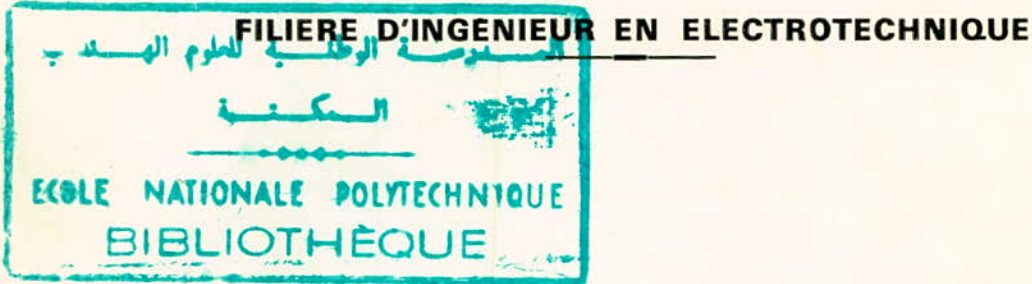


UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ALGER

20

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département d'Electrotechnique



PROJET DE FIN D'ETUDES

**LE MOTEUR LINEAIRE
SYNTHESE THEORIQUE
ET EXPERIMENTATION
D'UN PROTOTYPE DE LABORATOIRE**

Réalisé par :
ATTAF M. T.

Sous la Direction de
M. KOURGLI
Chef de Département Electrotechnique
et Professeur à l'ENPA

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département d'Electrotechnique

FILIERE D'INGENIEUR EN ELECTROTECHNIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES

**LE MOTEUR LINEAIRE
SYNTHESE THEORIQUE
ET EXPERIMENTATION
D'UN PROTOTYPE DE LABORATOIRE**

Réalisé par :
ATTAF M. T.

Sous la Direction de
M. KOURGLI
Chef de Département Electrotechnique
et Professeur à l'ENPA

Promotion Janvier 1983

R E M E R C I E M E N T S

Plusieurs personnes ont aidé, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail, c'est avec plaisir que je dis toute ma gratitude et mes vifs remerciements, à mon promoteur Mr M. KOURGLI, à Mr ZAIM, à Mr KAPSZINSKI, à MM les professeurs R. BONNEFILLE du Conservatoire National des Arts et Metiers (Paris) et O. PESTEANU de l'Université de Brassov (Roumanie), à Mlle F. AMARA, à Mr CHEKIREB, à Mr RIVA du Centre Culturel Universitaire et aux responsables des centres de documentation de SONELGAZ à Alger et Blida.

à ma mère
et
à la mémoire de mon père

à ma femme

à ma petite fille
Lella
à titre prénatal
et en guise de bienvenue

à mes frères et soeurs

à tous mes amis
en particulier
Pierre Mathieu de Vienne

S O M M A I R E

	Page
Introduction.....	3
Première Partie SYNTHESE THEORIQUE	
CHAPITRE 1.— Modes de fonctionnement et caractéristiques principales.....	7
1.1 Configuration géométrique.....	7
1.2 Caractéristiques du moteur linéaire.....	9
CHAPITRE 2.— Principe de fonctionnement.....	16
2.1 Modèle magnétique.....	16
2.2 Constitution générale du modèle magnétique.....	17
2.3 Constitution des inducteurs.....	17
2.4 Constitution de l'induit.....	19
2.5 Impératifs d'étude en laboratoire.....	20
CHAPITRE 3.— Equations générales.....	23
3.1 Equations du champ magnétique.....	25
3.2 Equations des courants induits.....	27
CHAPITRE 4.— Schéma équivalent du moteur linéaire tenant compte de l'effet d'extrémité.....	29
4.1 Principe de la méthode.....	29
4.2 Calcul des paramètres propres à l'effet d'extrémité	29
4.3 Elaboration du schéma équivalent.....	37
4.4 Etude à partir du schéma équivalent : Détermination du courant primaire.....	40
CHAPITRE 5.— Calcul de la force de propulsion et des puis- sances développées par la machine.....	42
5.1 Force de propulsion.....	42
5.2 Puissance d'entrée.....	43
5.3 Puissance de sortie.....	44
5.4 Rendement.....	44

Deuxième Partie

EXPERIMENTATION

D'UN PROTOTYPE DE LABORATOIRE

CHAPITRE 6. — Presentation de la machine.....	46
6.1 Constitution.....	46
6.2 Caractéristiques géométriques.....	46
6.3 Dimensions de l'inducteur.....	48
6.4 Dimensions de l'induit.....	48
6.5 Qualités et défauts.....	50
6.6 Enroulement.....	51
CHAPITRE 7. — Forme du champ dans l'entrefer.....	53
7.1 Dispositif de mesure.....	53
7.2 Effet du mode d'enroulement.....	59
7.3 Justification de ce choix.....	60
CHAPITRE 8. — Performances vitesse.....	68
8.1 Caractéristique vitesse-fréquence.....	68
8.2 Variation du facteur de puissance.....	72
8.3 Commande et freinage.....	74
Conclusion.....	80
Bibliographie.....	82

I N T R O D U C T I O N

L'idée ancêtre de la machine linéaire actuelle remonte à 1902 lorsque l'américain Alfred ZEHDEN dépose un brevet préconisant l'emploi d'un dispositif de propulsion linéaire sur rails.

Ce nouveau mode de propulsion confronté aux impératifs technologiques et économiques de l'époque se vit oublier au profit d'un développement rapide et utile des machines tournantes qui depuis lors répondent à toutes les exigences industrielles.

Peu d'applications de la machine linéaire ont vu le jour depuis, ce n'est que pendant la dernière guerre qu'on vit une première réalisation importante, celle de deux catapultes à avions à moteur linéaire, mises en exploitation par la firme américaine WESTINGHOUSE. La plus importante de ces catapultes, dotée d'un induit en cage d'écureuil de 400m de long pouvait développer une puissance de 10000 Ch à la vitesse de 300 km/h.

Au cours de ces vingt dernières années, le progrès croissant dans le domaine du transport de personnes, de manutention et de vérins, aidé par la recherche permanente de solutions plus faciles et plus sûres a suscité un intérêt particulier pour le moteur linéaire.

L'importance maintenant incontestable de celui-ci retient l'attention de bon nombre de chercheurs de par le monde, les travaux essentiellement orientés vers les systèmes de transport permettent d'espérer que le développement proche des véhicules à coussins d'air va entraîner celui des moteurs linéaires à grande vitesse, tant il est vrai que l'association de ces deux techniques constitue une solution privilégiée de

par son originalité et sa simplicité.

Il ne peut être adéquat de trop parler de simplicité du moteur linéaire, il serait juste de préciser que cette machine supprime effectivement tous les problèmes de liaisons mécaniques, d'engrenages, de graissage et de frottements qui accompagnent les machines tournantes classiques. Mais elle est de par sa forme géométrique particulière affectée par un phénomène spécifique du à la discontinuité de ses parties et appelé "effet d'extrémité".

Plusieurs méthodes d'analyse des machines linéaires permettent actuellement l'étude de cet effet d'extrémité et nombreuses d'entre elles laissent ressortir que cet effet rend difficile une modélisation technique similaire à celle du modèle de circuit équivalent des machines tournantes à induction.

Nous retenons que malgré cette inconvenance le moteur linéaire introduit indéniablement un nouveau mode de conversion d'énergie qui retient l'attention chaque jour davantage, sa qualité majeure étant l'aptitude à déployer un effort de propulsion par simple liaison électromagnétique tout en restant indemne de toute insertion de moyens de transmission mécanique.

Acception faite de ces motifs il devient visiblement irrationnel de constituer un mouvement linéaire en partant d'un mouvement rotatif délivré par des machines tournantes qu'il faut ensuite transformer en s'embarassant de tous les tracas que pose l'adhérence de roues motrices ou la fragilité de transmissions.

C'est donc comme un heureux évènement qu'est accueillie la reprise des travaux sur le moteur linéaire. Nous nous proposons dans le cadre de ce projet de faire une synthèse de différentes études réalisées sur cette machine.

Une première partie à caractère bibliographique retracera les grandes lignes de la théorie, y compris la modélisation mathématique. La seconde partie sera consacrée à l'étude expérimentale d'un prototype de laboratoire.

Il est à noter que les études sur le moteur linéaire, conséquentes en nombre et touchant à de multiples domaines d'application, ne peuvent tenir dans un travail aussi succinct. Nous limiterons donc volontairement celui-ci aux éléments jugés essentiels.

1ère Partie

Synthèse Théorique

1.1 Configuration géométrique

Basé sur le principe du couplage par champ électromagnétique, le moteur linéaire, quoique de configuration différente, a la même origine que le moteur rotatif. Il peut être obtenu à partir de celui-ci par une transformation topologique simple consistant en un développement sur un plan d'un moteur asynchrone en cage d'écureuil qu'on aurait découpé préalablement suivant un demi-plan passant par l'axe de rotation de l'induit.

Cette configuration nouvelle est dans son principe envisageable pour tous les types de moteurs rotatifs, il est donc possible de concevoir des moteurs linéaires synchrones, asynchrones (à bagues et à cage), à courant continu et pas-à-pas. Les difficultés entraînées par des contacts glissants feront cependant préférer, dans la plupart des cas, le moteur linéaire du type asynchrone de même morphologie que le moteur asynchrone à cage qui présentera aussi la structure la plus économique.

Considérons un moteur asynchrone à cage et augmentons par la pensée le nombre de barreaux de l'échelle cylindrique, on obtiendrait à la limite une nappe conductrice cylindrique en cuivre (ou en aluminium). Si en plus nous disposons à l'intérieur de ce rotor massif une armature magnétique fixe coaxiale et munie d'enroulements de même type que ceux de l'armature extérieure, contribuant ainsi à la création du champ tournant inducteur, le convertisseur obtenu de cette façon s'appelle "le moteur cloche". Il suffit maintenant de couper ce moteur le long d'un méridien mm' quelconque et de le développer sur un plan,

pour aboutir à la configuration classique du moteur linéaire à champ glissant (à inducteur bilatéral).

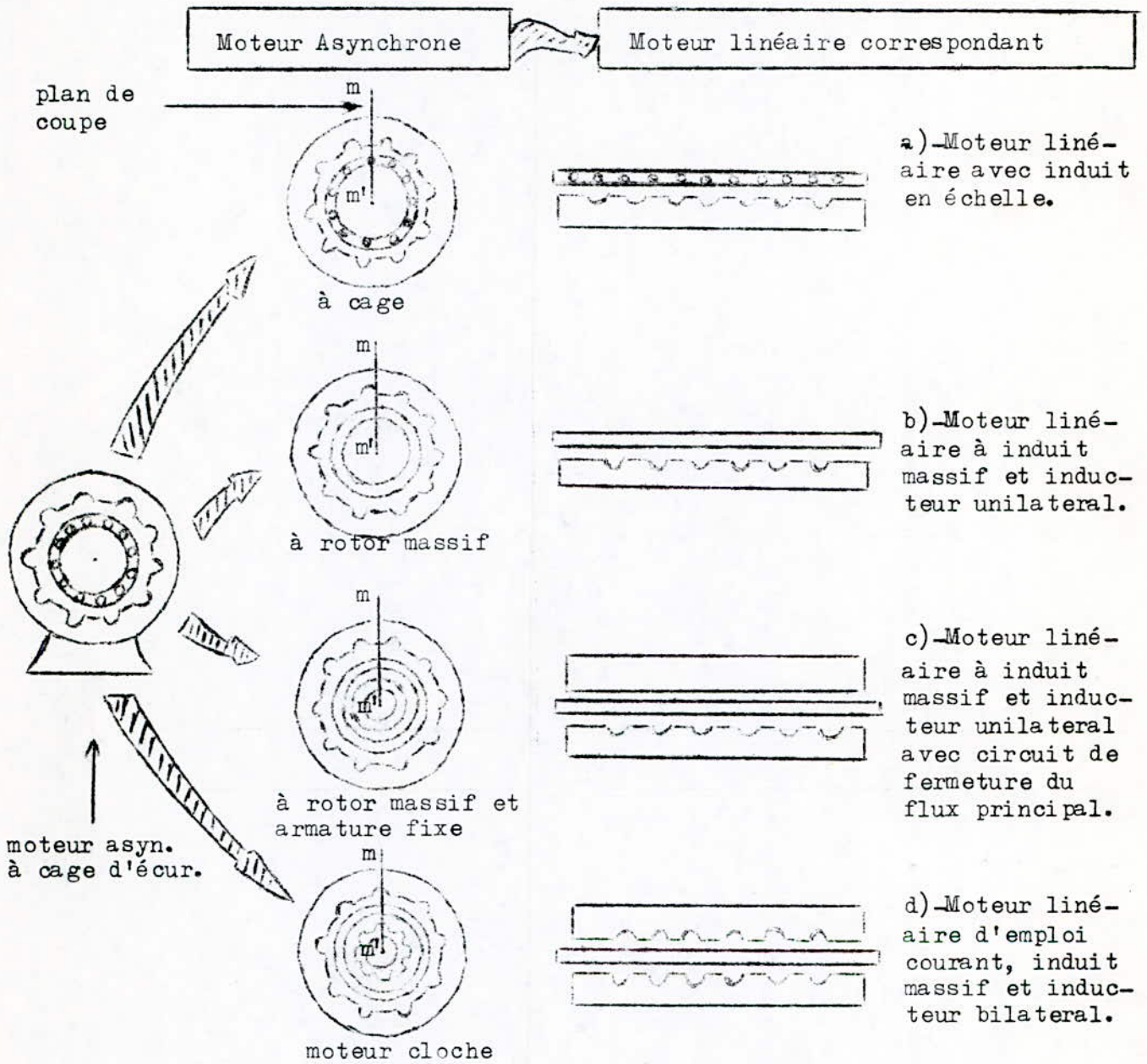


fig (1)-Différents types de moteur linéaire à induction.

Il est clair que le champ magnétique tournant au départ se transforme selon cette transposition en un champ glissant linéairement.

En se référant au mode de fonctionnement de la machine tournante, l'induit massif constitue la partie mobile, mais il est possible d'inverser les rôles en la fixant, c'est l'inducteur qui serait alors contraint au déplacement le long de cette barre métallique. Pour obtenir un véhicule à propulsion par moteur linéaire il suffit de rendre celui-ci solidaire de l'inducteur.

Outre les induits en échelle, il existe également d'autres variantes d'exécution de l'induit, permettant ainsi de diversifier le nombre de réalisations possibles, on trouve :

- des induits conducteurs
- des induits magnétiques massifs
- des induits mixtes

Ces derniers étant constitués par une feuille en métal conducteur appliquée contre une plaque d'acier magnétique.

1.2 Caractéristiques du moteur linéaire

Face à un problème qui se pose à l'utilisateur, il est nécessaire de pouvoir faire parmi les diverses exécutions possibles, un choix qui répondrait de façon optimale aux exigences posées à la machine. Dans le but de définir les critères aidant à ce choix, nous présentons ici les caractéristiques essentielles du moteur linéaire.

1.2.1 Caractéristique des efforts parasites

Dans le cas où le moteur linéaire est muni d'un induit avec fer il y'a lieu de considérer l'importance que peuvent prendre les forces normales au déplacement. Ces forces existent dans le moteur rotatif mais du fait de sa géométrie circulaire, elles se manifestent sous

l'aspect d'efforts internes qui s'annulent mutuellement, ce qui n'est pas possible dans le cas du moteur linéaire.

Elles auront selon leur nature :

- un effet d'attraction magnétique lorsqu'elles sont dues à l'action d'un champ magnétique créé par l'inducteur sur la culasse magnétique de retour du flux de l'induit. Au même titre que l'induction magnétique, ces forces sont maximales à la vitesse de synchronisme.

- un effet de répulsion électrodynamique naissant entre les courants qui circulent dans les conducteurs de l'inducteur et les courants créés dans l'induit. Au même titre que les courants dans l'induit, ces forces sont maximales lors du démarrage (glissement égal à l'unité).

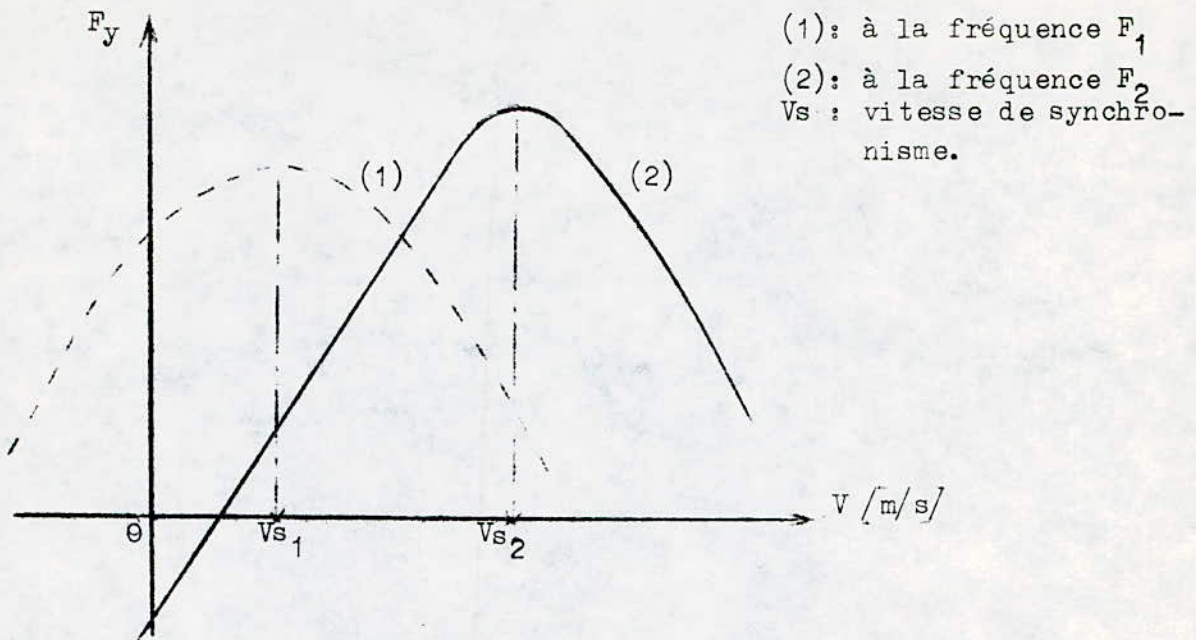
C'est la résultante de ces deux efforts antagonistes qui agit sur la partie mobile du moteur, ses variations en fonction de la vitesse sont données par la figure (2).

Dans leur ensemble ces sollicitations parasites sont dues aux courants dont le trajet est parallèle au prolongement de la machine, la force utile à la propulsion est quand à elle engendrée par l'interaction avec le champ de l'inducteur des seuls courants circulant dans l'induit sur un trajet parallèle aux encoches.

Il est à préciser que la force magnétique attractive n'apparaît que lorsque l'induit avec fer est attelé à un inducteur unilatéral. Dans le cas contraire, l'inducteur bilatéral permet une compensation des efforts attractifs de part et d'autre lorsque la symétrie de réalisation et de positionnement des inducteurs est respectée rigoureusement (pour éviter l'apparition d'efforts différentiels).

Dans certains cas ces attractions magnétiques peuvent être utilisées soit pour augmenter l'adhérence, soit pour réduire les pertes de

glissement, en amenuisant la pesanteur, on pourra ainsi diminuer la poussée nécessaire au mouvement.



fig(2)-Resultante des forces normales au déplacement en fonction de la vitesse.

Pour les moteurs de petite puissance, cette force attractive est de loin prépondérante et son action peut affecter directement le dispositif de guidage en créant des frottements ou en déséquilibrant une partie de la machine par rapport aux autres parties. C'est la raison qui incite à en prendre connaissance.

Nous présentons sur la figure (3) pour les différents modes d'exécution du moteur linéaire, les variations de cette force d'attraction (prise par rapport à la poussée maximum) en fonction de la valeur de l'entrefer.

Enfin dans le cas où l'induit est formé d'un conducteur amagnétique tel le cuivre ou l'aluminium, la structure du moteur comprendra

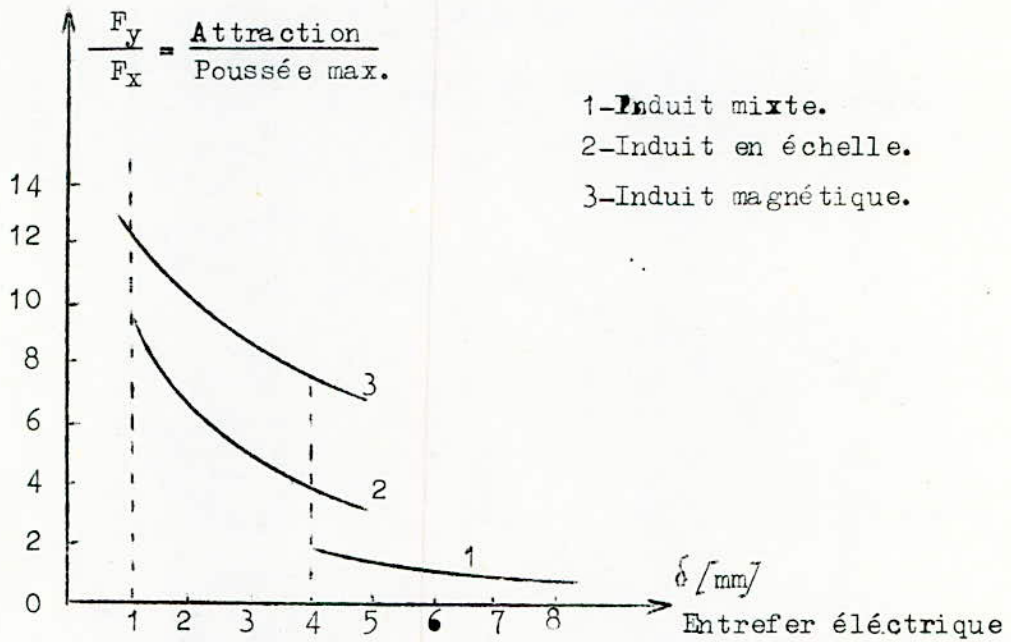
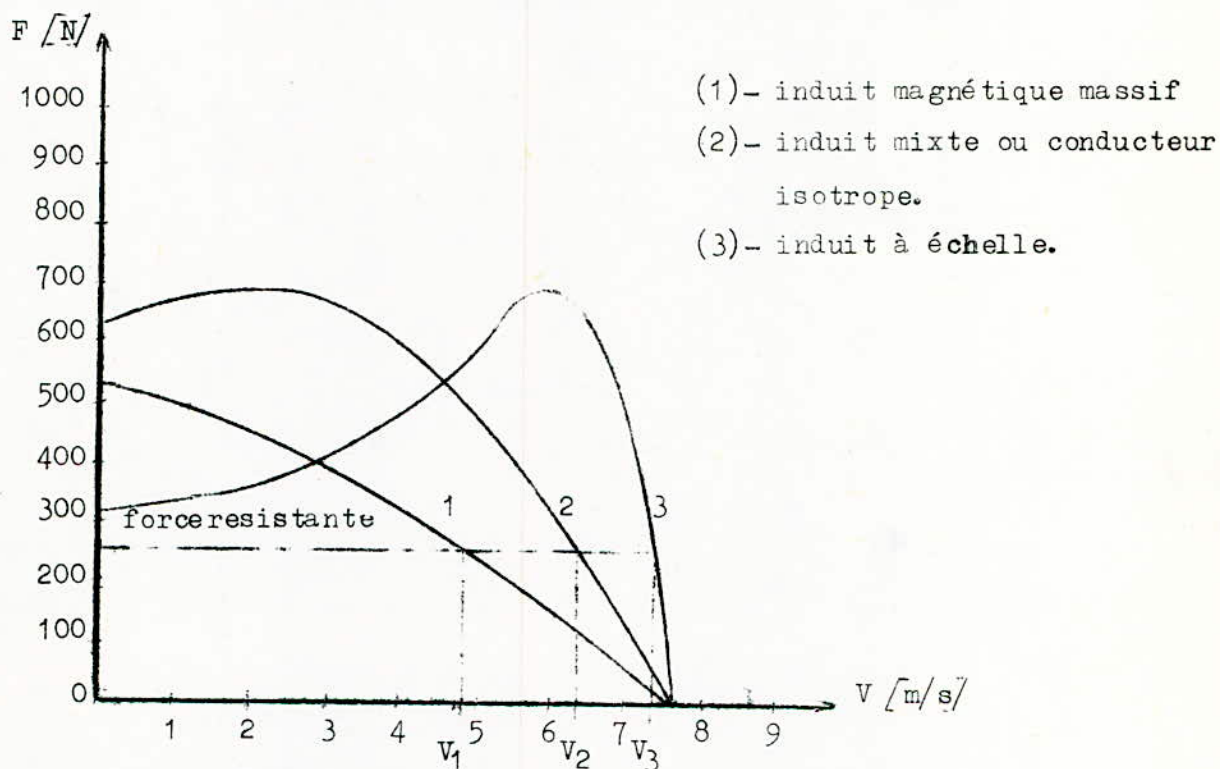


fig (3) -Variations du rapport attraction magnétique au synchronisme sur force de démarrage en fonction de l'entrefer.

un inducteur bilatéral (ou bien unilatéral joint à une culasse de fermeture du flux). En conséquence de l'absence de fer dans l'induit, il ne s'exercera plus d'efforts magnétiques attractifs entre l'inducteur et l'induit mais plutôt entre les deux inducteurs, ce qui incitera à prévoir un montage mécanique robuste pour conserver aux inducteurs leur parallélisme et leur distance.

1.2.2 Caractéristiques poussée en fonction de la vitesse

Pour un même inducteur, les caractéristiques de la poussée en fonction de la vitesse changent avec le type de l'induit.



fig(4)-Caractéristiques force-vitesse pour un même inducteur et différents types d'induit.

A entrefer mécanique constant et pour une valeur donnée de la poussée, le glissement croît en passant de l'induit en échelle à l'induit mixte ou uniquement conducteur et atteint sa valeur maximum, souvent supérieure à 50% avec l'induit magnétique massif.

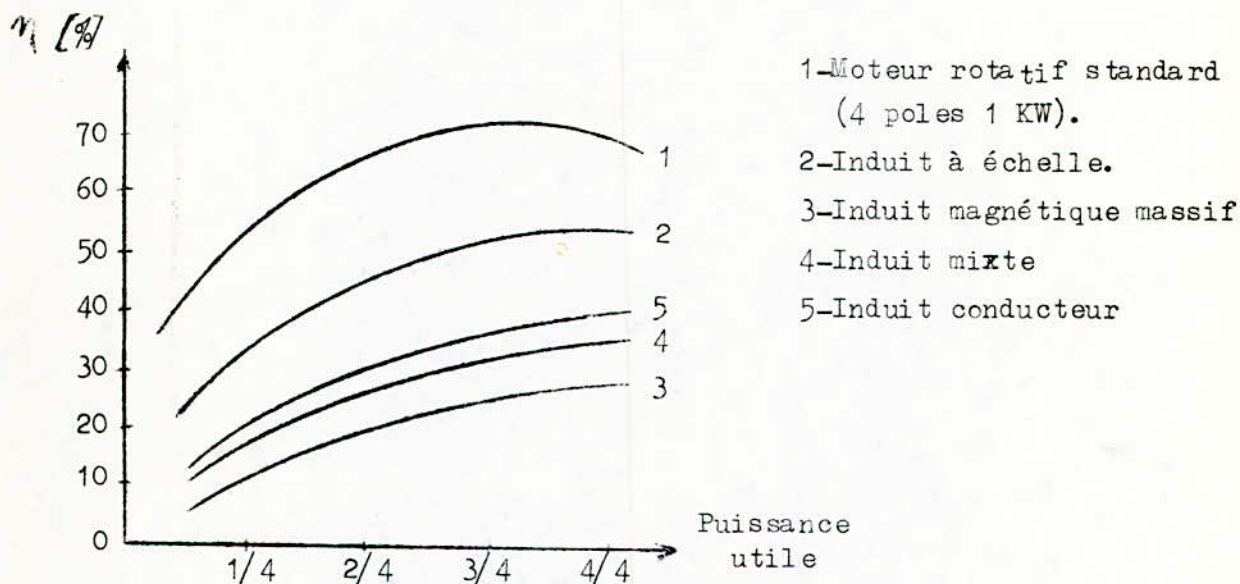
Les résultats sont meilleurs lorsque le secondaire est en échelle, le glissement peut alors être très faible et les variations de charge sans grande influence.

1.2.3 Caractéristiques du rendement et du facteur de puissance

Pour l'utilisateur du moteur linéaire, il est important de connaître la valeur du rendement qui varie en fonction de la puissance mais aussi du mode de réalisation de l'induit.

En raison de sa géométrie particulière et des pertes aux extrémités, le moteur linéaire a une puissance spécifique inférieure à celle du moteur tournant et de ce fait son rendement est plus faible.

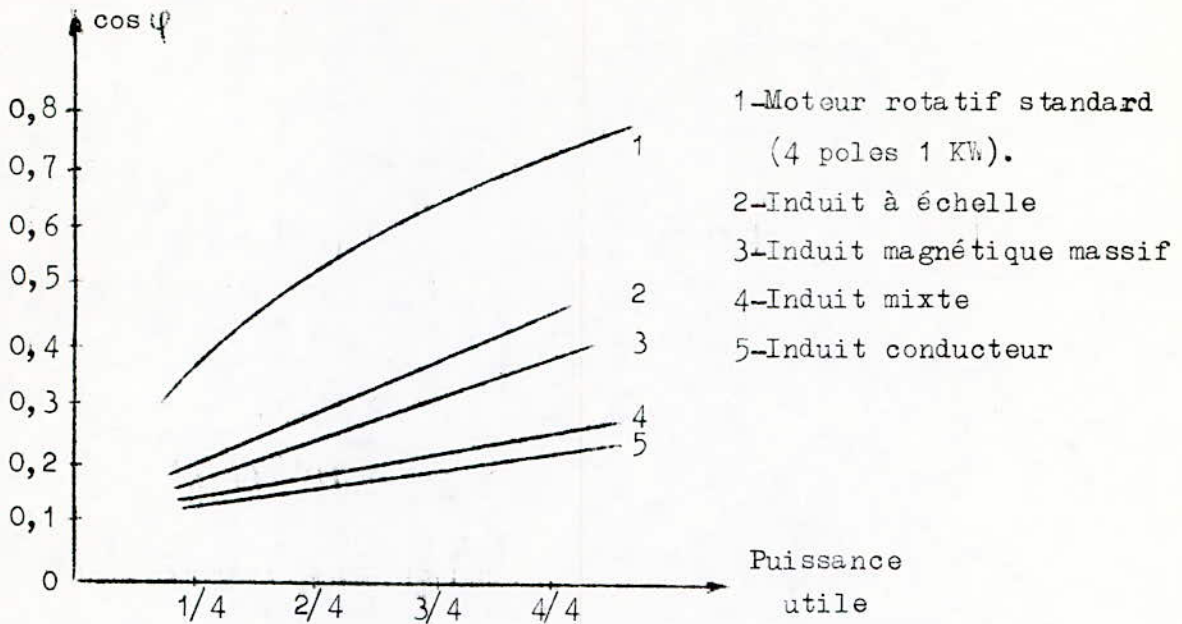
Une augmentation du nombre de poles, peut amener une réduction des pertes aux extrémités et un relèvement du rendement.



fig(5)-Rendement en fonction de la puissance pour un moteur rotatif standard et différents types de m.l. de même puissance.

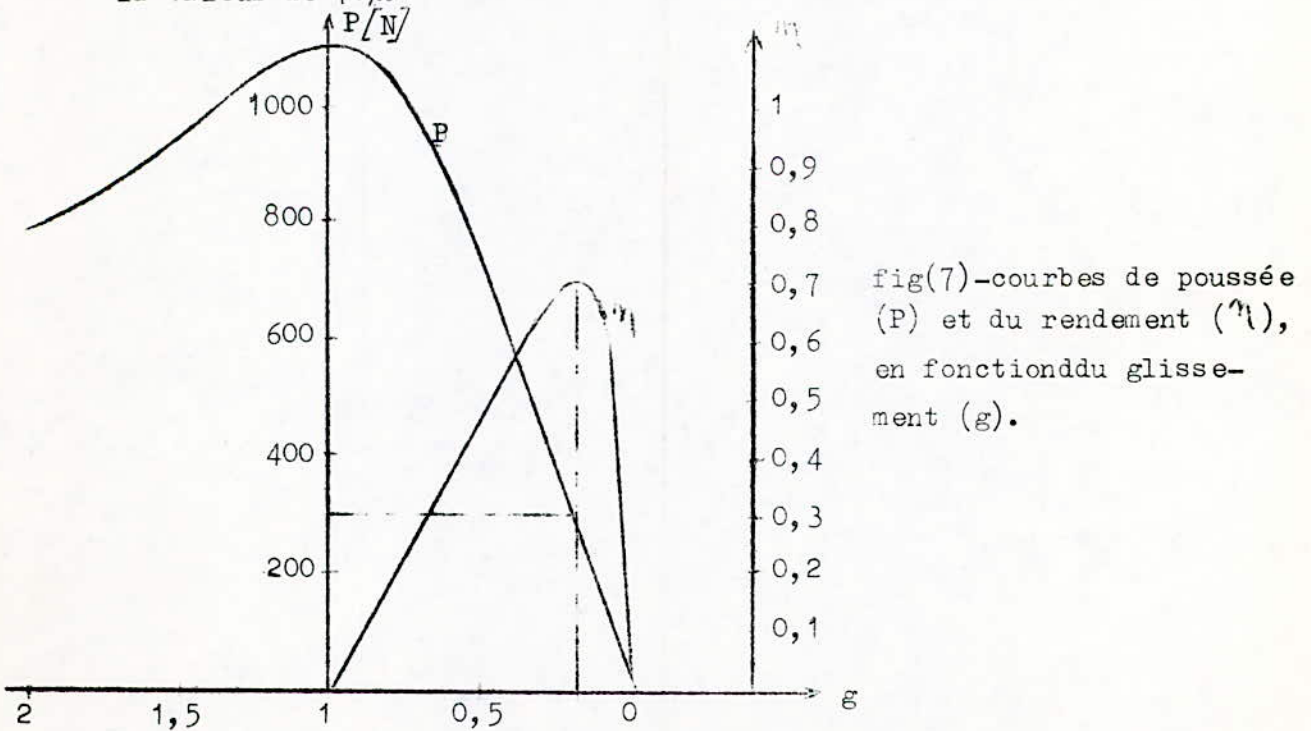
La valeur relativement grande de l'entrefer du moteur linéaire conduit à une modification de la géométrie des encoches de l'inducteur qui devront être plus grandes, cet impératif aura pour conséquence

une réduction importante du facteur de puissance qui prendra pratiquement toujours des valeurs inférieures aux limites de pénalisation fixées (cf fig 6).



fig(6)-Facteur de puissance en fonction de la puissance.

On peut également signaler deux autres caractéristiques qui ont leur importance, le relevé des variations de la poussée et du rendement en fonction du glissement. On voit fig(7) que le rendement peut dépasser la valeur de 70%.



fig(7)-courbes de poussée (P) et du rendement (η), en fonction du glissement (g).

Chapitre 2

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

2.1 Modèle magnétique

Il ne peut être possible à priori, de conduire une étude théorique sur le moteur linéaire sans définir au préalable un modèle magnétique servant d'appui à cette théorie.

A cette fin il convient de considérer une coupe transversale du moteur linéaire ramenée à un trièdre trirectangle Oxyz de base : $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ projeté selon le plan d'axes Oxy (fig 8), le déplacement de l'induit s'effectuant selon l'axe longitudinal Ox à la vitesse mécanique $V = \text{constante}$.

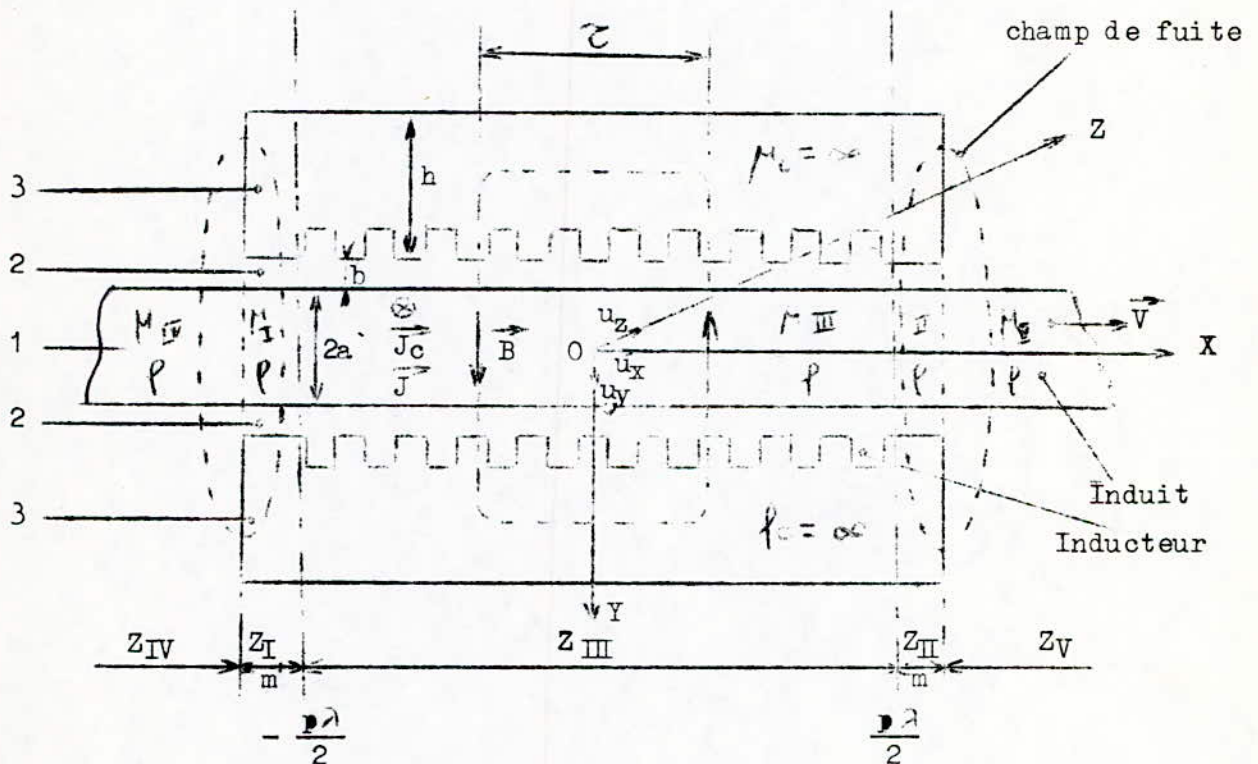


fig (8) -Modèle magnétique de moteur linéaire.

τ : pas polaire ou demi-longueur d'onde.

\vec{B} : champ principal.

2.2 Constitution générale du modèle magnétique

Dans le prolongement de l'axe Ox, ce modèle comporte 5 zones (figure 8) :

- La zone III à laquelle correspond une distribution du courant inducteur $\vec{J}_c(0,0,J_c)$ dirigé selon l'axe Oz. Ce courant y engendre le champ d'induction unidimensionnel $\vec{B}(0,B,0)$.

- Les zones I et II de largeur m complétant le circuit magnétique et dans lesquelles peuvent se développer des phénomènes d'induction dus aux champs de fuites.

- Les zones IV et V, illimitées, prolongeant le circuit électrique de l'induit. Dans ces zones le champ de fuites est suffisamment amorti, pour qu'on puisse les considérer comme dépourvues de couplage magnétique avec les zones précédentes, cependant elles sont le siège de circulation des courants de fuites provenant des zones adjacentes.

On peut également énumérer le long de l'axe Oy, 3 couches différentes (figure 8) :

- La couche 1, mobile d'épaisseur 2a forme la partie active de l'induit. Elle est conductrice ($10^{-8} \text{ m} < \rho_1 < 10^{-5} \text{ m}$) et généralement non magnétique ($\mu_1 \approx \mu_0$).

- La couche 2, non magnétique ($\mu_2 = \mu_0$) de faible épaisseur b, constituée par une zone d'air ($\rho_2 = \infty$).

- La couche 3, d'épaisseur h, formant la carcasse magnétique, elle est constituée de toles feuilletées ($\rho_3 = \infty$) de haute perméabilité μ_3 .

2.3 Constitution des inducteurs

Dans les enroulements d'excitation, logés dans les encoches des inducteurs plans, circulent des courants de direction Oz qui engendrent le champ principal d'induction magnétique $\vec{B}(B_x, B_y, 0)$.

En alimentant les enroulements par un réseau polyphasé (généralement triphasé) de pulsation $\omega = 2\pi f$ où f est la fréquence du réseau, on donne naissance à un champ magnétique et à une force magné-
tomotrice (f.m.m) glissant linéairement à la vitesse de synchronisme

$$V_s = \omega K^{-1}$$

où K représente le nombre d'onde.

Afin de réduire les difficultés que présente le calcul des phénomènes magnétiques dans un cas réel, nous nous proposons d'étudier le champ dans l'entrefer à l'échelle du pas polaire, en faisant abstraction des détails à l'échelle du pas dentaire, cette approximation assez grossière, permet ainsi de se représenter une machine "géométriquement lisse" (à l'endroit des encoches) dans laquelle les enroulements d'excitation sont remplacés par des nappes uniformément minces en chaque point desquelles est définie une densité de courant \vec{J}_c .

En supposant un branchement direct des deux inducteurs, c'est à dire que le rôle du deuxième est simplement de doubler la f.m.m. de la machine (x), la densité de courant \vec{J}_c aura la forme :

$$\vec{J}_c = \left[f(x) \cdot e^{j\omega t} \vec{u}_z \right] \quad \text{pour } y = \pm a \quad (1)$$

L'amplitude de \vec{J}_c étant liée à celle des courants de phase \vec{I}_c par la relation classique :

$$J_c = \frac{I_c \cdot m_f \cdot n}{p \cdot \lambda} \quad (2)$$

où m_f : nombre de phases

n : nombre de conducteurs efficaces en série par phase

(x) Ce branchement n'est pas utilisé dans le cas de certaines pompes électromagnétiques pour lesquelles il convient de considérer deux nappes conductrices dont les densités de courant présentent un décalage temporel.

p : nombre (entier ou non) de paires de poles

λ : longueur d'onde spatiale du premier harmonique des courants d'excitation (ou double pas polaire), $\lambda = 2 K^{-1}$.

2.4 Constitution de l'induit

Il est constitué simplement par une plaque conductrice mince, nous avons déjà considéré en première approximation que cet induit s'obtient par un développement plan d'un rotor à cage ayant un nombre infini de barreaux d'épaisseur arbitrairement petite.

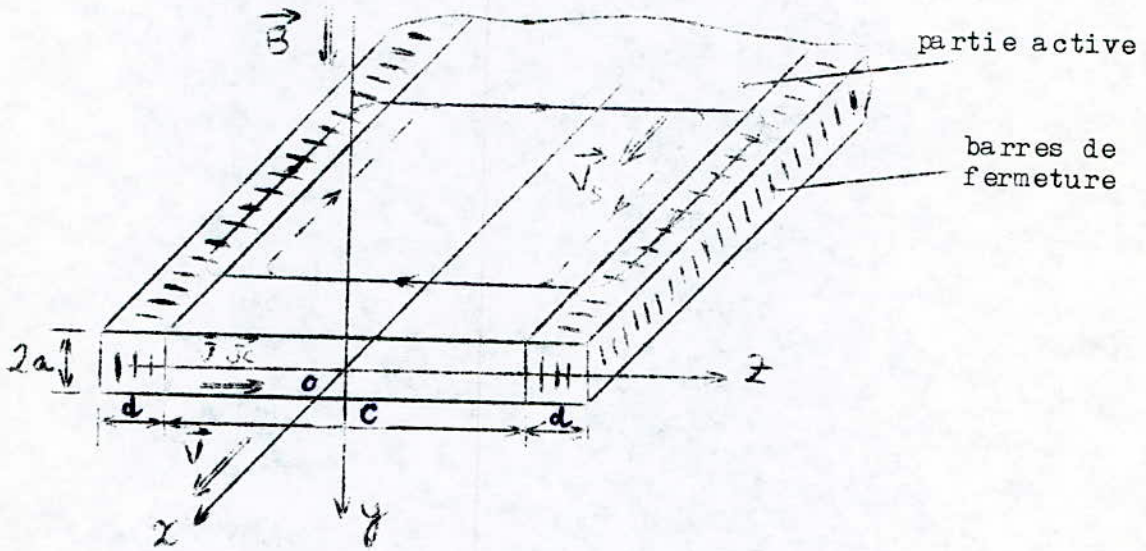


fig (9) - Induit de moteur linéaire.

Cette bande de section rectangulaire constante ($2a \times c$) et de longueur infinie entre en interaction avec le champ magnétique glissant \vec{B} d'extension finie, elle se met en mouvement dans la direction de l'axe Ox . Elle peut atteindre la vitesse $\vec{V}(V_x, 0, 0)$ inférieure à la vitesse de synchronisme \vec{V}_s . On peut alors définir comme pour les machines tournantes, le glissement du moteur linéaire.

$$g = \frac{V_s - V}{V_s}$$

Cet induit peut-être complété selon Oz, de part et d'autre par des barres de fermeture, de largeur d et de hauteur $2a$ (fig 9) situées hors de la partie active, leur existence permet de faciliter la fermeture des courants induits. Elles peuvent également être de résistivité différente de celle de la bande conductrice.

2.5 Impératifs d'étude en laboratoire

Dans tout ce qui précède nous avons présenté le moteur linéaire, dans son mouvement à l'image de la machine classique, c'est à dire inducteur fixe, induit mobile. Dans la pratique il n'en est pas ainsi, cette machine étant un excellent moteur de traction se trouve destinée principalement à servir dans le domaine du transport de personnes, l'induit servant de rail sera alors la partie fixe et les inducteurs attelés au véhicule seront en mouvement. Dans ces conditions l'induit est toujours très long par rapport aux inducteurs.

Compte tenu du fait que le circuit magnétique de cette machine est "ouvert" et de l'impossibilité de réaliser en laboratoire des prototypes d'essai suffisamment longs pour étudier l'effet d'extrémité, on recourt à des modèles légèrement différents dont il est nécessaire d'en prendre connaissance puisqu'ils servent d'essise à toute la théorie dont il va être question.

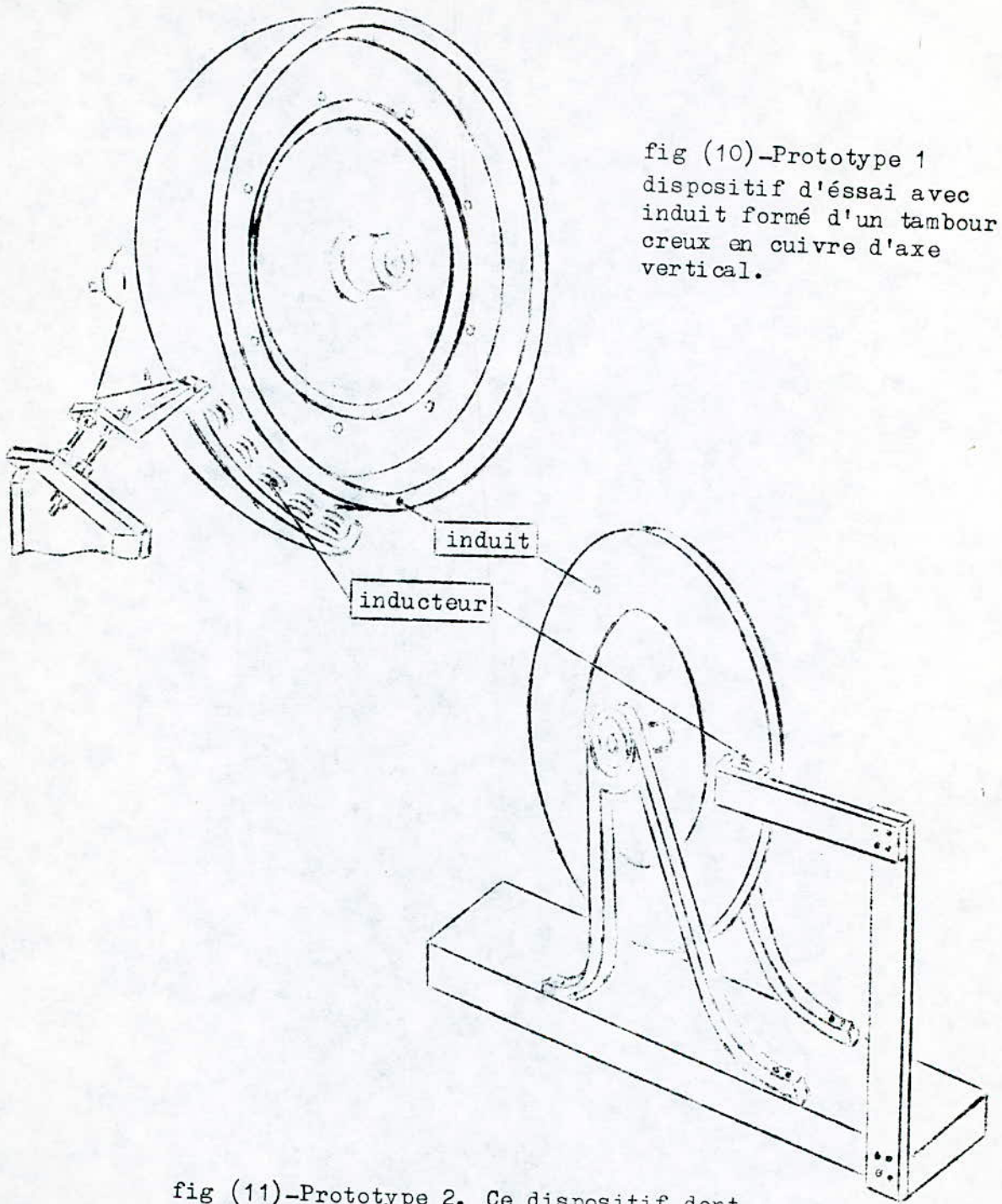


fig (10)-Prototype 1
dispositif d'essai avec
induit formé d'un tambour
creux en cuivre d'axe
vertical.

fig (11)-Prototype 2. Ce dispositif dont
l'induit est constitué par un disque plan
conduit à des effets de courbure difficiles
à faire intervenir dans les calculs (géné-
ralement on les rend négligeables par l'adop-
tion d'un grand diamètre).

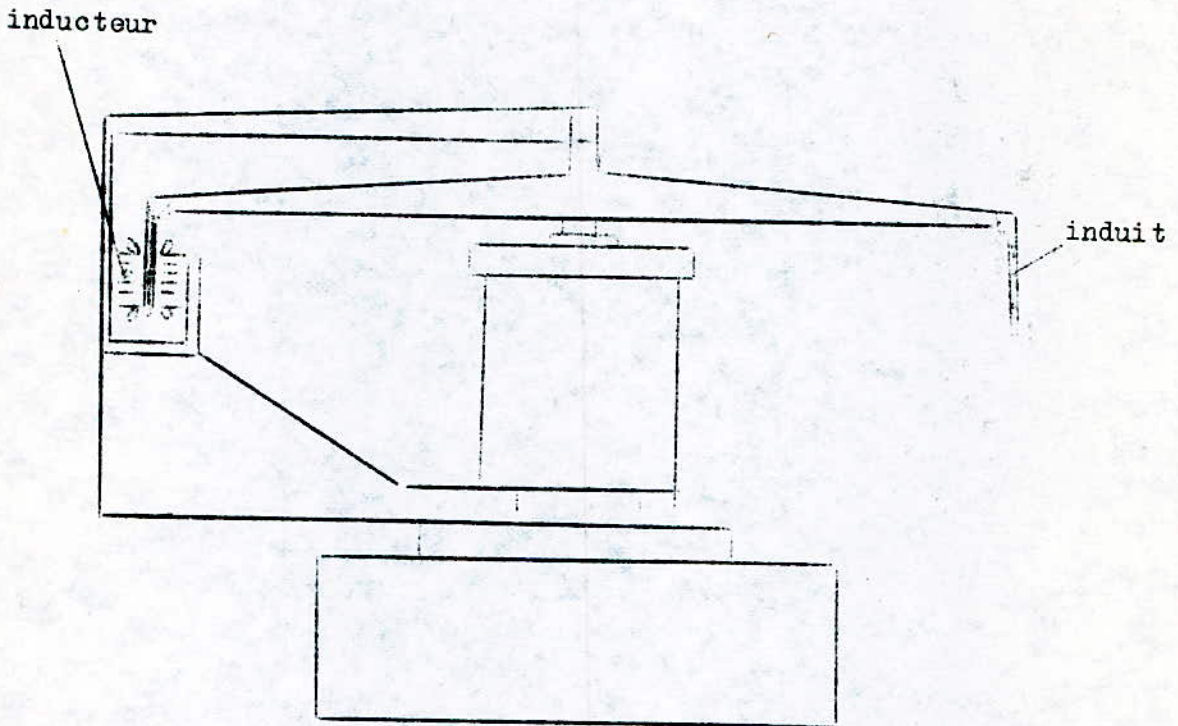


fig (12)-Prototype 3. Dispositif d'essai avec induit formé d'un tambour creux en cuivre d'axe vertical, les inducteurs sont situés l'un à l'extérieur, l'autre à l'intérieur du tambour.

Chapitre 3

EQUATIONS GENERALES

Pour étudier les phénomènes physiques et magnétiques dans l'entrefer du moteur linéaire, il est nécessaire de faire appel à la théorie du champ électromagnétique sous sa forme générale.

La première équation de Maxwell est donnée par la relation :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \left[\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right] \quad (1)$$

où \vec{J} désigne la densité volumique des courants d'induit.

Afin de rendre possible une résolution tenant compte des conditions aux limites, cette équation doit être complétée par l'introduction d'un terme correspondant à la nappe de courant filamenteuse de densité linéique \vec{J}_c .

Or dans ces conditions, les calculs s'avèrent compliqués et on préfère survoler cette difficulté en supposant que ces courants sont répartis non plus sur des nappes filamenteuses mais uniformément dans le volume de l'induit.

Il est en effet équivalent de considérer qu'il existe à une abscisse x quelconque, une densité linéique de courant \vec{J}_c dans une nappe d'épaisseur nulle, ou une densité volumique de courant $\vec{J}_{cV} = \vec{J}_c / 2a$.

On peut légitimer cela en appliquant le théorème d'Ampère :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_{S(\Gamma)} \vec{J}_c \cdot \delta(y-a) \, ds$$

où $S(\Gamma)$ est la surface limitée par la courbe fermée Γ et δ l'opérateur de Dirac, ce théorème s'écrit dans le plan (x,y) :

$$\oint H \, dl = \int_{-a}^{+a} [H_y(x+\Delta x, 0, z) - H_y(x, 0, z)] \, dy$$

et $\int_{-a}^{+a} J_c \cdot \delta(y-a) \, ds = J_{cZ} \Delta x \int_{-a}^{+a} \delta(y-a) \, dy$

$$\implies \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\int_{-a}^{+a} [H_y(x+\Delta x, 0, z) - H_y(x, 0, z)] \, dy}{\Delta x} = J_{cZ} \int_{-a}^{+a} \delta(y-a) \, dy$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} \int_{-a}^{+a} dy = J_{cZ}$$

et
$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{J_{cZ}}{2a} \quad (\alpha)$$

Un calcul analogue dans le plan (y, z) conduit à :

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{J_{cX}}{2a} \quad (\beta)$$

En gardant en vue les hypothèses de départ (à savoir $\frac{\partial}{\partial x} = 0$) les expressions (α) et (β) ne sont autres que les composantes de l'expression vectorielle :

$$\text{rot } \vec{H}_y = \frac{\vec{J}_c}{2a} = \vec{J}_{cV} \quad (2)$$

On obtiendra donc pour un système de coordonnées liées aux inducteurs de la machine :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \left[\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{\vec{J}_c}{2a} + \vec{J} \right] \quad (3)$$

La deuxième équation de Maxwell s'écrit :

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4)$$

L'expression de la densité du courant est donnée par la loi d'Ohm qui dans l'électrodynamique magnétique des milieux continus a la forme générale suivante :

$$\vec{J} = \vec{J}_{\text{cond}} + \vec{J}_{\text{ind}} + \vec{J}_{\text{dep}}$$

- Le premier terme $\vec{J}_{\text{cond}} = \sigma \vec{E}$ exprime la densité du courant de conduction.

- Le second terme est une conséquence directe de la loi fondamentale de l'induction électromagnétique qui stipule que lorsqu'un circuit conducteur fermé se situe dans un champ électromagnétique, il surgit dans celui-ci un "courant d'induction" :

$$\vec{J}_{\text{ind}} = \gamma (\vec{V} \wedge \vec{B})$$

- Le troisième terme représente le courant de déplacement, il est négligeable dans ce cas puisque l'induit conducteur a une constante de temps très faible (de l'ordre de 10^{-17} s) et pratiquement aucune densité de charge ne pourra s'y établir.

$$\vec{J}_{\text{dep}} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div } \vec{J} = 0$$

La loi d'Ohm s'écrira finalement :

$$\vec{J} = \gamma (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (5)$$

où \vec{V} est la vitesse de déplacement de la partie mobile.

3.1 Equations du champ magnétique

Elles sont obtenues à partir du système (3,4,5) i.e.:

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \left(\frac{\vec{J}_c}{2a} + \vec{J} \right) \quad (3)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\vec{J} = \gamma (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (5)$$

à partir des équations (3) et (5) on obtient la relation :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \left(\frac{\vec{J}_c}{2a} \right) + \mu \delta (\vec{E} + \vec{V}_\wedge \vec{B}) \quad (6)$$

et en prenant le rotationnel des deux membres,

$$\text{rot rot } \vec{B} = \frac{\mu}{2a} \text{rot } \vec{J}_c + \mu \delta [\text{rot } \vec{E} + \text{rot}(\vec{V}_\wedge \vec{B})]$$

d'autre part,

$$\text{rot rot } \vec{B} = \text{grad div } \vec{B} - \nabla^2 \vec{B}$$

connaissant la relation liant l'induction \vec{B} au potentiel vecteur \vec{A} :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$$

et du fait que $\text{div}(\text{rot } \vec{A}) = 0$ il vient : $\text{grad div } \vec{B} = 0$.

L'équation (6) pourra s'écrire alors en tenant compte de (4) :

$$\vec{B} + \mu \delta [\text{rot}(\vec{V}_\wedge \vec{B}) - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}] = - \frac{\mu}{2a} \text{rot } \vec{J}_c \quad (7)$$

Cette dernière expression représente le système vectoriel le plus complet permettant de déterminer la distribution de l'induction magnétique.

La forme des vecteurs induction, vitesse et densité de courant inducteur, dans le système choisi est la suivante :

$$\vec{V}(V, 0, 0) ; \vec{J}_c(0, 0, J_c) ; \vec{B}(0, B, 0) \quad (8)$$

Et en introduisant l'hypothèse que la bande conductrice est suffisamment mince pour qu'aucune grandeur ne puisse varier sur sa hauteur (i.e. $\frac{\partial}{\partial y} \equiv 0$ et en particulier $J_y = 0$), il est possible de réduire le système (7) à une seule équation scalaire,

$$\begin{aligned} \text{rot}(\vec{V}_\wedge \vec{B}) &= -V \frac{\partial \vec{B}}{\partial x} \vec{u}_y, \quad \text{rot } \vec{J}_c = -\frac{\partial J_c}{\partial x} \vec{u}_y \\ \longrightarrow \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - \mu \delta \left(V \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial t} \right) &= \frac{\mu}{2a} \frac{\partial J_c}{\partial x} \end{aligned} \quad (9)$$

3.2 Equations des courants induits

De la relation (5) on peut tirer l'expression du champ électrique :

$$\vec{E} = \vec{J} \times \vec{r} - \vec{V} \wedge \vec{B}$$

En l'injectant dans la relation (4) on obtient :

$$\text{rot}(\vec{J} \times \vec{r} - \vec{V} \wedge \vec{B}) = - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (10)$$

ou en prenant le rotationnel des deux membres et en tenant compte de (3),

$$\text{rot rot}(\vec{J} \times \vec{r} - \vec{V} \wedge \vec{B}) = - \text{rot} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot} \vec{B}) = - \frac{\partial}{\partial t} \left[\mu \left(\vec{J} + \frac{\vec{J}_c}{2a} \right) \right]$$

soit en explicitant :

$$\text{grad div}(\vec{J} \times \vec{r} - \vec{V} \wedge \vec{B}) - \nabla^2 (\vec{J} \times \vec{r} - \vec{V} \wedge \vec{B}) = - \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{J} + \frac{\vec{J}_c}{2a} \right) \quad (11)$$

et connaissant l'identité :

$$\text{div}(\vec{V} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot \text{rot} \vec{V} - \vec{V} \cdot \text{rot} \vec{B}$$

(où $\vec{V} \neq f(z) \implies \text{rot} \vec{V} = 0$), il s'en suit :

$$\text{div}(\vec{V} \wedge \vec{B}) = - \vec{V} \cdot \text{rot} \vec{B} = - \mu \nabla \cdot \left(\frac{\vec{J}_c}{2a} + \vec{J} \right)$$

Par ailleurs \vec{J} obéit à la loi de conservation dans les milieux conducteurs

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = \text{div} \vec{J} = 0$$

La relation (11) permet alors d'obtenir l'équation générale des courants induits :

$$\nabla^2 \vec{J} - \mu \nabla \left[\text{grad} \nabla \cdot \left(\vec{J} + \frac{\vec{J}_c}{2a} \right) + \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \right] - \nabla \nabla^2 (\vec{V} \wedge \vec{B}) = \frac{\mu \nabla}{2a} \frac{\partial \vec{J}_c}{\partial t} \quad (12)$$

en tenant compte de (8) le système (12) peut donner naissance à trois équations scalaires :

$$(13) \begin{cases} \nabla^2 J_x - \mu \gamma (V \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_x}{\partial t}) = 0 \\ \nabla^2 J_y - \mu \gamma (V \frac{\partial J_y}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial t}) = 0 \quad (\text{*)} \\ \nabla^2 J_z - \mu \gamma (V \frac{\partial J_z}{\partial x} + \frac{\partial J_z}{\partial t}) = \mu \gamma (V \frac{\partial i_c}{\partial x} + \frac{\partial i_c}{\partial t}) \end{cases}$$

La résolution des systèmes tridimensionnels (7) et (11) avec des conditions aux limites appropriées permet de déterminer tous les paramètres physiques fondamentaux du moteur linéaire. Mais il est important de signaler qu'une telle résolution est mathématiquement très difficile, voir même impossible.

L'espoir est qu'un jour les perfectionnements des moyens informatiques permettront un traitement numérique, tridimensionnel, correct de telles équations.

(*) Le système est ainsi présenté dans sa forme la plus complète, mais en réalité l'équation en J_y n'a pas lieu (puisque par hypothèse $\vec{J}_y = 0$).

Chapitre 4
 SCHEMA EQUIVALENT DU MOTEUR
 LINEAIRE TENANT COMPTE DE L'EFFET
 D'EXTREMITÉ

Parmi les schemas équivalents qui ont été proposés pour le moteur linéaire, nous présentons ici celui qui tout en étant le plus récent, tient compte de l'effet de longueur finie propre à la machine linéaire et présente l'avantage d'une clarté dans l'acheminement des calculs.

4.1 Principe de la méthode

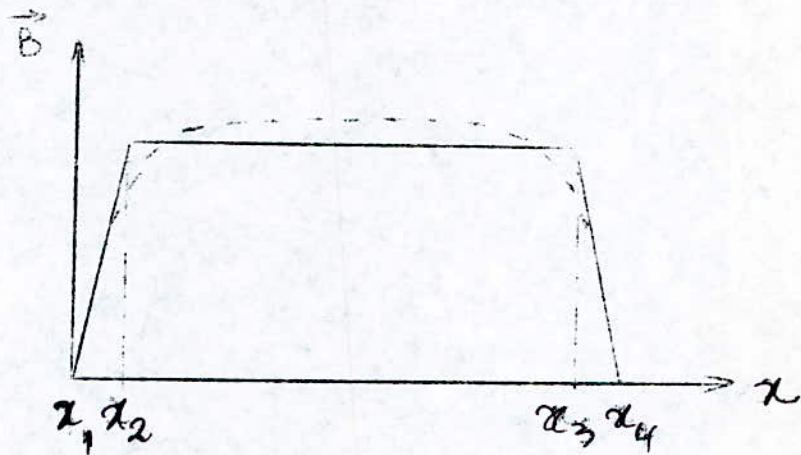
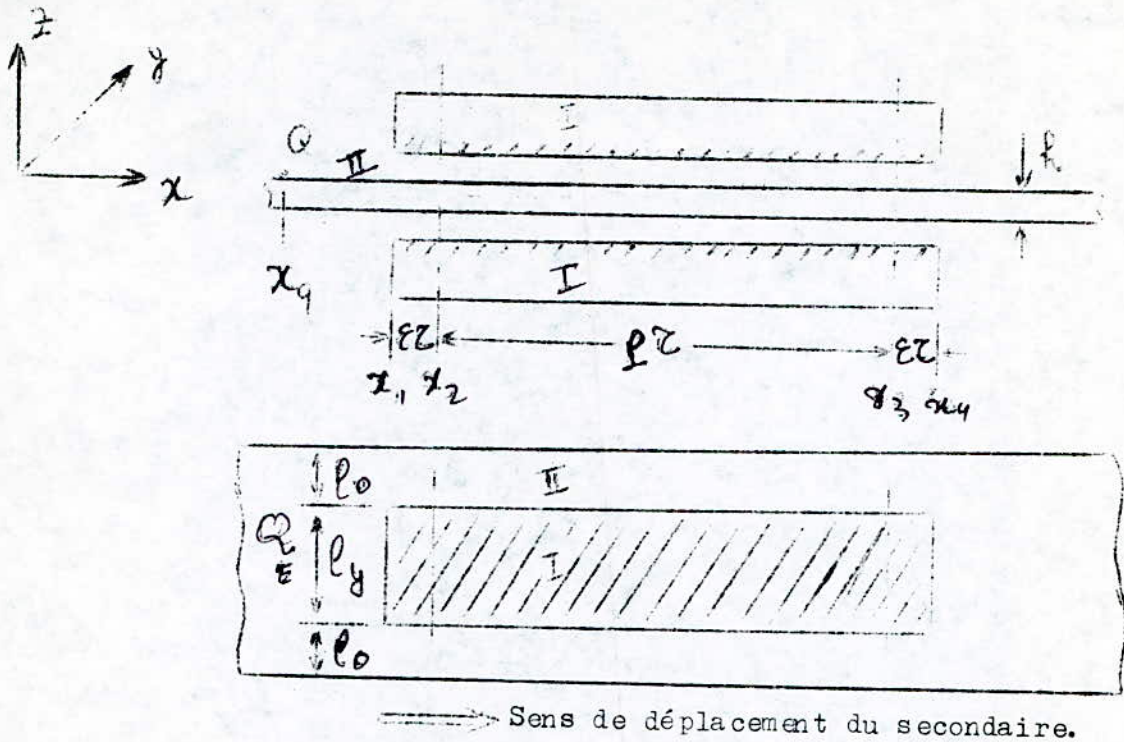
On tient compte de l'effet d'extrémité, en introduisant les pertes d'énergie qui lui sont dues. Il sera donc, dans un premier temps essentiellement question d'estimer quantitativement ces pertes, de les insérer par la suite dans un schema équivalent.

Par ailleurs les mutuelles inductances entre enroulements de phases du primaire deviennent asymétriques du fait de l'ouverture du circuit inducteur, cette structure déséquilibrée du primaire est la cause de pertes supplémentaires d'énergie.

Il se trouve que l'erreur ainsi introduite peut-être considérablement réduite par l'augmentation du nombre de pôles et devient négligeable dès que ce nombre atteint six. C'est pour cette raison que nous n'en tiendrons pas compte dans la présente étude.

4.2 Calcul des paramètres propres à l'effet d'extrémité

La distribution du champ magnétique dans l'entrefer de la machine a la forme d'une ondulation en cannelure (cf fig -13-) que nous remplacerons pour des raisons de commodité par des droites faisant ressortir une ondulation de forme trapézoïdale, ceci nous mène à considérer une variation linéaire du flux à chaque extrémité de la machine.



- I : primaire (ou stator), II : secondaire conducteur
- h : épaisseur du secondaire
- e_c : zone où siège l'effet d'extrémité en [m/
- p_c : partie centrale en [m/
- B : induction magnétique dans l'entrefer en [$\frac{Wb}{m^2}$ /
- l_0 : longueur des barres de fermeture
- l_y : épaisseur du primaire

fig (13) - Causes de l'effet d'extrémité.

Lorsque le secondaire conducteur est en mouvement dans la même direction que le champ magnétique d'entrefer, la variation du champ magnétique propre aux zones extrémales x_1x_2 et x_3x_4 induira des forces électromotrices dans celles-ci.

Ces f.e.m. à leur tour produisent des courants secondaires (de nature différente de celle des courants de régime permanent) qui occasionnent une perte supplémentaire de puissance.

4.2.1 f.e.m. et courant secondaire dus à l'effet d'extrémité

Supposons que la partie mobile se déplace dans le même sens que le champ magnétique d'entrefer à la vitesse \vec{V} , ou plus exactement supposons que le point Q (Fig -13-) situé à la surface du secondaire, se déplace vers la droite à la vitesse \vec{V} , partant de l'abscisse x_q . La f.e.m. propre à l'effet d'extrémité est alors induite au pt Q quand celui-ci traverse l'extrémité x_1x_2 ou x_3x_4 .

Cette f.e.m. et le courant secondaire qu'elle engendre sont liés au champ magnétique des zones extrémales par les relations :

$$-\text{rot } \vec{E}_e = \frac{\partial \vec{B}_e}{\partial t} - \text{rot}(\vec{V} \wedge \vec{B}_e) \quad (14)$$

$$\vec{J}_e = \gamma \vec{E}_e \quad (15)$$

où E_e [v/m] : force électromotrice produite par l'effet d'extrémité

γ : conductivité du secondaire de la machine

J_e [A/m²] : densité du courant secondaire produit par l'effet d'extrémité

B_e [Wb/m²] : induction magnétique aux extrémités

V [m/s] : vitesse de déplacement du secondaire

En posant les équations (14) et (15) nous avons supposé l'induit purement conducteur et négligé la réactance de fuite secondaire, de

plus nous observons les hypothèses suivantes :

i) l'induction dans l'entrefer est dirigée normalement au plan de l'induit, i.e elle n'a de dimension que selon l'axe Oz, $\vec{B}_e(0,0,B_{ez})$, de même la f.e.m. induite n'a de dimension que selon l'axe Oy, $\vec{E}_e(0,E_{ey},0)$, on négligera pour ces deux grandeurs les composantes harmoniques en ne conservant que les fondamentales.

ii) le secondaire amagnétique est en matériau conducteur isotrope, et l'effet de peau négligeable.

iii) la largeur de l'induit (l_y+2l_c) est suffisamment plus importante que son épaisseur (h) et la résistance des barres de fermeture nulle.

iv) aucun courant secondaire n'est induit par l'effet d'extrémité excepté dans les parties extrémales du secondaire.

Compte tenu de ces considérations, on obtient à partir des équations (14) et (15) :

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_e &= \vec{u}_y \cdot E_{ey} & \vec{J}_e &= \vec{u}_y \cdot J_{ey} \\ \vec{B}_e &= \vec{u}_z \cdot B_{ez} & \vec{V} &= \vec{u}_x \cdot V_x \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Soit B_{ez} et B'_{ez} les inductions dans l'entrefer aux extrémités x_1x_2 et x_3x_4 , on obtient les valeurs de celles-ci à l'aide des équations :

$$B_{ez} = \frac{x}{\epsilon \tau} B_m \sin(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x) \quad (17)$$

$$B'_{ez} = (1 - \frac{x'}{\epsilon \tau}) B_m \sin(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x') \quad (18)$$

De la même manière on obtient à partir des équations (14), (16), (17), (18) les expressions donnant les valeurs de E_{ey} et E'_{ey} , f.e.m. induites aux mêmes extrémités :

$$E_{ey} = \frac{\omega B_m}{\pi \tau} \left[g x \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) - \frac{\tau}{\pi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \right] \quad (19)$$

$$E_{ey}' = \frac{\omega B_m}{\pi \epsilon} \left[g(\epsilon \tau - x') \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x'\right) + \frac{\tau}{\pi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x'\right) \right] \quad (20)$$

Compte tenu de la forme adoptée pour l'induction (cf fig -14-),
aux équations (17) à (20) il correspond les conditions aux limites :

$$B_{ez/x=0} = 0 \quad B_{ez/x=\epsilon\tau} = B_m \sin(\omega t - \epsilon\pi)$$

$$B_{ez/x=(p+\epsilon)\tau} = B_{ez/x'=0} = B_m \sin(\omega t - (\epsilon+p)\pi)$$

$$B_{ez/x=(p+2\epsilon)\tau} = B_{ez/x'=\epsilon\tau} = 0$$

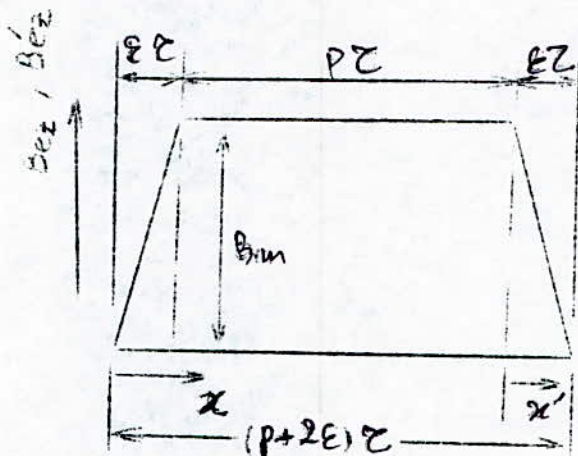


fig (14) - Répartition de l'induction selon les regions.

g étant le glissement, τ/m le pas polaire

p le nombre de poles, $\epsilon \leq 1/2$ et $x' = x + (\epsilon+p)\tau$.

On a établi les équations (19) et (20) dans un système d'axes fixes (lié par exemple au stator), l'effet d'extrémité siégeant dans l'induit, il est possible de les réécrire en considérant un système mobile lié à celui-ci, il suffira alors de remplacer dans ces équations $\sin(\omega t)$ et $\cos(\omega t)$ respectivement par $\sin(g\omega t)$ et $\cos(g\omega t)$, il en découle en tenant compte des équations (15) et (16)

les expressions de la densité du courant aux deux extrémités :

$$J_{ey} = \frac{\delta \omega B_m}{\epsilon \pi} \left[g x \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) - \frac{\tau}{\pi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \right] \quad (21)$$

$$J_{ey}' = \frac{\delta \omega B_m}{\epsilon \pi} \left[g(\epsilon \tau - x) \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x'\right) + \frac{\tau}{\pi} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x'\right) \right] \quad (22)$$

4.2.2 Puissance électrique fournie aux extrémités

La puissance électrique We et We' fournie aux deux extrémités $x_1 x_2$ et $x_3 x_4$ s'écrit :

$$We = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\tau/\omega} E_{ey} J_{ey} dx dt \quad (23)$$

$$We' = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\tau/\omega} E_{ey}' J_{ey}' dx dt \quad (24)$$

où le produit $(l_y \cdot h)$ représente la section de l'induit en $[m^2]$.

La substitution des équations (19) à (22) dans (23) et (24) permet de déterminer quantitativement ces puissances,

$$We = \frac{\delta \tau l_y h}{2 \epsilon \pi^2} \left(1 + \frac{\epsilon^2 \pi^2}{3} g^2 \right) V_s^2 B_m^2 \quad (25)$$

$$We' = \frac{\delta \tau l_y h}{2 \epsilon \pi^2} \left(1 + \frac{\epsilon^2 \pi^2}{3} g^2 \right) V_s^2 B_m^2 \quad (26)$$

c'est à dire $We = We'$ (27)

ici V_s en $[m/s]$ désigne la vitesse linéaire de synchronisme.

En écrivant les équations (25) et (26) nous avons négligé la résistance des barres de fermeture et pris en considération uniquement la composante selon Oy du courant. Ces hypothèses simplificatrices introduisent une erreur dans la formulation mathématique du phénomène et souvent une correction des équations (25) et (26) s'impose. Dans un calcul des pertes par courants de Foucault dans les conducteurs d'écran d'un induit blindé d'une machine à induction, MM. Russel et Norsworthy ont pu établir l'expression d'un facteur k_g

permettant la correction de la conductivité des barres de fermeture :

$$k_s = 1 - \frac{\text{th} \frac{\pi}{\tau} \frac{l_y}{2}}{\frac{\pi}{\tau} \frac{l_y}{2} (1 + \text{th} \frac{\pi}{\tau} \frac{l_y}{2} \text{th} \frac{\pi}{\tau} \alpha)} \quad (28)$$

où α [m] représente la largeur des barres de fermeture.

Quoique peu parlante, l'équation (28) nous offre une possibilité de correction des équations (25) et (26) et en posant au préalable $\lambda = k_s \delta \epsilon \tau l_y h$, on obtient le résultat final suivant :

$$W_e = W_e' = \frac{\lambda}{2 \epsilon^2 \pi^2} V_s^2 B_m^2 \left(1 + \frac{\epsilon^2 \pi^2}{3} g^2 \right) \quad (29)$$

4.2.3 Force de propulsion et pertes dues à l'effet d'extrémité

Soumis à une induction magnétique qui lui est orthogonale, le courant secondaire du à l'effet d'extrémité génère à l'entrée et à la sortie de l'induit conducteur des forces de propulsion F et F' (additives à l'effort principal de propulsion de la machine). Celles-ci sont données par :

$$F = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_0^{\epsilon \tau} \int_0^{\pi/\omega} B_{ez} J_{ey} dx dt \quad (30)$$

$$F' = \frac{\omega}{\pi} l_y h \int_{(p+\epsilon)\tau}^{(p+2\epsilon)\tau} \int_0^{\pi/\omega} B_{ez}' J_{ey}' dx dt \quad (31)$$

La substitution des équations (17), (18), (21), (22) et (28) dans (30) et (31) donne :

$$F = \frac{\lambda}{6} g V_s B_m^2 \quad (32)$$

$$F' = \frac{\lambda}{6} g V_s B_m^2 \quad (33)$$

i. e. $F = F' \quad (34)$

Les équations (32) et (33) donnant les forces F et F' montrent que celles-ci "poussent" le secondaire dans la direction positive, c'est à dire celle du champ magnétique glissant, de là on obtient les expressions des puissances Wf et Wf' dues à l'effet d'extrémité et produites par le courant secondaire qui en découle, à l'entrée et à la sortie de l'induit

$$W_f = F \cdot V \quad (35)$$

$$W_{f'} = F' \cdot V \quad (36)$$

$$W_f = W_{f'} = \frac{\lambda}{6} g (1-g) v_s^2 B_m^2 \quad (37)$$

Les forces F et F' sont actives et les puissances qu'elles développent sont celles aidant à la propulsion de la machine. Connaissant les puissances globales appelées aux extrémités We et We' on peut déduire facilement les pertes Wl et Wl' comme suit :

$$W_e - W_f = W_l \quad (38)$$

$$W_{e'} - W_{f'} = W_{l'} \quad (39)$$

$$\text{et } W_l = W_{l'} = \frac{\lambda}{6} (2g^2 - g + \frac{3}{e^2 \pi^2}) v_s^2 B_m^2 \quad (40)$$

Ces équations (38) à (40) représentent les pertes dues à l'effet d'extrémité propre à la machine linéaire, elles ne peuvent avoir lieu pour une machine tournante.

On peut illustrer quantitativement et qualitativement ce transfert de puissance à une extrémité (par exemple $x_1 x_2$) en étudiant la variation des différentes grandeurs We, Wf et Wl en fonction du glissement g, (cf fig -15-)

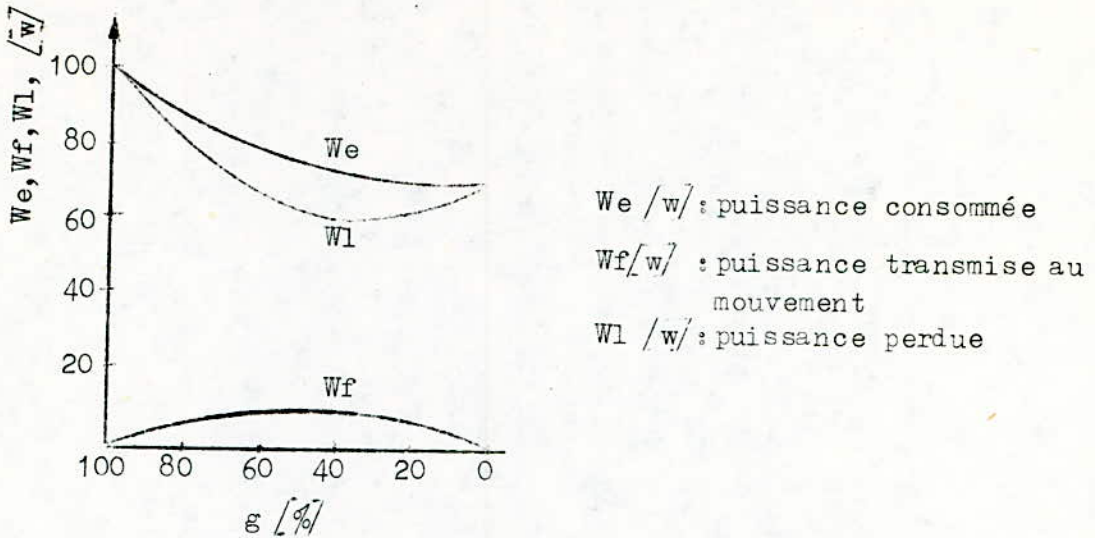


fig (15) - Transfert de puissance à une extrémité ($x_1 x_2$)
pour $\epsilon = 0,4$ et $B_m = Cte = 0,15 \text{ wb/m}^2$

4.3 Elaboration du schéma équivalent

Le modèle de schéma équivalent utilisé pour la machine linéaire est basé sur celui employé couramment pour la machine tournante. Cependant la profondeur de l'entrefer de la machine linéaire est 10 à 20 fois supérieure à celle de la machine tournante et de ce fait le courant d'excitation de la machine linéaire est très important, c'est pour cette raison qu'on ne rencontre pratiquement pas de schéma du type "L", celui en "T" étant plus approprié.

En élaborant le schéma équivalent d'une machine linéaire, on doit garder en vue, au même titre que l'effet d'extrémité, la structure déséquilibrée du primaire, qui reste présente quoique négligeable ici puisque nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un nombre de pôles supérieur à six.

4.3.1 Représentation des pertes dues à l'effet d'extrémité

Considérons d'abord la relation entre la valeur maximale de

l'induction B_m et la tension E_1 induite à travers la susceptance b_0 (cf fig-16-), nous supposons les enroulements primaires constitués de $N_{1p}/2$ spires par pôle et par phase et uniformément répartis le long de la zone centrale (de longueur $p\tau$) et des parties extrémales ($\epsilon\tau$).

Si e_{1p} est la valeur instantanée de la f.e.m. primaire par pas polaire dans la zone centrale et e_{1e} la valeur instantanée de la f.e.m. primaire à chaque extrémité et si nous designons par

$$\phi_{1p} = \frac{2}{\pi} \tau l_y B_m \sin(\omega t)$$

le flux magnétique par pas polaire dans la zone centrale et par

$$\phi_{1e} = \frac{1}{\pi} \epsilon \tau l_y B_m \sin(\omega t)$$

le flux aux extrémités, nous obtenons les relations suivantes :

$$e_{1p} = N_{1p} \frac{d\phi_{1p}}{dt} = N_{1p} \tau l_y \frac{2}{\pi} \frac{dB_m \sin(\omega t)}{dt} \quad (41)$$

$$e_{1e} = N_{1p} \frac{d\phi_{1e}}{dt} = N_{1p} \epsilon \tau l_y \frac{1}{\pi} \frac{dB_m \sin(\omega t)}{dt} \quad (42)$$

et puisque la partie centrale de l'enroulement primaire contient p pôles, la valeur instantanée e_1 de la tension primaire induite par phase sera :

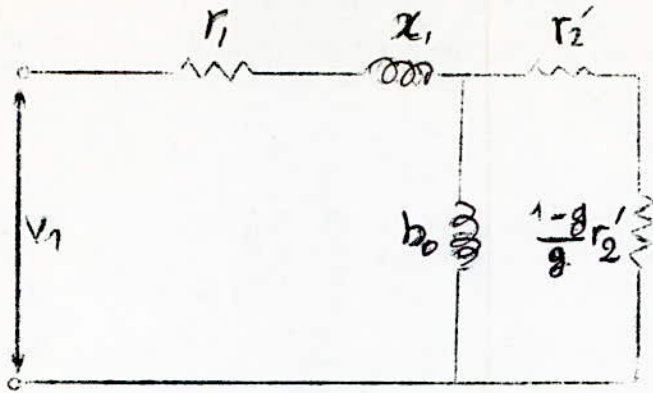
$$e_1 = p e_{1p} + 2 e_{1e} \quad (43)$$

$$\text{d'où} \quad e_1 = (p + \epsilon) \tau l_y N_{1p} \frac{2\omega B_m}{\pi} \cos(\omega t) \quad (44)$$

et en posant $e_1 = E_1 \sqrt{2}$, on obtient :

$$B_m = \frac{\pi \sqrt{2}}{2} \frac{E_1}{(p + \epsilon) \tau l_y N_{1p}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E_1}{(p + \epsilon) l_y N_{1p} V_s} \quad (45)$$

où E_1 est la valeur efficace de la tension primaire induite par phase.



- b_0 : susceptance de magnétisation en $[\Omega^{-1}]$
- r_1 : résistance de l'enroulement primaire en $[\Omega]$
- x_1 : réactance de fuites primaire en $[\Omega]$
- r_2' : résistance équivalente du secondaire conducteur vu du primaire en $[\Omega]$

fig (16) - Schéma équivalent en "T".

Substituant l'équation (45) dans les équations (29), (37) et (40) on obtient :

$$W_e = W_e' = \frac{\lambda}{12} \frac{E_1^2}{(p+\epsilon)^2 l_y^2 N_{1p}^2} \left(g^2 + \frac{3}{\epsilon^2 \pi^2} \right) \quad (46)$$

$$W_f = W_f' = \frac{\lambda}{12} \frac{E_1^2}{(p+\epsilon)^2 l_y^2 N_{1p}^2} (g - g^2) \quad (47)$$

$$W_l = W_l' = \frac{\lambda}{12} \frac{E_1^2}{(p+\epsilon)^2 l_y^2 N_{1p}^2} \left(2g^2 - g + \frac{3}{\epsilon^2 \pi^2} \right) \quad (48)$$

A partir des équations (46), (47) et (48) et en posant $3/(\epsilon^2 \pi^2) = \beta$ on peut déterminer les expressions de 3 résistances primaires équivalentes R_e , R_f et R_l représentant respectivement les puissances fournies (W_e et W_e') aux deux extrémités, les puissances transmises (W_f et W_f') et les pertes aux extrémités (W_l et W_l').

$$R_e = \frac{3 E_1^2}{W_e + W_e'} = \frac{18}{\lambda} \frac{(p+\epsilon)^2 l_y^2 N_{1p}^2}{g^2 + \beta} \quad (49)$$

$$R_f = \frac{W_f + W_f'}{3} / \left(\frac{E_1}{R_e} \right)^2 = l_y^2 N_{1p}^2 \frac{g(1-g)}{(g^2 + \beta)^2} \frac{18}{\lambda} (p+\epsilon)^2 \quad (50)$$

$$R_l = \frac{W_l + W_l'}{3} / \left(\frac{E_1}{R_e} \right)^2 = l_y^2 N_{1p}^2 \frac{2g^2 - g + \beta}{(g^2 + \beta)^2} \frac{18}{\lambda} (p+\epsilon)^2 \quad (51)$$

Il est possible de réécrire ces équations en posant :

$$r_e = \left(\frac{18}{\lambda} \right) (p + \epsilon) I_y^2 N_{1p}^2 :$$

$$R_e = r_e \left(\frac{1}{g^2 + \beta} \right) \quad (52)$$

$$R_f = r_e \frac{g(1-g)}{(g^2 + \beta)^2} \quad (53)$$

$$R_l = r_e \frac{2g^2 - g + \beta}{(g^2 + \beta)^2} \quad (54)$$

On a évidemment $R_e = R_f + R_l$ comme on pouvait s'y attendre.

Ces valeurs insérées dans le schéma équivalent en "T" de la figure (16) permettent d'y représenter l'effet d'extrémité, pour aboutir à un schéma équivalent de la machine linéaire, fig (17) :

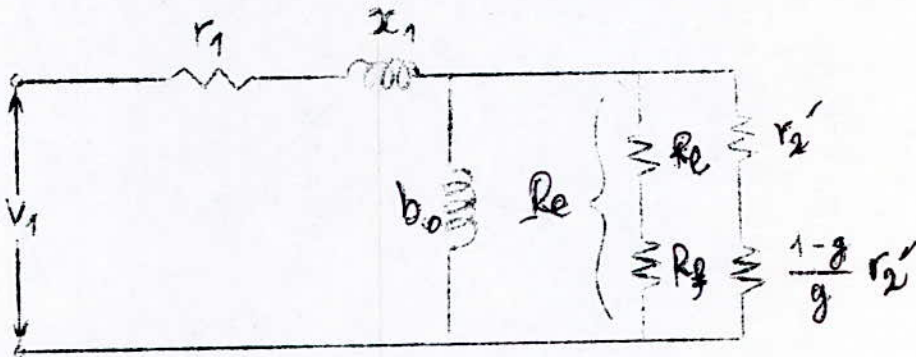


fig (17) - Schéma équivalent tenant compte de l'effet d'extrémité.

où $R_e = R_l + R_f$: résistance équivalente à l'effet d'extrémité vu du primaire, en $[Z_1]$.

4.4 Etude à partir du schéma équivalent : Détermination du courant primaire.

A partir de la figure (17) il est possible de déterminer la tension primaire v_1 :

$$v_1 = E_1 \left[1 + \left(\frac{g}{r_2} + \frac{g^2 + \beta}{r_e} - j b_0 \right) Z_1 \right] \quad (55)$$

d'où le courant I_1 :

$$I_1 = \frac{\frac{g}{r_2} + \frac{1}{r_e} (g^2 + \beta) - jb_0}{1 + \frac{gZ_1}{r_2} + \frac{(g^2 + \beta)Z_1}{r_e} - jb_0Z_1} v_1 \quad (56)$$

où $Z_1 = R_1 + jX_1$, R_1 et X_1 étant la résistance et la réactance de fuites du primaire.

Chapitre 5

CALCUL DE LA FORCE DE PROPULSION ET DES PUISSANCES DEVELOPPEES PAR LA MACHINE

5.1 Force de propulsion

L'effort de propulsion résultant F_0 est donné par la somme des efforts développés dans la partie centrale F_c et dans les extrémités F_e :

$$F_0 = F_c + F_e \quad (57)$$

où $F_c = g \frac{E_1^2}{r_2 V_s}$

L'effort transmis aux extrémités peut être déduit des équations (52) et (53) comme suit :

$$F_e = \frac{(E_1/R_e)^2 R_f}{V_s(1-g)} = \left[\frac{E_1}{r_e(1/(g^2+\beta))} \right]^2 r_e \frac{g(1-g)}{(g^2+\beta)^2} \frac{1}{V_s(1-g)} = \frac{gE_1^2}{r_e V_s} \quad (58)$$

De cette façon nous obtenons à partir de (55), (57) et (58) l'expression de la force résultante de propulsion :

$$F_0 = \left(1/r_2 + 1/r_e \right) \frac{g v_1^2}{\left[1 + \left(\frac{g}{r_2} + \frac{g^2 + \beta}{r_e} - j b_0 \right) Z_1 \right]^2} V_s \quad (59)$$

Il est alors aisé en posant $dF_0/dg = 0$ de déterminer un glissement optimum g_{fm} pour lequel la force de propulsion prend sa valeur maximale, soit :

$$g_{fm} = \frac{r_2}{Z_1} \sqrt{\frac{1 + b_0^2 Z_1^2}{1 + 2r_2^2/r_e Z_1}} \quad (60)$$

la valeur maximale de F_0 est alors :

$$F_{om} = \frac{r_e + r_2}{r_e Z_1} \frac{\sqrt{\frac{1 + b_o^2 Z_1^2}{1 + \frac{2r_2^2}{r_e Z_1}}}}{v_1} \left[1 + \sqrt{\frac{1 + b_o^2 Z_1^2}{1 + \frac{2r_2^2}{r_e Z_1}}} + \frac{1 + b_o^2 Z_1^2}{2 + \frac{r_e Z_1}{r_2}} + \frac{\beta Z_1}{r_e} - j b_o Z_1 \right] V_s \quad (61)$$

Enfin au démarrage en posant $g=1$ dans l'équation (59), la force F_o prend la valeur suivante :

$$F_d = \frac{r_2 + r_e}{r_2 r_e} \frac{v_1^2}{\left[1 + \left(\frac{1 + \beta}{r_2 + r_e} - j b_o \right) Z_1 \right] V_s} \quad (62)$$

5.2 Puissance d'entrée

Le courant primaire et sa composante active peuvent être tirés de l'équation (56),

$$I_1 = \frac{C - jD}{a^2 + b^2} v_1, \quad I_1 \cos \varphi = \frac{C}{a^2 + b^2} v_1 \quad (63)$$

où on a posé :

$$a = 1 + b_o X_1 + \frac{g r_1}{r_2} + \frac{r_1}{r_e} (g^2 + \beta)$$

$$b = -b_o r_1 + g \frac{X_1}{r_2} + \frac{X_1}{r_e} (g^2 + \beta)$$

$$c = \left[\frac{g}{r_2} + \frac{1}{r_e} (g^2 + \beta) \right] \left[1 + b_o X_1 + g \frac{r_1}{r_2} + \frac{r_1}{r_e} (g^2 + \beta) \right] - b_o \left[-b_o r_1 + g \frac{X_1}{r_2} + \frac{X_1}{r_e} (g^2 + \beta) \right]$$

$$d = b_o \left[1 + b_o X_1 + g \frac{r_1}{r_2} + \frac{r_1}{r_e} (g^2 + \beta) \right] + \left[\frac{g}{r_2} + \frac{1}{r_e} (g^2 + \beta) \right] \left[-b_o r_1 + g \frac{X_1}{r_2} + \frac{X_1}{r_e} (g^2 + \beta) \right]$$

à partir de là, la puissance à l'entrée de la machine sera donnée par:

$$P_1 = \frac{c v_1^2}{a^2 + b^2} \quad (64)$$

5.3 Puissance de sortie

La puissance de sortie P_2 est donnée par le produit de F_0 (éq -59-) et la vitesse V de l'induit conducteur :

$$P_2 = \frac{r_2 + r_e}{r_2 r_e} \frac{g(1-g)v_1^2}{\left[1 + \left(\frac{g}{r_2} + \frac{g^2}{r_e} + \beta - j b_0 \right) Z_1 \right]} \quad (65)$$

soit,

$$P_2 = \frac{r_2 + r_e}{r_2 r_e} \frac{g(1-g)v_1^2}{a^2 + b^2} \quad (66)$$

5.4 Rendement

Connaissant les deux puissances à l'entrée et à la sortie de la machine (éq -64- et -66-), on peut déterminer le rendement de celle-ci :

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{r_2 + r_e g(1-g)}{r_2 r_e \cdot c} \quad (67)$$

2ème Partie

Experimentation d'un Prototype de Laboratoire

Chapitre 6

PRESENTATION DE LA MACHINE

Avant d'opérer des mesures nous présentons la machine disponible à l'Ecole.

6.1 Constitution

La machine existant au laboratoire d'électrotechnique n'est pas véritablement un moteur linéaire, mais un moteur rotatif qui lui est directement assimilable. Ce moteur du type "disque-plein" à inducteur bilatéral (cf fig -11-) introduit par son effet de courbure, comme nous l'avons vu, des perturbations que nous considérons comme négligeables compte tenu de la valeur suffisamment grande du rayon.

Le bobinage inducteur est du type classique "en manteau" constitué d'un total de 12 bobines réparties sur 2 inducteurs symétriquement opposés de part et d'autre de l'induit et produisant des flux additifs.

Toutes les bornes des bobines sont ramenées sur une plaque extérieure permettant ainsi toutes les modifications sur le circuit d'excitation.

L'ensemble est représenté dans un schéma général figure (18).

6.2 Caractéristiques géométriques

Le nombre de bobines par phase est égal à quatre (2 bobines par phase et par inducteur).

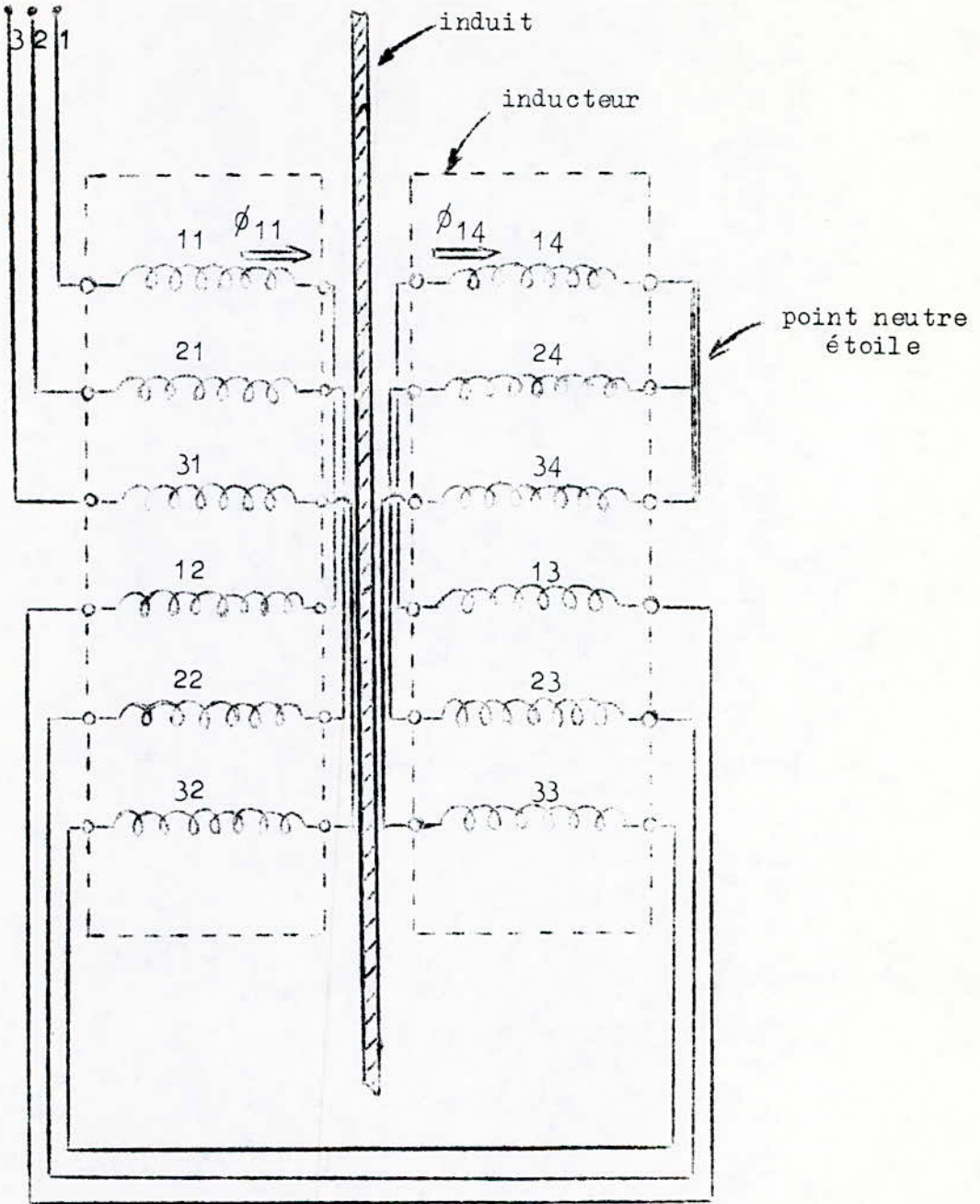
La machine possède 2 paires de pôles par phase.

- Le pas polaire $\tau = 83$ mm

- La valeur de l'entrefer mécanique est fixée à $\delta_m = 2$ mm

celle de l'entrefer électrique sera $\delta_e = 2\delta_m + 2 = (2 \times 2) + 3,5 = 7,5$ mm

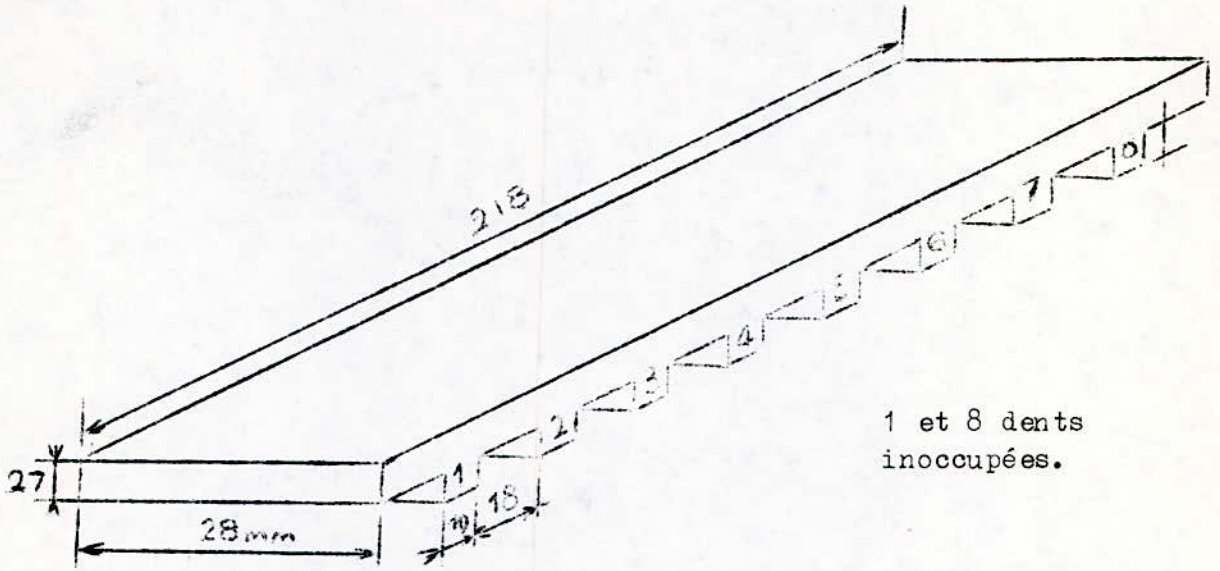
source d'alimentation
triphasee



fig(18) -Schema de principe de la machine. Les enroulements des bobines sont pris de telle sorte que les flux ϕ_{i1} et ϕ_{i4} soient additifs au même titre que ϕ_{i2} et ϕ_{i3} , ($i=1,2,3$).

6.3 Dimensions de l'inducteur

On les donne sur un schéma en perspective :

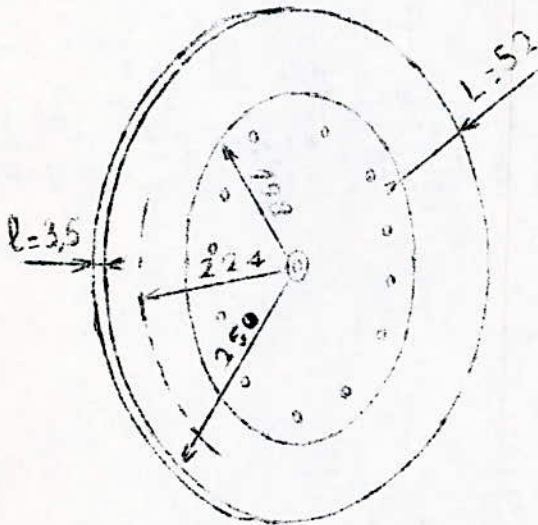


1 et 8 dents inoccupées.

fig (19) - Dimensions de l'inducteur.

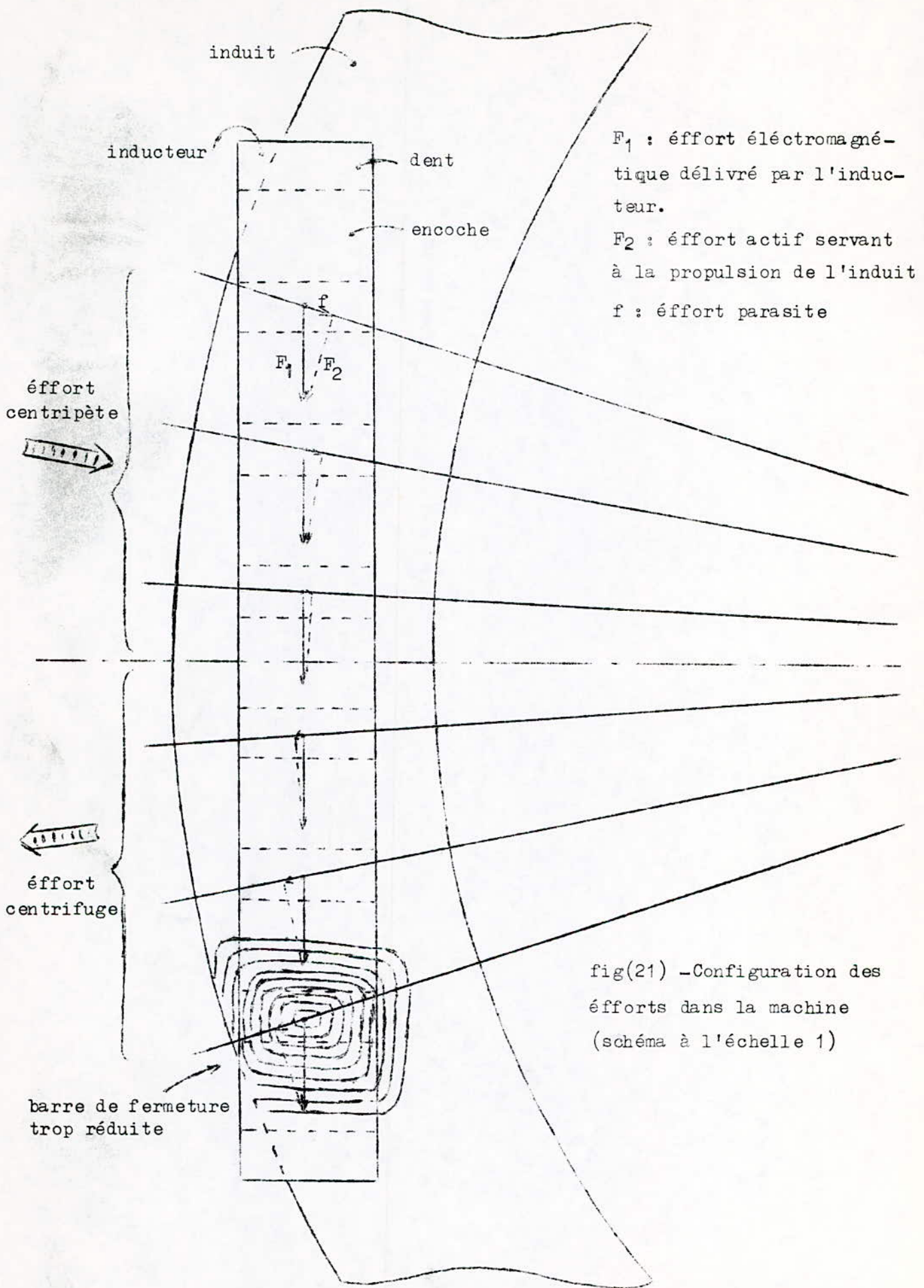
On peut remarquer que le nombre de dents de cet inducteur est égal à 8 dont 2 restent inoccupées du fait que le nombre de bobines par inducteur est multiple de 3.

6.4 Dimensions de l'induit



l : épaisseur de l'induit
 L : largeur de l'induit

fig (20) - dimensions de l'induit



fig(21) - Configuration des efforts dans la machine (schéma à l'échelle 1)

6.5 Qualités et défauts

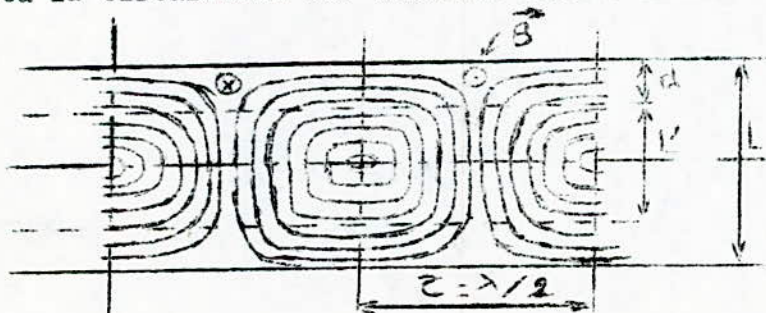
Ce moteur est un prototype réalisé entièrement à l'école, l'absence d'expérience et de moyens perfectionnés pour ce genre de réalisations fait qu'il n'est pas habilité à répondre à toutes les exigences de laboratoire.

Cette non conformité avec un moteur linéaire parfait se résume dans les points suivants :

i) L'inducteur de la machine est droit alors qu'il devrait être en arc de cercle afin de pouvoir épouser la forme de l'induit, cette inadaptation de l'inducteur sur l'induit fausse l'image qu'on veut obtenir par le biais de ce prototype sur le moteur linéaire. Elle est de plus gênante à plus d'un titre ; on note essentiellement :

- la non utilisation complète de l'effort fourni par l'inducteur, on peut voir tel qu'il est mis en évidence sur la figure (21) l'existence de forces parasites qui pour un sens de déplacement donné peuvent être centrifuges d'un côté de l'axe horizontal de la machine et centripètes de l'autre. A des fréquences élevées ces forces peuvent à la limite être une source de vibration.

- réduction des barres de fermeture, surtout au niveau des bobines extrémales où elles sont quasiment inexistantes, la circulation des courants dans l'induit s'en trouve gênée, comme on peut le voir sur la figure (21) à l'échelle 1. La figure (22) donne le schéma d'un moteur linéaire où les barres de fermeture sont uniformes et où la circulation des courants dans l'induit est respectée.



fig(22)-Courants dans l'induit.

L: largeur de l'induit
L': largeur de l'inducteur.
d: largeur des barres de fermeture.

ii) L'inducteur n'est pas assez puissant (ou moment d'inertie de l'induit assez grand), ceci mène à des vitesses relativement basses et un couple de la machine très faible (on l'arrête facilement à la main). La conséquence en est immédiate : impossibilité de charger la machine et de tracer des caractéristiques exploitables de fonctionnement en charge.

iii) La machine ainsi sous dimensionnée est constamment dans un risque d'échauffement excessif, voire même dangereux vu l'absence de moyens de ventilation et de surveillance de la température.

iv) Inexistence des enroulements de compensation aux différentes extrémités des inducteurs.

Quant aux qualités propres à cette machine, elles sont à peu près celles que l'on rencontre dans tous les cas de moteurs linéaires de même type. On peut noter en particulier :

a) Inducteur bilatéral amovible, ce qui permet un réglage de l'entrefer à la valeur désirée.

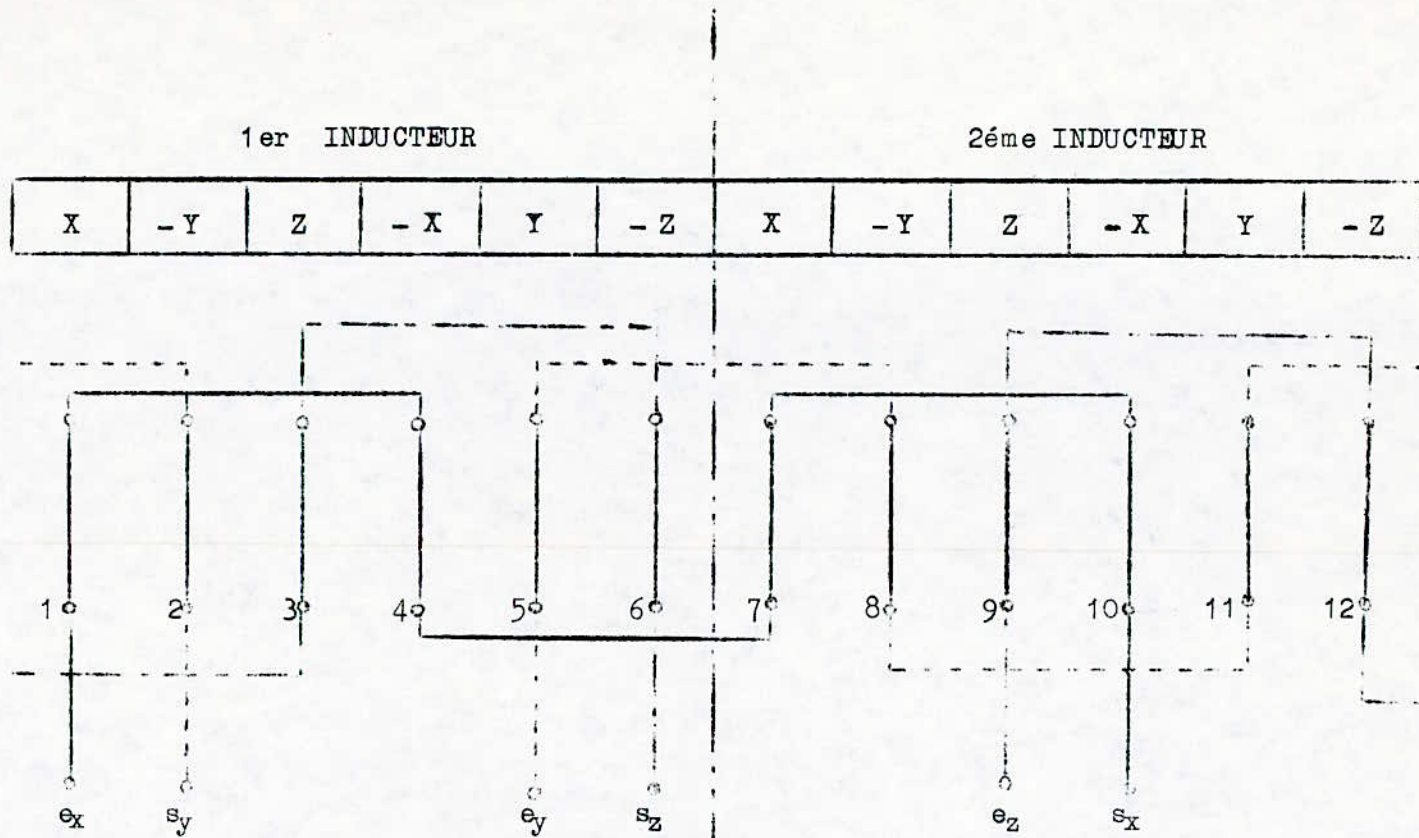
b) Constitution mécanique simple.

c) absence de bruit.

6.6 Enroulement

Il est représenté fig(23) les deux inducteurs en série.

On peut remarquer que les 4 bobines par phase sont prises en série, un autre mode d'excitation est possible par la connection en parallèle de celles-ci.



fig(23)-Enroulement de la machine.

12 bobines, 4 bobines par phase (p=2 par phase).

7.1 Dispositif de mesure

L'installation est en soit très simple, mais la mesure du flux dans l'entrefer de 2mm impose, quant à elle, la confection d'un dispositif de mesure assez spécial pouvant être déplacé le long de l'entrefer sans gêner le passage de l'induit et suffisamment résistant à la chaleur pour ne pas être altéré lors d'une éventuelle élévation de la température.

A l'aide d'un fil isolé de $\frac{1}{10}$ mm de diamètre, nous avons réalisé des bobines plates de 20 spires concentriques fig(24). Ces bobines ont des dimensions si petites (diamètre intérieur de 6mm et extérieur de 11mm) qu'il est possible de les assimiler à des bobines sondes, permettant de relever la valeur ponctuelle du champ au point correspondant à leur centre.

fil de 0,1mm
de diamètre



$a = 6\text{mm}$

$A = 11\text{mm}$

$n = 20$ spires

fig (24) - Type de bobine sonde

L'épaisseur de ces bobines nues est compte tenu du fil aller et du fil retour égale à 2 fois le diamètre de celui-ci, de plus pour soutenir l'agencement des spires, ces bobines sont au cours de leur réalisation assises sur du papier collant de 0,1mm d'épaisseur et recouvertes de celui-ci une fois terminées.

Il nous a été possible par la suite de fixer une bobine de ce type sur du papier millimétré de 0,3mm d'épaisseur.

L'ensemble n'excédant pas une épaisseur totale de 0,8mm.

Le dispositif de mesure ainsi constitué a pu être introduit aisement dans l'entrefer de la machine et prenant référence à un point de repère fixe solidère de l'inducteur, il nous a été possible de faire des relevés en plaçant la sonde à des points dont nous connaissons les coordonnées avec précision, fig(25).

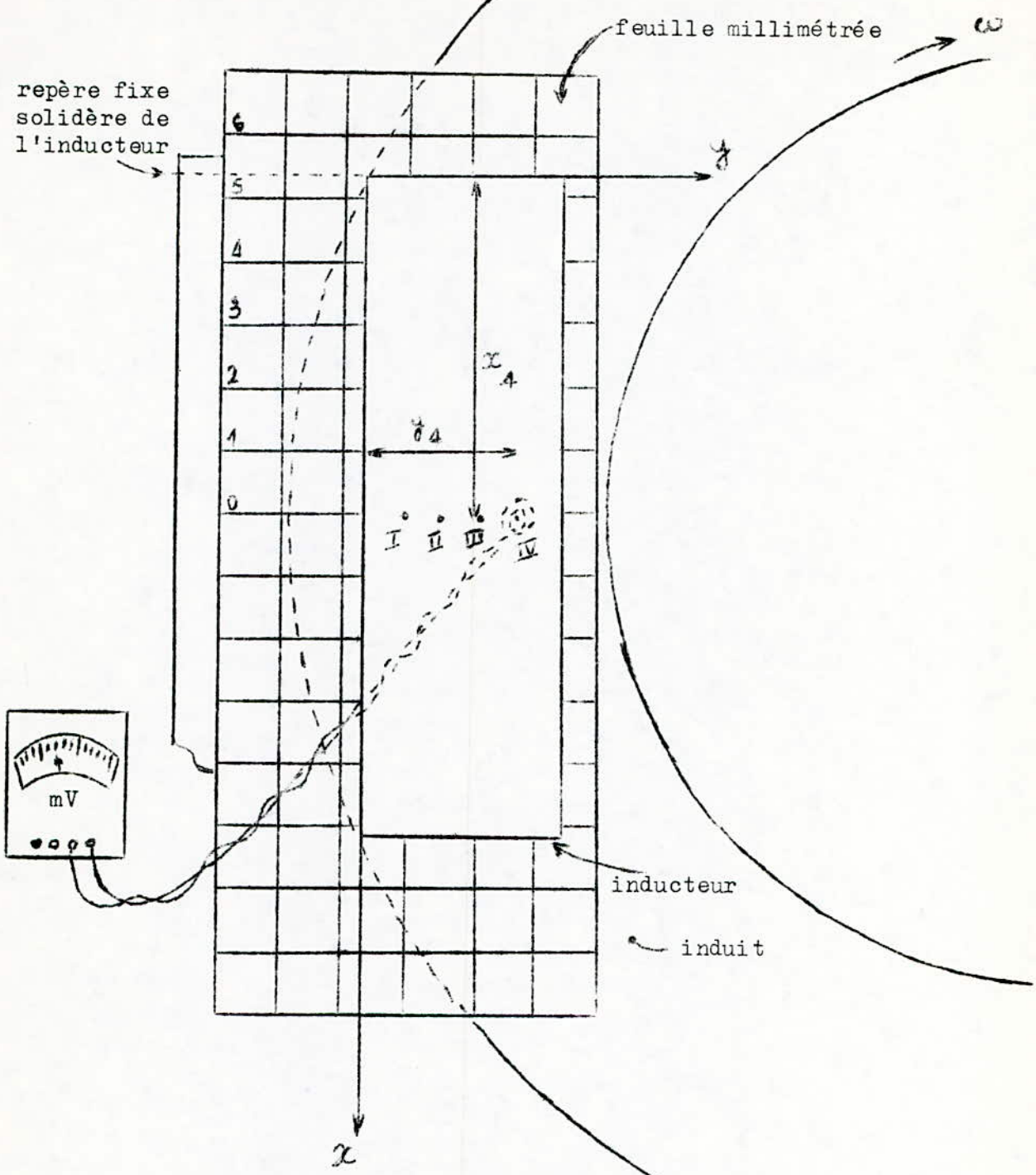
TABLÉAU DE MESURES

x_{cm}	e_v	x_{cm}	e_v	x_{cm}	e_v	x_{cm}	e_v	x_{cm}	e_v	x_{cm}	e_v
0,6	2	3,6	28	6,6	12	9,6	5	12,6	3	15,6	2
0,8	2	3,8	22	6,8	4	9,8	3	12,8	2	15,8	2
1	2	4	9	7	2	10	2	13	2	16	4
1,2	2	4,2	3	7,2	2	10,2	2	13,2	6	16,2	20
1,4	3	4,4	2	7,4	2	10,4	5	13,4	23	16,4	33
1,6	3	4,6	2	7,6	5	10,6	23	13,6	32	16,6	40
1,8	3	4,8	9	7,8	24	10,8	33	13,8	38	16,8	44
2	4	5	25	8	33	11	40	14	42	17	45
2,2	18	5,2	34	8,2	39	11,2	43	14,2	42	17,2	46
2,4	29	5,4	40	8,4	42	11,4	43	14,4	41	17,4	43
2,6	32	5,6	42	8,6	42	11,6	40	14,6	36	17,6	37
2,8	42	5,8	41	8,8	40	11,8	34	14,8	28	17,8	28
3	44	6	38	9	35	12	28	15	20	18	18
3,2	43	6,2	33	9,2	29	12,2	19	15,2	5	18,2	6
3,4	36	6,4	24	9,4	19	12,4	5	15,4	3	18,4	4

Dans un souci de précision, nous avons effectué exprès des relevés à des points suffisamment rapprochés, de 2mm en 2mm dans le sens du prolongement de l'inducteur (direction Ox).

Ces mesures ont été effectuées à $I = 0,36 A$, $U = 137 V$,
 $f = 400 Hz$.

Dans la direction Oy la f.e.m. recueillie reste constante pour une abscisse donnée, on en déduit que la valeur du champ ne



fig(25)-Dispositif de mesure.
On varie l'abscisse du point de mesure
en plaçant la feuille suivant l'axe Ox
et l'ordonnée en plaçant la sonde en
position I, II, III ou IV...

varie pas le long de cette direction.

La f.e.m. "e" induite dans les spires de la bobine sonde aux points de mesure est directement proportionnelle à la valeur efficace de l'induction magnétique en ces mêmes points, et le champ magnétique dans les machines linéaires étant de structure relativement complexe (par rapport à celui des machines tournantes de circuit magnétique ininterrompu) l'induction magnétique a une valeur efficace variable le long de l'entrefer.

La valeur resultante du champ d'induction le long de l'entrefer pour une machine idéale (i.e. supposée dépourvue de tout effet d'extrémité) est donnée par :

$$\underline{B} = B_m \cdot e^{j(\omega t - kx)} \quad (68)$$

Lorsque la machine possède une structure symétrique en hauteur et en largeur, les effets de bord et de pénétration ajoutent une composante spciale et le champ resultant aura la forme générale :

$$\underline{B} = f(x)f(z) \left[B_m \cdot e^{j(\omega t - kx)} + \sum_n \underline{B}_{mn} \cdot e^{(\underline{\alpha}_n \cdot x)} \right] \quad (69)$$

où les termes complexes sont soulignés et où :

\underline{B}_{mn} : amplitude complexe des ondes parasites

$\underline{\alpha}_n$: exposant complexe dépendant des dimensions géométriques et des caractéristiques magnétiques et électriques.

Remarque :

Il faut noter que lorsque cette symétrie n'est respectée ni en longueur (induit ou inducteur décentrés géométriquement ou électriquement) ni en hauteur (inducteur unilatéral), il apparait alors des termes parasites correspondant à des ondes glissantes plus ou moins amorties se propageant à des vitesses variables dans les trois directions de la machine. La force de Lorentz et la poussée de la machine

s'en trouvent affaiblies ; la forme de l'induction magnétique est dans ce cas :

$$\underline{B} = B_m \cdot e^{j(\omega t - kx)} + \sum_{n_1} \underline{B}_{mn_1} e^{j(n_1 x)} + \sum_{n_2} \underline{B}_{mn_2} e^{j(n_2 y)} + \sum_{n_3} \underline{B}_{mn_3} e^{j(n_3 z)} \quad (70)$$

Pour une machine comme la notre où la symétrie est observée, un programme de résolution de l'équation (69) dans les différentes zones permet en tenant compte des grandeurs électriques et géométriques propres à celle-ci (nombre d'ondes K, conditions aux limites etc....) d'obtenir un tracé théorique de la valeur résultante du champ.

Pareille résolution a été effectuée [8] pour un prototype d'essai de 10 KVA, ayant 2 paires de pôles, $\cos \psi = 0,5$ et $V_{max} = 21 \text{ m/s}$, on peut voir représentées sur la fig (26) la courbe théorique et la courbe mesurée pour cette machine.

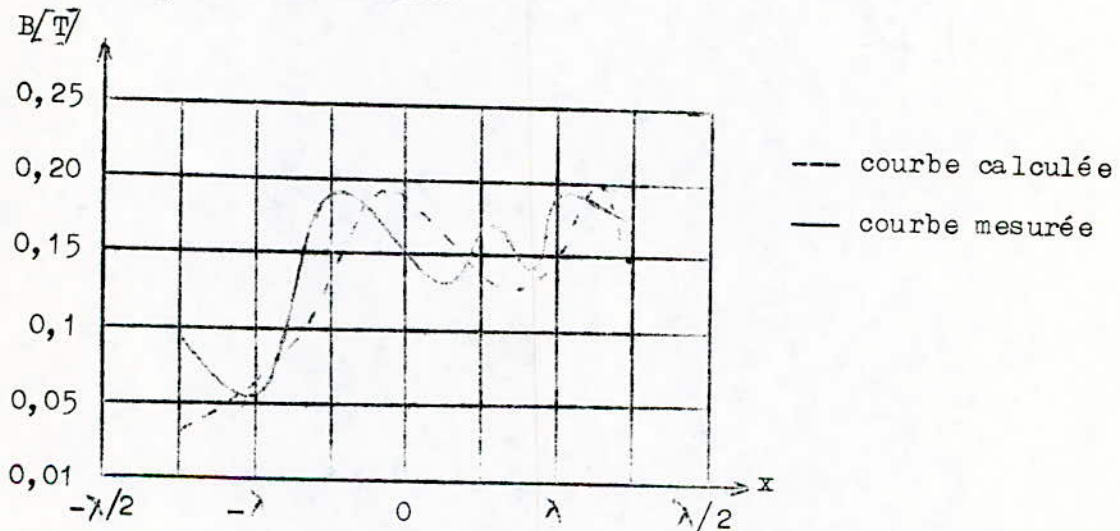
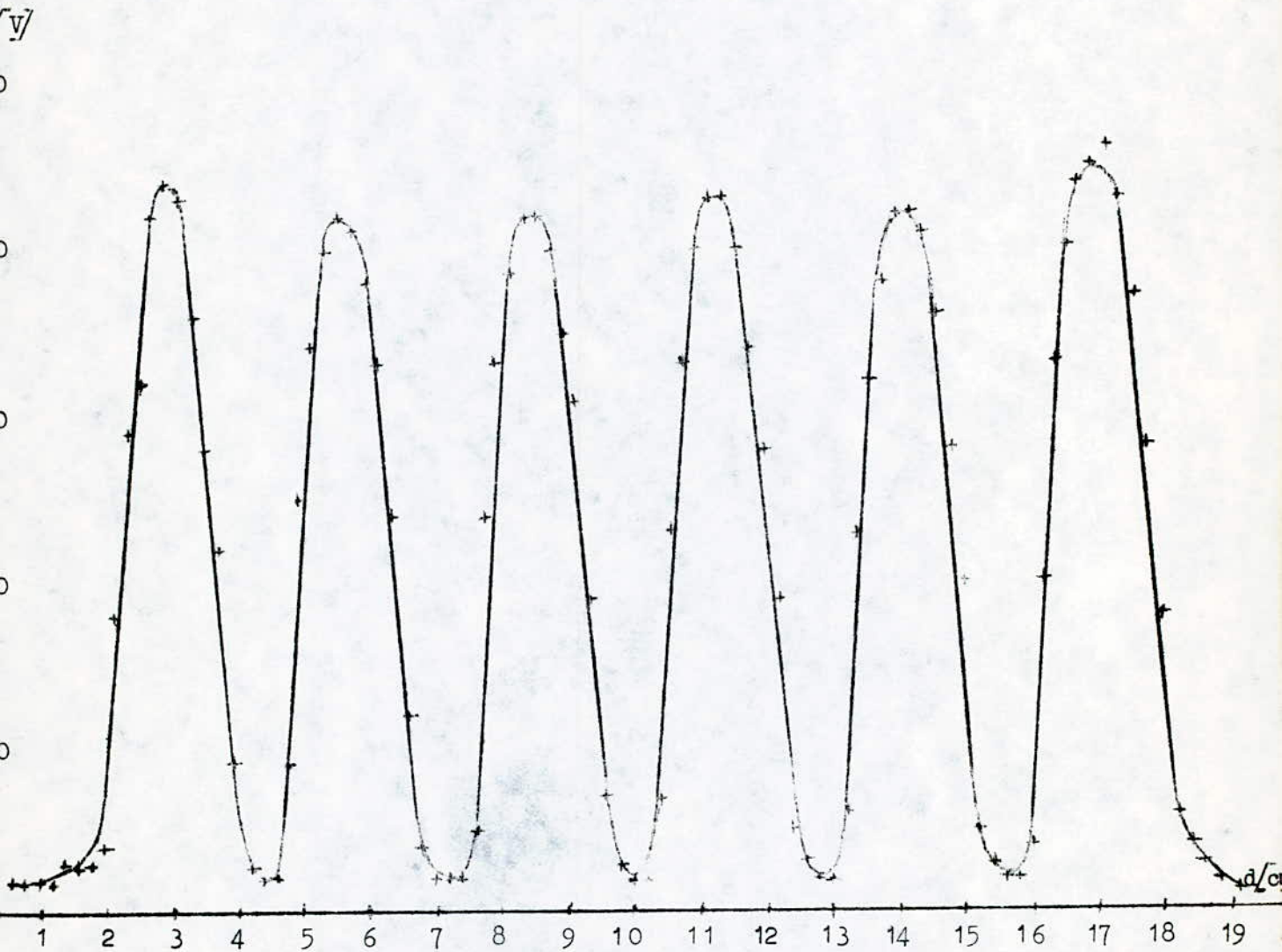
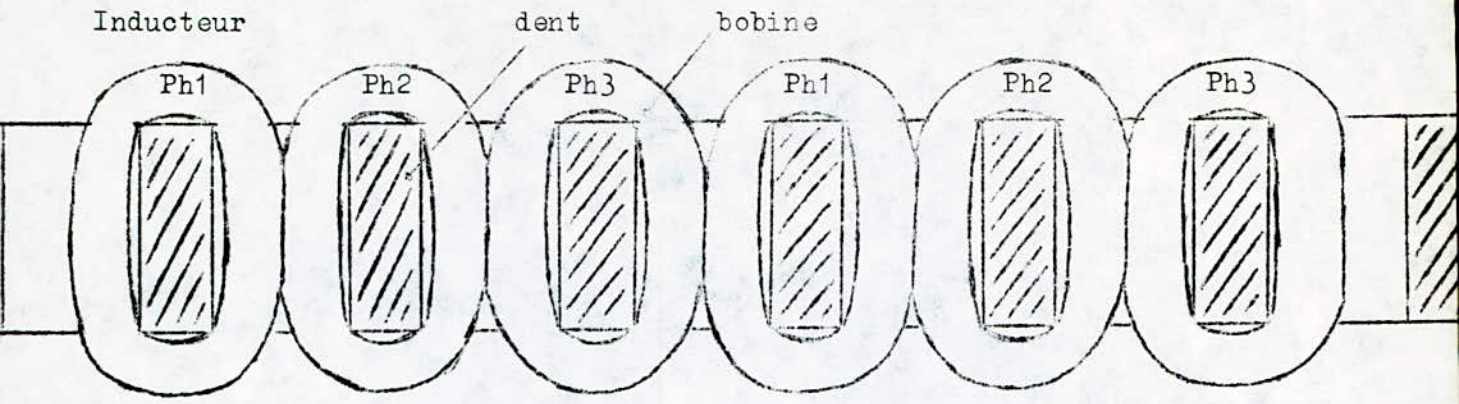


fig (26) - Valeur efficace de l'induction pour la machine ayant $S=10\text{KVA}$, $2p=4$, $\cos \psi = 0,5$ et $V_{max}=21\text{m/s}$.

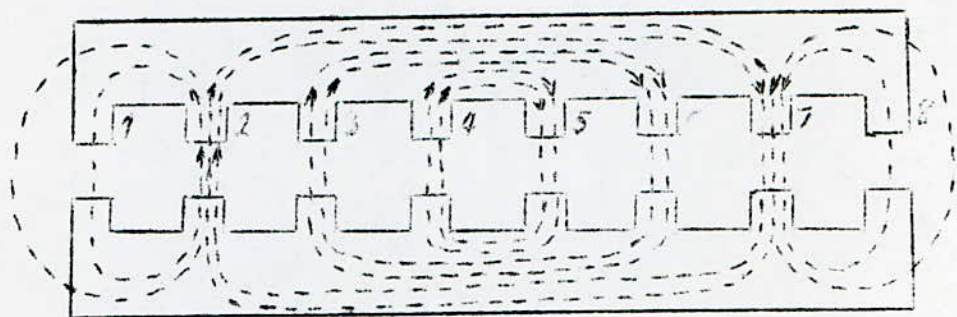
Nous déduisons de ces considérations que la courbe d'induction peut avoir une allure quelconque.



fig(27)-Valeur efficace de la f.e.m.
induite dans la sonde
(courbe mesurée)

Celle obtenue pour la machine disponible à l'école est représentée fig(27). Nous ne chercherons pas à lui donner une modélisation, non soutenue par un tracé théorique celle-ci pourrait s'avérer arbitraire.

Il est intéressant cependant de remarquer que les valeurs maximales se placent sous les noyaux des bobines, alors que les valeurs minimales (4 à 5% de B_{max}) correspondent aux milieux des encoches, on peut en déduire les parcours essentiellement suivis par le champ et en simuler la distribution le long de la partie active de la machine.



fig(28) -distribution du champ le long de la machine.

Le champ partant des dents 2 et 7 peut se refermer, en plus du chemin conventionnel, à travers les dents extrémales qui constituent un circuit magnétique interrompu, la densité du flux s'en trouve légèrement augmentée. Ceci explique la valeur plus importante de la f.e.m. induite recueillie sous les dents 2 et 7.

7.2 Effet du mode d'enroulement

Cette distribution de la f.e.m. induite dans l'entrefer et, partant, de la valeur efficace de l'induction fig(27) nous mène à parler de l'enroulement de la machine, celui-ci étant réalisé

"en manteau" à deux faisceaux par encoche et un pas du bobinage égal au pas dentaire, présente un inconvénient majeur, les dimensions des bobines sont importantes et leur logement nécessite des encoches trop larges et trop profondes, ceci entrecoupe de façon appréciable la valeur du champ dans l'entrefer et nous éloigne de la configuration d'un champ distribué uniformément fig. (14) le long de la partie centrale de l'entrefer.

Un enroulement plus favorable à une telle distribution aurait plusieurs faisceaux par bobine, par exemple 3 et un pas de bobinage égal au moins à 3 fois le pas dentaire.

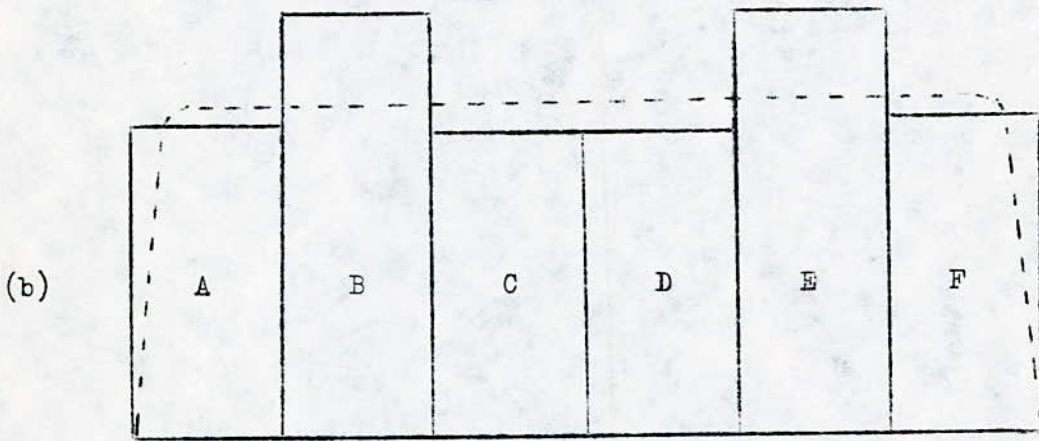
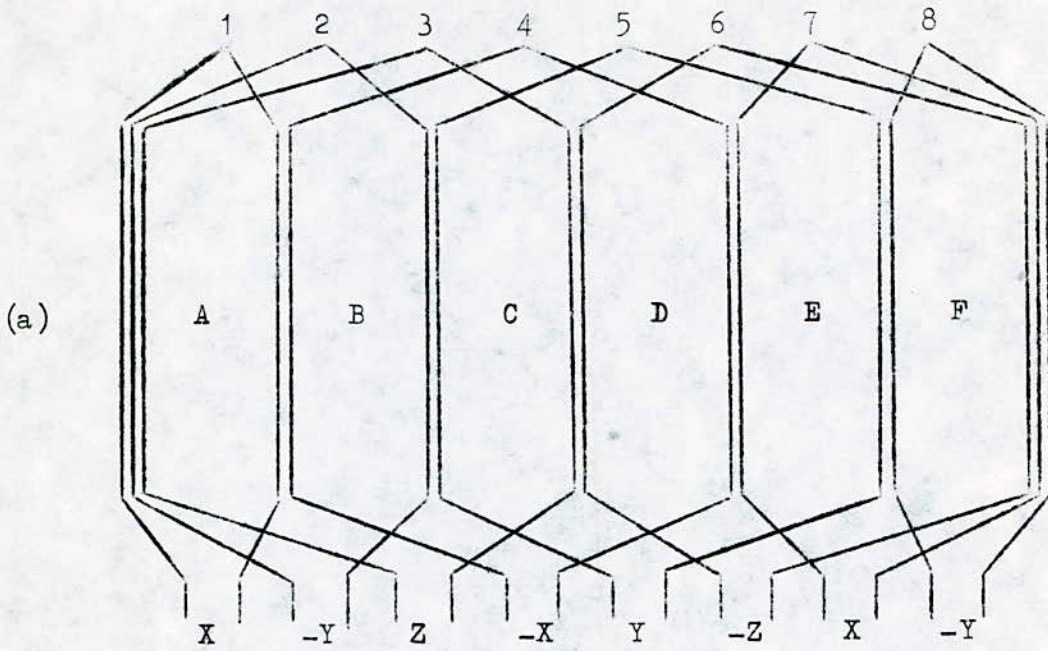
Nous pouvons proposer pour cette machine un enroulement ayant la même extension que celui dont-elle est équipée mais présentant l'avantage d'offrir une distribution plus régulière du champ le long de l'entrefer.

Tel qu'il est représenté sur la fig(29a) cet enroulement occupe 7 encoches (pour un inducteur), donc il embrasse 6 dents du circuit magnétique : A,B,.....F, il est constitué de 8 bobines :

- 4 bobines centrales ayant chacune un pas triple du pas dentaire.
- 4 bobines extrémales, disposées de part et d'autre et destinées à renforcer le champ aux extrémités, les deux bobines internes (2 et 7) ont un pas double du pas dentaire, tandis que le pas des deux externes (1 et 8) lui est égal.

7.3 Justification de ce choix

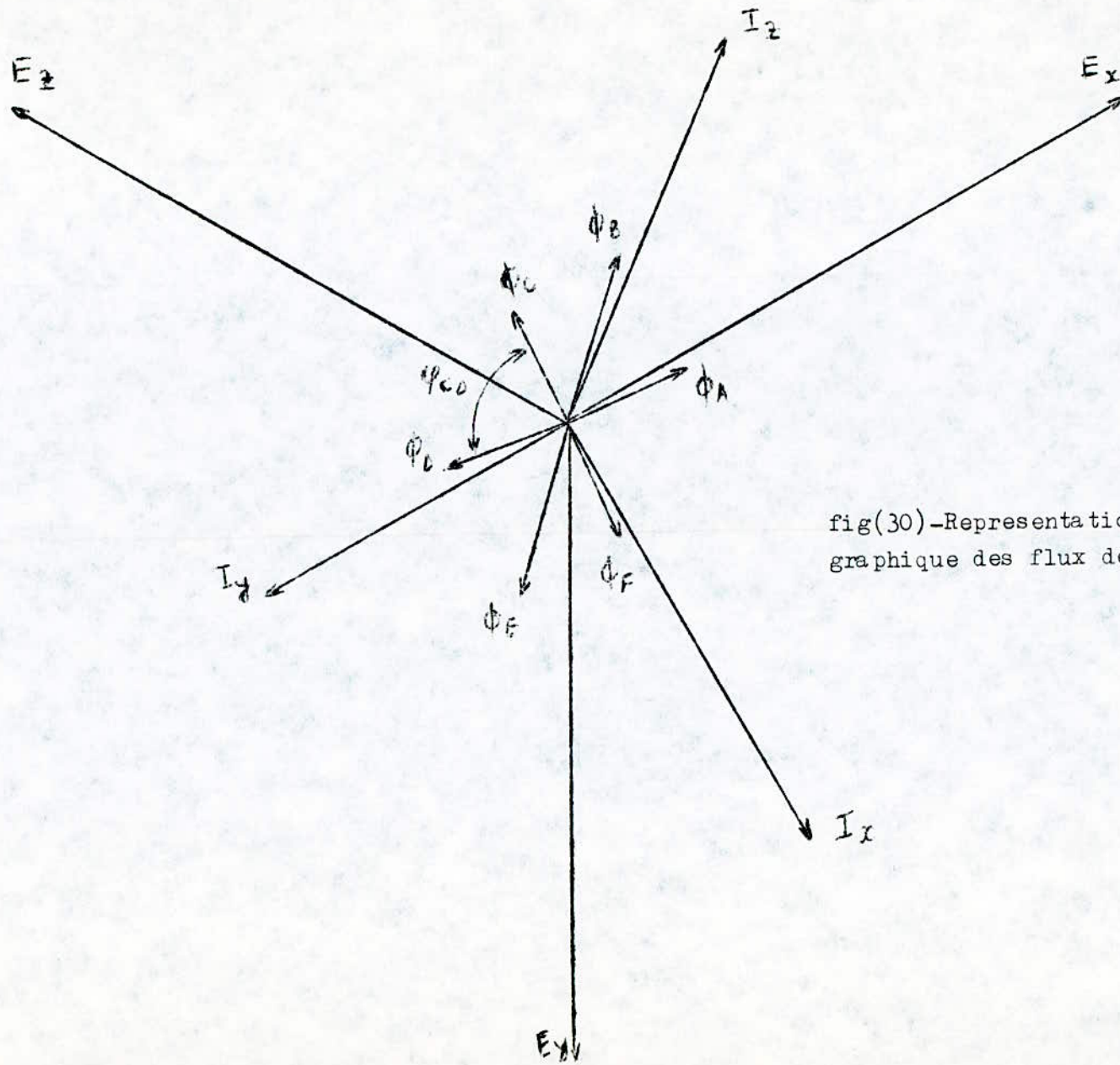
A priori il est difficile de se faire une idée précise sur la configuration du champ engendré par cet enroulement sans passer par un calcul. Nous allons à cette fin appliquer à cet inducteur



fig(29) - (a) Enroulement serie proposé

(b) Configuration du champ produit par cet enroulement, en colonne.

En pointillé, une courbe approchée possible.



fig(30)-Representation
graphique des flux dentaires.

une méthode dite du "pas à pas" et qui permet comme son nom l'indique de déterminer la valeur relative du flux à travers chacune des dents embrassées par l'enroulement.

Les bobines d'une même phase étant connectées en série, on peut écrire les équations des flux par phase; la phase x comprend les bobines 1, 4 et 7 et le sens de l'enroulement de 4, inverse de 1 et 7, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 \text{phase x} & \implies \frac{d}{dt} (\phi_A - \phi_B - \phi_C - \phi_D + \phi_E + \phi_F) = E_x \\
 \text{et phase y} & \implies \frac{d}{dt} (-\phi_A - \phi_B + \phi_C + \phi_D + \phi_E - \phi_F) = E_y \\
 \text{phase z} & \implies \frac{d}{dt} (\phi_A + \phi_B + \phi_C - \phi_D - \phi_E - \phi_F) = E_z
 \end{aligned} \quad (71)$$

Les courants dans les différentes phases étant respectivement I_x , I_y et I_z , le flux dans chaque dent peut être calculé en considérant le flux dans chaque circuit magnétique embrassé par une bobine et en appliquant ensuite le principe de superposition. De cette façon le flux produit par la bobine (1) par exemple, peut être vu comme traversant la dent A à un instant donné, ce flux se referme à travers le circuit magnétique, le chemin de retour se fera nécessairement à travers les dents B, C, D, E, F ; si on note ϕ_{A1} le flux dans A et du à la bobine 1, on pourra écrire :

$$\phi_{A1} = kI_x$$

et pour le chemin de retour :

$$\phi_{B1} + \phi_{C1} + \phi_{D1} + \phi_{E1} + \phi_{F1} = -kI_x$$

En gardant en vue que pour la bobine 2, le circuit magnétique embrassé est 2 fois plus grand, la reluctance de celui-ci est moitié de celle du précédent et la proportion de flux sera doublée ; pour

les bobines 3, 4, 5, et 6 elle sera triplée.

On peut maintenant écrire les équations pour les 8 bobines :

$$\begin{array}{l}
 \text{bob(1), } \phi_{A1} = kI_x \quad \implies \phi_{B1} + \phi_{C1} + \phi_{D1} + \phi_{E1} + \phi_{F1} = -kI_x \\
 \text{bob(2), } \phi_{A2} + \phi_{B2} = -2kI_y \quad \implies \phi_{C2} + \phi_{D2} + \phi_{E2} + \phi_{F2} = 2kI_y \\
 \text{bob(3), } \phi_{A3} + \phi_{B3} + \phi_{C3} = 3kI_z \quad \implies \phi_{D3} + \phi_{E3} + \phi_{F3} = -3kI_z \\
 \text{bob(4), } \phi_{B4} + \phi_{C4} + \phi_{D4} = -3kI_x \quad \implies \phi_{A4} + \phi_{E4} + \phi_{F4} = 3kI_x \\
 \text{bob(5), } \phi_{C5} + \phi_{D5} + \phi_{E5} = 3kI_y \quad \implies \phi_{A5} + \phi_{B5} + \phi_{F5} = -3kI_y \\
 \text{bob(6), } \phi_{D6} + \phi_{E6} + \phi_{F6} = -3kI_z \quad \implies \phi_{A6} + \phi_{B6} + \phi_{C6} = 3kI_z \\
 \text{bob(7), } \phi_{E7} + \phi_{F7} = 2kI_x \quad \implies \phi_{A7} + \phi_{B7} + \phi_{D7} + \phi_{E7} = -2kI_x \\
 \text{bob(8), } \phi_{F8} = -kI_y \quad \implies \phi_{A8} + \phi_{B8} + \phi_{C8} + \phi_{D8} + \phi_{E8} = kI_y
 \end{array} \quad (72)$$

En sachant que le flux total à travers une dent est donné par la superposition des flux provenant de toutes les bobines et traversant cette dent de telle sorte que :

$$\phi_A = \sum_{i=1}^8 \phi_{Ai} \quad , \quad \phi_B = \sum_{i=1}^8 \phi_{Bi} \quad \text{etc...}$$

et restant dans les termes d'une approximation tolérable, on peut considérer que le flux aller d'une bobine se divise régulièrement à travers les dents qu'il traverse et identiquement pour le retour, de telle sorte que pour la bobine 2 par exemple on ait :

$$\phi_{A2} = \phi_{B2} \quad \text{et} \quad \phi_{C2} = \phi_{D2} = \phi_{E2} = \phi_{F2}$$

Ces considérations faites, il nous est possible de trouver l'expression du flux total à travers chaque dent, en partant du système (72).

$$\begin{aligned}
 \phi_A &= \sum_{i=1}^8 \phi_{Ai} = \phi_{A1} + \phi_{A2} + \phi_{A3} + \phi_{A4} + \phi_{A5} + \phi_{A6} + \phi_{A7} + \phi_{A8} \\
 &= kI_x - kI_y + kI_z + kI_x - kI_y + kI_z - \frac{1}{2}kI_x + \frac{1}{5}kI_y
 \end{aligned}$$

$$\phi_B = \dots \quad \text{etc}$$

Rassemblant les termes en I_x , I_y et I_z et appliquant le calcul à toutes les dents, on tire le système :

$$\begin{aligned}
 \phi_A &= \frac{3}{2} k I_x - \frac{9}{5} k I_y + 2 k I_z \\
 \phi_B &= -\frac{17}{10} k I_x - \frac{9}{5} k I_y + 2 k I_z \\
 \phi_C &= -\frac{17}{10} k I_x + \frac{17}{10} k I_y + 2 k I_z \\
 \phi_D &= -\frac{17}{10} k I_x + \frac{17}{10} k I_y - 2 k I_z \\
 \phi_E &= \frac{9}{5} k I_x + \frac{17}{10} k I_y - 2 k I_z \\
 \phi_F &= \frac{9}{5} k I_x - \frac{3}{2} k I_y - 2 k I_z
 \end{aligned}
 \tag{73}$$

Le système dérivé du système (73) s'obtient aisément :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\phi_A}{dt} &= \frac{3}{2} k \frac{dI_x}{dt} - \frac{9}{5} k \frac{dI_y}{dt} + 2k \frac{dI_z}{dt} \\
 \frac{d\phi_B}{dt} &= \dots \dots \dots \text{etc}
 \end{aligned}$$

Qu'on peut utiliser pour la résolution du système (71), on obtient tout calcul fait :

$$\begin{aligned}
 \frac{102}{10} k \frac{dI_x}{dt} - \frac{32}{10} k \frac{dI_y}{dt} - 4 k \frac{dI_z}{dt} &= E_x \\
 = \frac{32}{10} k \frac{dI_x}{dt} + \frac{3}{10} k \frac{dI_y}{dt} - 4 k \frac{dI_z}{10} &= E_y \\
 - \frac{38}{10} k \frac{dI_x}{dt} - \frac{38}{10} k \frac{dI_y}{dt} + 12 k \frac{dI_z}{dt} &= E_z
 \end{aligned}
 \tag{74}$$

La solution du système (74) est la suivante :

$$\left. \begin{aligned} k \frac{dI_x}{dt} &= 0,149 E_x + 0,0746 E_y + 0,0746 E_z \\ k \frac{dI_y}{dt} &= 0,0746 E_x + 0,149 E_y + 0,0746 E_z \\ k \frac{dI_z}{dt} &= 0,07 E_x + 0,07 E_y + 0,13 E_z \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Or (E_x, E_y, E_z) est classiquement un système de tensions triphasé équilibré venant de la source, il est donc possible de tracer sur un graphe les valeurs relatives (pour un k propre aux caractéristiques magnétiques du circuit) des courants I_x, I_y, I_z qui sont respectivement en quadratures avant avec leurs dérivées.

L'étape suivante permet le tracé direct des flux dentaires à partir du système (73).

Su le graphe fig(30) représentant ces grandeurs, il est possible de lire également tous les déphasages entre courants et flux dentaires.

Les dimensions des vecteurs flux nous renseignent sur la configuration du champ dans l'entrefer. Nous traçons celle-ci fig(29b) en colonnes.

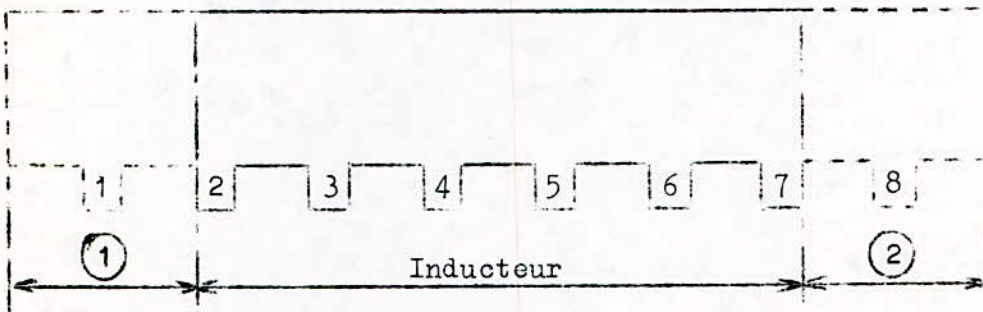
Une enveloppe de cette configuration du champ peut être facilement calculée. Nous ne le ferons pas. Nous nous contentons de préciser que cette configuration plus régulière se prête davantage que la courbe relevée, à être assimilée à la forme théorique de la figure (14). Nous faisons cette assimilation en pointillets sur la fig(29 b).

REMARQUES

1) - Ce calcul a été effectué pour un seul inducteur, en réalité la machine étant équipée de 2 inducteurs, supposés en parfaite symétrie de positionnement et produisant des flux additifs, la dimension

des vecteurs flux dentaires est en principe doublée, mais la configuration du flux (fig 29 b) le long de l'entrefer reste la même.

2)-Nous avons exclu dans ce calcul deux chemins possibles de retour du flux, c'est à dire les circuits magnétiques constitués par les dents extrémales 1 et 8, figurant dans la forme initiale de l'inducteur, ces deux parties sont donc à supprimer (fig 30bis), et la longueur de l'induit sera celle embrassée par l'enroulement (dent 2 jusqu'à 7).



fig(30bis)-Forme finale à adopter pour l'inducteur. Les parties ① et ② sont à supprimer.

On aura ainsi la correspondance entre les dents de l'inducteur après son adaptation et les dents du circuit théorique ayant servi au calcul (fig 29 a):

2 = A , 3 = B , 4 = C , 5 = D , 6 = E , 7 = F .

L'aptitude du moteur linéaire à effectuer des tractions à vitesse élevée (jusqu'à 500 km/h) le prédestine manifestement à servir à grande échelle dans le transport, ceci nous incite à étudier les performances vitesse de la machine disponible et ses aptitudes à l'accélération et au freinage.

8.1 Caractéristique vitesse-fréquence

Dans la machine linéaire la vitesse synchrone est proportionnelle à la fréquence au même titre que la vitesse angulaire dans les machines tournantes. Mais contrairement à cette dernière, elle varie avec le pas polaire κ , écrivant $\omega = 2\pi f$ on obtient :

$$V_s = \frac{\omega \tau}{\kappa} = 2\pi f \tau = \lambda f \quad (76)$$

On voit que la polarité n'intervient pas dans le choix de la vitesse, en revanche il sera nécessaire de doter la machine d'un nombre de pôles élevé (généralement supérieur à 8) pour réduire à des valeurs acceptables les pertes aux extrémités.

Nous avons essayé dans un premier temps de relever la caractéristique vitesse fréquence $V = g(f)$, à cet effet nous avons utilisé comme source d'énergie un alternateur délivrant une fréquence de 400 Hz à 3000 tr/mn, entraîné par un moteur à courant continu à excitation shunt, les caractéristiques de ces deux machines sont les suivantes :

Moteur à courant continu ALSTHOM

Alternateur LEROY

V = 2900 tr/mn

U = 110 v

I = 50 A

P = 5,5 KW

Excitation shunt : 110V, 1,2A

V = 3000 tr/mn

3 phases, 400 Hz, P = 4 KVA

cos φ = 0,8 ; Excitation : 33V, 12A

Couplages $\begin{cases} \rightarrow \text{Triangle} & : 115V, 20A \\ \rightarrow \text{Etoile} & : 200V, 11,6A \end{cases}$

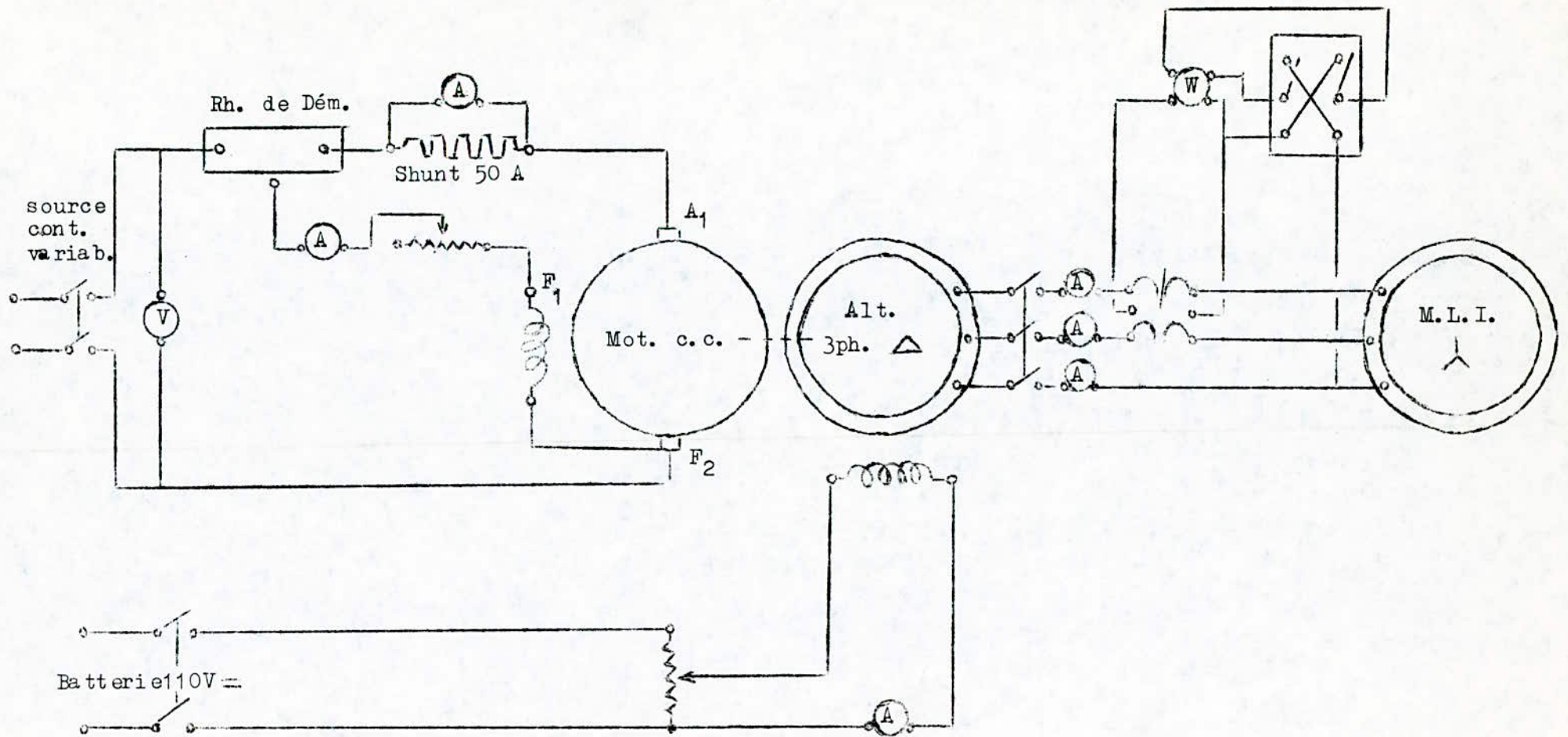
Le schema du montage est representé fig(31). Il est bien entendu que nous faisons varier la fréquence par action directe sur la vitesse de rotation de l'ensemble en modifiant l'excitation du moteur à courant continu.

La mesure des vitesses coté alternateur et coté moteur linéaire est effectuée à l'aide d'un tachymètre de precision assez bonne (erreur absolue de l'ordre de 1% de la valeur lue).

TABLEAU DE MESURES

$V_{alt} / [tr/mn]$	$f / [Hz]$	$I_{exc.al} / [A]$	$U_{mli} / [V]$	$I_{mli} / [A]$	$V_{mli} / [tr/mn]$
2000	267	12	112	0,325	216
2100	280	12	112	0,34	230
2200	293	12	113	0,34	242
2300	307	12	115	0,325	257
2400	320	12	117	0,35	269
2500	333	12	117	0,35	277
2600	347	12	116	0,35	295
2700	360	12	117	0,35	307
2800	373	12	118	0,35	316
2900	387	12	118	0,35	335
3000	400	12	119	0,35	346

Un relevé de la puissance appelée par le moteur a également été effectué par la méthode du wattmètre, ce relevé s'est avéré inexploitable du fait que les valeurs lues sont si faibles qu'elles se confondent avec les erreurs de mesure.



fig(31)-Schéma du montage permettant l'alimentation du M.L.I. à fréquence variable.

La caractéristique vitesse-fréquence est représentée fig(32).

La variation est linéaire comme on pouvait s'y attendre.

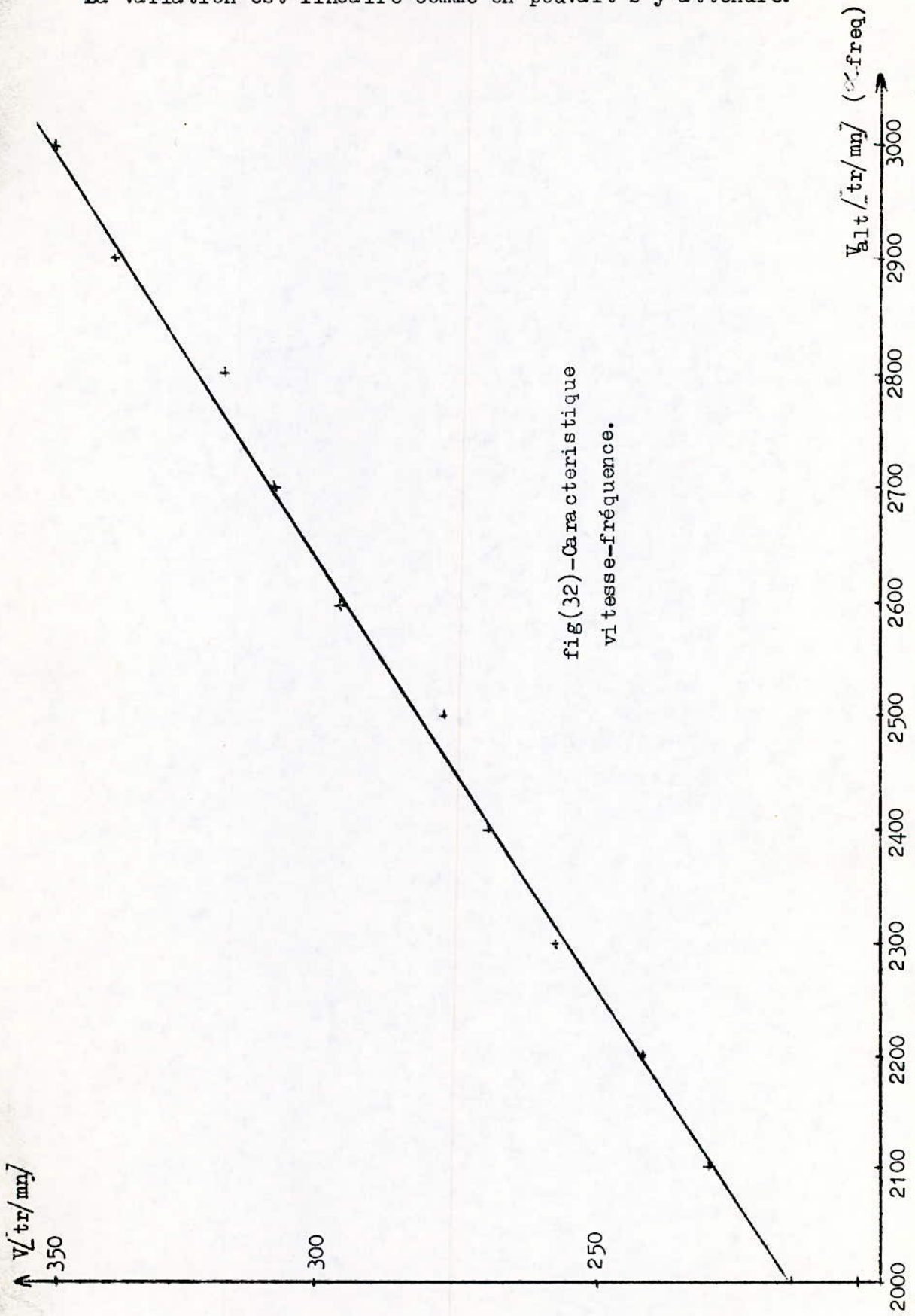
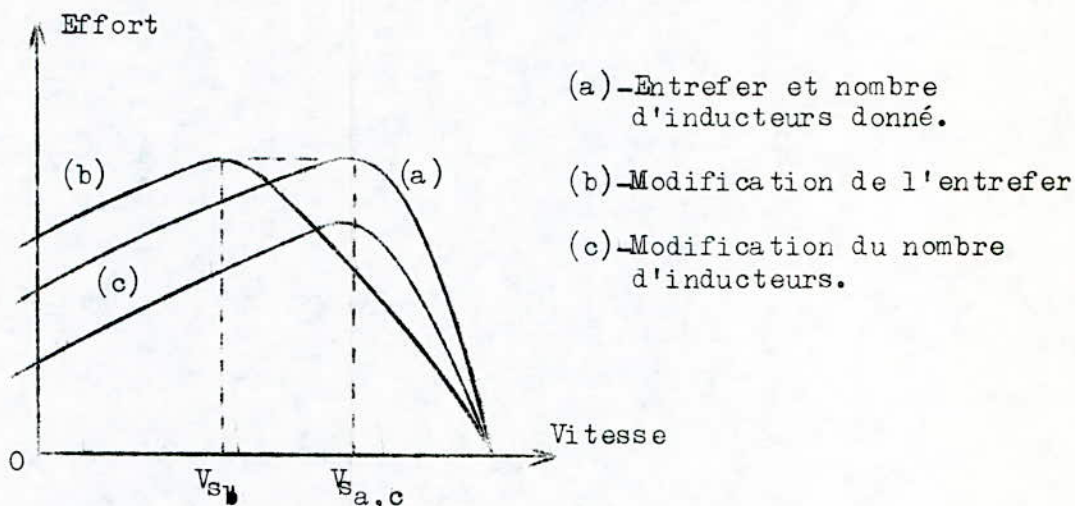


fig (32) -Caractéristique
vitesse-fréquence.

8.2 Variation du facteur de puissance

La théorie du moteur linéaire nous renseigne sur l'allure des courbes effort-vitesse fig(33 a, b, c), nous voyons que l'effort développé par la machine, dans tous les cas, augmente en même temps que la vitesse jusqu'à atteindre la vitesse de synchronisme.

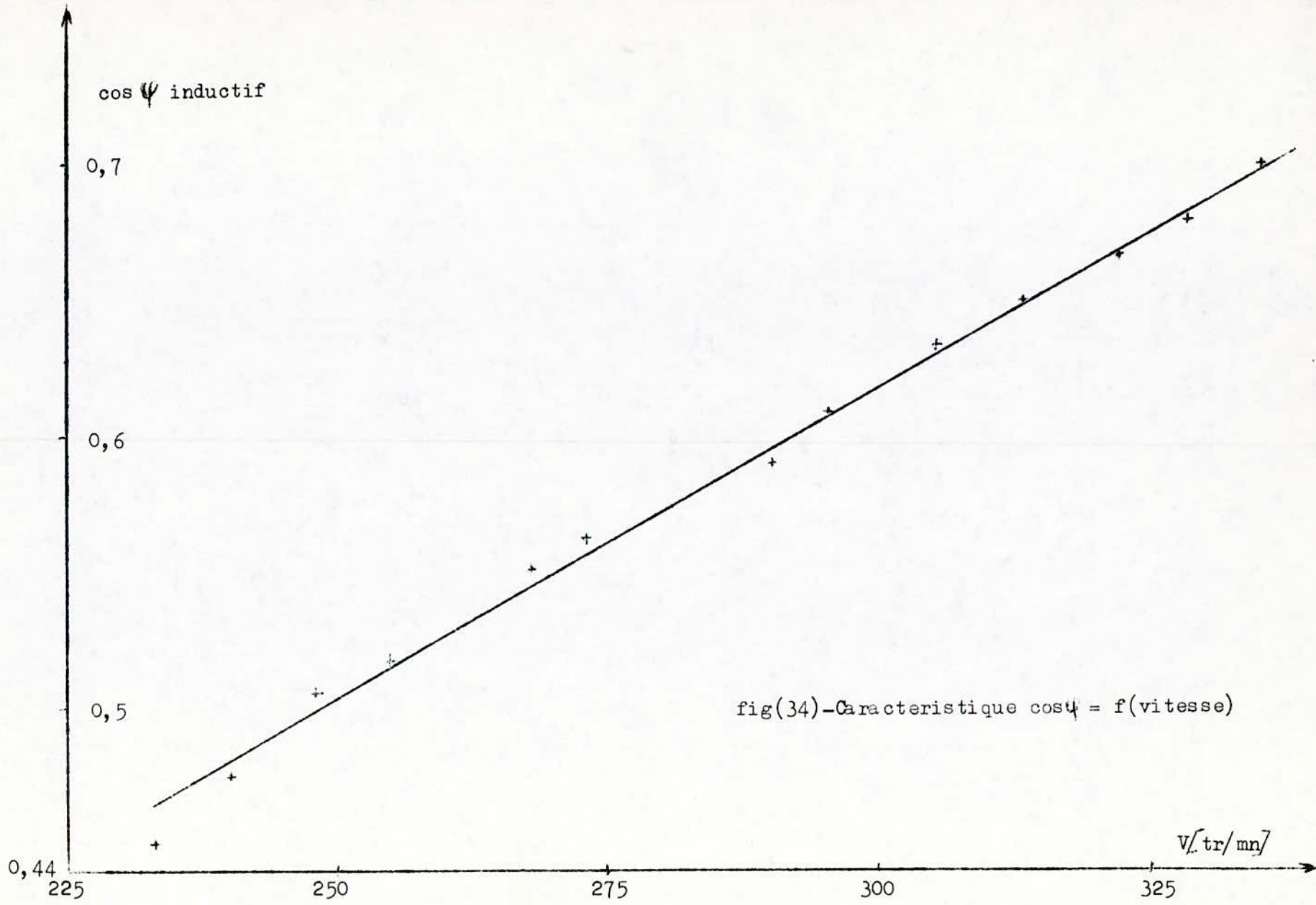


fig(33) - Caractéristique effort-vitesse et ses déplacements.

Cette propriété nous renseigne sur l'évolution de la puissance active consommée par la machine lors d'une montée en vitesse, nous obtenons par surcroît une explication à la variation du facteur de puissance en fonction de la vitesse que nous avons pu relever sur notre machine (cf fig-34-).

TABLEAU DE MESURES

V_{alt} /tr/mn/	V_{mli} /tr/mn/	$\cos\psi_{mli}^{ind}$	V_{alt} /tr/mn/	V_{mli} /tr/mn/	$\cos\psi_{mli}^{ind}$
3000	335	0,7	2650	273	0,562
2950	328	0,68	2600	268	0,55
2900	322	0,672	2550	255	0,517
2850	313	0,65	2500	248	0,505
2800	305	0,633	2450	240	0,474
2750	295	0,608	2400	233	0,45
2700	290	0,59			



fig(34)-Caracteristique $\cos \psi = f(\text{vitesse})$

Lors de ce relevé nous ne pouvions atteindre la vitesse de synchronisme, le glissement de la machine étant trop fort, la caractéristique mesurée ne nous montre donc que la partie située en amont de la vitesse de synchronisme, celle-ci est bien conforme aux données théoriques.

Il est intéressant de noter au passage que les caractéristiques effort-vitesse peuvent être déformées par action sur certains paramètres, on obtient par exemple un déplacement horizontal de celles-ci par modification de l'entrefer et un déplacement vertical (i.e. à vitesse de synchronisme constante) par modification du nombre d'inducteurs ou du couplage (étoile - triangle).

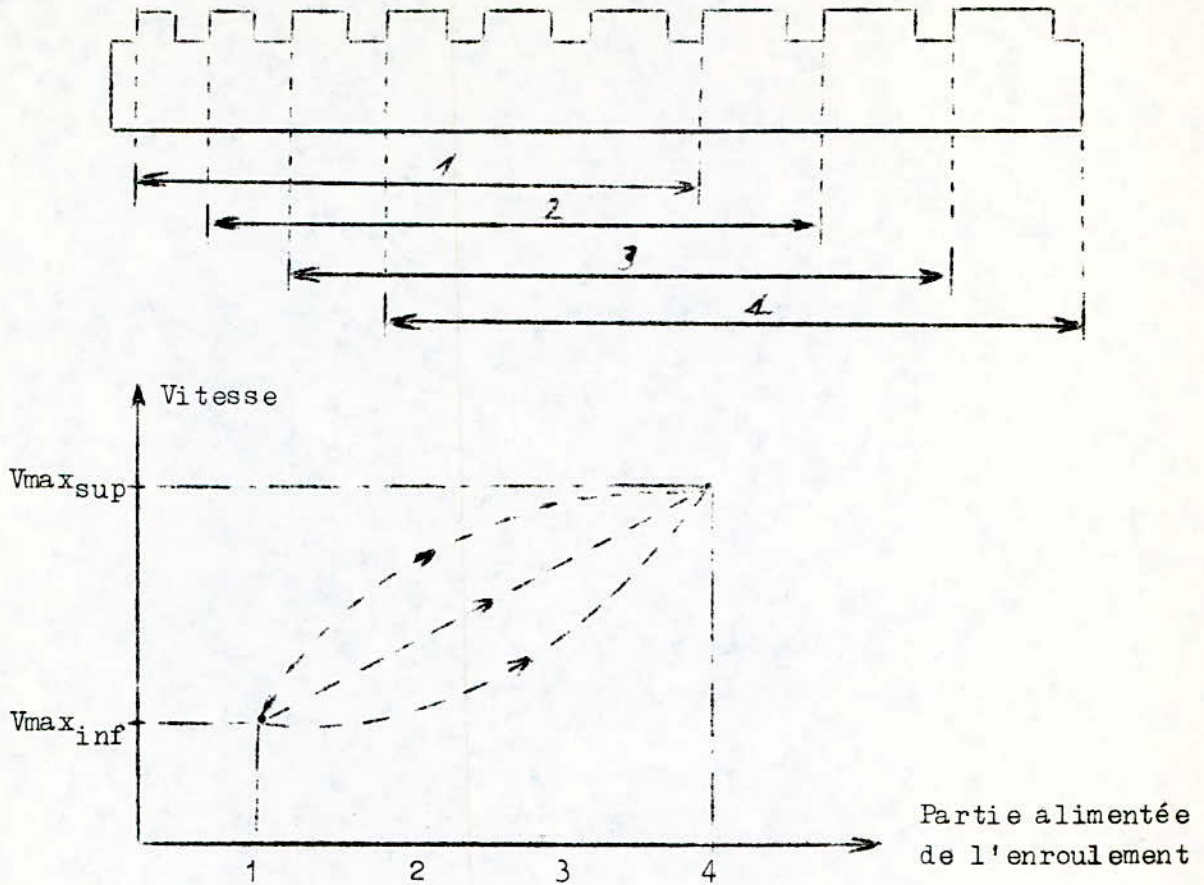
8.3 Commande et freinage

La commande de la vitesse en régime établi, ne peut apparemment s'opérer que par action sur la fréquence. Un changement du pas polaire peut mener à des résultats similaires, mais, étant une donnée géométrique, il est difficile d'en obtenir la modification. Une idée consisterait à concevoir des inducteurs au pas dentaire croissant, munis d'enroulements et un mode d'alimentation appropriés, fig(35).

Les caractéristiques donnant les éventuelles variations de la vitesse sont représentées sur la figure, seuls un choix précis de la progression du pas dentaire, du mode de l'enroulement et de son exécution permettent de fixer la variation exacte de la vitesse entre ses valeurs maximales inférieure et supérieure.

Une telle méthode présenterait les inconvénients suivants :

- a) -un problème de commutation à pleine charge
- b) -une augmentation du poids (inducteur plus long et masse de cuivre plus importante).



fig(35)-Variations éventuelles de la vitesse dans une méthode faisant varier le pas polaire.

Par ailleurs quel que soit l'emploi du moteur linéaire il est important d'en connaître les capacités de freinage, à cette fin, nous avons d'abord mesuré la rapidité de celui-ci dans le cas d'un arrêt libre fig(37). Cette caractéristique est représentée à titre comparatif sur le même graphe que la caractéristique de démarrage $V = f(t)$. Nous remarquons que la variation de la vitesse dans ce dernier cas se fait lentement et régulièrement, ce qui révèle une qualité du moteur linéaire : sa grande souplesse au démarrage.

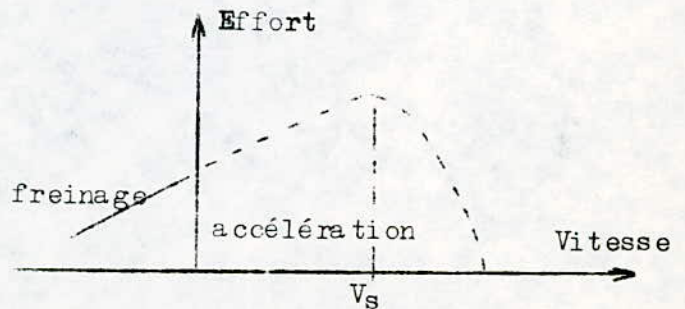
TABLEAU DE MESURES

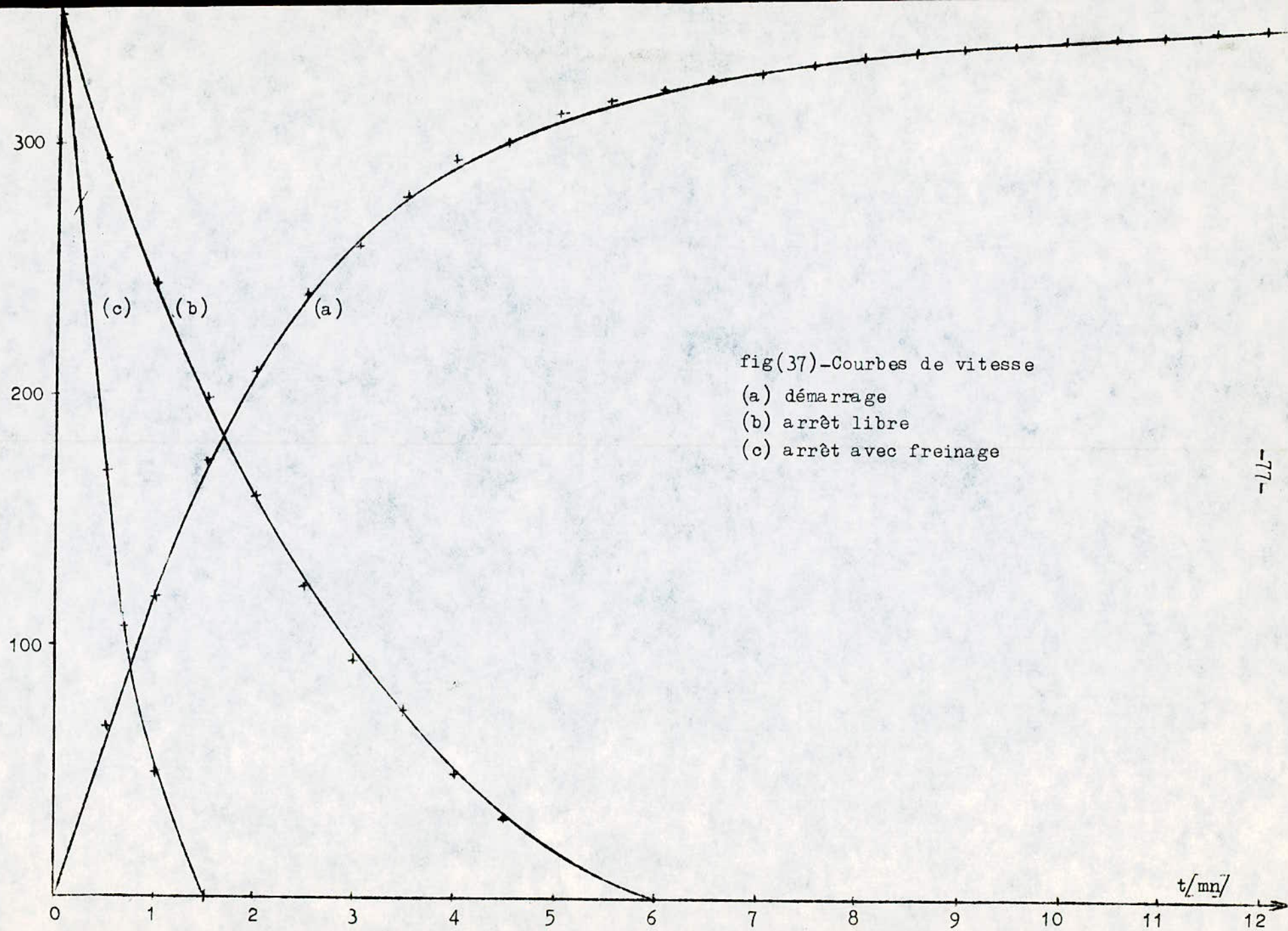
D E M A R R A G E						A R R E T	
t[mn/]	V[tr/mn/]	t	V	t	V	t	V
0	0	5	313	10	344	0	352
0,5	68	5,5	319	10,5	345	0,5	295
1	120	6	324	11	347	1	245
1,5	175	6,5	328	11,5	349	1,5	200
2	210	7	330	12	350	2	160
2,5	240	7,5	333	12,5	351	2,5	125
3	260	8	337	13	351	3	95
3,5	280	8,5	339	13,5	351	3,5	75
4	295	9	341	14	352	4	50
4,5	302	9,5	342	14,5	352	4,5	30

L'arrêt libre peut être qualifié de relativement lent et incontrôlable, la nécessité d'une méthode de freinage s'impose surtout dans le cas par exemple d'un véhicule transportant des personnes et devant marquer des arrêts à des stations précises.

Ce freinage peut se faire de différentes manières, on l'effectue très souvent par inversion de phases. En effet la machine étant propulsée dans un sens correspondant au sens de circulation du champ magnétique, si on inverse deux phases, le flux change de sens et du même coup la force de propulsion changeant de sens devient force de freinage, la zone de fonctionnement appartient alors au deuxième cadran cf fig(36).

fig(36)-Freinage par inversion de phases.





fig(37)-Courbes de vitesse
 (a) démarrage
 (b) arrêt libre
 (c) arrêt avec freinage

Nous avons effectué un essai de freinage par inversion de phases, et avons obtenu le tableau de mesures suivant :

$t / \text{mn} /$	0	0,5	1	1,5
$V / \text{tr} / \text{mn} /$	352	170	50	0

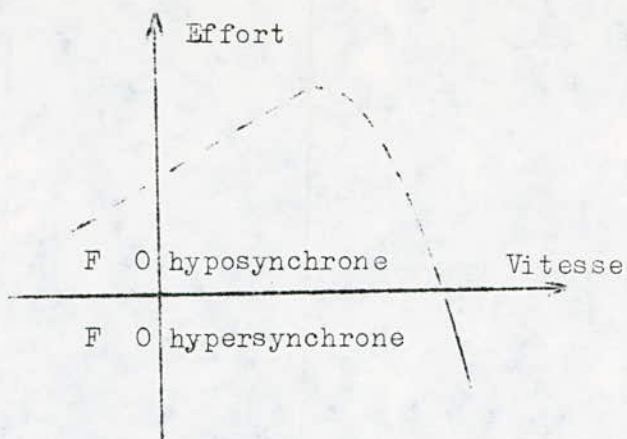
et à titre comparatif également, nous représentons la caractéristique obtenue sur le même graphe que précédemment. Nous pouvons constater que le temps d'arrêt est dans ce cas réduit au quart de celui nécessité par un arrêt libre (1,5mn au lieu de 6mn). Une détection du passage à la vitesse nulle est cependant indispensable sous peine de voir le mobile repartir en sens inverse.

Ce mode de freinage n'est pourtant pas toujours suffisant à lui seul.

Un autre procédé consiste, par action sur la fréquence, à diminuer la vitesse de synchronisme jusqu'à la rendre inférieure à celle du mobile, celui-ci se trouve alors rappelé vers l'arrière, ce qui est équivalent à une inversion de l'effort de propulsion, c'est le freinage hypersynchrone.

La zone de fonctionnement de la machine se situe alors dans le quatrième cadran fig(38). On voit dans ce cas que le freinage est d'autant plus important que la vitesse du mobile est grande. Lors d'un fonctionnement hypersynchrone il y'a régénération d'énergie, le moteur absorbe l'énergie mécanique du mobile qu'il freine en fournissant de l'énergie électrique, il fonctionne en génératrice linéaire asynchrone.

Enfin, un autre procédé de freinage consiste par injection de courant continu dans les enroulements de l'inducteur à transformer celui-ci en un frein à courant de Foucault.



fig(38) -Freinage hypersynchrone

Lors des freinages hypersynchrone et par injection de courant continu, l'énergie de freinage est entièrement perdue dans l'induit.

CONCLUSION

Comme on peut le pressentir l'abondance et la diversité des travaux réalisés dans le domaine du moteur linéaire ne permettent pas d'établir un exposé achevé sur la question. De nombreux points n'ont pas été abordés, bien que figurant dans les travaux consultés, la raison essentielle est que la plupart de ces travaux relèvent davantage du domaine du théoricien que de celui de l'ingénieur.

Nous nous contentons de mettre l'accent sur les différences essentielles existant entre moteur rotatif et moteur linéaire, elles résident dans :

1)- L'importance de l'entrefer d'une machine linéaire. Ceci est dû à des impératifs mécaniques (présence d'un induit en plaque dans l'entrefer et nécessité d'un espace suffisant destiné à absorber les débattements mécaniques), l'importance de l'entrefer n'est gênante qu'à partir d'une certaine limite, en effet le moteur linéaire, disposant d'un nombre d'inducteurs double sera parcouru par un courant primaire 2 fois plus important, d'où la possibilité d'avoir un entrefer 4 fois plus grand tout en conservant les mêmes performances qu'un moteur rotatif équivalent (c'est à dire ayant même nombre de pôles et une vitesse périphérique mesurée le long de l'entrefer égale à celle du moteur linéaire).

2)- L'effet d'extrémité. Nous avons vu à travers la méthode utilisée pour introduire cet effet dans le calcul que celui-ci ne peut être négligé, principalement lorsque le mobile se déplace à grande vitesse. Les pertes dues à cet effet croissent proportionnellement au carré de la vitesse de synchronisme cf éq. (40).

Par ailleurs, la machine expérimentée au cours de la seconde partie de ce travail ne nous a pas permis une approche pratique de l'effet d'extrémité, cette approche étant en soit très difficile à réaliser.

Le moteur linéaire est d'une telle constitution qu'il incite à l'utilisation de méthodes d'analyse plus puissantes, cela ne va pas sans complexité ; Il n'empêche qu'à l'heure actuelle il voit son champ d'application s'élargir progressivement et sûrement, les solutions nouvelles qu'il apporte à des problèmes de l'heure tels que le transport de personnes, la manutention etc... feront de lui inévitablement un fait industriel incontestable surtout si on y adjoint la souplesse, le silence et la robustesse.

B I B L I O G R A P H I E

- 1- ANCEL J. Le stand d'essais de moteurs linéaires du CERCEM.
tech. CEM n°91 oct 1974 p 26-29.
- 2- BERMOND G. Les petits moteurs linéaires asynchrones.
RGE n°3 mars 1981 p 209-216.
- 3- BERMOND G. et Coll. La première utilisation d'un moteur linéaire de grande puissance : le bassin de l'Hers.
tech. CEM n°7 1980 p 2-12.
- 4- BONNEFILLE R. et KANT M. Application de la théorie du champ électromagnétique aux machines linéaires à induction.
Rev. Phy. App. T 5 oct 1970 p 743-757
- 5- BOURMAULT A. Les moteurs linéaires asynchrones dans leurs applications.
tech. CEM
- 6- ENCYCLOPEDIE d'Electricité. Le moteur linéaire. p 958-963.
- 7- GAGLIANO A. KANT M. et MOUILLET A. Contribution à l'étude du champ magnétique et des courants induits dans une bande conductrice mince de dimensions finies.
Rev. Phy. App. T 7 dec 1972 p 253-260.
- 8- KANT M. BONNEFILLE R. Moteur linéaire à induction.
Tech. de l'ingénieur D551 p 1-11 + fiches de mise à jour.
- 9- KANT M. MOUILLET A. et SCHEUER J. M. Etude théorique et expérimentale des enroulements des moteurs linéaires à induction.
RGE T 80 n°1 janvier 1971 p 13-19.
- 10- LAITHWAITE E. R. Induction machines for special purposes (livre).
Ed. J. Newnes Ltd 1966.
- 11- LARONZE J. et FAURE A. Moteurs linéaires.
tech. CEM n°81 juillet 1971 p 3-11.
- 12- MATSUMIYA T. et TAKAGI K. End effect and equivalent circuit of linear induction machine.
Elect. Eng. in Japan vol 91 n°1 1971 p 117-127.
- 13- PELENC Y. et REMY E. Les aspects prospectifs du moteur linéaire.
RGE T 80 n°2 février 1971 p 138-142.
- 14- TABELING J. C. Commande des moteurs asynchrones linéaires :
(I) Les Moyens.
l'Electricien n° 2154 oct. 1973 p 235-239.
- 15- TABELING J. C. Commande des moteurs asynchrones linéaires :
(II) Les Choix.
l'Electricien n° 2155 nov. 1973 p 285-289.

