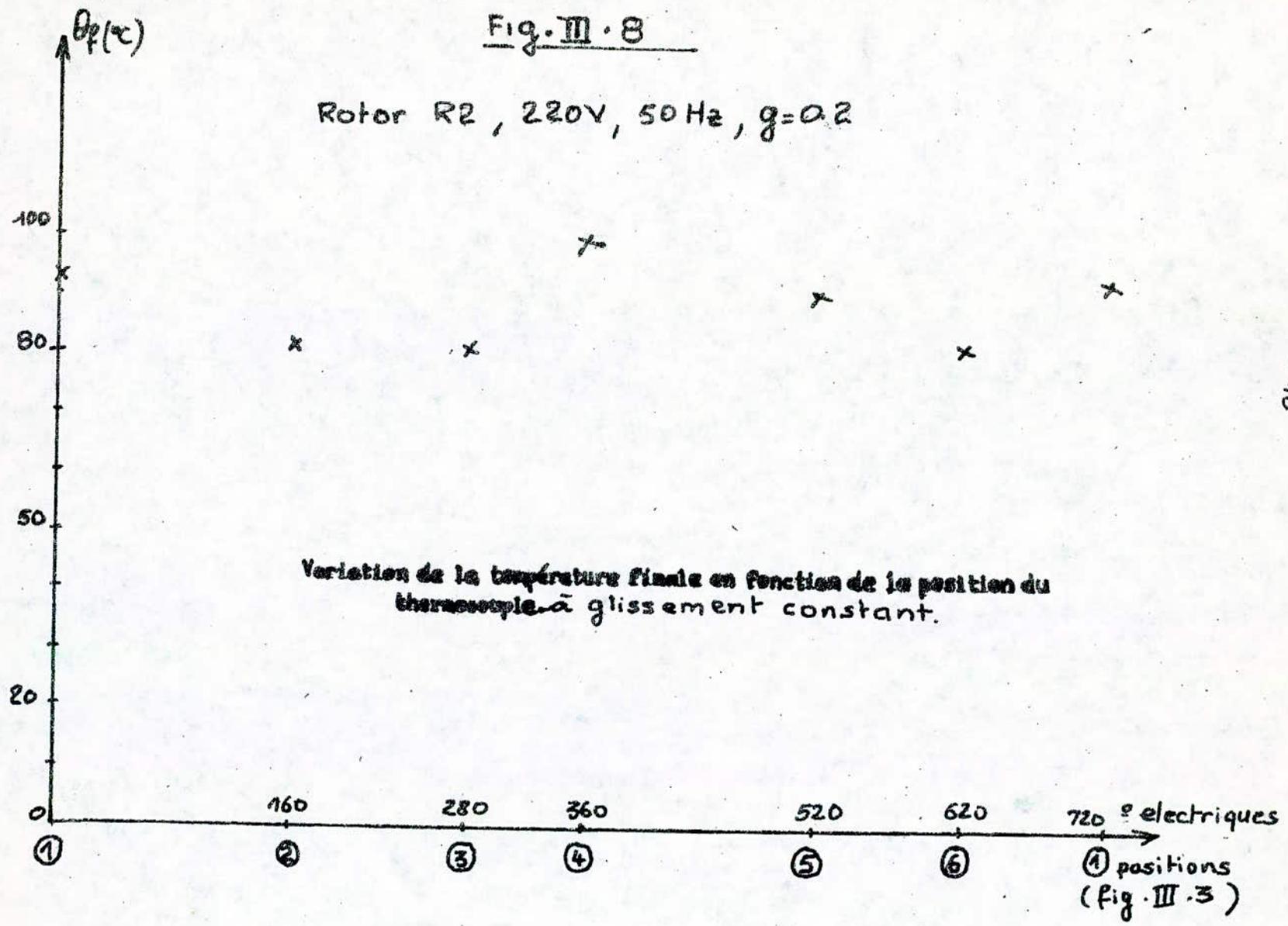


Fig. III. 9

Rotor R2, 50Hz  
g=0,2

- REGIME DESEQUILIBRE

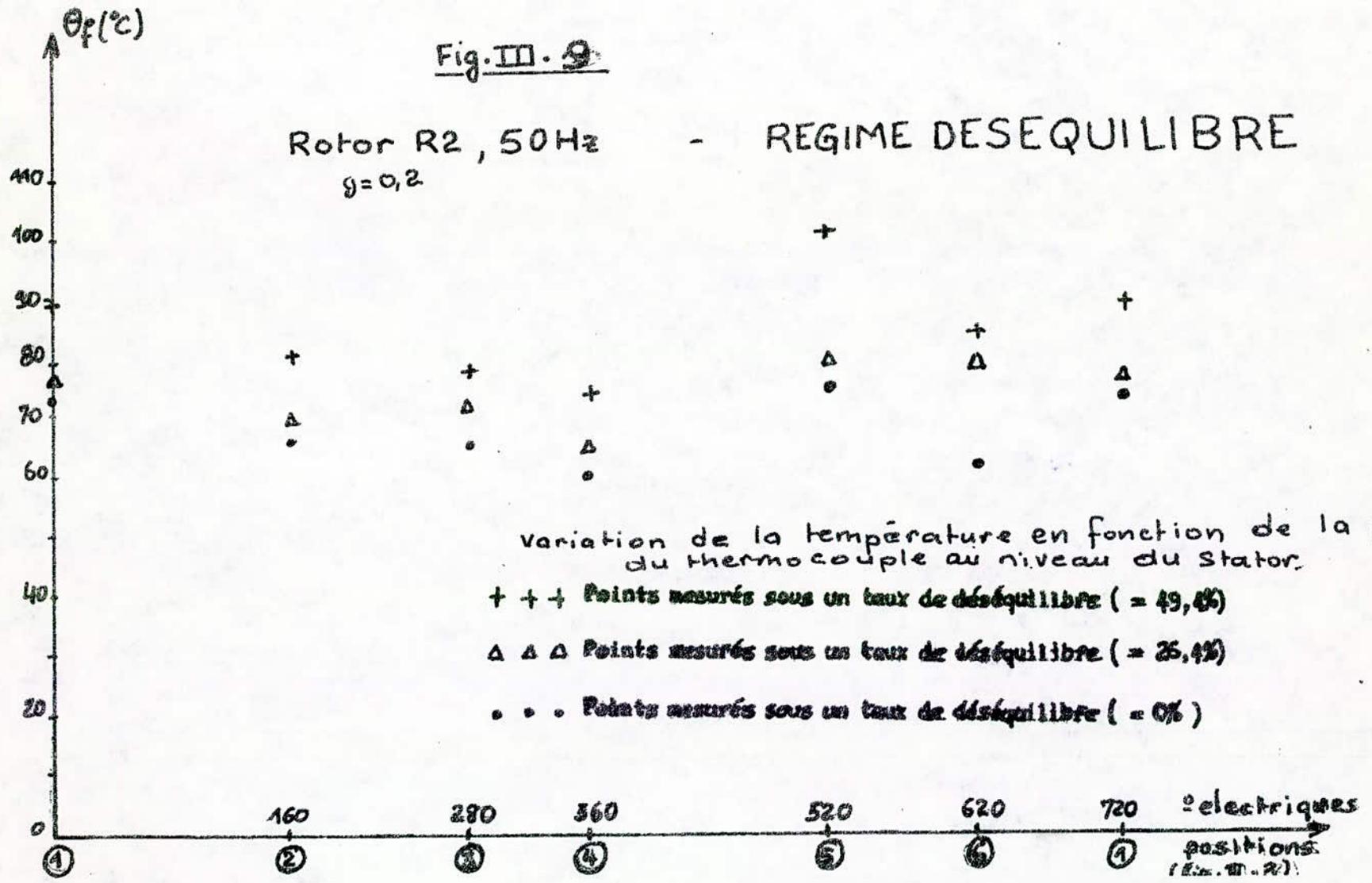
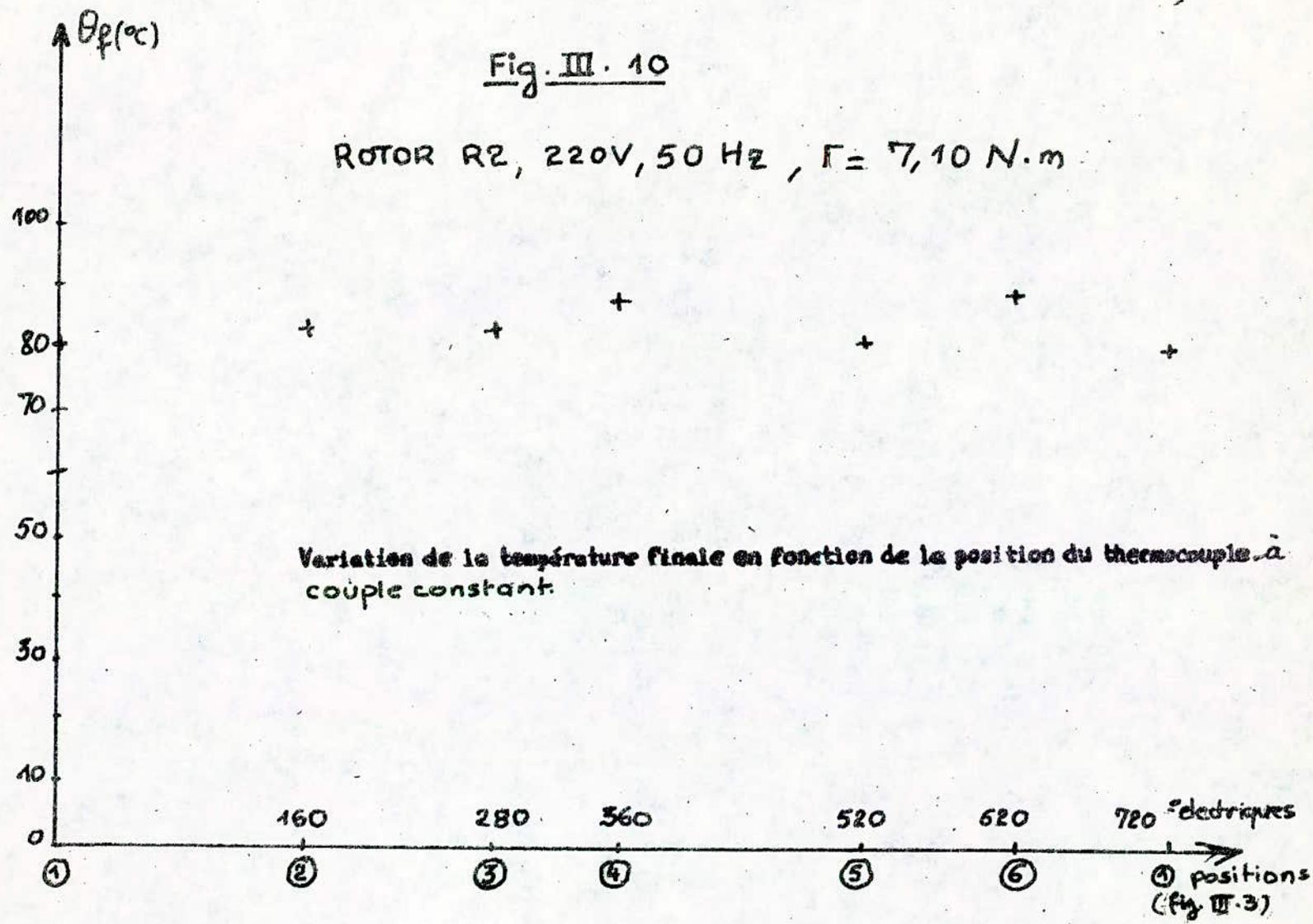
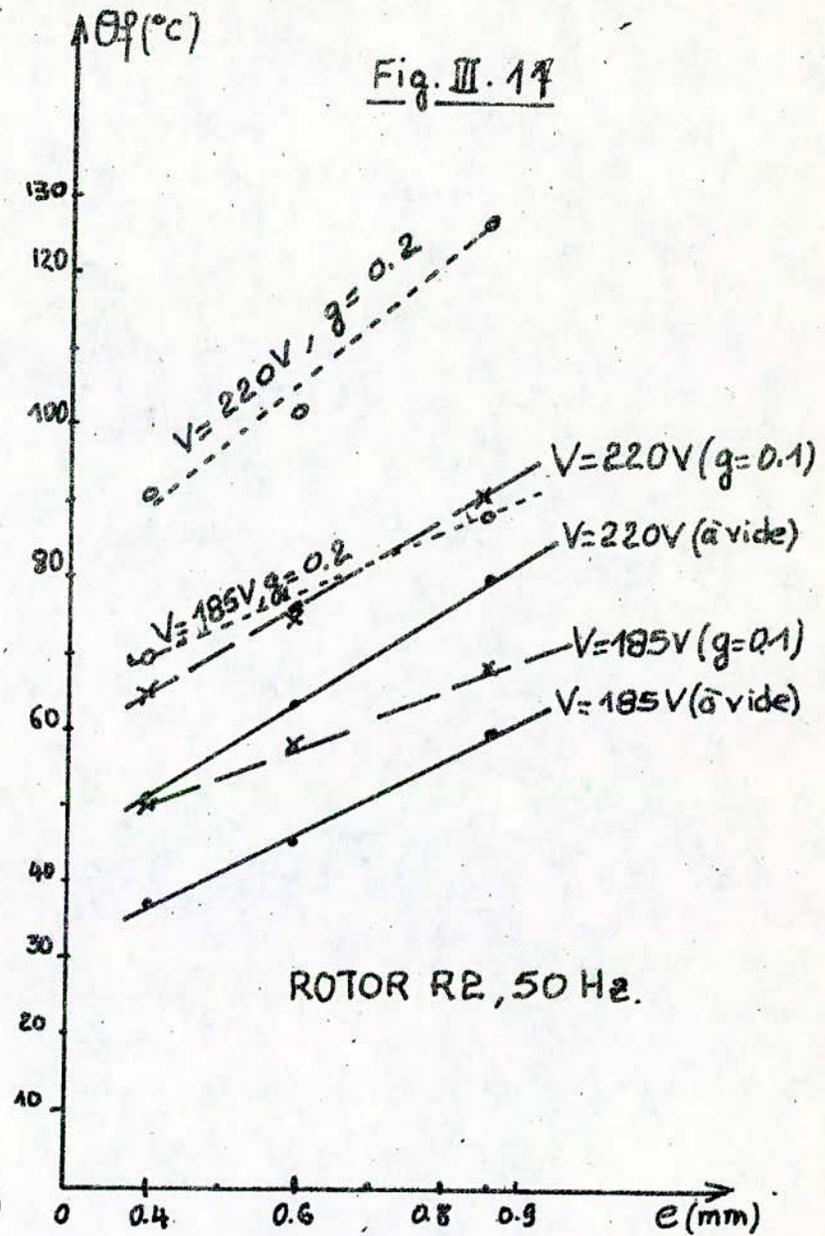
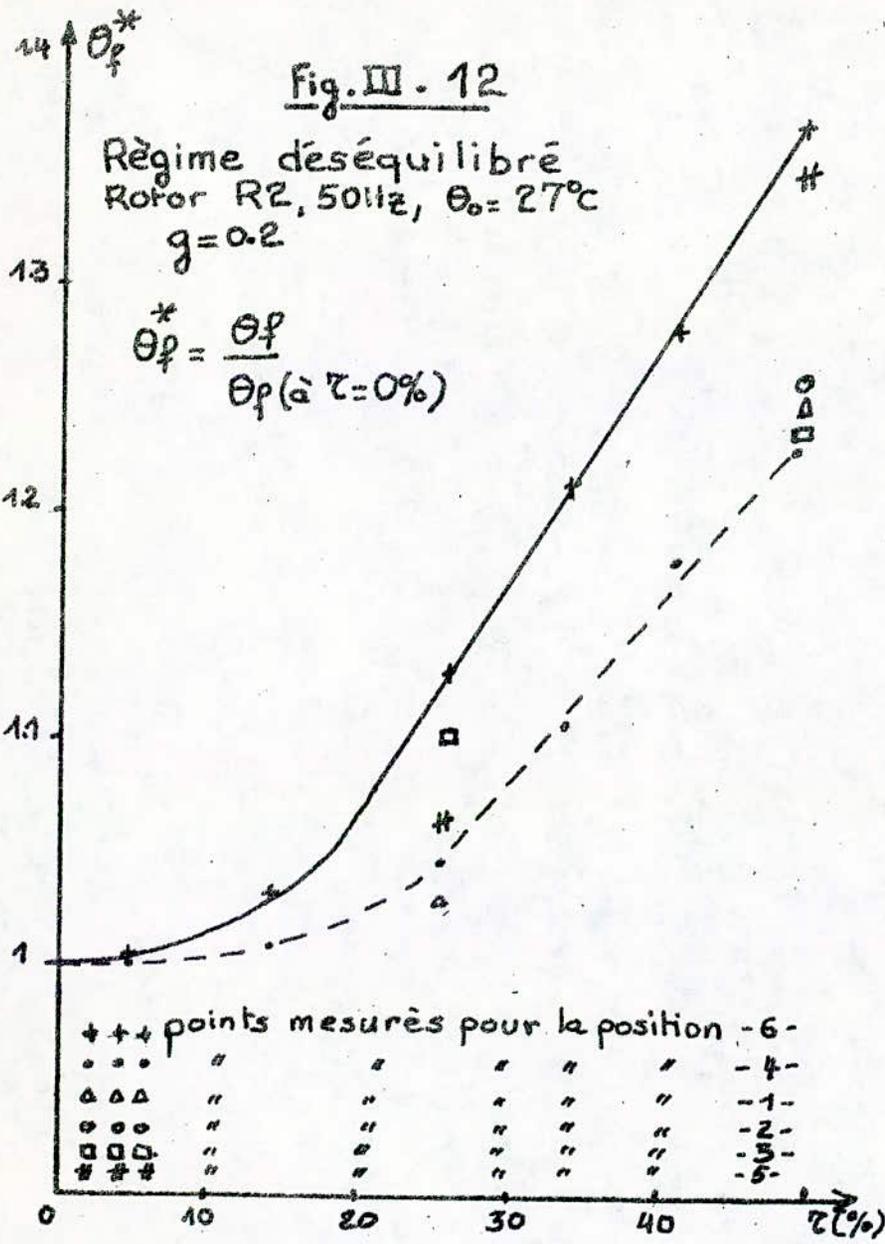


Fig. III. 10

ROTOR R2, 220V, 50 Hz,  $\Gamma = 7,10 \text{ N.m}$







#### IV.1: INTRODUCTION

L'étude analytique d'un moteur d'induction à rotor massif lisse en régime variable est très complexe. La saturation et l'effet de peau au niveau du rotor compliquent cette étude qui n'est pas l'objet de notre travail.

Dans ce chapitre, nous allons aborder une étude expérimentale sommaire de ce type de moteur lors de sa mise brusque sous tension. Pour différents taux de déséquilibre ( $\zeta$ ) du système des tensions d'alimentation nous enregistrerons les variations du courant absorbé et de la vitesse en fonction du temps afin de déterminer:

- Quelle sera l'allure et quels seront les différents régimes transitoires qui apparaissent avant que le courant statorique n'ait atteint son régime permanent;
- Quelle sera l'influence de la tension (ou du taux de déséquilibre) sur les constantes de temps des régimes transitoires du courant absorbé et de la vitesse lors du démarrage du moteur;
- Quel sera l'ordre de grandeur du rapport (courant de démarrage sur le courant en régime établi).
- S'il est possible à partir du régime transitoire concernant le courant absorbé et celui de la vitesse pour une tension donnée ( $V$ ) ou (pour un taux de déséquilibre ( $\zeta$ ) donné) de déterminer indirectement les caractéristiques électromécaniques.
- Quelle sera l'influence d'un rotor mal ajusté au niveau de l'emplacement des roulements sur le régime transitoire du courant absorbé.

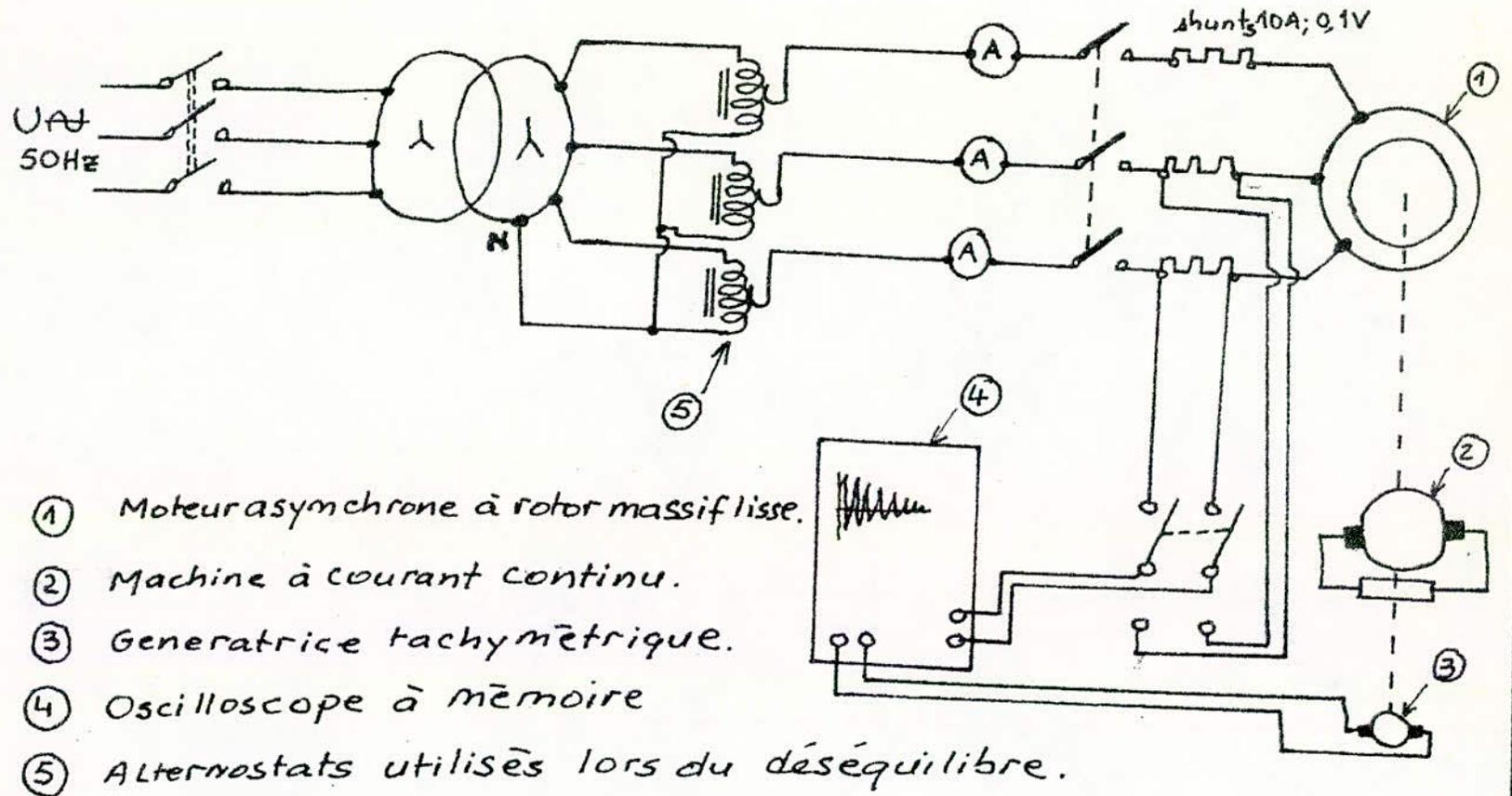
#### IV.2: BANC D'ESSAIS

Par rapport aux chapitres I, II, et III, nous avons remplacé la dynamofrein permettant la mesure du couple par une machine à courant continu accouplée à une génératrice tachymétrique afin d'avoir le signal de la vitesse.

La variation du courant absorbé, la tension à l'établissement et la montée en vitesse sont enregistrés sur un oscilloscope à mémoire puis photographier pour être exploités (Fig. IV.1).

Fig. IV.1

"Dispositif expérimental"



Mis à part le signal de la montée en vitesse et celui de l'établissement de la tension d'alimentation, le signal donnant la variation du courant à partir du démarrage pose des difficultés (manque d'un commutateur cyclique). Nous avons essayé de pallier à cet inconvénient en choisissant le signal à photographier après plusieurs fermetures de l'interrupteur (Fig.IV.1).

Bien que nous avons tenté d'étudier le régime transitoire du moteur d'induction à rotor massif lisse testé pour les entrefers (R1, R2 et R3), seul l'entrefer correspondant au rotor R2 a donné des résultats plus ou moins exploitables vu qu'il a été réalisé avec précision (au sein des ateliers Sonelec, projet M.E.I ). Les rotors R1 et R3 réalisés à l'E.N.P. sans être rectifiés au niveau de l'emplacement des roulements présentaient des ajustements non respectés qui perturbaient le régime transitoire. Ces perturbations sont par contre négligeables en régime établi (Fig.IV.4.b). De ce fait seul le régime transitoire correspondant au rotor R2 sera présenté.

Nous notons également la difficulté à exploiter les enregistrements photographiés sur oscilloscope à mémoire, difficulté relative aux échelles assez réduites (principalement pour le courant au démarrage).



#### IV.1: INTRODUCTION

L'étude analytique d'un moteur d'induction à rotor massif lisse en régime variable est très complexe. La saturation et l'effet de peau au niveau du rotor compliquent cette étude qui n'est pas l'objet de notre travail.

Dans ce chapitre, nous allons aborder une étude expérimentale sommaire de ce type de moteur lors de sa mise brusque sous tension. Pour différents taux de déséquilibre ( $\zeta$ ) du système des tensions d'alimentation nous enregistrerons les variations du courant absorbé et de la vitesse en fonction du temps afin de déterminer:

- Quelle sera l'allure et quels seront les différents régimes transitoires qui apparaissent avant que le courant statorique n'ait atteint son régime permanent;
- Quelle sera l'influence de la tension (ou du taux de déséquilibre) sur les constantes de temps des régimes transitoires du courant absorbé et de la vitesse lors du démarrage du moteur;
- Quel sera l'ordre de grandeur du rapport (courant de démarrage sur le courant en régime établi).
- S'il est possible à partir du régime transitoire concernant le courant absorbé et celui de la vitesse pour une tension donnée ( $V$ ) ou (pour un taux de déséquilibre ( $\zeta$ ) donné) de déterminer indirectement les caractéristiques électromécaniques.
- Quelle sera l'influence d'un rotor mal ajusté au niveau de l'emplacement des roulements sur le régime transitoire du courant absorbé.

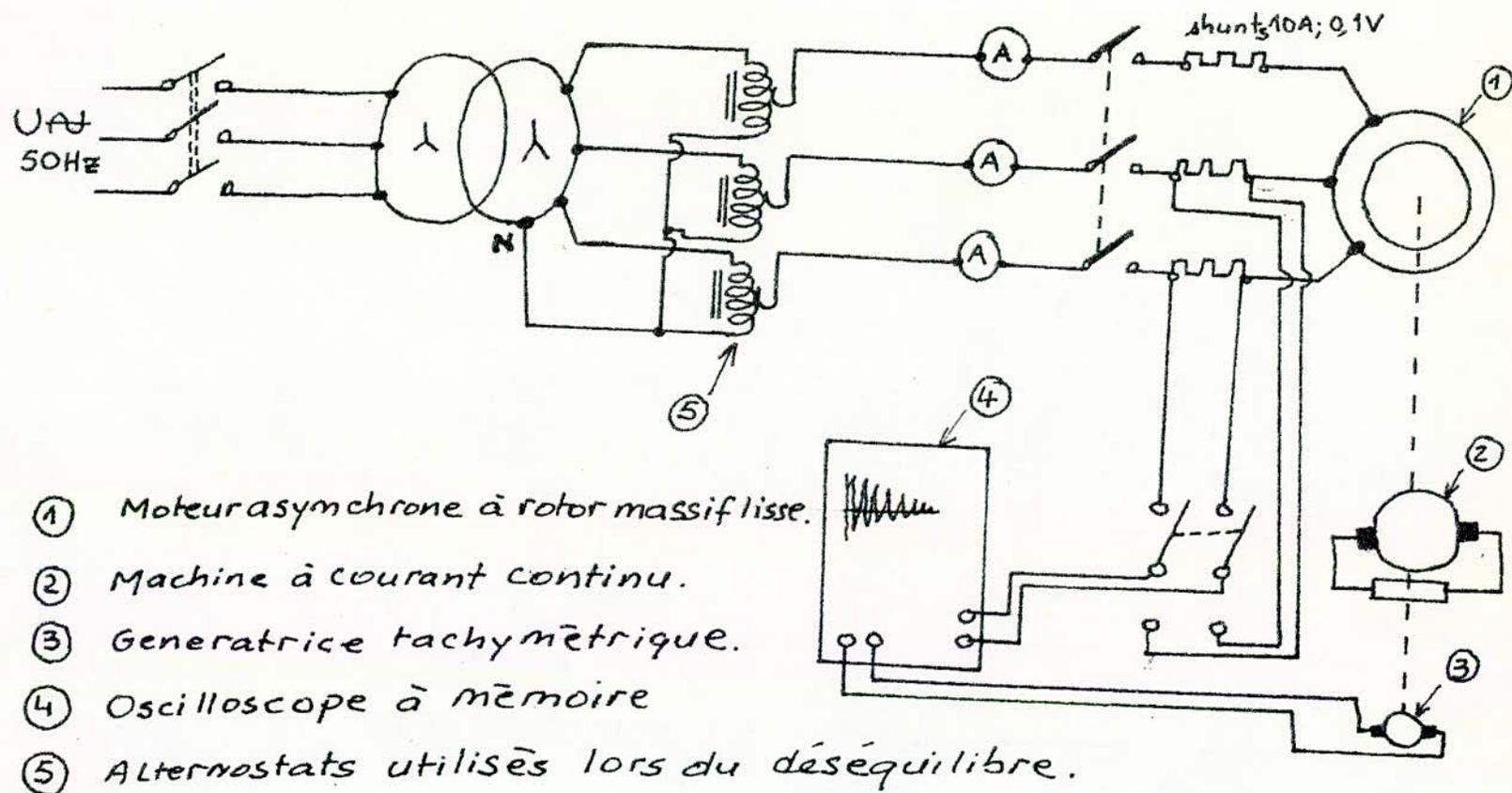
#### IV.2: BANC D'ESSAIS

Par rapport aux chapitres I, II, et III, nous avons remplacé la dynamofrein permettant la mesure du couple par une machine à courant continu accouplée à une génératrice tachymétrique afin d'avoir le signal de la vitesse.

La variation du courant absorbé, la tension à l'établissement et la montée en vitesse sont enregistrés sur un oscilloscope à mémoire puis photographier pour être exploités (Fig. IV.1).

Fig. IV.1

"Dispositif expérimental"



Mis à part le signal de la montée en vitesse et celui de l'établissement de la tension d'alimentation, le signal donnant la variation du courant à partir du démarrage pose des difficultés (manque d'un commutateur cyclique). Nous avons essayé de pallier à cet inconvénient en choisissant le signal à photographier après plusieurs fermetures de l'interrupteur (Fig.IV.1).

Bien que nous avons tenté d'étudier le régime transitoire du moteur d'induction à rotor massif lisse testé pour les entrefers (R1,R2 et R3), seul l'entrefer correspondant au rotor R2 a donné des résultats plus ou moins exploitables vu qu'il a été réalisé avec précision (au sein des ateliers Sonelec, projet M.E.I ). Les rotors R1 et R3 réalisés à l'E.N.P. sans être rectifier au niveau de l'emplacement des roulements présentaient des ajustements non respectés qui perturbaient le régime transitoire. Ces perturbations sont par contre négligeables en régime établi (Fig.IV.4.b). De ce fait seul le régime transitoire correspondant au rotor R2 sera présenté.

Nous notons également la difficulté à exploiter les enregistrements photographiés sur oscilloscope à mémoire, difficulté relative aux échelles assez réduites (principalement pour le courant au démarrage).

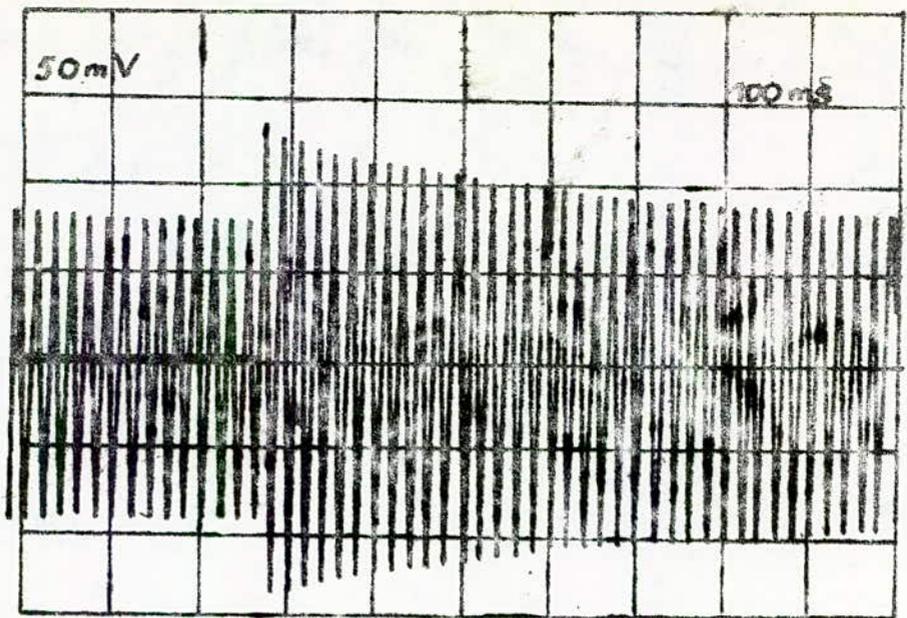


Fig. IV. 1. a  $T = 0,288s$  ,  $V = 200V$

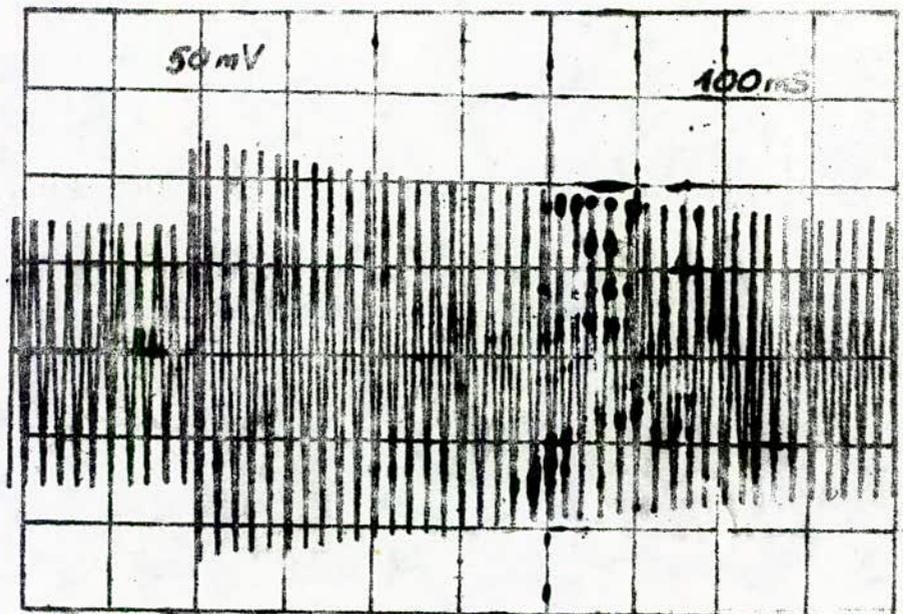


Fig. IV. 1. b  $T = 0,398s$  ,  $V = 170V$

DEMARRAGE : variation du courant

Fig. IV.2.a

Démarrage  
variation de  
la vitesse.

$$V = 200 \text{ V}$$

$$T = 0,357 \text{ s}$$

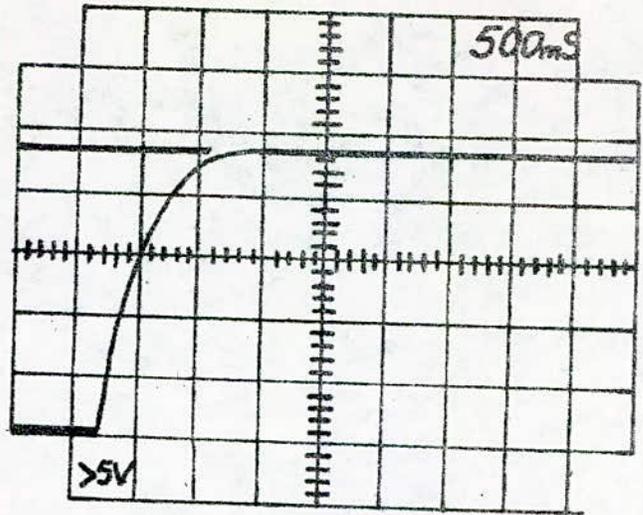


Fig. IV.2.b

Démarrage  
variation de  
la vitesse.

$$\tau = 49,40\%$$

$$T = 0,878 \text{ s}$$

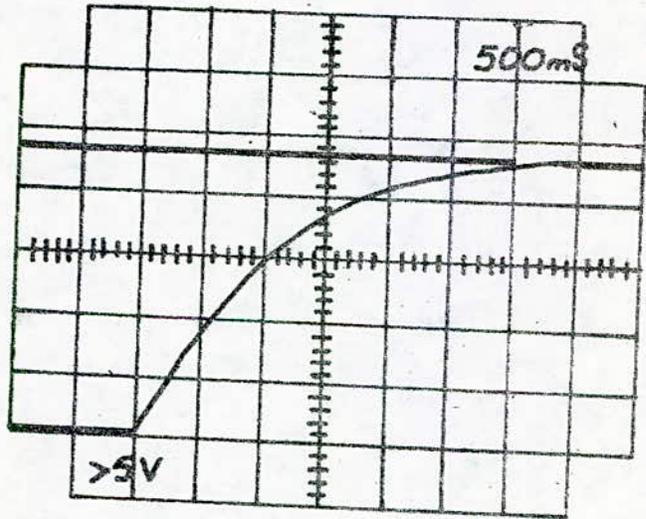
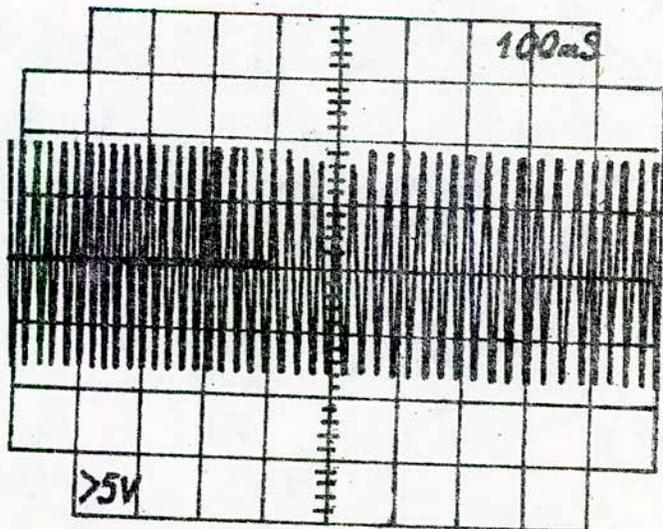


Fig. IV.3.a

Démarrage:  
variation de  
la tension



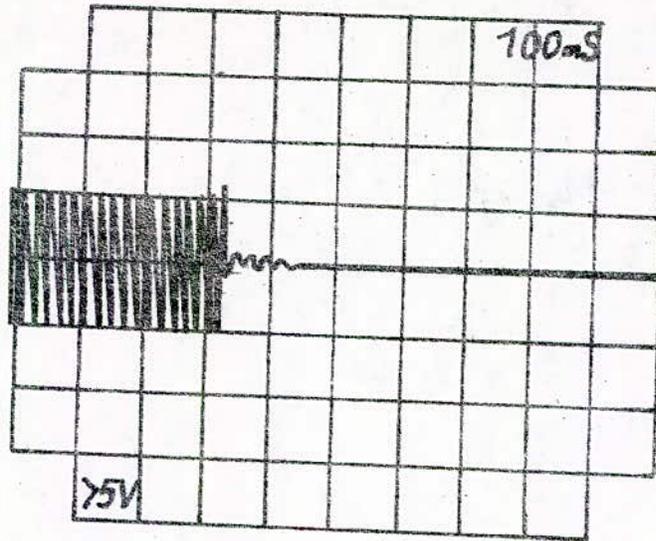


Fig. IV. 3. b

Coupure:  
variation  
de la tension

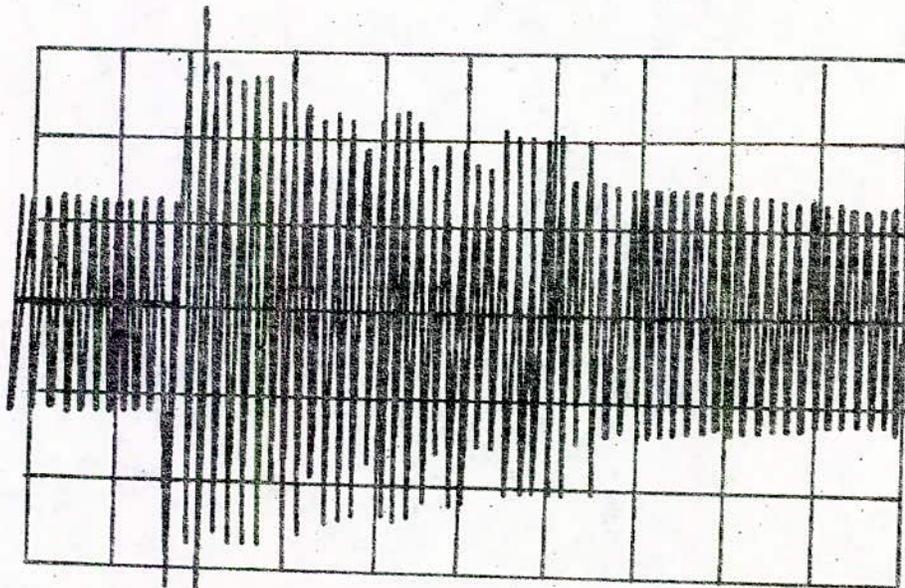


Fig. IV. 4. b : Démarrage : variation  
du courant pour le rotor  
R3.

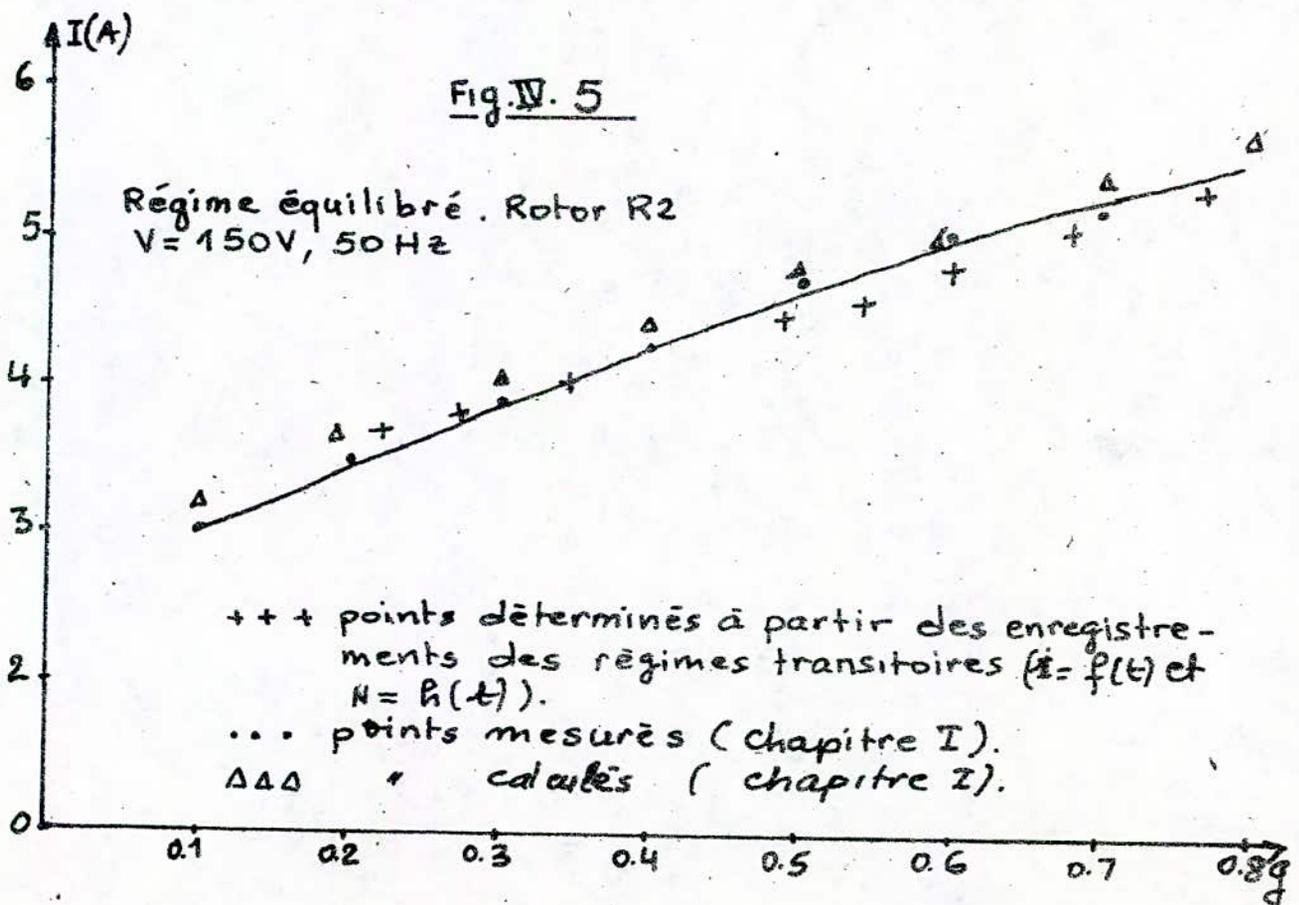
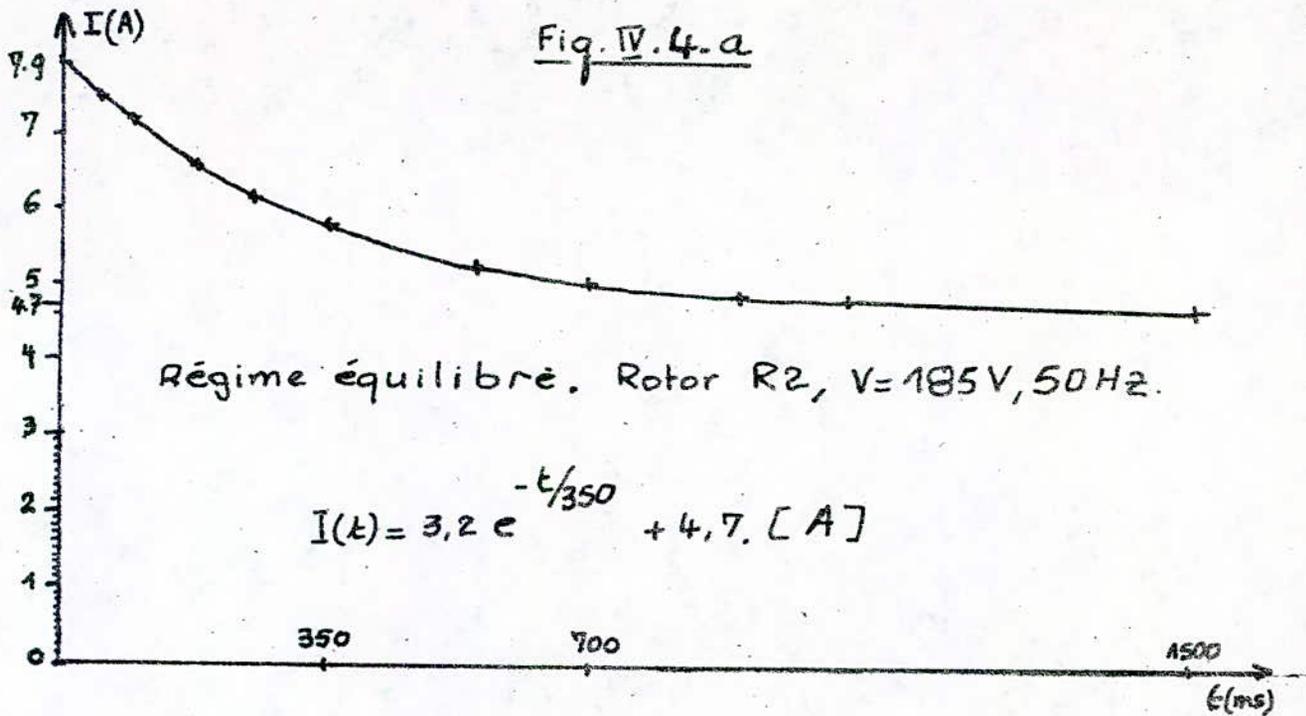


Fig. IV. 4. b

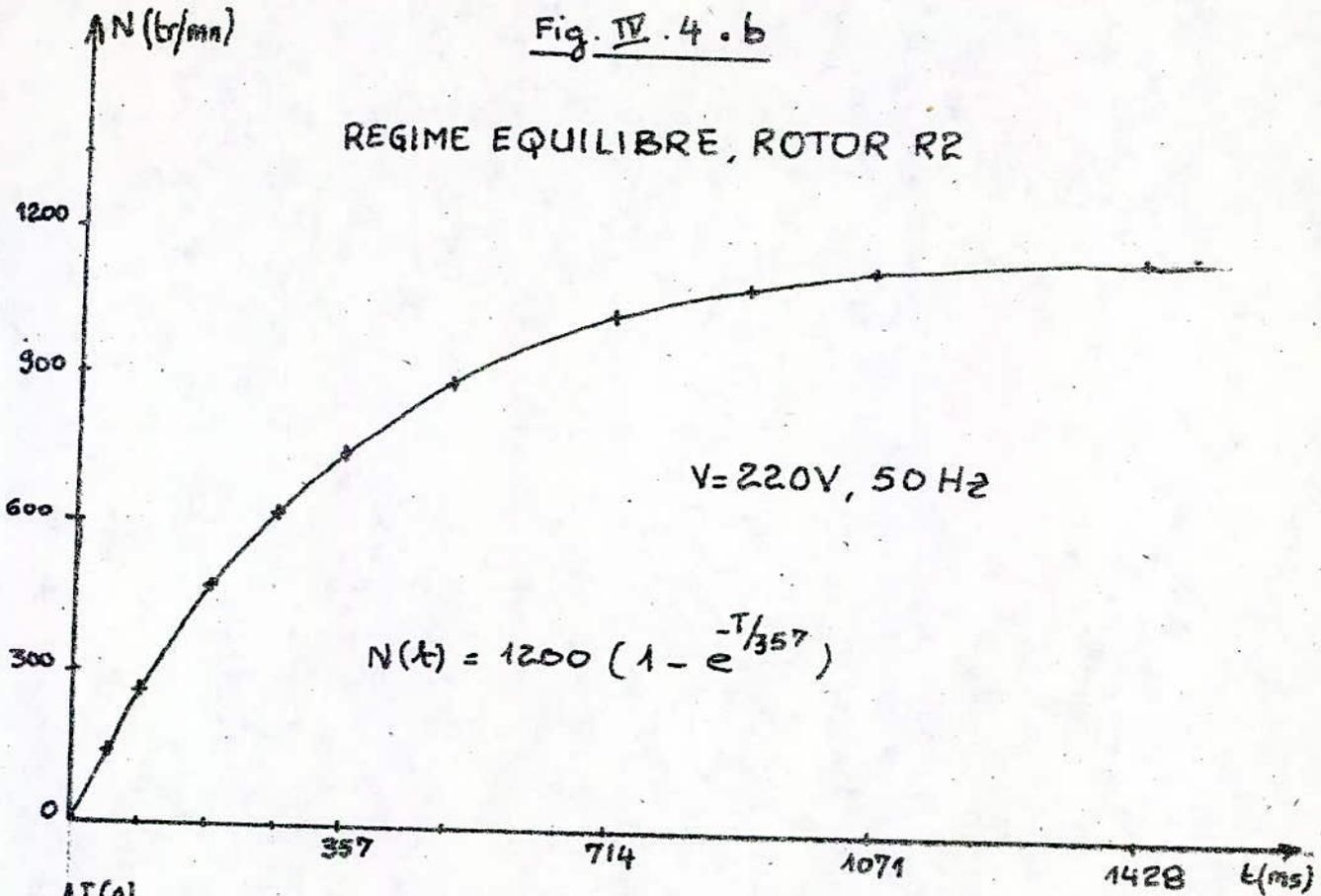
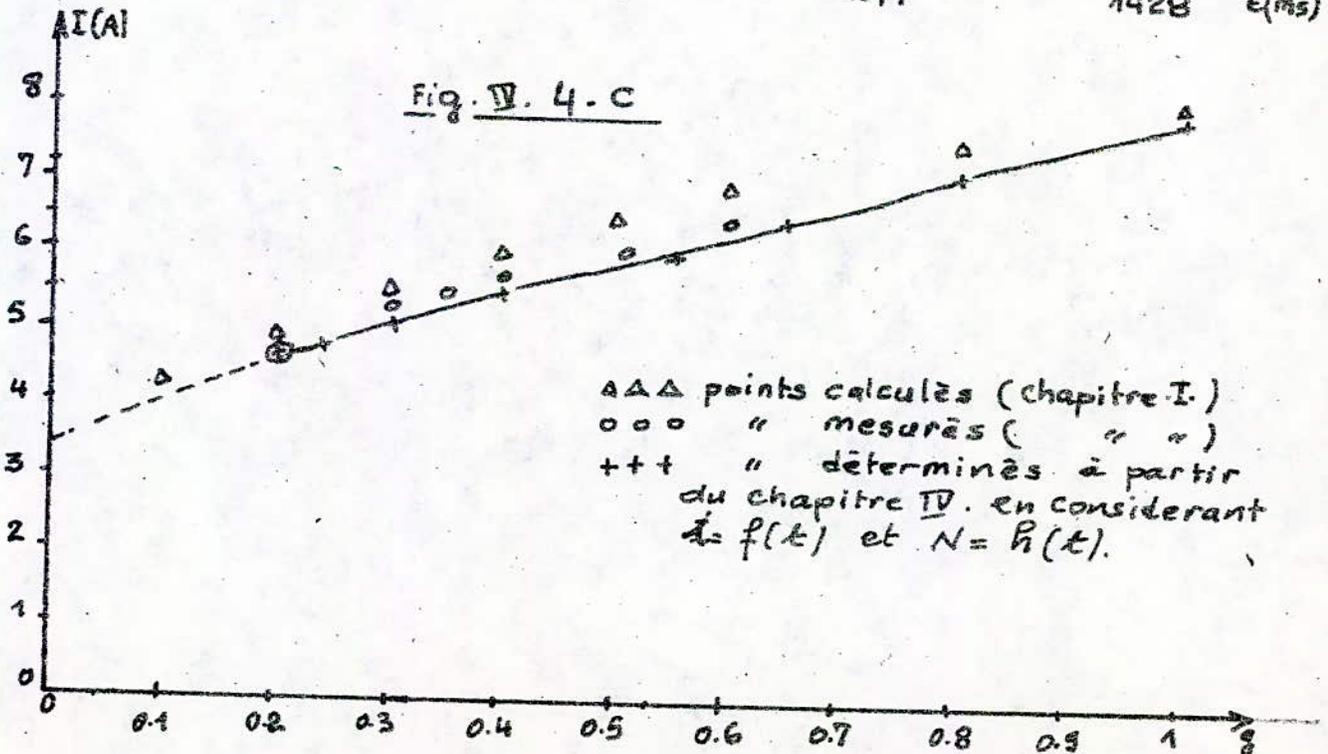
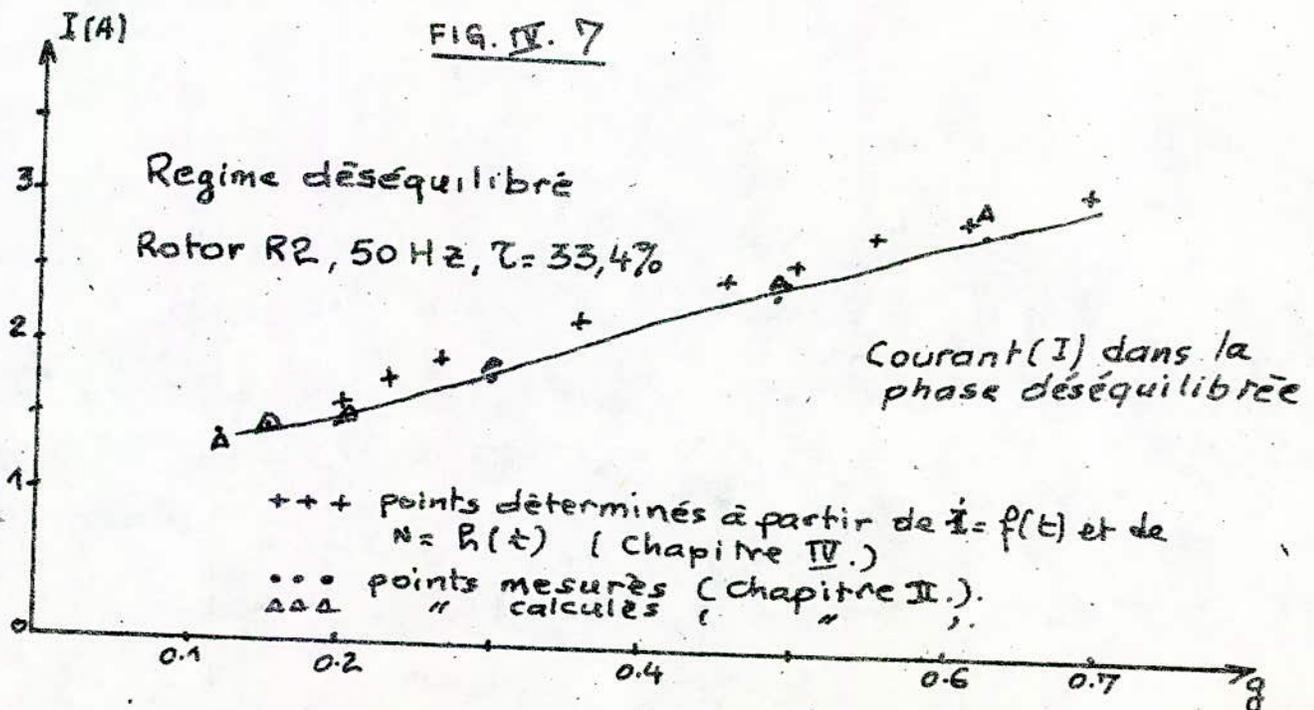
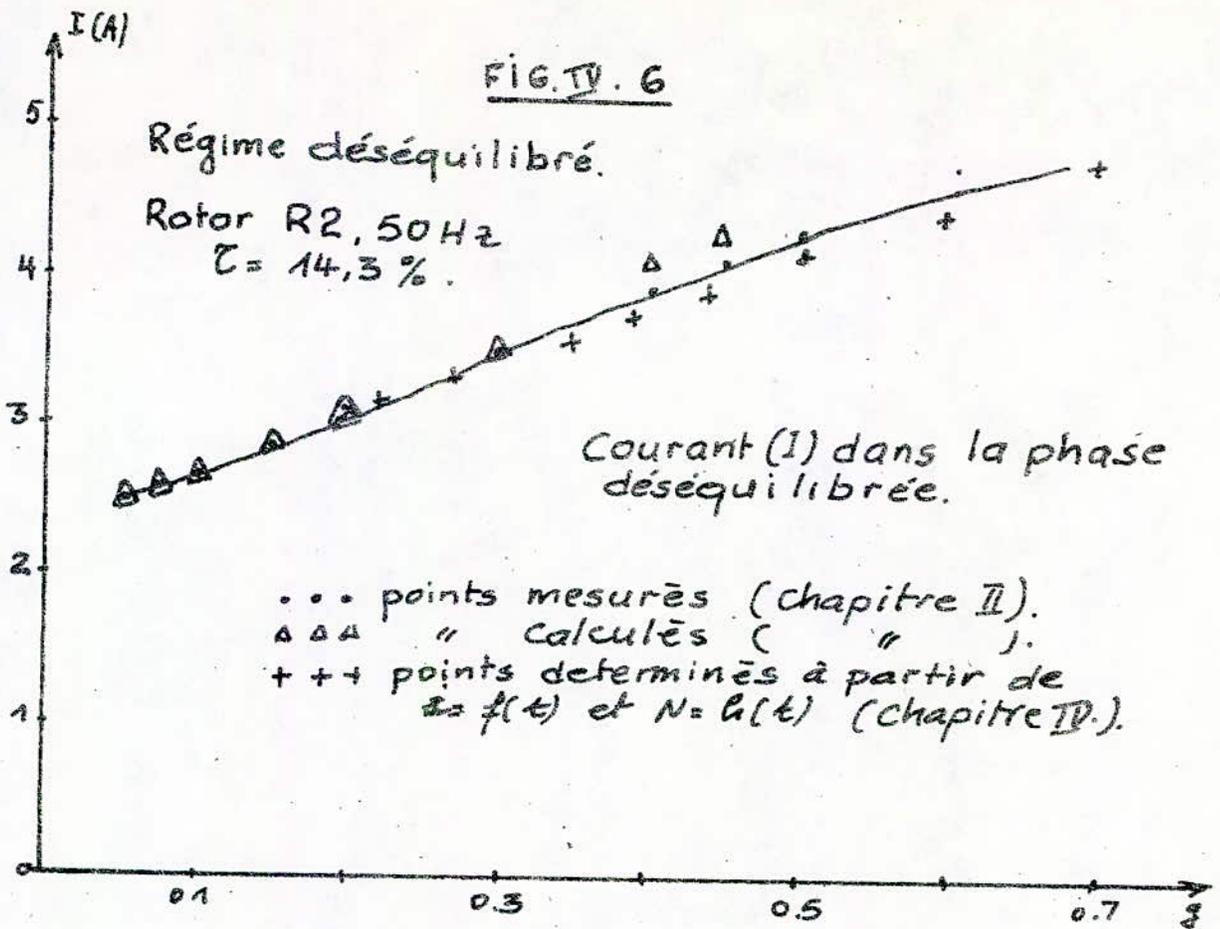


Fig. IV. 4. c





### IV.3: RESULTATS OBTENUS

#### IV.3.1: Régime équilibré

##### a) Variation du courant statorique en fonction du temps avant d'atteindre le régime permanent (démarrage)

Remarque: le fonctionnement à vide du moteur est pratiquement impossible à réaliser si nous voudrions obtenir le signal de la vitesse. La machine à courant continu entrainée (Fig.IV.1) présente un couple élevé par rapport au moteur. Ainsi, lors de nos relevés nous avons fixé un couple de charge c'est à dire un glissement pour chaque tension de démarrage (ou taux de déséquilibre).

V (V)	$i_{\text{forcé}}$ (A)	$i_o$ (A)	$i_o / i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)
200	6,50	11,38	1,75	330
185	5,65	9,90	1,75	372
170	5,30	9,23	1,74	398
150	4,31	6,86	1,59	449
127	3,75	6,00	1,59	508

Tableau IV.1: "f= 50Hz, rotor R2, g = 0,10 en régime établi"

V (V)	$i_{\text{forcé}}$ (A)	$i_o$ (A)	$i_o/i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)
200	7,35	12,13	1,65	288
185	6,64	11,31	1,70	350
170	6,15	10,08	1,64	403
150	5,23	8,62	1,64	540
127	4,24	6,86	1,62	598

Tableau IV.2 : "f=50Hz, rotor R2 , g = 0,20 en régime établi"

avec :

$T_1$ : constante de temps pour les courants statoriques au démarrage.

$i_o$ : courant statorique en régime établi.

$i_f$ : courant statorique au démarrage ( $t = 0$ ).

b)- Montée en vitesse

V(V)	$T_2$ (ms)	V(v)	$T_2$ (ms)
220	197	185	353
200	220	170	420
185	357	150	620
170	421		
150	590		
127	1040		

Tableau IV.4: "f=50Hz, rotor R2, g = 0,10 en régime établi."

Tableau IV.3: "f=50Hz, rotor R2, g= 0,20 en régime établi."

avec :  $T_2$  : constante de temps pour les montées en vitesse.

#### IV.3.2: Régime d'alimentation en tensions déséquilibrées

##### a)- Variation des courants statoriques en fonction du temps à l'établissement du système de tensions

Comme pour les chapitres II et III, le déséquilibre des tensions triphasées est obtenu en maintenant deux tensions égales tout en variant la troisième.

$\tau$ en %	phase non déséquilibrée				phase déséquilibrée			
	$i_{\text{forcé}}$	$i_o$	$i_o/i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)	$i_{\text{forcé}}$	$i_o$	$i_o/i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)
0	6,50	11,38	1,75	330	/	/	/	/
4,40	6,64	12,50	1,88	340	5,80	10,9	1,88	280
14,30	6,36	11,45	1,80	400	3,96	7,55	1,90	398
33,40	6,50	11,45	1,76	730	2,26	5,2	2,30	576

Tableau IV.5: "f=50Hz, rotor R2,  $g = 0,10$  en régime établi"

Nota: les courants sont exprimés en Ampères.

$\tau$ en %	phase non déséquilibrée				phase déséquilibrée			
	$i_{\text{forcé}}$	$i_o$ (A)	$i_o/i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)	$i_{\text{forcé}}$	$i_o$	$i_o/i_{\text{forcé}}$	$T_1$ (ms)
0	7,35	12,13	1,65	288	/	/	/	/
4,40	7,35	11,88	1,61	348	6,50	10,41	1,60	300
13,30	7,07	10,60	1,50	549	4,52	8,33	1,90	414
33,40	7,28	10,19	1,40	946	2,40	5,53	2,30	690
49,40	7,63	11,04	1,45	1700	1,13	3,17	2,80	720

Tableau IV.6: "f=50Hz, rotor R2,  $g = 0,20$  en régime établi"

b) Montée en vitesse

	0	4,40	14,30	33,40	49,40
T2 (ms)	220	270	420	610	678

Tableau IV.7: "  $f = 50 \text{ Hz}$  , rotor  $R_2$  "

IV.4- EXPLOITATION DES RESULTATS:

IV.4.1 - Régime équilibré:

a) Tensions:

1°) Mise sous tensions brusque du moteur:

La tension s'établit rapidement (exemple Fig.IV.3.a), le régime libre est très réduit et ce quelque soit le taux de déséquilibre.

2°) Débranchement du moteur:

Le moteur tournant à un glissement donné, à l'ouverture, la tension s'annule avec un régime transitoire fort réduit (Fig.IV.3b) quel que soit ( ).

b) Courant statorique à l'établissement de la tension:

Les oscillogrammes du courant à l'établissement de la tension pour le moteur à partir de l'arrêt (Fig.IV.1.a et b) quelque soit ( ) présentent l'allure d'un régime aperiodique amorti simple. Nous avons donc approximé le régime variable du courant statorique lors de la mise brusque sous tensions du moteur par l'expression suivante tirée directement à partir des oscillogrammes:

$$i(t) = i_{\text{forcé}} + (i_0 - i_{\text{forcé}}) \cdot \exp(-t/T_1) \quad (\text{IV.1})$$

L'exploitation des tableaux (IV.1) et (IV.2) montre que le rapport du courant appelé au démarrage ( $t=0$ ) sur le courant en régime établi ( $i_0 / i_{\text{forcé}}$ ) est relativement réduit. Ce qui représente un avantage pour le moteur d'induction à rotor massif lisse sachant que le couple de ce dernier est maximum au démarrage.

La constante de temps  $T_1$  augmente lorsque la tension d'alimentation (V) augmente.

c)- Montée en vitesse

La vitesse à partir du démarrage suit l'expression classique (exemples Fig. IV.2.a et b):

$$n(t) = N_{\text{finale}} \cdot (1 - \exp(-t/T_2)) \quad (\text{IV.2})$$

avec:  $N_{\text{finale}}$  : vitesse en régime établi (tr/mn)

-La constante de temps  $T_2$  augmente quand la tension (V) diminue.

IV.4.2: Régime déséquilibré

-Comme en régime équilibré, la tension est pratiquement établie instantanément pour les trois phases.

a)- Courants statoriques en régime transitoire

Comme pour le cas de la mise sous tensions équilibrées du moteur, le courant statorique en régime transitoire peut être approximé par l'expression (IV.1) pour tous les taux de déséquilibre ( $\sqrt{3}$ ) utilisés.

Sur les tableaux IV.5 et IV.6, le rapport  $i_0/i_{\text{forcé}}$  reste dans les mêmes limites que pour le cas d'une alimentation équilibrée pour la phase où la tension est gardée constante. Par contre, il augmente avec le taux de déséquilibre ( $\sqrt{3}$ ) pour la phase déséquilibrée. Toutefois, cette augmentation (pointe de courant) n'est pas néfaste pour le moteur car relativement aux phases équilibrées, le courant de la phase déséquilibrée est faible.

-La constante de temps  $T_1$  augmente avec le taux de déséquilibre.

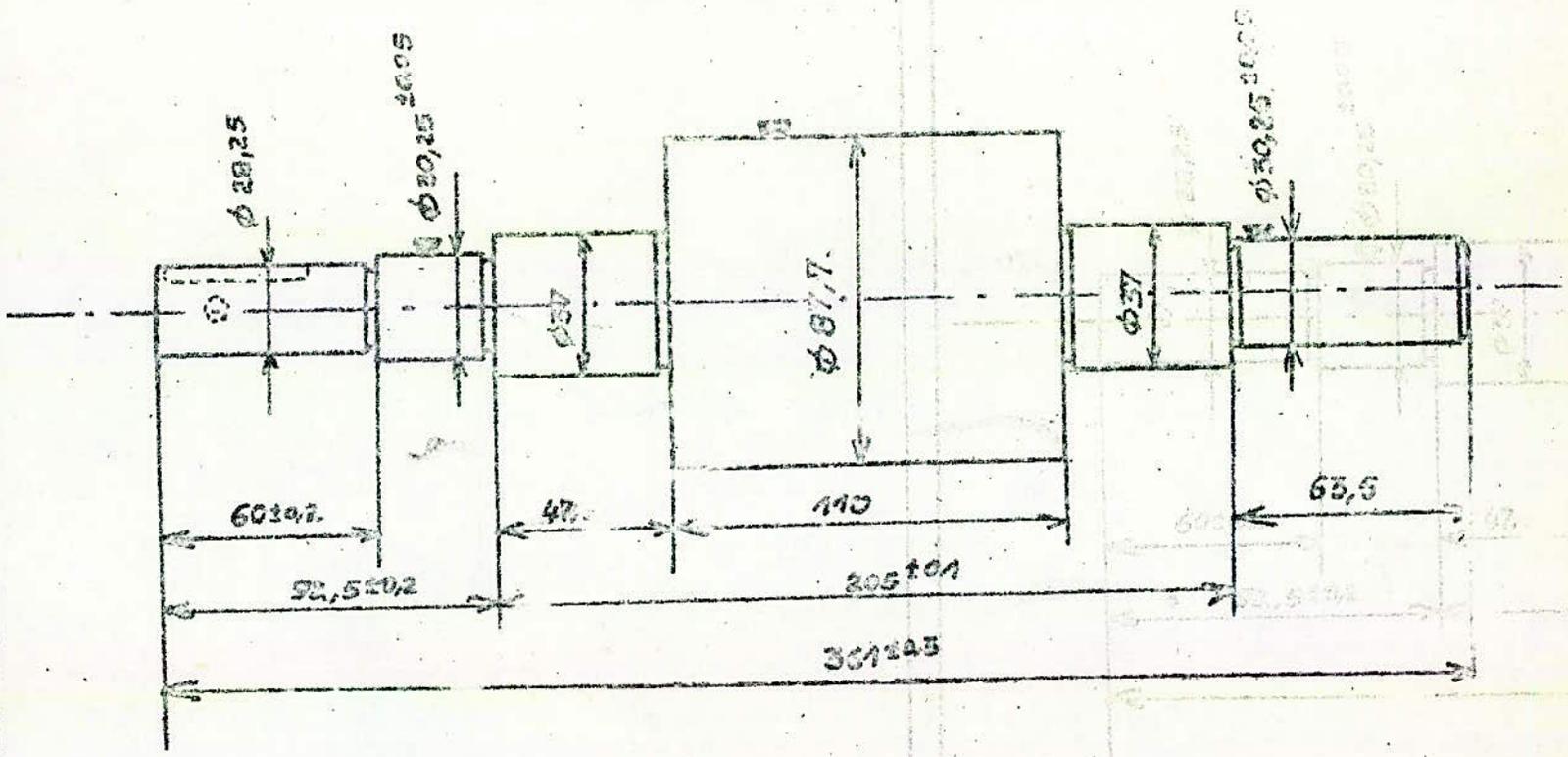
b)- Vitesse en régime transitoire

La montée en vitesse en fonction du temps suit à chaque taux de déséquilibre ( $\sqrt{3}$ ) l'expression (IV.2).

La constante de temps ( $T_2$ ) augmente avec le taux de déséquilibre.

IV.4.3: Détermination indirecte des caractéristiques électromécaniques

Sous une tension (V) et pour une fréquence (f) données, nous avons



Travail pratique de mécanique

NOT

déterminé les caractéristiques électromécaniques du moteur indirectement en utilisant les expressions (IV.1) et (IV.2). Celles-ci concordent avec les caractéristiques mesurées directement (Fig.IV.4.c et Fig.IV.5).

Dans le cas d'une alimentation en tensions déséquilibrées, pour un taux de déséquilibre ( $\sqrt{2}$ ) fixé, nous avons tracé les caractéristiques électromécaniques  $I_{1,2,3} = f(g)$  en exploitant les oscillogrammes  $i_{1,2,3}(t)$  et  $n(t)$  approxinés également par les expressions (IV.1) et (IV.2). La concordance entre les caractéristiques mesurées directement et celles déterminées indirectement est techniquement bonne (Fig.IV.6 et Fig.IV.7).

## CONCLUSION

Cette étude expérimentale sommaire du régime variable montre que le courant appelé, lors de la mise brusque sous tensions du moteur d'induction à rotor massif lisse, présente un régime aperiodique amorti simple et ce pour divers taux de déséquilibre.

L'exploitation de cette considération pour déterminer indirectement les caractéristiques électromécaniques a donné des résultats acceptables comparés à ceux obtenus directement. Ainsi, l'approximation des régimes variables du courant statorique et de la vitesse par des fonctions de transfert du premier ordre laisse entrevoir des possibilités d'asservissement du moteur d'induction à rotor massif lisse. Il faudrait pour cela approfondir davantage la question (étude théorique, simulation, etc ...).

Le rapport (courant à l'instant d'enclenchement sur le courant en régime établi) de ce type de moteur est plus réduit comparativement à celui obtenu pour les machines d'induction classiques. Avec son aptitude à supporter les chocs, ce moteur conviendrait pour une utilisation où les démarrages sont fréquents, pour des taux de déséquilibre étudiés.



Ce travail que nous avons effectué nous a permis en premier lieu de confirmer que la détermination des performances d'un moteur d'induction à rotor massif lisse en adoptant une caractéristique magnétique non linéaire limitée pour l'acier rotorique est la solution la mieux adaptée et la moins coûteuse dans le cas d'une alimentation équilibrée. Ceci est d'autant plus vrai lorsqu'on utilise dans les calculs le paramètre (K) obtenu par des mesures (ce paramètre tient compte de l'induction de saturation ( $B_s$ ), de la conductivité de l'acier rotorique et des dimensions de la machine).

Par ailleurs, nous avons pu mettre en évidence les avantages liés à une augmentation de la largeur d'entrefer (en prenant comme largeur de référence celle du moteur classique auquel était destiné le stator utilisé) à savoir; la diminution des pertes superficielles dues à la présence des dents statoriques; mais également ses inconvénients (augmentation du courant magnétisant et une surélévation de température).

Le moteur d'induction à rotor massif lisse alimenté par un système de tensions déséquilibrées conserve ses qualités au démarrage. Pour ce même régime et jusqu'à des taux de déséquilibre ( ) inférieurs ou égaux à 20%, l'élévation de température maximale en régime permanent n'exède pas 5% de celle obtenue pour un taux de déséquilibre nul pour un même glissement. Tout ceci est en faveur de ce type de moteur qui voit ainsi s'élargir son domaine d'application.

En ce concerne le comportement thermique du moteur d'induction à rotor massif lisse, il est intéressant de noter que l'élévation de température au niveau du stator suit une loi identique à celle de l'échauffement d'un corps solide homogène quelque soit le taux de déséquilibre du système des tensions d'alimentation.

Par ailleurs, nous avons déduit expérimentalement qu'il est possible en régime équilibré permanent de prédéterminer avec une bonne précision la température finale pour toute largeur d'entrefer à partir de la connaissance de celle obtenue par un entrefer donné. La loi empirique permettant ce résultat n'étant

vérifiée que pour les trois entrefers testés, il serait intéressant de connaître son domaine de validité pour une gamme de largeurs d'entrefer plus variée et pour des machines de différentes puissances.

Dans le cas d'un enroulement à bobines concentriques au stator, la température atteint son maximum dans le cas d'une alimentation en tensions déséquilibrées pour les points situés sur l'axe magnétique de la bobine extérieure de la phase déséquilibrée (points où les pertes dues aux harmoniques d'ordre supérieurs sont les plus élevées).

L'étude sommaire du régime variable à partir de la mise sous tensions du moteur a montré que le courant statorique et la vitesse peuvent être approximés par des fonctions de transfert du premier ordre. Ce qui laisse entrevoir des possibilités d'asservissement du moteur d'induction à rotor massif lisse. Il faudrait pour cela approfondir davantage la question (étude théorique simulation, etc...).

Avec un faible appel de courant et un couple maximum au démarrage, ce type de moteur conviendrait pratiquement pour l'accélération des masses (commande de centrifugeuses par exemple).



- (1) Dr.E.ROSEMBERG : "Eddy currents in iron masses"  
The Electrician - 24/08/1923.
- (2) Mc.LEAN: "Theory of stong electromagnétique waves in massive iron"  
Brooklyn 1 -New-York -24/11/1953.
- (3) Mc.CONNEL and SVERDRUP : "The induction machine with solid iron rotor"  
A.I.E.E. June 1955.
- (4) KOSTENKO et L.PIOTROVSKI : "Machines à courant alternatif"  
Editions MIR -Tome 2 - 1978.
- (5) I.WOOLEY, B.J.CHALMERS: "Internal design of unlaminated rotor induction machines"  
Proc.I.E.E. - Vol.121 - N°3 - March 1974.
- (6) R.A.JAMIESON : "Eddy currents effects in solid, unslotted iron rotors"  
Proc.I.E.E. - Vol.115 - N°6 - June 1968.
- (7) M.E.ZAIM : "Contribution à l'étude du moteur asynchrone à rotor massif rainuré"  
Thèse de Docteur-Ingénieur Nancy 1979.
- (8) B.J.CHALMERS, E.SPOONER and R.H.Abdel-Hamid: "Parameters of solid rotor induction machines with unbalanced supply"  
I.E.E. Proc. Vol.127 -Pt.B - N°3 - May 1980.
- (9) H.M.Mc.CONNEL : The polyphase induction motor with solid rotor"  
A.I.E.E. April 1953.
- (10) E.L.LESSITSKY et A.M.OLEYNIKOV: "Calcul de la puissance électromagnétique d'une machine asynchrone à rotor massif à deux couches"  
Electricité N°1 - 1982.
- (11) H.YEE : "Effects of finite length of solid iron induction machines"  
Proc.I.E.E. Vol.118 - N°8 - Août 1971.
- (12) GIBBS : "Induction and synchronous motors with solid rotor"  
Journal.I.E.E. April 1953.
- (13) B.LAPORTE: "Etude du comportement d'un matériau ferromagnétique isotrope dans un champ glissant"  
R.G.E. N°3 - Mars 1974.
- (14) B.LAPORTE : "Contribution au calcul des machines à pôles massifs"  
Thèse de Docteur-Ingénieur Nancy 1970.

- (15) G.SEGUIER et F.NOTELET "Electrotechnique Industrielle"  
Technique et Documentation - 1980.
- (16) R.GARCIA , J.MEZIERE, J.E.RIALLAUD et R.BONNEFILLE:  
"Détermination des températures dans les parties  
tournantes des machines électriques. Application  
aux machines synchrones à rotor massif".  
R.G.E. - 1982 (Janvier).
- (17) M.LIWSCHITZ : "Calcul des machines électriques".  
Editions S.P.E.S. Lausanne - Tome 1 - 1967.
- (18) B.J.CHALMERS, I.WOOLEY : "General Theory of solid-rotor induction  
machines".  
Proc.I.E.E. - Vol.119 - N°9 - Sept. 1972.
- (19) P.PETIT et J.DELASSUS : "Utilisation des moteurs asynchrones à  
rotor massif dans les machines à vitesse rapide".  
Revue Technique C.E.M. - N°87 - 1973.
- (20) SARMA and SONI : "Experimental study of solid-rotor and composite  
inductions motors".  
I.E.E.E. Trans. 1972 - PAS 9 - pp. 1812 - 1819.
- (21) M.E.ZAIM : "Moteur asynchrone à rotor massif lisse sous l'hypothèse  
d'une perméabilité constante".  
Rapport interne non édité E.N.S.E.M. Nancy -1977.
- (22) LEO A.FINZI and DEREK A. PAICE : "Analysis of the solid iron rotor  
induction motor for solid-state speed controls"  
I.E.E.E - Power apparatus and systems - February.1968.