

2/74

lex

UNIVERSITÉ D'ALGER

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المعهد الوطني للعلوم التطبيقية
DÉPARTEMENT ÉLECTRICITÉ
الكهربائية

Section
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

THÈSE
DE FIN D'ÉTUDES

المعهد الوطني للعلوم التطبيقية
الجزائرية
العلمية لجامعة العلوم التطبيقية
الكهربائية
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

Détermination des conditions d'accrochage
d'une machine synchrone sur un réseau de
puissance infinie

Proposé par :
P. GALLO

Étudié par :
M. BENCHABANE

— Promotion 1974 —



A la mémoire de ma mère ...

... à mes parents.

A Monsieur P. GALLO mon promoteur

Pour ses idées et ses conseils

Mon profond dévouement

A Monsieur R. Le Doeuff, mon professeur de machines,

Son cours a développé mon intérêt pour les machines

Mes Remerciements

A Monsieur Pillet

pour ses idées

Mes Remerciements

A tous les professeurs de l'école Nationale Polytechnique

Qui ont contribué à ma formation

Merci

A Monsieur Kheliouati

pour son aide

Merci

- 1 -

- PREMIERE PARTIE -

- INTRODUCTION -

Cette étude se propose dans un premier stade de déterminer l'expression du couple électromagnétique développé par une machine synchrone à pôles saillants en fonction de son angle interne δ . Ce procédé graphique issu du diagramme de Blondel, tient compte de la saturation longitudinale de la machine, la saturation transversale étant considéré comme négligeable.

Nous commencerons par déterminer graphiquement les points de la courbe $C = f(\delta)$, que nous approximerons ensuite par une équation qui nous donnera une marge d'erreur acceptable.

Dans un deuxième stade, on se propose de rechercher d'une part, les conditions d'autosynchronisation à partir du calcul de la valeur du glissement critique g_0 de la machine et d'autre part les conditions de resynchronisation possible si la machine synchrone décroche du réseau à la suite d'une perturbation quelconque (surcharge brusque de la machine, augmentation brusque de l'impédance de liaison de la machine au réseau, perte d'excitation, ...). Nous terminerons enfin par la localisation des zones de fonctionnement stables et instables et ce à partir du tracé des courbes intégrales dont tous les points seront calculés par ordinateur.

SECONDE PARTIE

DETERMINATION DES GRANDEURS LIEES A LA
M A C H I N E

I- MACHINE SYNCHROME A PÔLES SAILLANTS A CIRCUIT MAGNETIQUE SATURE

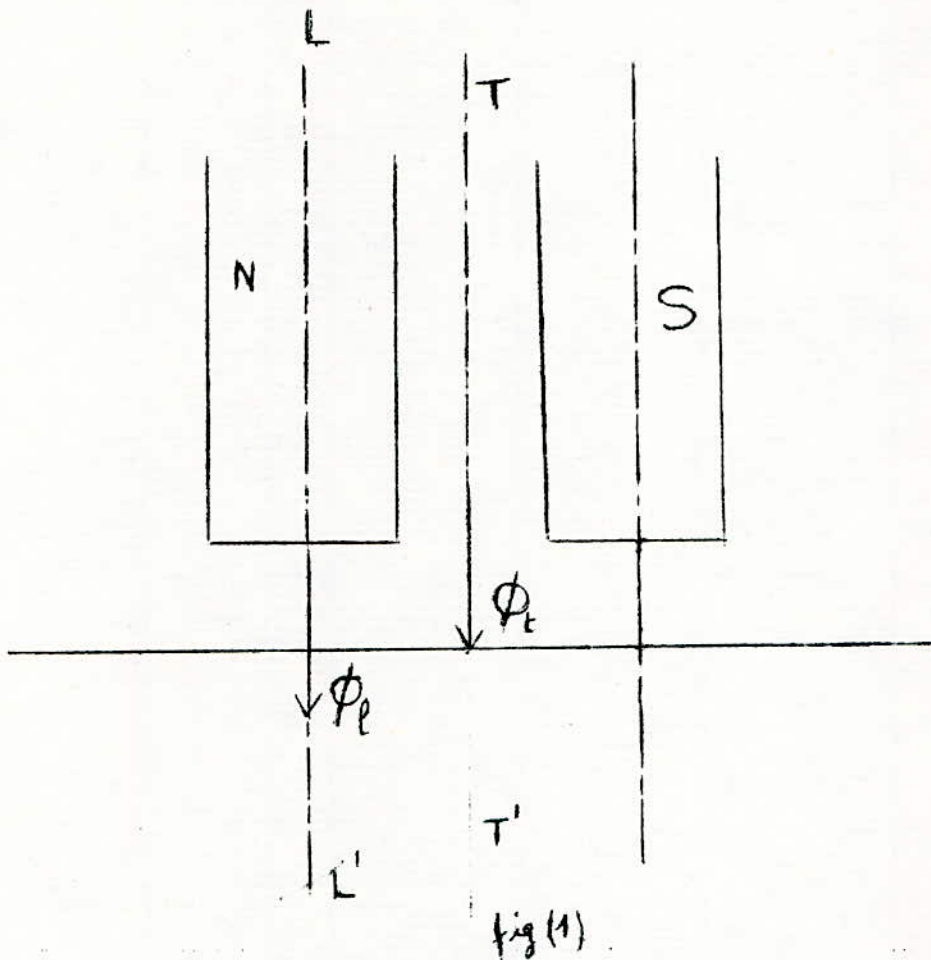
I- 1- FLUX

Dans une machine à pôles saillants l'épaisseur de l'entrefer est variable et par suite la physionomie du champ de réaction d'induit (considéré isolément) dépend de la position de l'axe du champ de réaction d'induit par rapport à l'axe polaire de l'inducteur pris comme référence c'est à dire de la phase (α) des courants de l'induit par rapport à la force électro motrice induite à vide.

En effet la force magnéto - motrice de réaction d'induit en interaction avec la force magnéto - motrice de l'enroulement d'excitation crée une force magnéto - motrice résultante dont l'axe est décalé par rapport à l'axe des pôles dans le sens opposé au sens de rotation de la machine.

L'entrefer qui est symétrique par rapport à l'axe des pôles devient asymétrique par rapport à l'axe de la force magnéto - motrice résultante par conséquent la courbe du champ résultant sera asymétrique, sa forme et son amplitude pour la même amplitude de la force magnéto - motrice d'excitation changeront en fonction de l'angle α . On est conduit alors à utiliser pour représenter avec une exactitude suffisante le fonctionnement de la machine la méthode de Blondel dite " théorie de deux réactions ".

Cette méthode consiste essentiellement à décomposer le flux ϕ_i , c'est à dire le flux commun à l'induit et à l'inducteur, supposé à répartition sinusoïdale, en deux répartitions sinusoïdales; la première centrée sur l'axe des pôles inducteurs LL' correspond au flux longitudinal ϕ_l , et la deuxième centrée sur les axes interpôlaires T T' et, correspondant au flux transversal ϕ_t .



Le flux ϕ_l donne naissance à une force électro-motrice longitudinale E_l et et le flux ϕ_t engendre une force électro-motrice transversale E_t .
 E_l et E_t sont dépassés de $\frac{\pi}{2}$ dans le temps en raison de l'orthogonalité de ϕ_l et de ϕ_t .

La composition de E_l et de E_t suivant un diagramme - temps donne la force électro-motrice E_i qui est la même que celle de POTIER.

I- 2- DIAGRAMME DE BLONDEL

I- 2- 1- PRINCIPE

On considère les flux suivants :

- Les flux de fuites tournant de l'induit engendrés par la force magnéto-motrice de réaction d'induit.
- Le flux tournant longitudinal engendré par l'action combiné de la force magnéto-motrice de l'inducteur et de la composante longitudinale de la force magnéto-motrice de réaction d'induit.
- Le flux tournant transversal engendré par la composante transversale de la force magnéto-motrice de réaction d'induit.

I- 2- 2- EQUATION DE L'INDUIT

Si nous supposons que les trajets des trois flux que nous venons d'énoncer (à l'exception du flux de fuites de l'inducteur que l'on a pas besoin d'expliquer) n'ont pas de parties communes, le flux total embrassé par une spire de l'enroulement d'induit se compose de trois parties qui seraient engendrées respectivement s'ils étaient seuls par le flux de fuites de l'induit, le flux de réaction transversale et le flux longitudinal.

Soit V la tension aux bornes d'une phase, i son courant, R sa résistance et soit l l'inductance des fuites de l'induit.

La force magnéto-motrice tournante de réaction transversale \mathcal{E}_t engendre à travers toutes les spires de la phase le flux ϕ_t .

L'action combinée des forces magnéto-motrice tournantes de l'inducteur \mathcal{E}_f et de la réaction longitudinale \mathcal{E}_l engendre à travers toutes les spires de la phase le flux ϕ_l .

Si ϕ_g est le flux global embrassé par toutes les spires de la phase nous avons l'équation suivante :

$$\phi_g = \phi_l + \phi_t + l i$$

La force électro-motrice induite en charge est :

$$e_c = - \frac{d\phi_g}{dt} = - \frac{d\phi_l}{dt} - \frac{d\phi_t}{dt} - \frac{\rho di}{dt}$$

Posons :

$$e_t = - \frac{d\phi_t}{dt} \quad \text{force electro-motrice transversale.}$$

$$e_l = - \frac{d\phi_l}{dt} \quad \text{force electro-motrice longitudinale.}$$

La loi d'Ohm appliquée à la phase considérée donne :

$$v + Ri = e_c = e_t + e_l - l \frac{di}{dt}$$

$$\Rightarrow \boxed{e_t + e_l = v + Ri + l \frac{di}{dt}} \quad (1)$$

En notation complexes :

$$\begin{aligned} E_c &= E_t + E_l \\ &= V + RI + j\lambda I \end{aligned} \quad (2)$$

Avec : $\lambda = lw$ qui est la réactance des fuites de l'induit.

I- 2- 3- Diagramme de Blondel

I - 2- 4 EQUATION DES FORCES MAGNETO-MOTRICE

\mathcal{E}_l : Force magnéto-motrice longitudinale

\mathcal{E}_j : Force magnéto-motrice de l'inducteur

\mathcal{E}_d : Composante longitudinale de la force magnéto-motrice de réaction d'induit.

Ces forces magnéto-motrices ayant toutes le même axe c'est à dire l'axe polaire, nous avons la relation suivante:

$$\mathcal{E}_l = \mathcal{E}_j - \mathcal{E}_d \quad (3)$$

Remplaçons ces forces magnéto-motrices par les courants qui les engendrent. Soit j_l le courant d'excitation fictif engendrant \mathcal{E}_l , j le courant d'excitation réel de l'inducteur - $\alpha I \sin \psi$ le courant d'excitation équivalent à la composante dévattée du courant d'induit $I \sin \psi$

On a donc

$$j_l = j - \alpha I \sin \psi \quad (4)$$

II DETERMINATION DES PARAMETRES A MESURER

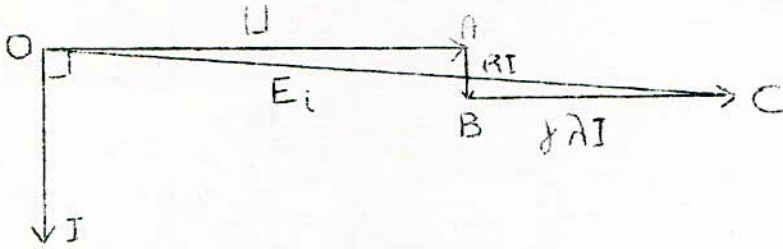
Nous allons utiliser deux (2) méthodes pour la détermination de la réactance de fuites λ et du coefficient d'équivalence α .

II- 1- METHODE AMERICAINE

Elle consiste à relever la caractéristique à vide de la machine, une caractéristique à courant dévatté constant avec $I \geq I_n / 2$, et la caractéristique en court - circuit.

La caractéristique à courant dévatté constant est la courbe qui donne la variation de la tension aux bornes de la machine en fonction de l'excitation lorsque le courant débité reste constant et déphasé en arrière de $\pi/2$ sur la tension.

II- 1- 1- DIAGRAMME DE POTIER



fig(3)

Le terme $R I$ est toujours très petit devant U et λI de sorte qu'à la vue du diagramme et, compte tenu des valeurs relatives des grandeurs on peut sans erreur appréciable écrire que :

$$E_i = U + \lambda I$$

$$\text{D'où } U = E_i - \lambda I \quad (5)$$

Encore faut-il lors d'un tel essai procéder à une vérification de la puissance active débitée par la machine ; celle-ci n'est pas toujours négligeable, en particulier pour de petites machines et alors on risque d'aller au devant d'erreurs grossières.

II- 1- 2- DIAGRAMME DES AMPERE - TOURS

On porte l'excitation j_r qui correspond sur la caractéristique à vide à la force électromotrice E_i en $O'D$ parallèle à OC , puis αI en DF parallèle à BC . L'excitation j est donnée alors par $O'F$.



fig(4)

Nous voyons que l'angle entre OF et OD est tout à fait négligeable, nous pouvons donc écrire :

$$j = j_r + \alpha I.$$

$$\text{D'où } j_r = j - \alpha I. \quad (6)$$

Les relations 5 et 6 nous permettent de trouver une expression analytique de U.

En effet nous avons :

$E_i = f(jr)$ Équation de la caractéristique à vide.

$$\Rightarrow E_i = f(j^2 - \alpha I)$$

Soit : d'après l'équation (5)

$$U = f(j - \alpha I) - \lambda I \quad (7)$$

1- 3- DETERMINATION DES GRANDEURS DE LA MACHINE λ et

Nous faisons la construction suivante :

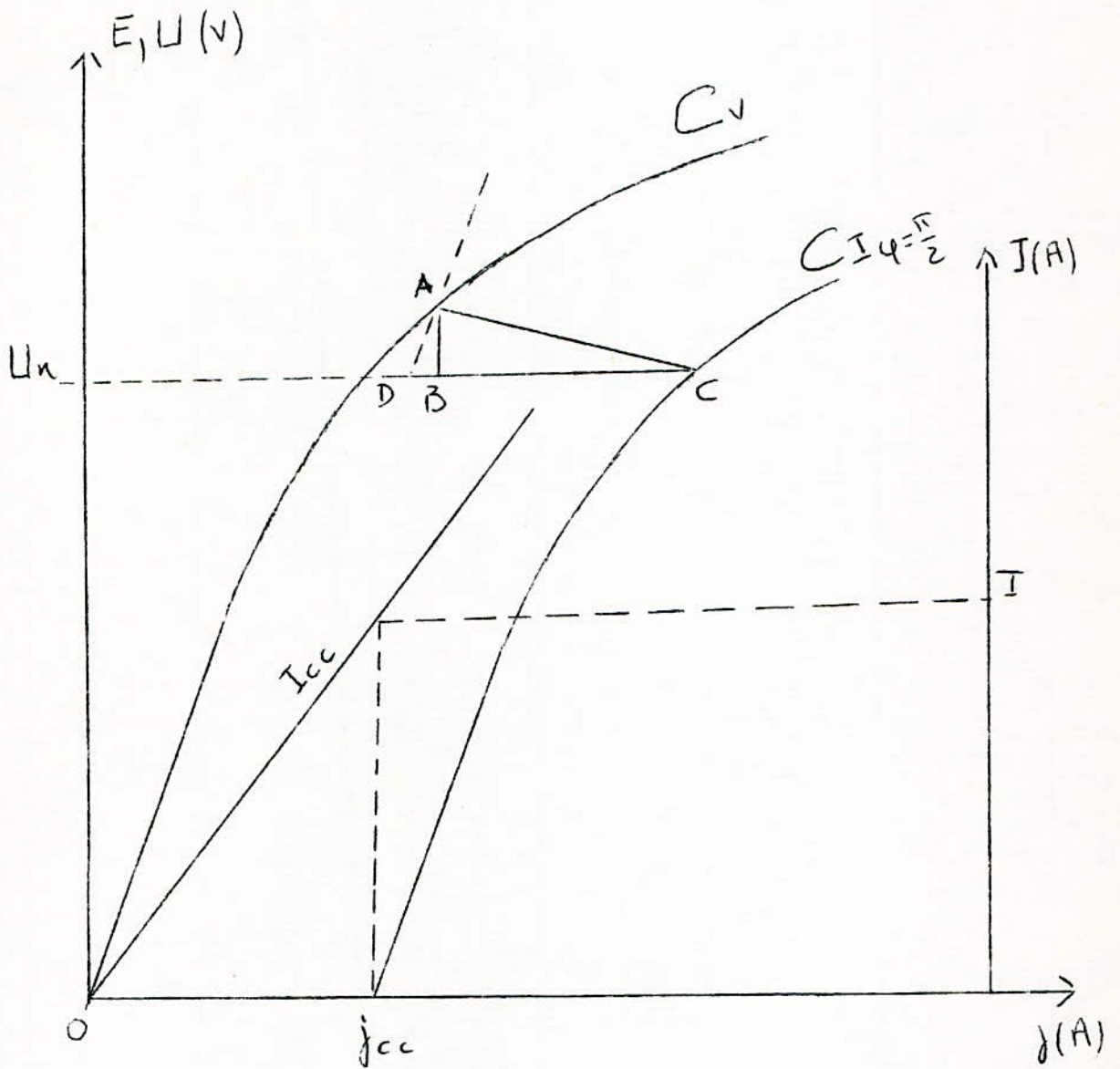
- fig -5-

Nous avons alors :

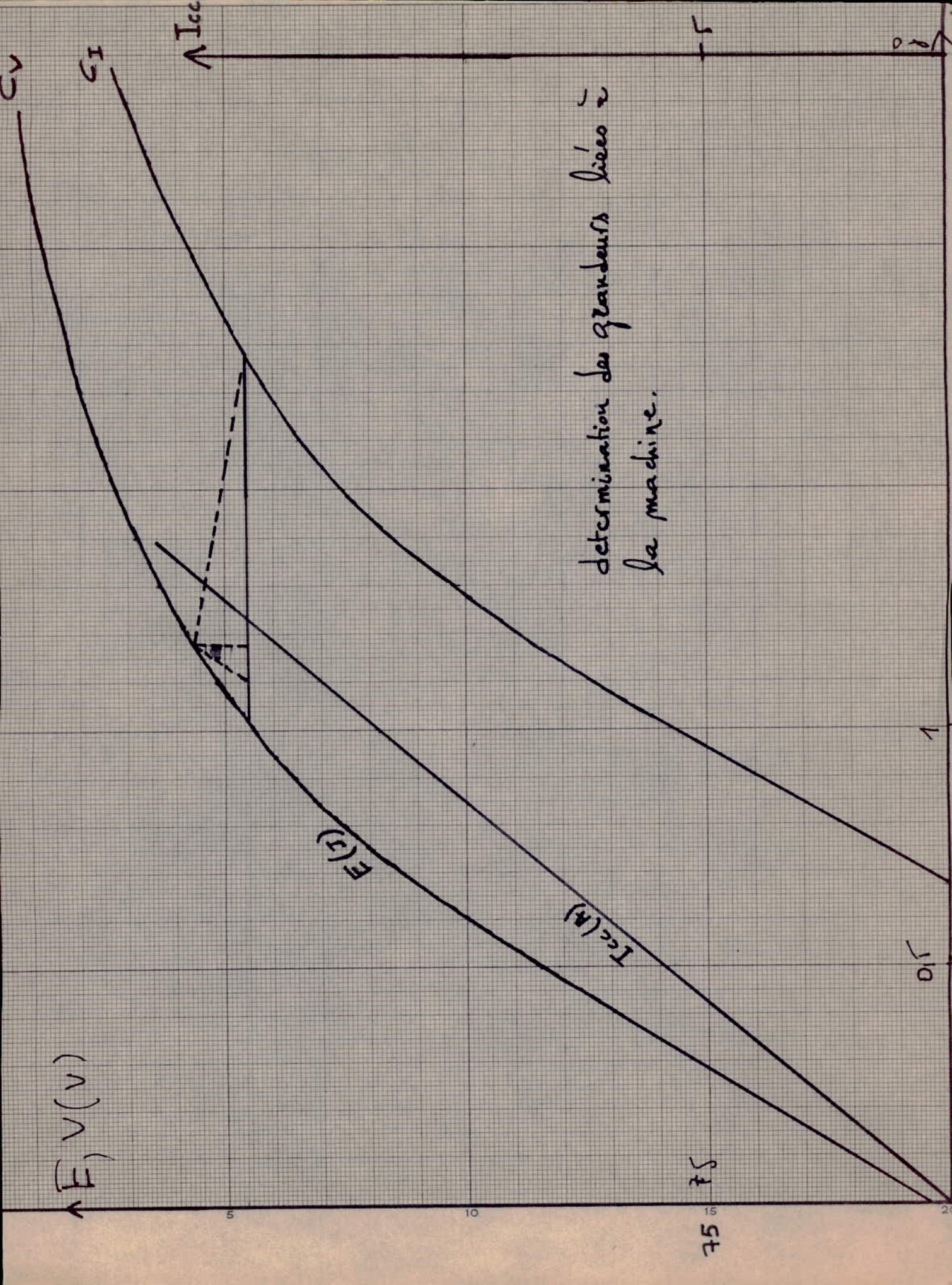
$$AB = \lambda I \text{ en volts}$$

$$BC = \alpha I \text{ en ampères}$$

d'où les valeurs de λ et de α .



- fig (5) -



determination des grandeurs liées à la machine.

C_v
 C_I

\vec{I}_{cc}

$E(v)$

$I_{cc}(H)$

$\vec{E}, v(v)$

75 75

0 5

0 5

1

20

10

5

1- 4- RESULTATS OBTENUS

Les essais ont été effectués sur un alternateur à pôles saillants dont les caractéristiques sont les suivants :

Marque E N C O

Nombre de paires de pôles: $p = 2$

$P = 5 \text{ KVA}$

127 / 220 V

$f = 50 \text{ Hz}$

L'alternateur est entraîné par un moteur asynchrone synchronisé :

1500 tr / mn qui entraîne également

$P = 8 \text{ KVA}$

Une génératrice à courant continu.

a/. CARACTERISTIQUES A VIDE MONTANTE

$E_v \text{ (V)}$	6	127	149	175	188	203	216	228	237
$j \text{ (A)}$	0	0,5	0,6	0,72	0,8	0,9	1	1,1	1,2
$E_v \text{ (V)}$	246	253	260	265	270	274	278	282	286
$j \text{ (A)}$	1,3	1,4	1,52	1,6	1,7	1,8	1,9	2,02	2,1

b/. CARACTERISTIQUE A COURANT DEWATTE CONSTANT

$$I \gg I_n / 2$$

Soit $I = 8A$

$$\phi = \frac{I^2}{2}$$

$U \text{ (V)}$	0	111	131	152	169	184	198	210
$j \text{ (A)}$	0,67	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7

U (V) :	220	230	236	244	250	256	258
<hr/>							
j (A) :	1,8	1,9	2	2,1	2,2	2,3	2,38

C/- CARACTERISTIQUE A TENSION CONSTANTE

U = 0

Le relevé de cette caractéristique se fait à excitation croissante depuis 0 afin d'être le moins gêné possible par l'hystérésis.

I cc (A) :	0	5,7	6,9	8,1	9,3	10,6	11,8	13,1	14,3
<hr/>									
j (A) :	0	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,1	1,2

d/ VALEURS OBTENUES POUR λ ET α

$\lambda = 1,875 \Omega$

$\alpha = 0,078$

2- MESURE DE LA REACTANCE SYNCHRONE TRANSVERSALE PAR LA METHODE DE " SLIP TEST "

2- 1- Procédé de la mesure

On entraîne la machine synchrone non excitée (enroulement inducteur ouvert) au voisinage du synchronisme (pour que g soit faible) et on alimente son induit par un système de tension triphasé, préalablement réperé de façon que son application à la machine provoque une rotation dans le même sens que l'entraînement par le moteur à synchrone synchronisé. Cette tension d'alimentation doit être faible, environ le quart de la tension nominale afin de ne pas provoquer la synchronisation, possible par suite de l'existence d'un rémanent sur les pôles et aussi afin de ne pas brûler l'enroulement d'induit du fait de sa faible résistance.

L'alternateur se comporte alors comme une réactance ordinaire qui, en raison du glissement oscille entre la valeur de la réactance transversale X_t .

La valeur de X_t correspond au minimum de la tension et au maximum du courant.
La réactance transversale (τ) qui est relative à la composante ϕ_t du flux

$$\tau = X_t - \lambda \quad (8)$$

2- 2- RESULTATS OBTENUS

$$X_t = \frac{U_{\min}}{\sqrt{3} I}$$

$$X_t = 6,6 \Omega$$

$$\tau = 4,73 \Omega$$

3- MESURE DE LA RESISTANCE STATORIQUE

Le stator est monté en étoile.

U (V) :	1,3	1,8	2,3
I (A) :	1,02	1,54	2,04
R = 2r :	1,275	1,170	1,125

$$(R)_{\text{moy}} = 1,19 \Omega$$

4- DEUXIEME METHODE EXPERIMENTALE DE DETERMINATION DES GRANDEURS λ ET α
DE LA MACHINE

Dans ce paragraphe nous allons voir comment déterminer expérimentalement les coefficients de Potier, à partir d'un réseau de courbes de Mordey obtenues après couplage de la machine sur le réseau.

Cette méthode consiste à remplacer l'essai à courant dévatté constant par le tracé des courbes de Mordey correspondant à une fourniture de puissance active, pour des valeurs différentes de tension appliquées à la machine.

Si nous considérons les courbes de Mordey fournissant le courant par phase I d'un alternateur en fonction du courant d'excitation j , tracées lorsque la machine est couplée sur un réseau supposé de puissance infinie (donc de fréquence f et de tension simple V imposées), pour différentes valeurs de la puissance active P , la courbe correspondant à une fourniture nulle de puissance active ($P = 0$) présente un rebroussement en R, lorsque:

$$I = 0 \text{ et}$$

$$j = j_0$$

Voir figure (7)

Le point d'ordonnée U et d'abscisse $j = j_0$ devrait être un point de la caractéristique à vide $E_v(j)$ de la machine. On remarque que cela ne se produit en général pas et ce à partir d'une certaine excitation $j = j^*$.

Les points de coordonnées U et J_0 sont des points d'une caractéristique que nous appellerons caractéristique à vide "fictive" $C'v$.

Les deux courbes C_v (réelle) et $C'v$ (fictive) sont confondues dans leurs partie droite et se séparent dès que commence la saturation (fig 8).

La caractéristique à vide "fictive" est au dessus de la caractéristique à vide réelle.

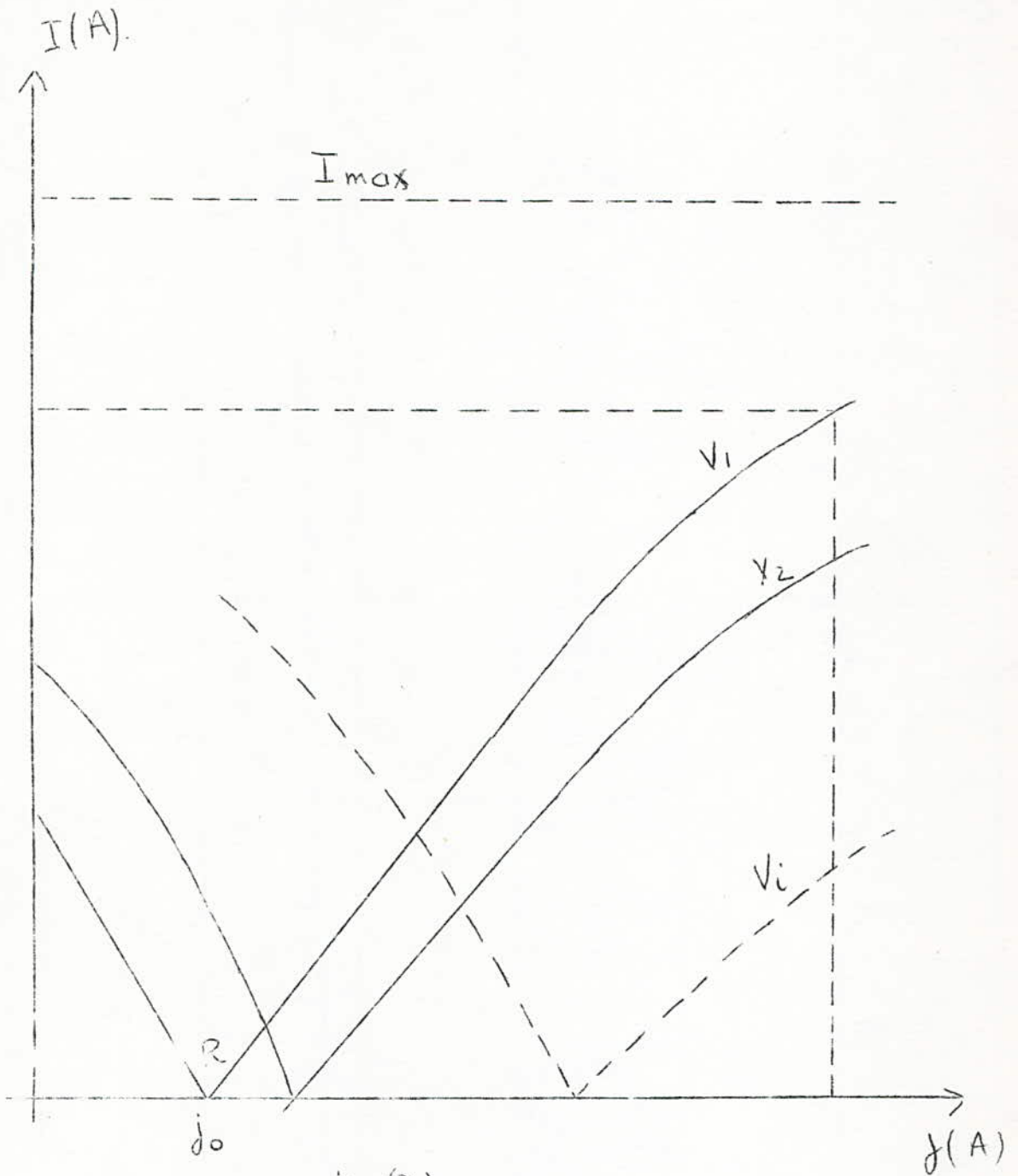
Cette deuxième méthode n'est applicable qu'aux alternateurs à pôles saillants.

En effet si nous faisons la même expérience avec une machine synchrone à pôles lisses, tous les points de coordonnées U et j_0 sont des points de la caractéristique à vide réelle. Cela veut dire que quelque soit la méthode (Américaine ou par couplage au réseau) employée nous obtenons exactement les mêmes grandeurs de la machine. C'est pour cela que la méthode par couplage au réseau n'est pas applicable aux machines à pôles lisses puisqu'elle nous donne les mêmes résultats que la méthode Américaine qui est beaucoup plus simple à réaliser.

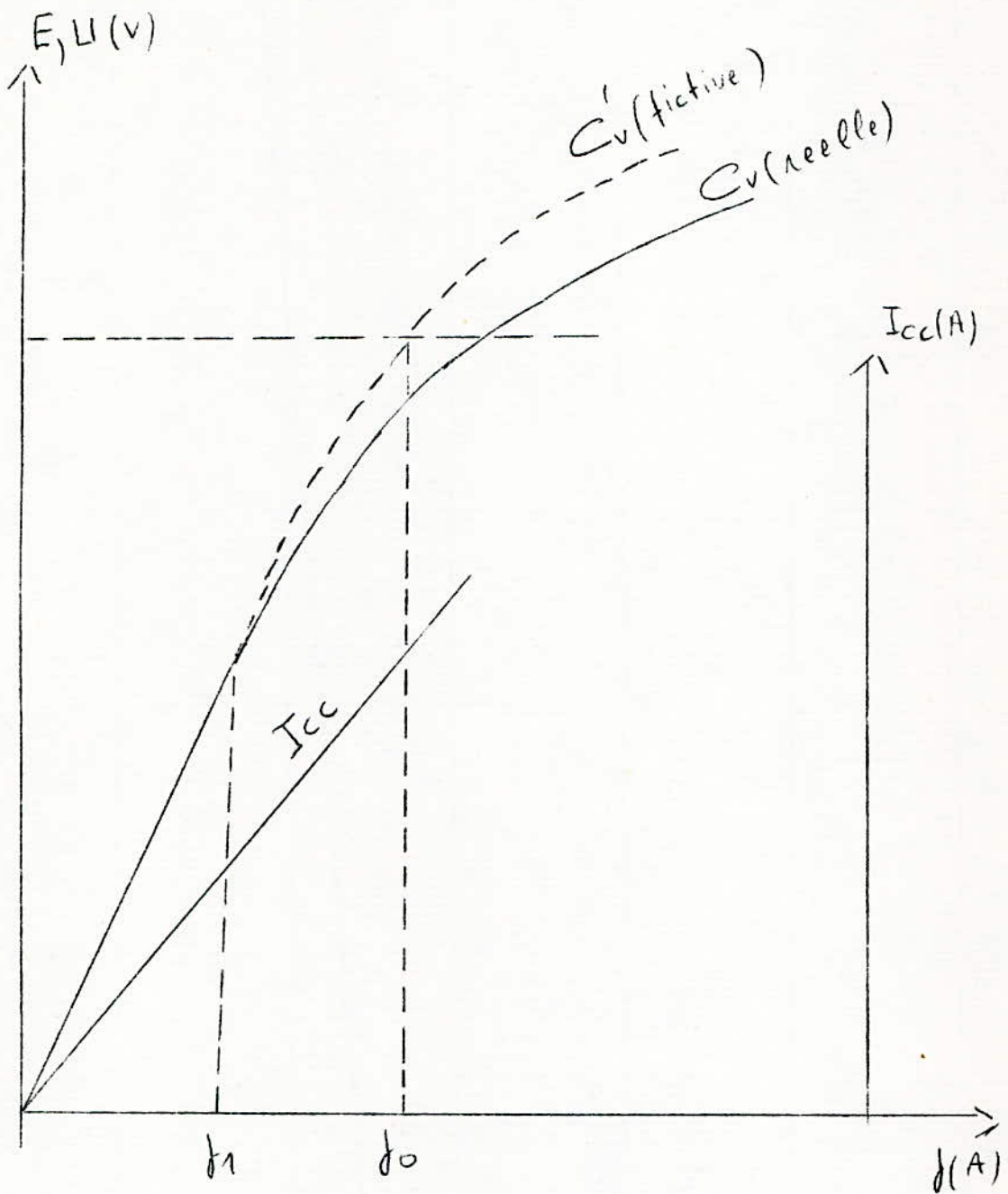
PROCÉDE DE LA MACHINE

On procède de la façon suivante :

- Couplage de la machine synchrone au réseau.
- Relever une série de courbes de Mordey correspondant à une fourniture nulle de puissance active, et ce pour différentes valeurs de la tension U ce qui est possible puisque nous possédons une tension alternative variable et une vitesse N constante - fig 7 -.
- Relever sur les courbes de Mordey la série de points correspondant à $I = 0$ (donc $P = 0, Q \neq 0$) et de coordonnées U_r et j_r .
- Tracer la caractéristique à vide " fictive ".
- Prendre un courant $I =$ constante supérieur ou égal à la moitié du courant nominal de la machine et en déduire les points de coordonnées U_r et j_r situés sur les branches des courbes de Mordey correspondant à $\phi = + \frac{\pi}{2}$
- Tracer la courbe passant par ces points. Cette courbe représente en réalité la courbe à courant déwatté constant.
- Tracer le triangle ABC de Potier et en déduire les valeurs de λ et de α .



- fig(7) -



- fig (8) -

III- DETERMINATION DU MOMENT D'INERTIE DE LA MACHINE

III- 1- EXPRESSION DU COUPLE RESISTANT TOTAL

$$C_r = C_{fp} + C_{fb} + C_{rv} \quad (1)$$

- C_{fp} = couple résistant de frottement dans les paliers.
- C_{fb} = couple résistant de frottement des balais contre le collecteur.
- C_{rv} = couple résistant de ventilation.

$$C_r = A_0 + A_1 \Omega + A_2 \Omega^2 + A_3 \Omega^{2,5} \quad (2)$$

Etant la vitesse angulaire de l'arbre en rad /s.

III- 2- EQUATION DU MOUVEMENT DE ROTATION DE L'ARBRE PENDANT LE RALENTISSEMENT

L'alternateur entraîné par le moteur asynchrone synchronisé branché au réseau tourne à la vitesse du synchronisme. Si on le débranche du réseau son rotor ralentit puis se arrête au bout d'un certain temps $t = T$.

Lors du ralentissement la vitesse de rotation du groupe obéit à l'équation différentielle suivante :

$$j \frac{d\Omega}{dt} + A_0 + A_1 \Omega + A_2 \Omega^2 + A_3 \Omega^{2,5} = 0 \quad (3)$$

III- 3- DETERMINATION DES COEFFICIENTS A_0, A_1, A_2 et A_3

Nous pouvons mettre l'équation (3) sous la forme suivante :

$$a_0 + a_1 \Omega + a_2 \Omega^2 + a_3 \Omega^{2,5} = - \frac{d\Omega}{dt} \quad (4)$$

Avec : $a_0 = \frac{A_0}{j}$, $a_1 = \frac{A_1}{j}$, $a_2 = \frac{A_2}{j}$, $a_3 = \frac{A_3}{j}$

Multiplications les deux membres de l'équation (4) par un polynôme $P_i(t)$ s'annulant pour $t = 0$ et pour $t = T$, nous obtenons:

$$a_0 P_i(t) + a_1 \Omega P_i(t) + a_2 \Omega^2 P_i(t) + a_3 \Omega^{2,5} P_i(t) = - \frac{d\Omega}{dt} P_i(t)$$

et en intégrant entre 0 et T :

$$a_0 \int_0^T P_1(t) dt + a_1 \int_0^T \Omega P_1(t) dt + a_2 \int_0^T \Omega^2 P_1(t) dt +$$

$$a_3 \int_0^T \Omega^{0,1} P_1(t) dt = - \int_0^T P_1(t) \frac{d\Omega}{dt} dt$$

$$= \int_0^T \Omega P_1'(t) dt$$

Si : $P_1 = t (t - T)$

$$P_2 = t (t - T) (t - \frac{T}{2})$$

$$P_3 = t (t - T) (t - 2T)$$

$$P_4 = t (t - T) (t - 3T)$$

Si nous multiplions les deux membres de l'égalité (4) par ces quatre polynômes nous obtenons un système de quatre (4) équations à quatre (4) inconnues.

$$C_{i1} \cdot a_0 + C_{i2} \cdot a_1 + C_{i3} \cdot a_2 + C_{i4} \cdot a_3 = B_i \quad (5)$$

$i = 1, 2, 3, 4.$

$$C_{i1} = \int_0^T P_i(t) dt$$

$$C_{i2} = \int_0^T \Omega P_i(t) dt$$

$$C_{i3} = \int_0^T \Omega^2 P_i(t) dt$$

$$C_{i4} = \int_0^T \Omega^{0,1} P_i(t) dt$$

et $B_i = \int_0^T \Omega P_i'(t) dt$

Le calcul de ces intégrales et la résolution du système d'équation se font numériquement en prenant N points sur la courbe de ralentissement $\Omega = f(t)$ et un pas constant.

La courbe de ralentissement se relève à l'aide d'un oscilloscope à mémoire.

- Courbe de variation de la vitesse en fonction du temps de ralentissement.

Pour notre cas nous simplifierons la détermination de J en admettant qu'au voisinage de $t = T$ la courbe de ralentissement est linéaire, (3) devient alors :

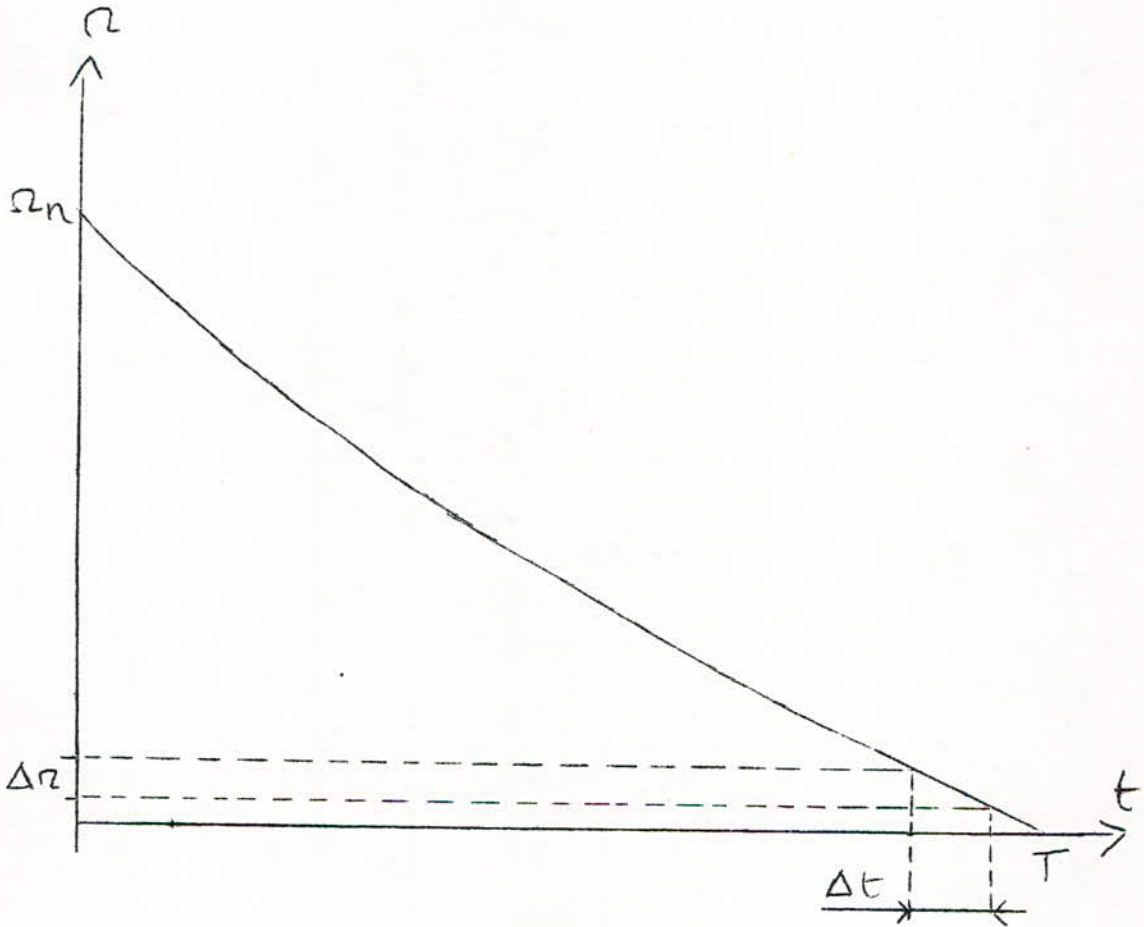
$$A_0 = - J \frac{d\Omega}{dt} \quad (6)$$

L'équation (4) nous donne :

$$a_0 = - \frac{d\Omega}{dt}$$

Au voisinage de $t = T$ nous pouvons donc écrire :

$$a_0 = - \frac{\Delta\Omega}{\Delta t}$$
$$\Rightarrow J = \frac{A_0}{a_0} = \frac{A_0}{\frac{\Delta\Omega}{\Delta t}}$$



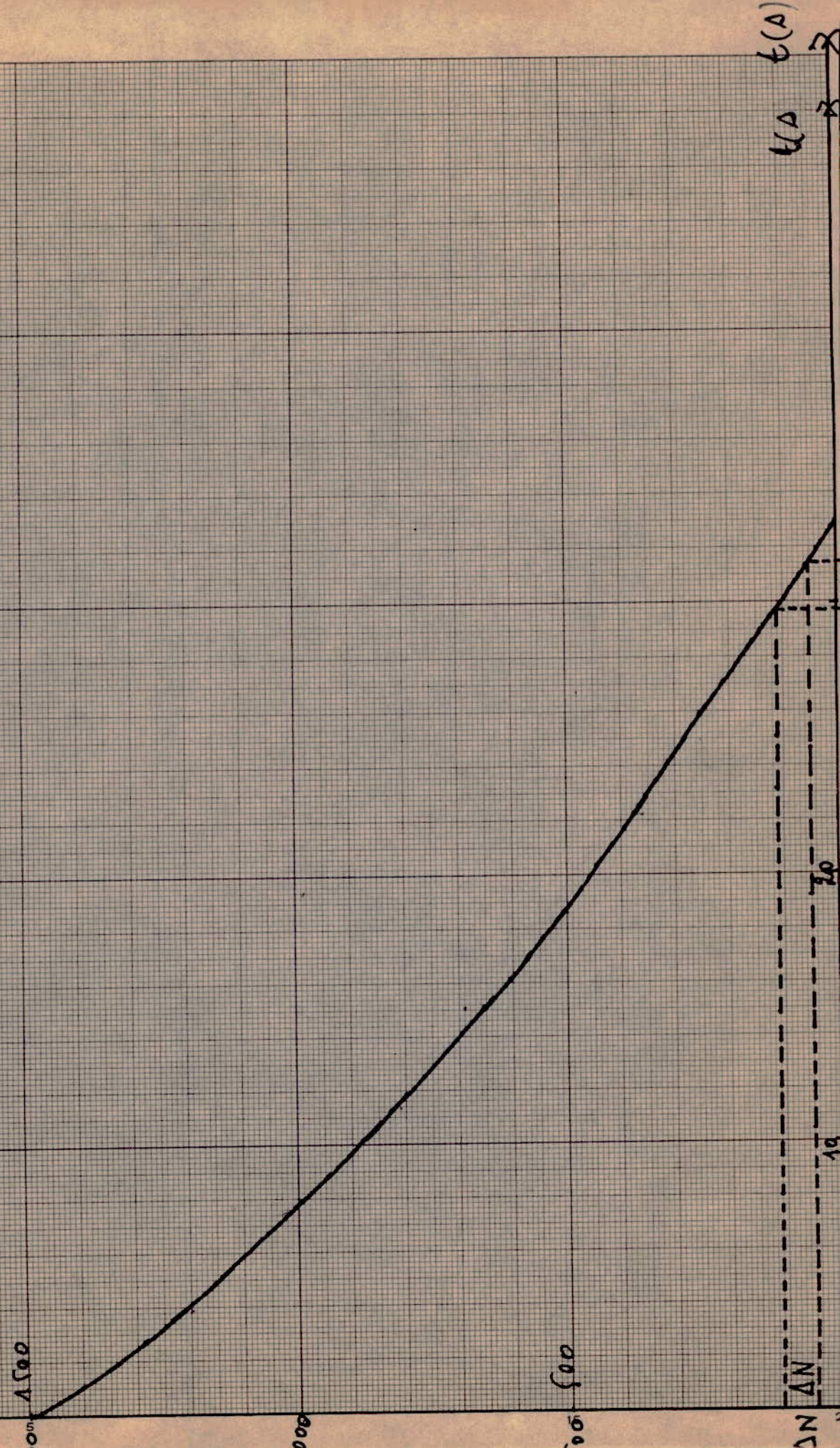
— Courbe de variation de la vitesse en fonction du temps de ralentissement. —

N (cr/min)

$\uparrow N$ (tr/min)

- Courbe de Ralentissement -

$$N = f(t)$$



t (s)

DETERMINONS Δ_0

Δ_0 est un couple résistant de frottement ne dépendant pas de la vitesse de rotation, nous pouvons donc le mesurer avec la machine à l'arrêt.

Pour cela on enroule une corde sur l'arbre du moteur, à l'extrémité libre de la corde on suspend des poids. Au moment où il y aura égalité entre le couple de frottement Δ_0 et le couple exercé par le poids, le rotor commencera à tourner.

Si d est le diamètre de l'arbre et P le poids suspendu nous aurons :

$$\Delta_0 = mg \times \frac{d}{2} \quad (\text{n.N})$$

$$g = 9,81 \text{ n/s}^2$$

1er ESSAI

$$m = 2,500 \text{ Kg}$$

$$d = 0,132 \text{ n}$$

$$\Delta_{01} = 2,5 \times 9,81 \times \frac{0,132}{2} = 1,63 \text{ n.N}$$

2ème ESSAI

$$m = 4,4 \text{ Kg}$$

$$d = 0,0745 \text{ n}$$

$$\Delta_{02} = 4,4 \times 9,81 \times \frac{0,0745}{2} = 1,61 \text{ n.N}$$

On prend une moyenne :

$$\Delta_0 = 1,62 \text{ n.N}$$

$$\Delta\Omega = 5 \text{ rd/s}$$

$$\Delta t = 2,2 \text{ s}$$

$$\frac{\Delta\Omega}{\Delta t} = 2,27$$

d'où :

$$J = \frac{1,62}{2,27} = 0,713 \text{ Kg m}^2$$

$$J = 0,713 \text{ Kg m}^2$$

Ne disposons pas d'oscilloscope à mémoire nous avons pris une série de photos d'un voltmètre branché aux bornes de la dynamo tachymétrique, et d'un chronomètre synchrone. Chaque photo nous a donné un point de la courbe de ralentissement ce qui nous a permis de la tracer et d'en déduire les valeurs de $\Delta\Omega$ et de Δt .

— TROISIEME PARTIE —

— Expression du couple électromagnétique —

I- CALCUL DU COUPLE ELECTROMAGNETIQUE EN TENANT COMPTE DE LA SATURATION

Nous allons dans un premier stade déterminer la courbe du couple électromagnétique développée par la machine en fonction de son angle interne en supposant les grandeurs λ et α constantes.

En réalité λ diminue et α augmente avec la saturation de la machine, mais il est vrai aussi que ces deux effets se compensent mutuellement. Nous réduisant ainsi notre marge d'erreur.

I- 1- CAS OU L'ON NEGLIGE LES PERTES JOLLES STATORIQUES (R = 0)

I- 1- 1- DIAGRAMME DE BLONDEL (en valeurs composées)

Les projections des différents vecteurs qui composent notre diagramme sur les axes Z'Z et Y'Y nous donnent les équations suivantes:

$$E_1 = U \cos \delta + \lambda I \sin \psi \quad (1)$$

$$0 = U \sin \delta - (\lambda + r) I \cos \psi \quad (2)$$

$$j_1 = j - \alpha I \sin \psi \quad (3)$$

Comme nous avons :

$$\begin{aligned} E_1 &= f (j_1) \\ &= f (j - \alpha I \sin \psi) \end{aligned}$$

j étant une constante, Ef est une fonction de $\alpha I \sin \psi$.

Donc nous pouvons écrire l'équation (1) sous la forme :

$$E_1 = U \cos \delta + \frac{\lambda}{\alpha} (\alpha I \sin \psi) \quad (4)$$

- j_1 étant l'excitation qui correspond sur la caractéristique à vide à E_1
- Le coefficient α (nombre sans dimensions) est un coefficient d'équivalence qui nous permet de ramener les ampères - tours de l'induit à l'échelle des courants dans l'inducteur.

L'équation (2) nous donne :

$$I \cos \psi = \frac{U \sin \delta}{\lambda + r} \quad (5)$$

— DETERMINATION DE $I \sin \psi$

Sur la caractéristique à vide C_v de la machine, on porte sur l'axe des abscisses l'excitation qui donne $U = U_n$ en charge, soit j .

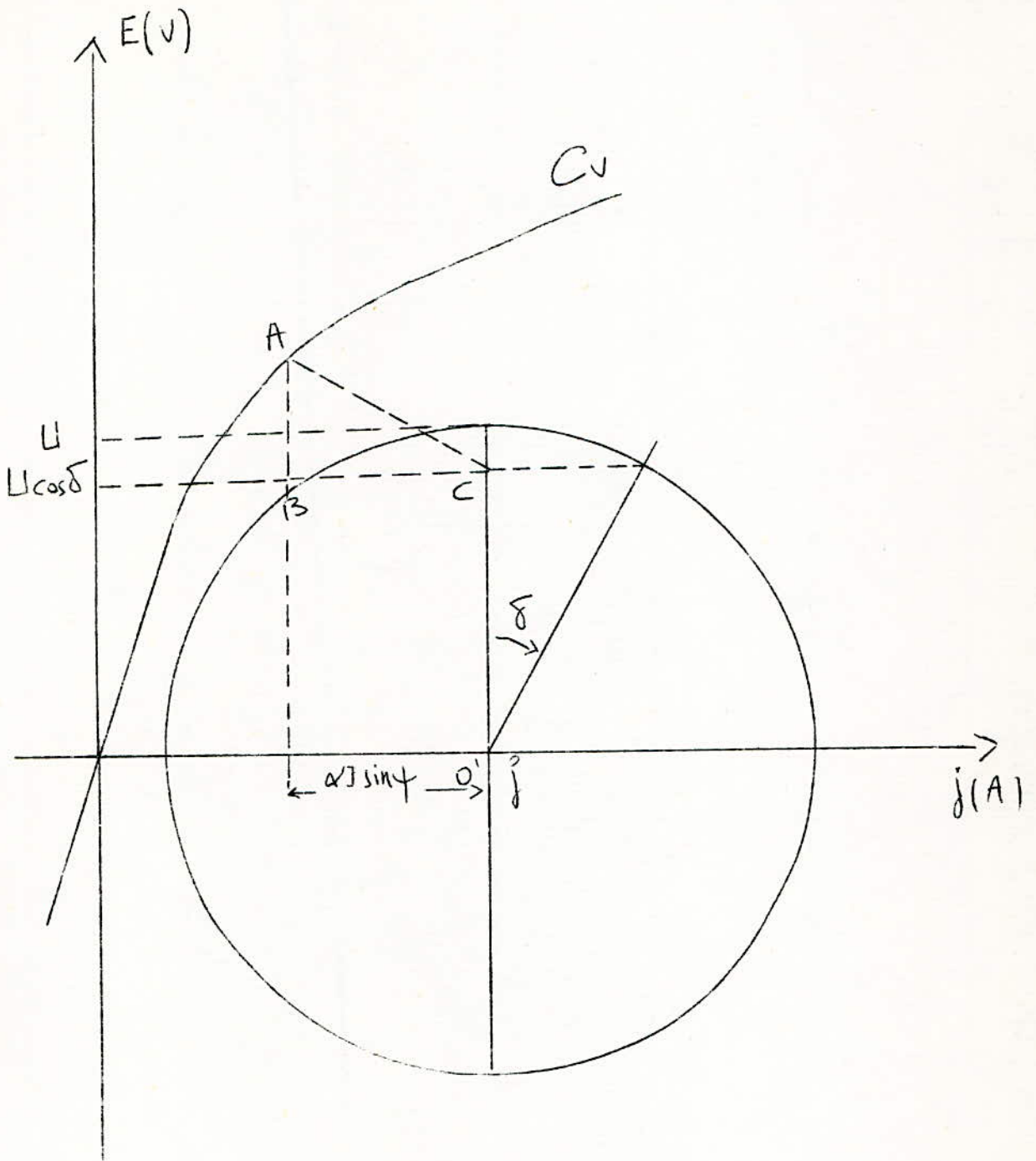
Soit O' le point d'abscisse j , on trace le cercle de centre O' et de rayon $U = U_n$.

Connaissant la valeur de la pente λ/α , on détermine $I \sin \psi$ pour chaque valeur donnée à l'angle interne δ .

Connaissant $I \cos \psi$ et $I \sin \psi$, on en déduit I et ψ donc le couple C .

$$C = \frac{\sqrt{3} U I \cos \psi}{\Omega}$$

$$C = \frac{\rho \sqrt{3} U I \cos \psi}{\omega} = f(\delta) \quad (6)$$

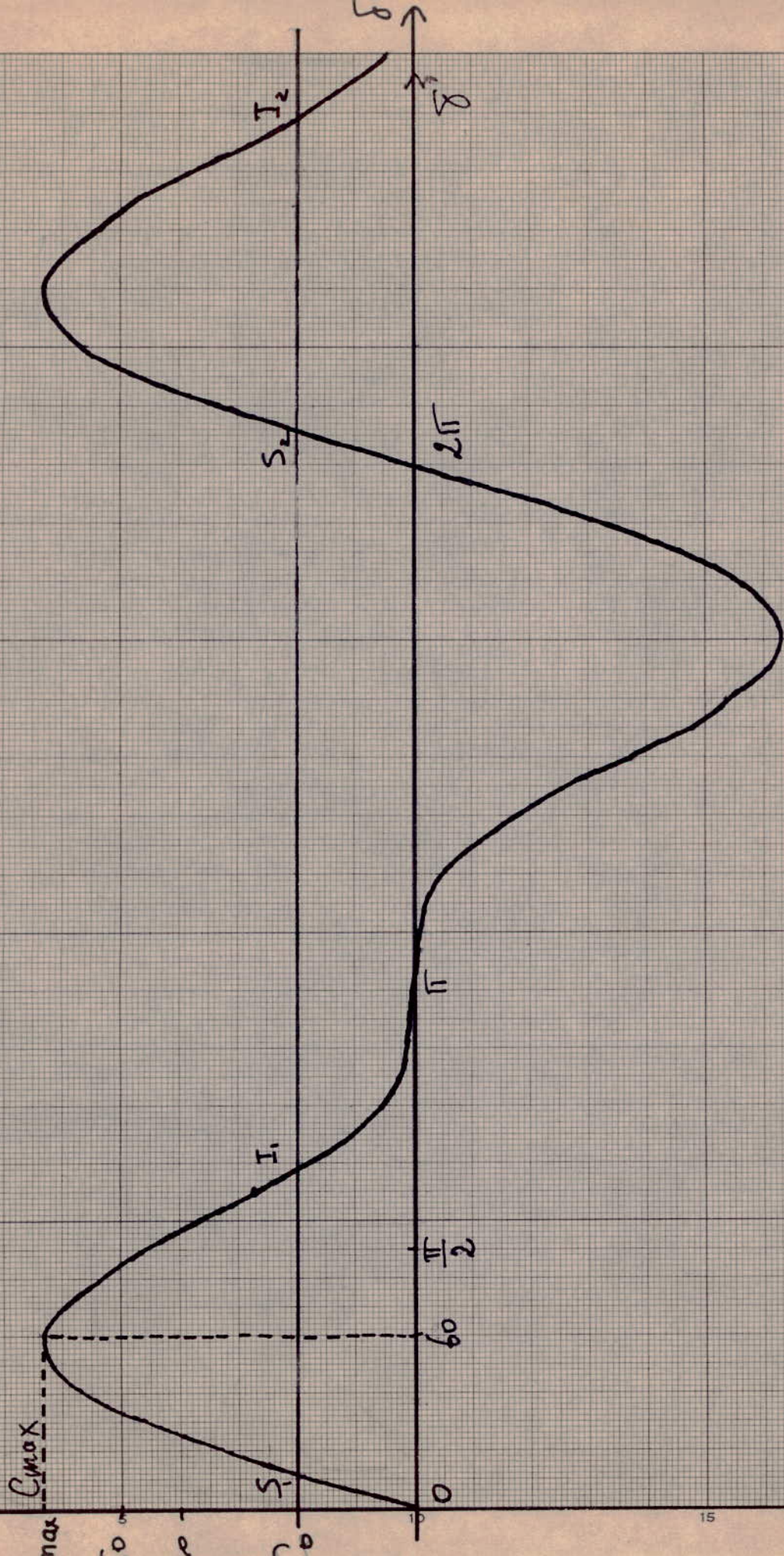


I.1.2 - Resultate ablenus:

δ°	$E_e(V)$	$C(N.m)$	δ	$E_e(V)$	$C(N.m)$
0	231,5	0	110	- 32	26,4
10	229,5	16,9	120	- 63	17,7
20	219,5	32	130	- 90,5	10,4
30	205	46	140	- 115	4,3
40	187	55,7	150	- 132,5	1,99
50	163	61,7	160	- 149	
60	135	63	170	- 160	0,88
70	103	60	180	- 162	0
80	69	53,3	190	- 160	- 0,88
90	37	47,8	200	- 149	-
100	2,5	38,1	210	- 132,5	- 1,99

δ	$E_e(v)$	$C(N.m)$	δ	$E_e(v)$	$C(N.m)$
220	- 115	- 4,3	330	205	- 46
230	- 90,5	- 10,4	340	219,5	- 32
240	- 63	- 17,7	350	229,5	- 16,9
250	- 32	- 26,4	360	231,5	0
260	2,5	- 38,1			
270	37	- 47,8			
280	69	- 53,3			
290	103	- 60			
300	135	- 63			
310	163	- 61,7			
320	187	- 55,7			

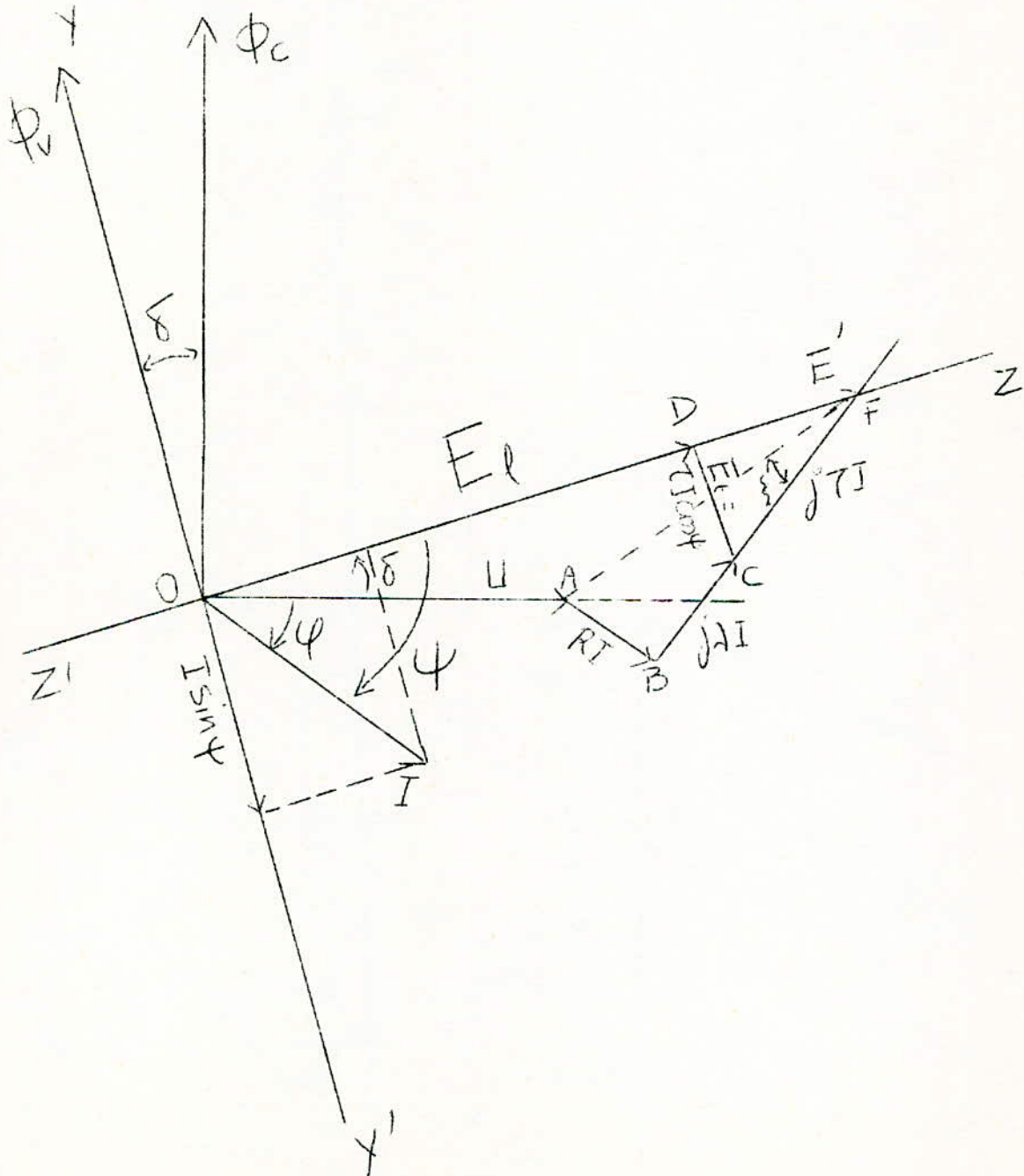
Caractéristique angulaire de la machine dans le cas où l'on néglige la résistance statorique



I- 2- CAS OU LA RESISTANCE DES ENROULEMENTS STATORIQUES N'EST PAS

NEGLIGEABLE

I- 2- 1- DIAGRAMME DE BLONDEL



Les projections sur les axes Z'Z et Y'Y nous donnent les équations suivantes:

$$E_1 = U \cos \delta + RI \cos \psi + \lambda I \sin \psi \quad (8)$$

$$0 = U \sin \delta + RI \sin \psi - (\lambda + \tau) I \cos \psi \quad (9)$$

De ces deux équations on déduit l'équation :

$$E_1 = \left(\cos \delta + \frac{R}{X_t} \sin \delta \right) U + \left(\frac{R^2}{X_t} + \lambda \right) \frac{1}{\alpha} (\alpha I \sin \psi) \quad (10)$$

$$\text{Avec : } X_t = \lambda + \tau$$

d'après le diagramme de Blondel :

$$\text{tg } \xi = \frac{R}{X_t} \quad (11)$$

L'équation (10) devient alors :

$$E = \frac{U}{\cos \xi} \cos (\delta - \xi) + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{X_t} + \lambda \right) (\alpha I \sin \psi) \quad (12)$$

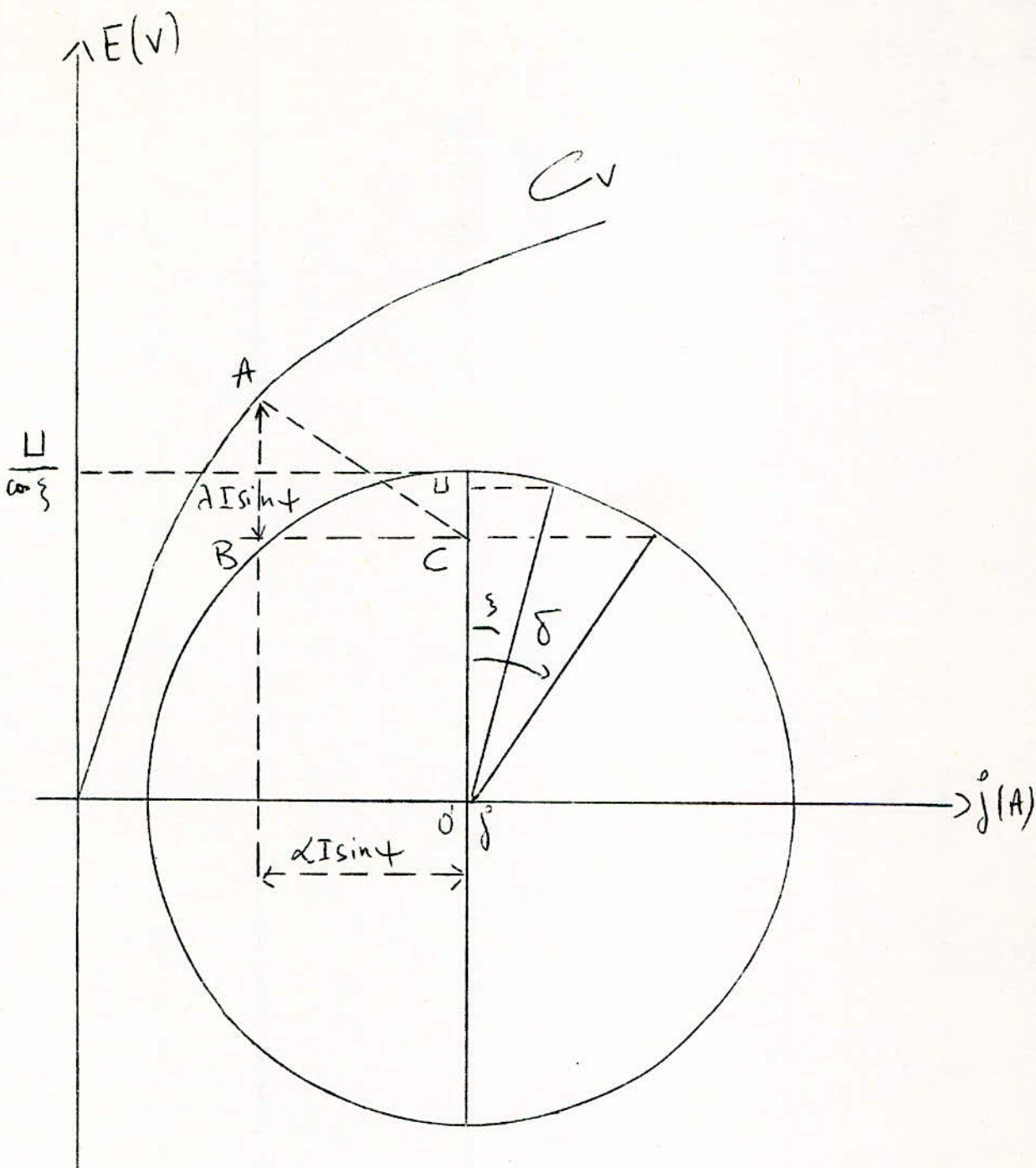
analogue à l'équation (4)

On procède de la même manière que dans le cas précédent.

On trace le cercle de centre O' d'abscisse j et de centre $U / \cos \xi$

connaissant $I \cos \psi$ et $I \sin \psi$ pour chaque valeur de δ , on en déduit

I et ψ donc la valeur du couple.



I- 2- 2- RESULTATS OBTENUS

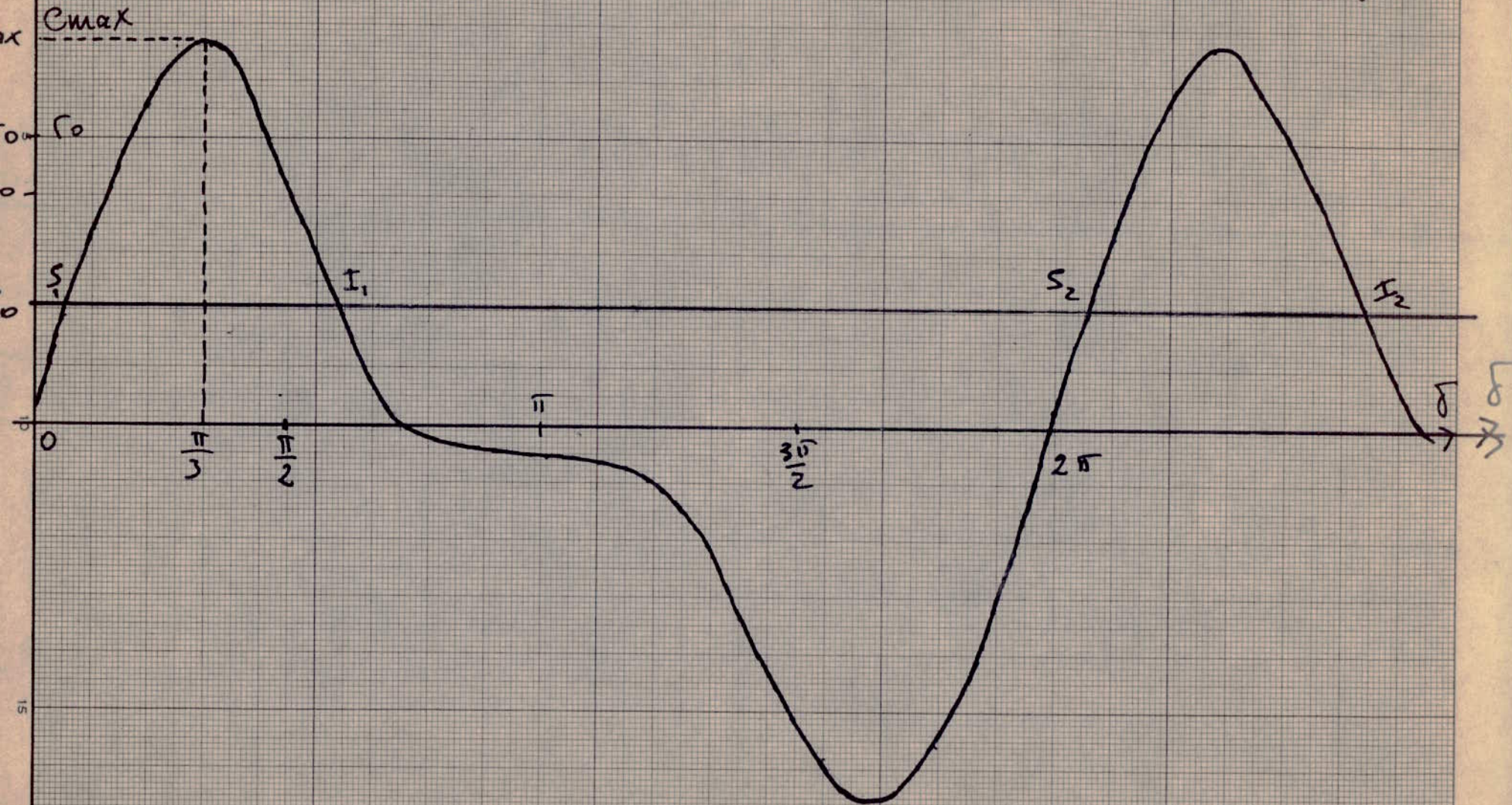
$$\xi = 10^{\circ} 15'$$

δ	El (v)	C = f() N.n	δ	El (v)	C = f() N.n
0	234	2,4	130	- 60	- 0,78
10	237	18,7	140	- 94	- 4,2
20	234	33	150	- 120	- 13,8
30	227	46,7	160	- 141	- 15,2
40	212	55,5	170	- 156	- 14,35
50	194	66,3	180	- 165	- 11,9
60	169	66,5	190	- 168	- 9,8
70	140	58,8	200	- 165	- 10,45
80	107	51,5	210	- 156	- 8,05
90	73	41,7	220	- 141	- 9,15
100	40	30,6	230	- 120	- 14,8
110	7	18,75	240	- 94	- 21,5
120	- 28	7,15	250	- 60	- 33,8

$\delta (0)$	El (v)	C = f(δ) (N.m)	$\delta (0)$	El (v)	C = f(δ) (N.m)
260	- 28	- 42	320	169	- 54
270	7	- 51	330	194	- 44,7
280	40	- 58	340	212	- 30
290	73	- 64,5	350	227	- 14,2
300	107	- 63,5	360	234	2,42
310	140	- 61,5	10	237	18,7

Caractéristique angulaire de la machine dans le cas où la résistance statorique n'est pas négligeable.

$\Gamma_c(\delta)$ (N.m)



- 12 -

II- EXPRESSION DU COUPLE ELECTROMAGNETIQUE EN FONCTION DE L'ANGLE INTERNE
DE LA MACHINE

II- 1- EQUATION $E = f(j)$

Toutes les équations générales appliquées à une machine non saturée ne s'appliquent pas à notre étude.

En régime saturé il n'existe pas d'équations générales de la machine.

Un essai à l'ordinateur pour l'approximation de la caractéristique à vide par une équation de forme polynômiale n'ayant pas donné de résultats, nous l'avons approximé en l'assimilant à la somme des équations d'une droite et d'une sinusoïde, telle que :

$$E = A_0 + A_1 j + A_2 \sin \gamma j \quad (1)$$

Soit :

$$E = f(j)$$

- Voir planche (2)

La vérification point par point de cette équation nous a donné une marge d'erreur que nous avons chiffré à : 1%

Nous avons trouvé :

$$A_0 = 6$$

$$A_1 = 160,5$$

$$A_2 = 52,5$$

$$\gamma = \frac{\pi}{1,6}$$

D'où:

$$E = 6 + 160,5 j + 52,5 \sin \left(\frac{\pi}{1,6} j \right) \quad (2)$$

Nous pouvons donc admettre que cette équation traduit bien le comportement à vide de notre machine.

Il est bien évident que cette équation n'est pas générale et qu'une ^{autre} machine pourra conduire à une autre expression de la caractéristique à vide.

Le diagramme de Blondel nous avait permis de poser les équations suivantes:

$$E = \frac{U}{\cos \xi} \cos (\delta - \xi) + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{X_t} + \lambda \right) \alpha I \sin \psi \quad (3)$$

$$0 = U \sin \delta + RI \sin \psi - X_t I \cos \psi \quad (4)$$

II- 2- EQUATION DE LA DROITE \overline{mM} : Δ

Cette droite coupe la caractéristique à vide C_v en M de coordonnées (E, j)

$$\Delta : E = \frac{-1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{X_t} + \lambda \right) j + \frac{U}{\cos \xi} \cos (\delta - \xi) + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{X_t} + \lambda \right) j_0$$

Cette équation peut se mettre sous la forme :

$$E = - \left(\frac{R^2 + \lambda X_t}{\alpha X_t} \right) j + \left(\frac{\alpha U (X_t \cos \delta + R \sin \delta) + (R^2 + \lambda X_t) j_0}{\alpha X_t} \right) \quad (5)$$

Soit :

$$E = g (j)$$

II- 3- EXPRESSION DE j EN FONCTION DE δ

L'égalité des équations (1) et (5) nous donne l'expression de l'excitation j en fonction de l'angle interne δ .

Soit :

$$E = f (j) \quad (1)$$

$$E = g(j) \quad (5)$$

d'où :

$$j = h(\delta) \quad (6)$$

En reportant l'expression (6) dans l'équation (5) on obtient :

$$E = g(h(\delta))$$

Soit

$$E = \phi(\delta) \quad (7)$$

Nous avons aussi l'équation :

$$\alpha I \sin \psi = j_0 - j \quad (8)$$

Soit

$$\alpha I \sin \psi = j_0 - h(\delta) \quad (9)$$

-L'équation (4) nous donne :

$$I \cos \psi = \frac{U}{X_t} \sin \delta + \frac{R}{X_t} I \sin \psi$$

D'où en tenant compte de l'expression (9)

$$I \cos \psi = \frac{U}{X_t} \sin \delta + \frac{R}{\alpha X_t} j_0 - \frac{R}{\alpha X_t} h(\delta) \quad (10)$$

Finalement nous avons trois (3) relations :

$$E = \phi(\delta) \quad (7)$$

$$I \sin \psi = h_1(\delta) \quad (9)$$

$$I \cos \psi = h_2(\delta) \quad (10)$$

Qui nous permettront de déterminer l'expression du couple électromagnétique en fonction de l'angle interne uniquement.

II- 4- EXPRESSION C = F(\delta)

Nous avons :

$$\frac{C \omega}{P} = \sqrt{3} E' I \cos \psi \quad (10)$$

Avec :

$$E' = E + \tau I \sin \psi \quad (11)$$

d'où :

$$\frac{C \omega}{P} = \sqrt{3} (E + \tau I \sin \psi) \cdot I \cos \psi$$

d'où en tenant compte des relations (7), (9) et (10)

$$\frac{C \omega}{P} = \sqrt{3} (\theta(\delta) + \tau h_1(\delta)) h_2(\delta) \quad (12)$$

Soit :

$$C = F(\delta).$$

Le système d'équations (1) et (5) est composé de deux équations dont la première est transcendante, il s'ensuit que sa résolution est très ardue, et il est très difficile de donner à la solution du système une expression simple de la forme :

$$j = h(\delta)$$

Nous avons alors été conduits à adopter pour ce système une solution consistant à calculer la courbe :

$$\delta = h^{-1} (j)$$

Puis examiner sa forme pour en déduire une expression répondant à la courbe:

$$j = h (\delta)$$

Nous procédons de la façon suivante :

On donne une valeur à l'excitation j , la caractéristique à vide nous donne la valeur correspondante de E .

L'équation (8) nous donne la valeur de $I \sin \psi$

L'équation (3) nous donne la valeur de δ

donc :

$$j \xrightarrow{Cv} E$$

$$j \xrightarrow{(8)} I \sin \psi$$

et

$$\left. \begin{array}{l} E \\ \sin \psi \end{array} \right\} \Rightarrow \delta$$

On construit alors la courbe $j = h (\delta)$ point par point :

Nous avons trouvé alors une expression de la forme :

$$j = B_0 + B_1 \cos \delta + B_2 \sin \delta \quad (13)$$

Avec :

$$B_0 = 0,22$$

$$B_1 = 0,91$$

$$B_2 = -0,15$$

Soit :

$$j = 0,22 + 0,91 \cos \delta - 0,15 \sin \delta$$

II- 5- CAS OU L'on NEGLIGE LES PERTES JOULES STATORIQUES

Nous avons alors d'après le diagramme de Blondel simplifié les équations suivantes :

$$E = U \cos \delta + \frac{\lambda}{\alpha} (\alpha I \sin \psi)$$

$$I \cos \psi = \frac{U}{X_t} \sin \delta$$

Ce qui nous donne d'après (11)

$$E' = \frac{X_t}{\alpha} (j_0 - B_0) + \left(U - \frac{X_t}{\alpha} B_1 \right) \cos \delta - \frac{X_t}{\alpha} B_2 \sin \delta$$

Soit d'après (10)

$$\frac{C \omega}{p \sqrt{3}} = \frac{U}{\alpha} (j_0 - B_0) \sin \delta + \frac{U}{X_t} \left(U - \frac{X_t}{\alpha} B_1 \right) \sin \delta \cos \delta - \frac{U}{\alpha} B_2 \sin^2 \delta$$

d'où l'expression finale :

$$C = \frac{p \sqrt{3} U}{\alpha \omega} - \frac{B_2}{2} + (j_0 - B_0) \sin \delta + \frac{1}{2 X_t} (\alpha U - X_t B_1) \sin 2 \delta + \frac{B_2}{2} \cos 2 \delta$$

En calculant les coefficients numériques nous obtenons :

$$C = 2,32 + 42,80 \sin \delta + 26,20 \sin 2\delta - 2,32 \cos 2\delta \quad (15)$$

II- 6- CAS OU LES PERTES JOULES STATORIQUES NE SONT PAS NEGLIGEABLES

II- 6- 1- EXPRESSION DE j EN FONCTION DE δ

On a tracé point par point la courbe $j = h(\delta)$, ensuite la courbe $\cos(\delta - \xi) = F(\delta)$, on a remarqué alors que la différence des deux courbes est une sinusoïde dont l'équation est :

$$F_2(\delta) = 0,12 \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right]$$

d'où l'équation obtenue pour la courbe $j = h(\delta)$.

$$j = 0,19 + \cos(\delta - \xi) - 0,12 \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right] \quad (16)$$

II- 6- 2- EXPRESSION DU COUPLE

$$\frac{C\omega}{P} = \sqrt{3} E' I \cos \psi$$

$$\alpha I \sin \psi = j_0 - j$$

Soit d'après (16)

$$\alpha I \sin \psi = j_0 - 0,19 - \cos(\delta - \xi) + 0,12 \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right] \quad (17)$$

Pour alléger les écritures nous écrivons $j = h(\delta)$ sous la forme :

$$j = A_0 + A_1 \cos(\delta - \xi) + A_2 \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right]$$

d'après les équations (3) et (4) nous avons :

$$E' = E + \tau I \sin \psi$$

$$= \frac{U}{\cos \xi} \cos (\delta - \xi) + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \left[(j_0 - \Lambda_0) - \cos (\delta - \xi) - \Lambda_1 \sin \left(\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right) \right] \quad (18)$$

$$I \cos \psi = \frac{U}{Xt} \sin \delta + \frac{R}{\alpha Xt} \left[(j_0 - \Lambda_0) - \cos (\delta - \xi) - \Lambda_1 \sin \left(\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right) \right] \quad (19)$$

d'où l'expression du couple :

$$\frac{C \omega}{P \sqrt{3}} = E' I \cos \psi$$

$$= C_0 + C_1 \sin \delta + C_2 \cos \delta + C_3 \sin 2\delta + C_4 \cos 2\delta + \left[a_0 + a_1 \cos \delta + a_2 \sin \delta \right] \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right] \quad (20)$$

Avec :

$$C_0 = \left[\frac{U}{\cos \xi} - \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right] \left(U \sin \xi - \frac{R}{\alpha} \right) \frac{1}{2Xt} + \frac{R}{\alpha Xt} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \left[(j_0 - \Lambda_0)^2 + \frac{\Lambda_1^2}{2} \right]$$

$$C_1 = \frac{R}{Xt} (j_0 - \Lambda_0) \left[\sin \xi \left(\frac{U}{\cos \xi} - \frac{2}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right) + \frac{U}{R} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right]$$

$$C_2 = \frac{R}{\alpha Xt} (j_0 - \Lambda_0) \cos \xi \left[\frac{U}{\cos \xi} - \frac{2}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right]$$

$$C_3 = \frac{1}{2} \left[\frac{U}{\cos \xi} - \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right] \left[\frac{U}{Xt} \cos \xi - \frac{R}{\alpha Xt} \sin \xi \right]$$

$$C_4 = \frac{1}{2} \left[\frac{U}{\cos \xi} - \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \right] \left[\frac{U}{Xt} \sin \xi - \frac{R}{\alpha Xt} \cos \xi \right]$$

$$C_5 = \frac{R}{2 \alpha^2 Xt} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \Delta_1^2$$

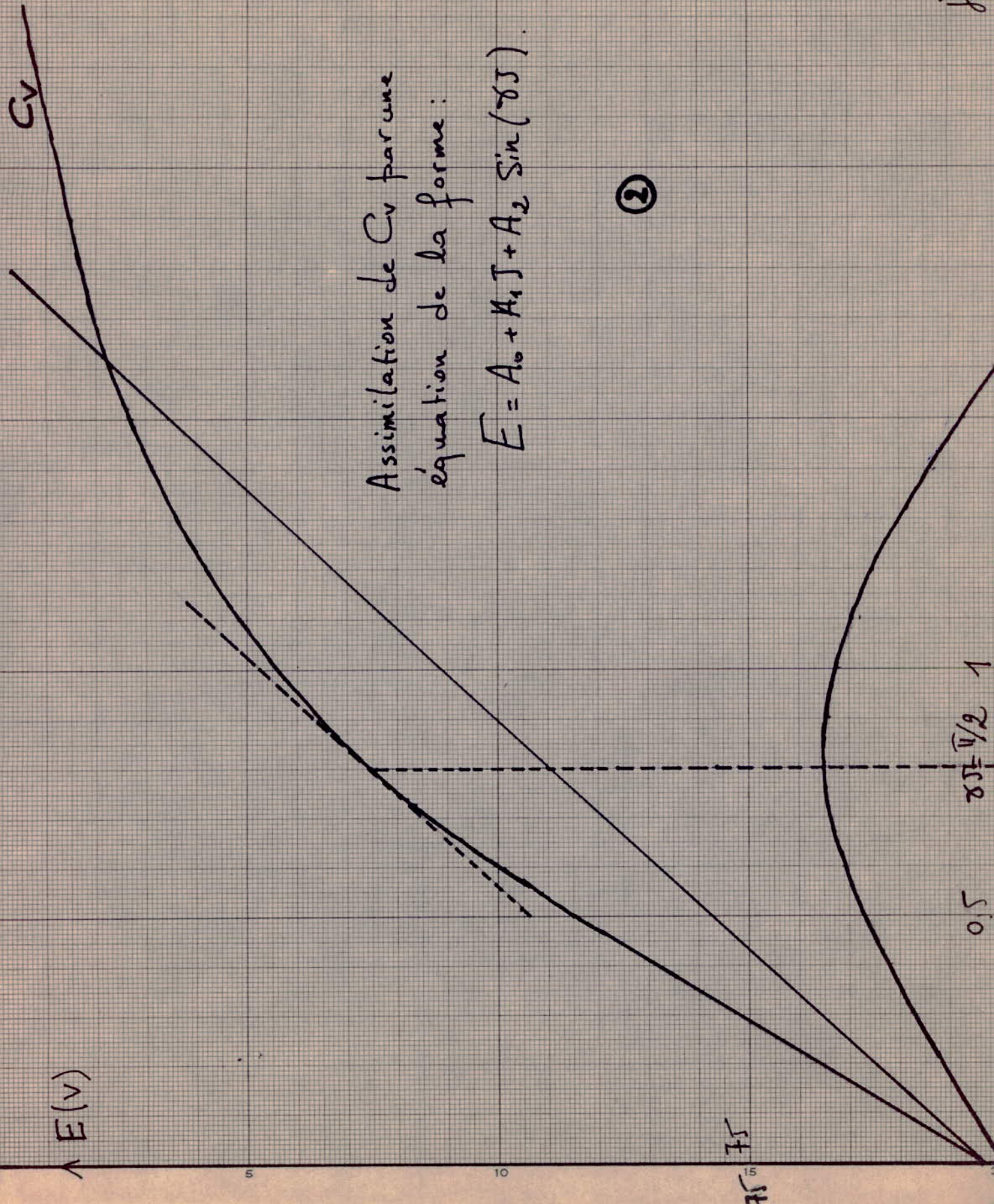
$$a_0 = - \frac{2 R \Delta_1}{Xt} (j_0 - \Delta_0) \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right)$$

$$a_1 = \frac{R}{\alpha Xt} \cos \xi \left[\frac{2}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) - \frac{U}{\cos \xi} \right] \Delta_1$$

$$a_2 = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R^2}{Xt} + Xt \right) \left(\frac{2 R}{\alpha Xt} \sin \xi - \frac{U}{Xt} \right) \Delta_1 - \frac{U}{\cos \xi} \frac{R}{\alpha Xt} \Delta_1 \sin \xi$$

En appliquant les résultats trouvés lors des essais effectués sur la machine on obtient :

$$C = 7 + 4,3 \sin \delta + 1,88 \cos \delta + 24,6 \sin 2\delta + 2,66 \cos 2\delta + 0,016 \cos 3(\delta - \xi) + (0,75 + 0,15 \cos \delta + 3,90 \sin \delta) \sin \left[\frac{3}{2} (\delta - \xi) \right] \quad (21)$$



Assimilation de C_v par une
équation de la forme :

$$E = A_0 + A_1 J + A_2 \sin(\delta J)$$

②

δJ

0,5 $\delta J = \pi/2$ 1

7,5
5

— QUATRIÈME PARTIE —

— Probleme de l'autosynchronisation —

IV- 1- PRESENTATION DU PROBLEME

Le problème de l'autosynchronisation concerne le régime asynchrone des machines synchrones, dont l'application principale est le démarrage en asynchrone des moteurs synchrones.

Dans tous les cas (moteur asynchrone synchronisé ou moteur synchrone démarrant en asynchrone) la limite de la fonction $C_{e_{\text{moy}}}$ (g) lorsque le glissement tend vers zéro c'est à dire lorsqu'on s'approche du synchronisme est de la forme :

$$C_{e_{\text{moy}}} = Kg \quad (\text{forme asymptotique})$$

K = constante

Il en résulte qu'en fin de démarrage le moteur synchrone sera à une vitesse Ω' légèrement inférieure à la vitesse Ω de synchronisme, et l'achèvement du démarrage s'effectue alors en appliquant la source d'excitation normale, aux bornes du circuit inducteur, le court-circuit ou la résistance étant simultanément éliminés.

Le problème de l'autosynchronisation consiste à rechercher dans quelles conditions l'application d'une source d'excitation sera susceptible de permettre à la vitesse de franchir l'intervalle qui sépare la vitesse Ω' (hyposynchrone) de la vitesse Ω (synchrone) puis de se stabiliser à cette valeur.

IV- 2- EQUATION DU MOUVEMENT

IV- 2- 1- COUPLE MECANIQUE ET COUPLE ELECTROMAGNETIQUE

Sur l'arbre de la machine est appliqué un couple mécanique C_c , tandis qu'à l'intérieur de la machine se développe un couple d'origine électromagnétique C_e

Nous allons adopter les conventions de signe suivantes :

Ce est positif lorsqu'il tend à ralentir la machine,

Co est positif lorsqu'il tend à l'accélérer.

Donc lorsque notre machine fonctionne en alternateur nous aurons Ce et Co positifs et lorsqu'elle fonctionne en moteur Ce et Co seront négatifs.

L'équation du mouvement s'écrit :

$$C_o - C_e = J \frac{d\Omega'}{dt} \quad (1)$$

J, est le moment d'inertie de toutes les masses tournantes de la machine Ω' étant la vitesse angulaire instantané du rotor .

Par définition de δ on a toujours :

$$\frac{1}{p} \frac{d\delta}{dt} = \Omega' \quad (2)$$

L'inconnue la plus importante du problème étudié est la position angulaire du rotor par rapport à une référence tournant à la vitesse synchrone Ω . Or nous savons que δ représente la position angulaire du rotor par rapport à la phase A, immobile dans l'espace.

Qu'elle que soit la loi de variation de δ en fonction du temps on peut toujours écrire :

$$\frac{\delta}{p} = \Omega t + f(t)$$

f(t) étant une fonction du temps, constante dans le cas particulier du régime permanent synchrone.

On pose :

$$\frac{\delta}{p} = \Omega t + \frac{\delta'}{p} \quad (3)$$

δ' étant dans le cas général une fonction du temps caractérisant la position angulaire du rotor par rapport à la référence synchrone fournie la tension du réseau.

Nous avons alors :

$$\frac{1}{p} \frac{d\delta}{dt} = \Omega + \frac{1}{p} \frac{d\delta'}{dt}$$

d'où d'après (2)

$$\Omega' = \Omega + \frac{1}{p} \frac{d\delta'}{dt} \quad (4)$$

l'équation (1) devient :

$$C_o - C_e = \frac{J}{p} \frac{d^2\delta'}{dt^2} \quad (5)$$

IV- 2- 2- EXPRESSION DU COUPLE ASYNCHRONE Ca

Lorsque la machine fonctionne en asynchrone (hyposynchrone ou hypersynchrone) des courants prennent naissance dans les amortisseurs, créant un couple proportionnel à $\frac{d\delta'}{dt}$. Ce couple introduit dans l'équation de mouvement un terme d'amortissement.

Nous pouvons donc écrire :

$$C_a = K_a \frac{d\delta'}{dt} \quad (6)$$

K_a est positif, car lorsque δ' tend à augmenter ($\frac{d\delta'}{dt} > 0$)

C_a est un couple ralentisseur donc positif et inversement d'après la relation(4)

$$\frac{1}{p} \frac{d\delta'}{dt} = \Omega' - \Omega$$

d'après la définition du glissement on a :

$$\frac{1}{p} \frac{d\delta'}{dt} = -g\Omega$$

$$\Rightarrow Ca = -Ka \omega g \quad (7)$$

C'est l'expression d'un couple asynchrone au voisinage du synchronisme.

Dans un moteur asynchrone, l'expression du couple lorsque g tend vers zéro est:

$$Ca = - \frac{3V^2}{\omega R} g \quad (8)$$

R étant la résistance du rotor ramenée au stator.

Si on suppose que les amortisseurs d'une machine synchrone se comportent comme l'enroulement rotorique d'une machine asynchrone, on peut lui appliquer l'expression (8).

Avec $\frac{N}{R} = \tau''$ constante de temps du rotor.

$$\text{et } N = \frac{X'd}{\omega}$$

$$\text{d'où } R = \frac{X''d}{\tau''\omega}$$

Si nous considérons que la cage d'amortisseurs est symétrique :

$$X''d = X''q$$

$$d = q$$

$$\text{d'où : } Ca = - \frac{3V^2 \tau'' d g}{X''d} \quad (9)$$

$$\text{et } Ka = \frac{3V^2 \cdot \tau'' d}{\omega X''d} \quad (10)$$

IV- 2- 3- EQUATION DU MOUVEMENT

Nous avons alors l'équation du mouvement :

$$C_o = C_i + C_a + C_e \quad (11)$$

$$C_e = C (\delta)$$

$$C_o = K_i \frac{d^2 \delta'}{dt} + K_a \frac{d \delta'}{dt} + C (\delta') \quad (12)$$

$$K_i = \frac{J}{P}$$

$$K_a = \frac{3p}{\omega} v^2 \frac{\tau_d''}{X''d}$$

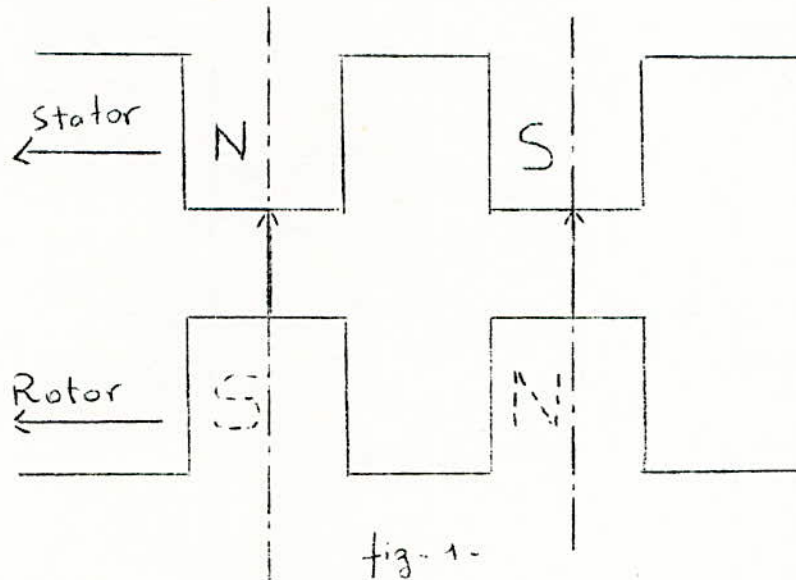
IV- 3- MISE AU SYNCHRONISME LORS DU DEMARRAGE EN ASYNCHRONE

En marche asynchrone la machine tourne avec un glissement de l'ordre de quelques pour-cent en retardant sur le champ tournant qui, lui tourne à la vitesse du synchronisme.

Plaçons- nous à l'instant avant l'application de l'excitation.

On peut alors représenter le champ magnétique par un système de pôles d'aimants permanents tournants à la vitesse du synchronisme.

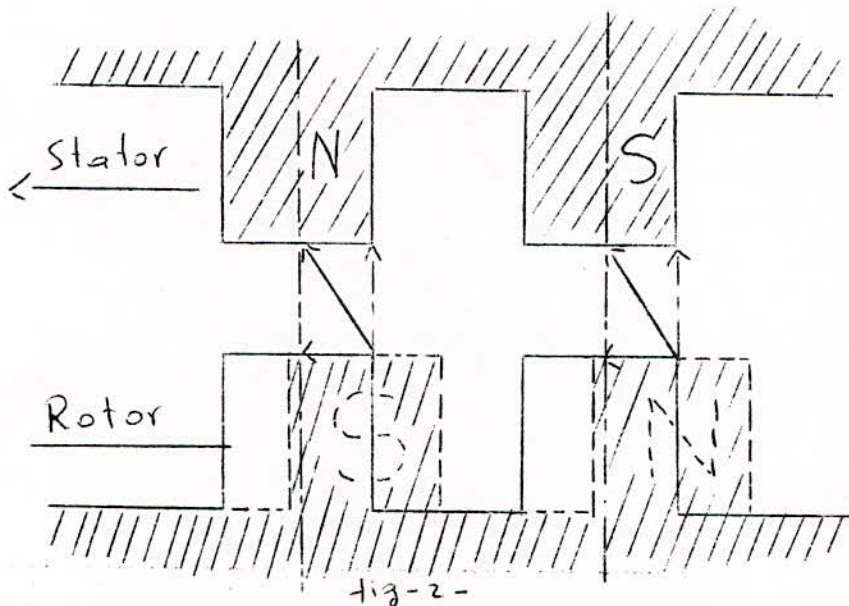
Al'instant où les axes des pôles saillants du rotor (nous considérons toujours une machine synchrone à pôles saillants) coïncident avec les axes des pôles du champ tournant seule se manifeste la force d'attraction radiale et, vu qu'une machine a toujours un nombre pair de pôles, tous les efforts radiaux s'équilibrent et il n'y a alors aucun effet résultant.



On a représenté le N et le S des pôles du rotor en pointillés parce qu'en l'absence d'excitation ces pôles n'ont pas de polarité déterminée.

Si nous supposons maintenant que les axes des pôles du rotor sont décalés par rapport aux axes des pôles du champ tournant, il y a une force d'attraction

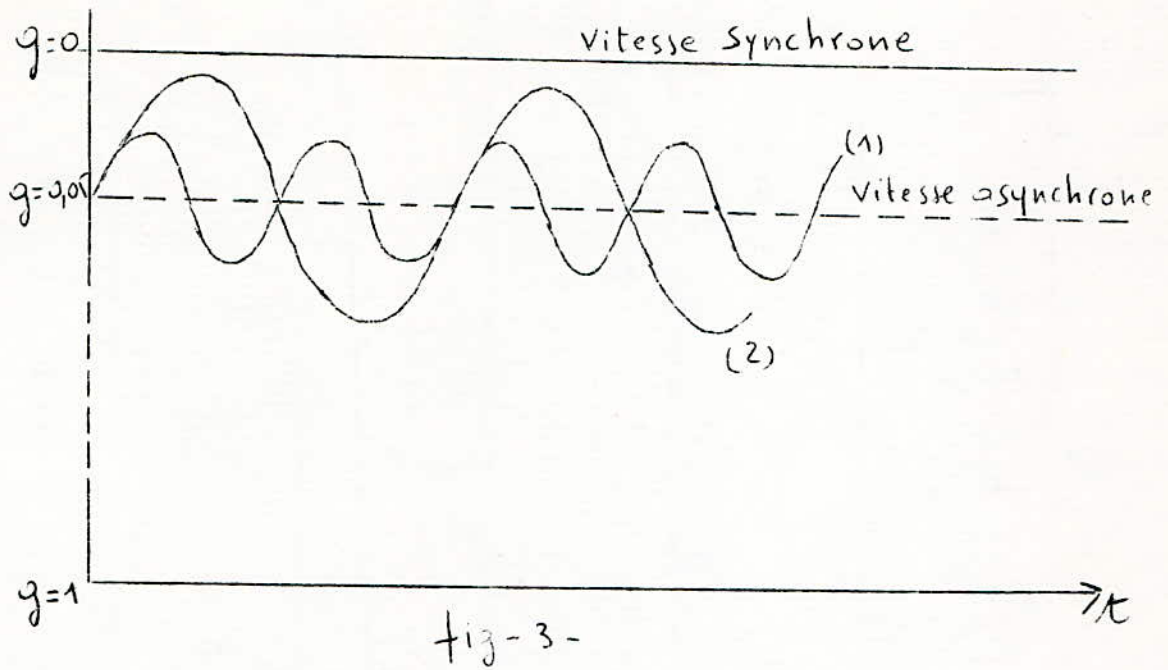
non radiale qui se manifeste entre les pôles. Nous décomposons cette force en deux composantes radiale et tangentielle. La composante radiale sera équilibrée et de ce fait ne donnera aucun effet; alors que la composante tangentielle qui agit suivant le sens du décalage des axes des pôles du rotor par rapport à ceux du champ tournant dans le sens de rotation ou dans le sens inverse de rotation du rotor, lui imprimera une certaine accélération positive ou négative augmentant ou diminuant ainsi sa vitesse de rotation.



Processus d'accrochage d'un moteur synchrone non excité

Par conséquent à la vitesse moyenne de rotation seront superposées les variations positives et négatives de la vitesse de rotation du rotor provoquant ainsi des oscillations de vitesse sous l'influence du couple de réaction ou couple de saillance engendré, par l'existence des pôles saillants sur le rotor.

Par conséquent nous pouvons affirmer que notre machine peut se mettre au synchronisme même en l'absence d'excitation. Il suffit pour cela que les variations de vitesse soient assez importantes pour que la vitesse atteigne la vitesse synchrone, comme le montre la courbe (1).



-Plaçons maintenant à l'instant après l'application de l'excitation. Les pôles du rotor auront alors une polarité bien déterminée et les oscillations de vitesse auront lieu de façon différente.

Dans ce cas si les axes des pôles rotoriques retardent par rapport à ceux du champ tournant un accroissement de la vitesse se produira seulement dans le cas où les pôles en présence seront de polarité opposée, dans le cas d'une polarité identique il y aura repulsion donc, une diminution de la vitesse et inversement si les axes des pôles rotoriques sont en avance par rapport à ceux du champ tournant.

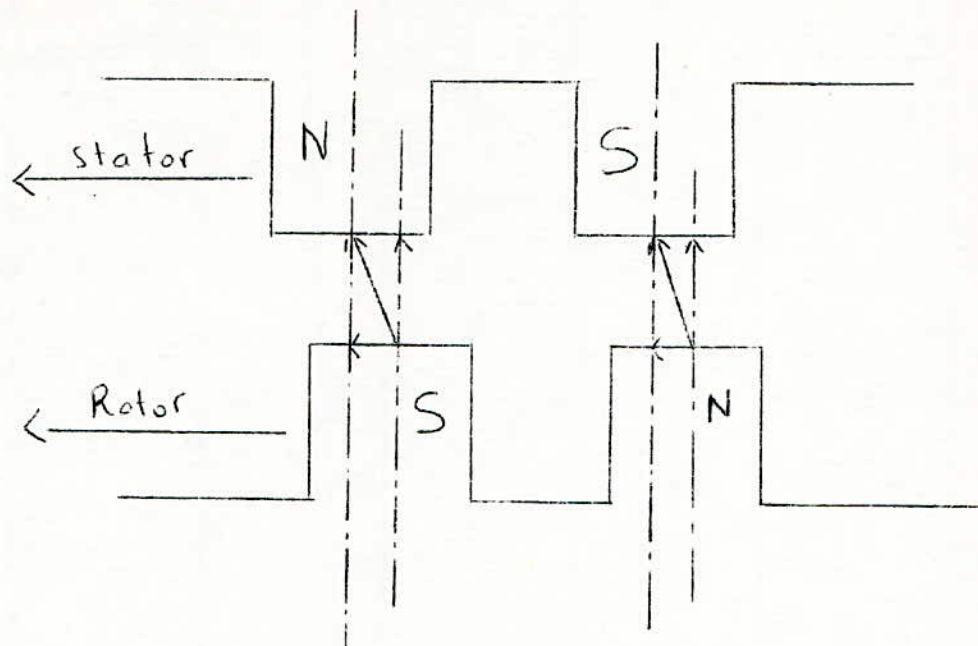


fig - 4 -

— Processus d'accrochage d'un moteur synchrone excité. —

La période des oscillations des impulsions d'accélération et de ralentissement en présence de l'excitation sera deux fois plus grande que sans excitation.

Les impulsions étant plus importantes et de plus grande durée, les variations de la vitesse seront plus sensibles dans le premier cas et pour cette raison la machine aura beaucoup plus de chance d'atteindre la synchronisme et même de la dépasser.

La courbe résultante des systèmes d'oscillations (c'est à dire la somme des courbes (1) et (2) a une amplitude plus grande que lorsqu'il s'agit d'une machine à pôles lisses (en effet la courbe (1) n'existe pas pour une machine à pôles lisses) et pour cette raison une machine excitée accroche beaucoup plus facilement lorsqu'elle est à pôles saillants.

IV- 4- PROCESSUS D'ACCROCHAGE

IV- 4- 1- CONVENTIONS

$C_0 > 0$ quand il est moteur

< 0 quand il est résistant

$C_a > 0$ quand il est résistant

< 0 quand il est moteur

Le régime d'équilibre asynchrone s'établira pour une valeur g_0 correspondant à l'équilibre du couple mécanique et du couple électrique :

$$C_0 = C_e = -K \omega g_0$$

$$g_0 = -\frac{1}{\omega} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)$$

d'où :

$$C_0 = C_e = K \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_0 \quad (13)$$

Apartir de ce moment, pour obtenir l'autosynchronisation, on applique l'excitation. Nous supposons pour simplifier que le courant d'excitation s'établit sans retard. Le système obéit alors à la loi.

$$C_0 = K_i \frac{d^2\delta}{dt^2} + K_a \frac{d\delta}{dt} + c(\delta)$$

Pour atteindre un point de fonctionnement stable en marche synchrone il nous faut avoir :

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\delta}{dt} = 0$$

Soit :

$$C_0 = c(\delta)$$

C'est donc à l'intersection des courbes C_0 et $C(\delta)$ et sur la partie stable de $C(\delta)$ que nous atteindrons un point de fonctionnement stable.

Donc le couple électrique asynchrone sera nul en A - fig (5).

Au dessous de A nous porterons les couples asynchrones positifs et au dessus les couples asynchrones négatifs.

IV- 4- 2- EVOLUTION DU SYSTEME

$$C_0 - K_a \frac{d\delta}{dt} = K_i \frac{d^2\delta}{dt^2} + C(\delta) \quad (14)$$

Posons :

$$\overline{MP} = C_0 - K_a \frac{d\delta}{dt}$$

M étant un point d'ordonnée zéro (0) et d'abscisse δ .

Dans la première phase de marche asynchrone pure K_a prend la valeur K et d'après la relation (13)

On a :

$$\overline{MP} = 0$$

Au moment de l'application de l'excitation, K prend la valeur K_a . L'inducteur cesse en effet progressivement de jouer un rôle amortisseur, nous supposons que cette transition est rapide.

Dans ces conditions $K_a < K$, donc le point de départ de notre phénomène correspond à un point P_1 tel que :

$$\left\{ \overline{M_1 P_1} = C_0 - K_a \frac{d\delta}{dt} \right\} > \left\{ C_0 - K \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_0 = 0 \right\}$$

d'où :

$$\overline{M_1 P_1} > 0$$

Le point P sera le point courant de notre étude de phénomène.

IV- 4- 3- Etudions la signification mécanique de ce point en prenant un point P arbitraire dans le plan.

$\overline{MP} = C_0 - K_a \frac{d\delta}{dt}$ est une fonction linéaire de $\frac{d\delta}{dt}$, donc chaque fois qu'on

aura :

$$\overline{MP} = C_0$$

$$\Rightarrow \frac{d\delta}{dt} = 0$$

\Rightarrow La courbe aura une tangente verticale.

Soit N le point où la verticale passant par P coupe la courbe C (δ) :

$$\overline{PN} = \overline{PM} + \overline{MN}$$

$$= \overline{MN} - \overline{MP}$$

$$= C(\delta) - C_0 + K_a \frac{d\delta}{dt}$$

$$= -K_i \frac{d^2\delta}{dt^2}$$

Donc \overline{PN} représente l'accélération angulaire de la machine.

Chaque fois qu'on aura $\overline{PN} = 0$, c'est à dire chaque fois que le point P coupera la courbe C (δ).

L'accélération angulaire s'annulera, donc $\frac{d\delta}{dt}$ passera par un extremum

la courbe aura une tangente horizontale.

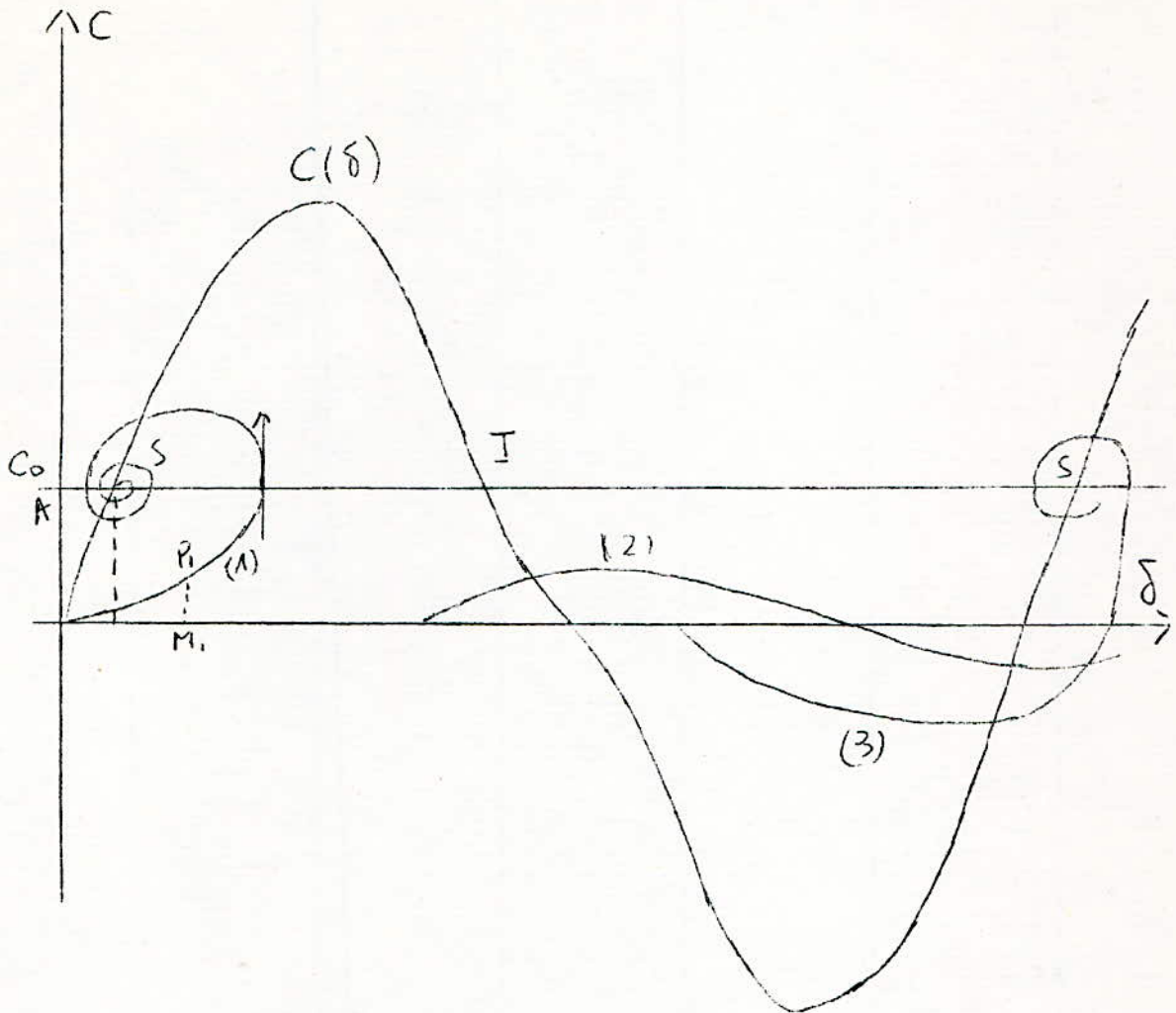
La forme de la courbe intégrale s'en déduit de proche en proche à partir du point P ; d'où une forme en spirale - courbe (1)- convergente à cause du terme d'amortissement.

Le point courant P tend asymptotiquement vers le point C correspondant à la marche synchrone.

Il faut remarquer que le phénomène ne se produit pas toujours selon la courbe(1)

En effet si le glissement initial (g_0) est trop grand, alors la courbe intégrale suit le point P, ne parvenant jamais à recouper la courbe C_0 .-courbe(2)

-Si l'application de l'excitation a été trop tardive la synchronisation s'effectuera à une période plus loin - courbe (3).



+ 3-5-

IV- 5- INTEGRATION DE L'EQUATION DE MOUVEMENT PAR LA METHODE DU PLAN DE PHASE

L'équation de mouvement de la machine synchrone est une équation différentielle non linéaire que l'on peut intégrer par la méthode du plan de phase.

IV- 5- 1- INTRODUCTION

Considérons un système de deux équations pouvant se mettre sous la forme ;

$$\frac{dx}{dt} = F(x, y)$$

$$\frac{dy}{dt} = G(x, y)$$

On a donc :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{G(x, y)}{F(x, y)}$$

Si on se place dans le plan (x, y) en tout point $M(x, y)$ de ce plan, nous connaissons la pente de la courbe intégrale qui passe par ce point. On peut donc intégrer graphiquement à partir d'un état initial M_0 donné, ce qui correspond à la méthode " pas à pas " de calcul numérique.

En général, on peut tracer les courbes correspondant à :

$$F(x, y) = 0 \text{ et } G(x, y) = 0$$

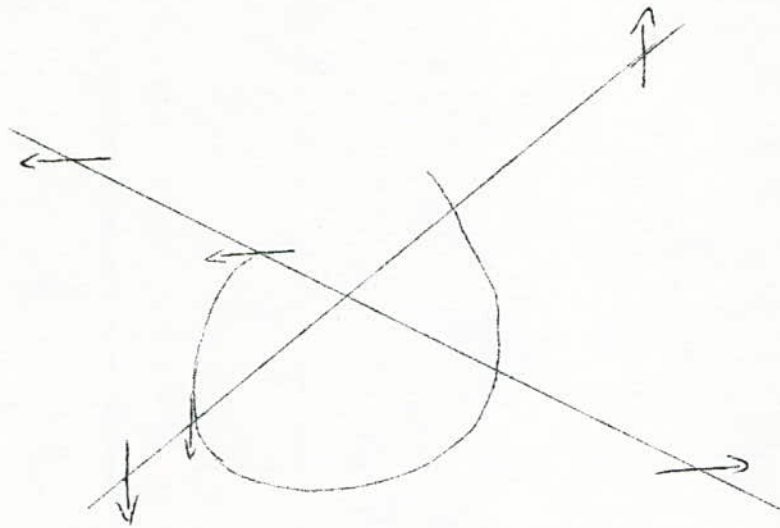
$F(x, y) = 0$ est le lieu des points où la tangente est verticale,

$G(x, y) = 0$ est le lieu des points où la tangente est horizontale.

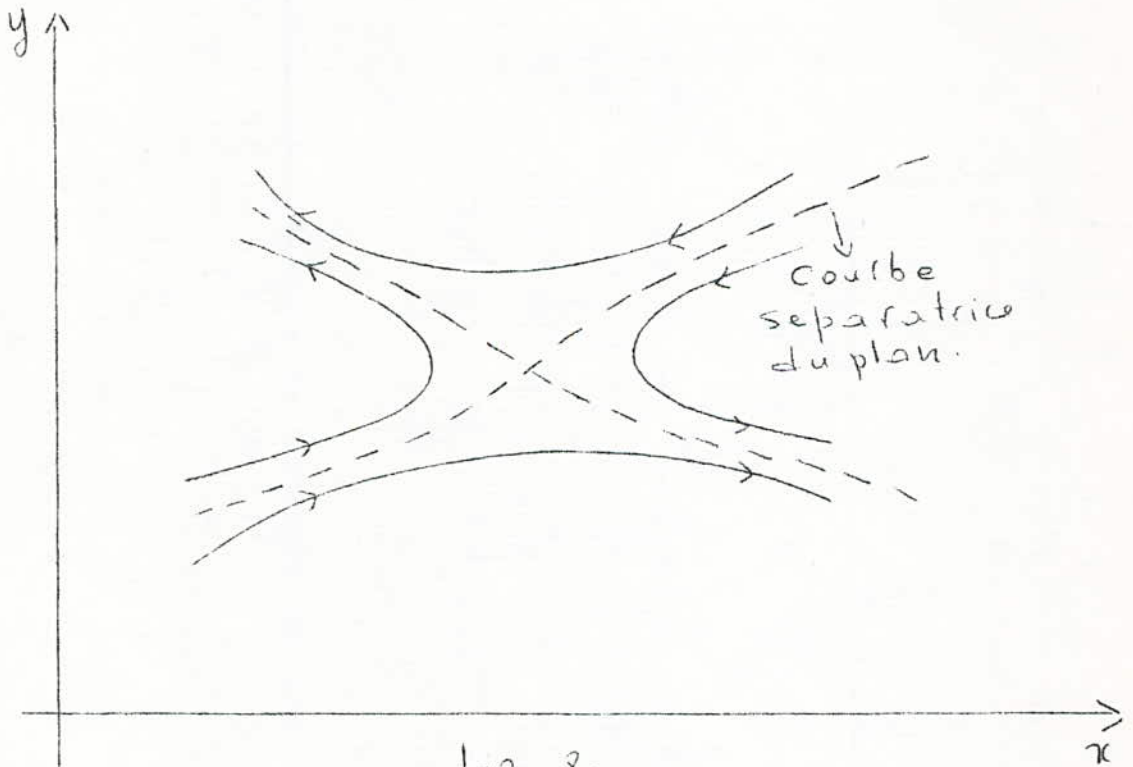
Les points d'intersection des deux courbes sont des points singuliers; ce sont des points d'équilibre stable ou instable.

La courbe intégrale peut :

- converger (stable) fig (6)
- diverger (instable) fig (7)
- arriver asymptotiquement au point fig (8)



— fig (7) —



— fig-8- —

La courbe séparatrice est une courbe d'équilibre instable . Ces courbes séparent le plan en différents morceaux de telle sorte qu'on ne peut pas aller d'un morceau à un autre.

IV- 5- 2- Résolution d'une équation différentielle du second ordre par la méthode du plan de phase.

Soit :
$$\frac{d^2x}{dt^2} + A \frac{dx}{dt} + Bx + C = 0 \quad (1)$$

A, B et C peuvent être des fonctions de x ou même de $\frac{dx}{dt}$

Posons :

$$y = A \frac{dx}{dt} + C \quad (2)$$

d'où :
$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{A} (y - C) \quad (3)$$

et :
$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{A} \frac{dy}{dt} \quad (4)$$

L'équation devient :

$$\frac{1}{A} \frac{dy}{dt} + y + Bx = 0 \quad (5)$$

et
$$\frac{dy}{dt} = -A (y + Bx) \quad (6)$$

On a alors le système :

$$\text{II} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{A} (y - C) \\ \frac{dy}{dt} = -A (y + Bx) \end{array} \right.$$

Qui nous ramène au cas (1).

$$K_i \frac{d^2 \delta}{dt^2} + K_a \frac{d\delta}{dt} + c(\delta) = c_0$$

Faisons le changement de variable suivant :

$$x = \delta$$

$$y = c_0 - K_a \frac{d\delta}{dt}$$

$$\text{d'où : } \frac{d\delta}{dt} = - \frac{1}{K_a} (y - c_0) \quad (1)$$

$$\text{et : } \frac{d^2 \delta}{dt^2} = - \frac{1}{K_a} \frac{dy}{dt}$$

L'équation de mouvement devient alors :

$$K_i \left(- \frac{1}{K_a} \frac{dy}{dt} \right) + K_a \left(- \frac{y}{K_a} + \frac{c_0}{K_a} \right) + c(\delta) - c_0 = 0$$

Soit :

$$- \frac{K_i}{K_a} \frac{dy}{dt} - y + c(\delta) = 0$$

et :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{K_a}{K_i} (c(\delta) - y) \quad (8)$$

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{1}{K_a} (y - c_0) \quad (9)$$

Si nous faisons le rapport de ces deux expressions on obtient :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{K_a^2}{K_i} \frac{c(\delta) - y}{c_0 - y} \quad (10)$$

IV- 5- 3- 1- DETERMINATION DES COURBES ISOCLINES

Nous allons déterminer les lieux des points de tangence horizontale (isocline 0) et verticale (isocline ∞) des différentes courbes intégrales.

$\frac{dy}{dx} = 0 \Rightarrow$ on a une tangente horizontale, donc nous obtenons l'isocline 0.

$\frac{dy}{dx} = \infty \Rightarrow$ on a une tangente verticale, nous obtenons l'isocline ∞ .

-Pour $\frac{dy}{d\pi} = 0$

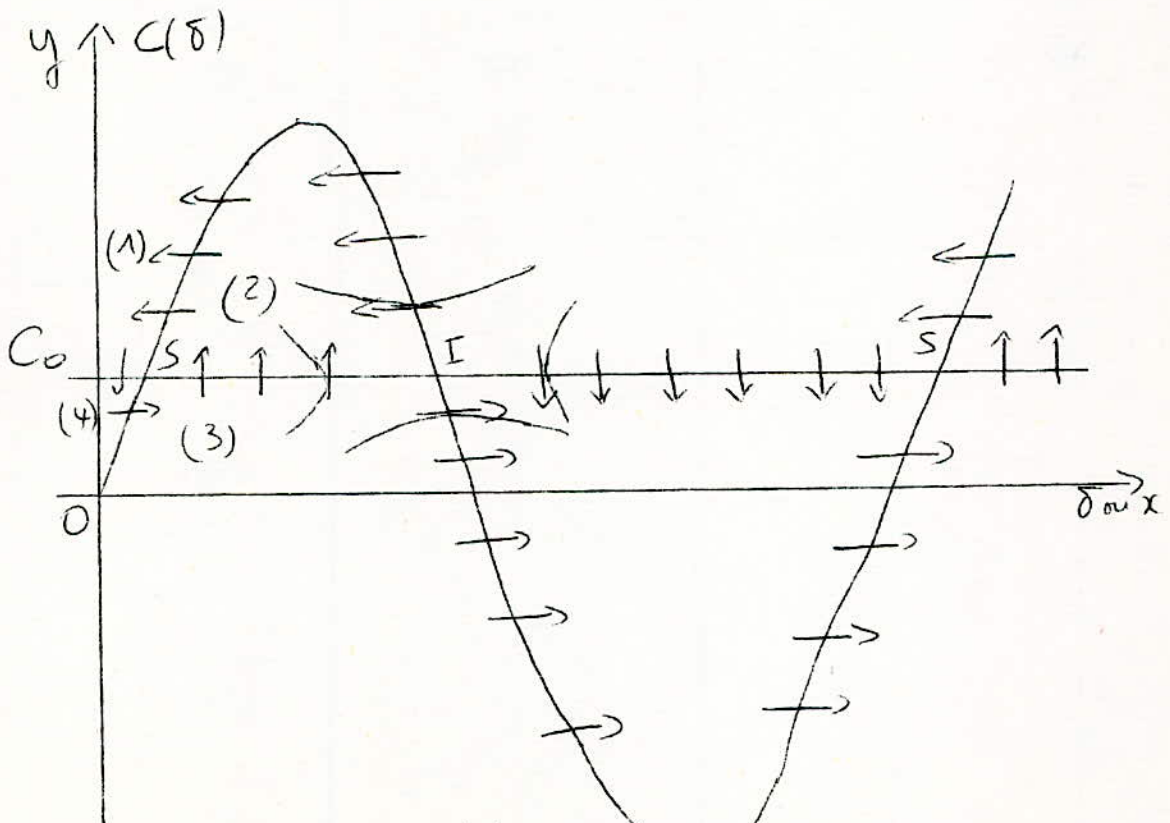
on a : $y = C(\delta)$

Donc le lieu des points de tangence horizontale est la courbe $y = C(\delta)$.

pour $\frac{dy}{dx} = \infty$

on a : $y = C_0$

C_0 étant constant, le lieu des points de tangence verticale est la droite $y = C_0 = \text{constante}$.



- fig (9) -

Pour connaître la nature des points d'intersection des courbes $y = C_0$ et $y = c(\delta)$ il nous faut déterminer le signe des tangentes c'est à dire le signe de dy/dx dans les quatre régions (1) (2) (3) et (4).

IV- 5- 3- 2- NATURE DES POINTS D'INTERSECTION

$$\frac{dy}{dx} = \frac{Ka^2}{Ki} \frac{c(\delta) - y}{C_0 - y}$$

- dans la région (1) nous avons :

$$\begin{aligned} y &> C_0 \\ y &> c(\delta) \end{aligned} \Rightarrow \frac{dy}{dx} > 0$$

- dans la région (2) :

$$\begin{aligned} y &> C_0 \\ y &< c(\delta) \end{aligned} \Rightarrow \frac{dy}{dx} < 0$$

- dans la région (3) :

$$\begin{aligned} y &< C_0 \\ y &< c(\delta) \end{aligned} \Rightarrow \frac{dy}{dx} > 0$$

- dans la région (4) :

$$\begin{aligned} y &< C_0 \\ y &> c(\delta) \end{aligned} \Rightarrow \frac{dy}{dx} < 0$$

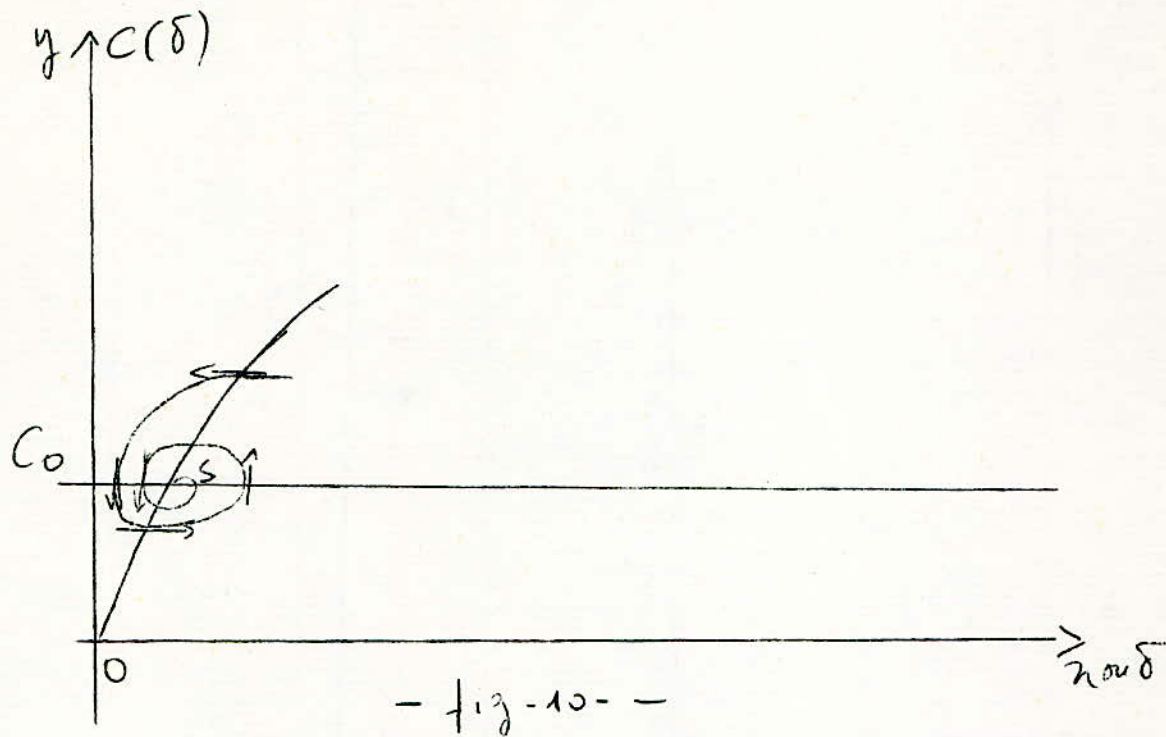
Voir fig IV- 4.

Nous avons alternativement un point de fonctionnement stable et instable.

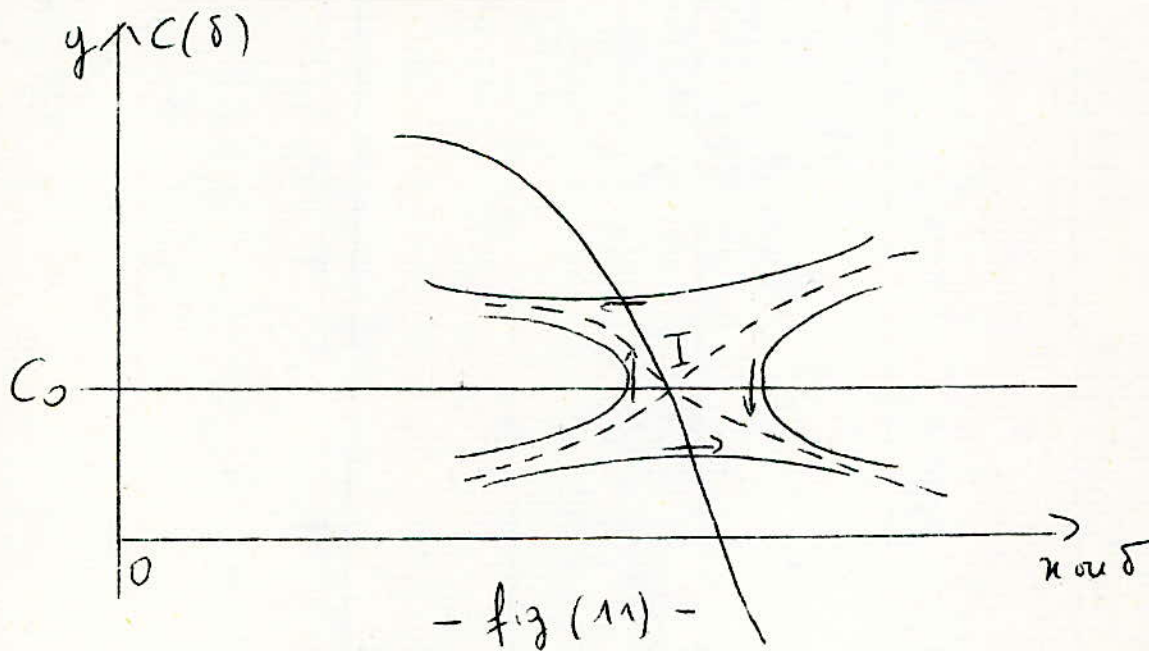
POINT DE FONCTIONNEMENT STABLE /

La courbe intégrale s'enroule autour du point S

Voir fig (10).



- POINT DE FONCTIONNEMENT INSTABLE I



Les courbes intégrales divergent.

IV- 6- RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DE MOUVEMENT

IV- 6- 1- METHODE UTILISEE

Pour la résolution numérique de notre équation différentielle nous allons utiliser la méthode de Runge et Kutta qui est plus facile à utiliser sur ordinateur que les autres méthodes.

Soit l'équation différentielle :

$$\frac{dy}{dx} = F(x, y)$$

et soient x_0, y_0 les conditions initiales c'est à dire le point de départ de la courbe intégrale.

Le problème est donc de rechercher les valeurs que prend la fonction y pour des valeurs de x en progression arithmétique de raison h .

$$x_0, x_0 + h, x_0 + 2h, \dots$$

Nous allons utiliser une formule d'approximation dite de Runge et Kutta.

Cette formule s'obtient par le procédé suivant :

La valeur de $y(x)$ au point $x_0 + h$ est

$$y(x_0 + h) = y_0 + \int_{x_0}^{x_0 + h} f(x, y) dx$$

Désignons par $y_{\frac{1}{2}}$ la valeur que prend y au point $\frac{x^1}{2} = x_0 + \frac{h}{2}$ et y_1 la

valeur de y au point $x = x_0 + h$.

L'intégrale se calculera par la formule de Simpson :

$$y_1 = y_0 + \frac{h}{6} \left[f(x_0, y_0) + 4 f\left(x_{\frac{1}{2}}, y_{\frac{1}{2}}\right) + f(x_1, y_1) \right]$$

Calculons des valeurs approchées de y_1 et $y_{\frac{1}{2}}$:

$$y_{\frac{1}{2}} = y_0 + \int_{x_0}^{x_{\frac{1}{2}}} f(x, y) dx$$

ou en appliquant le théorème de la moyenne

$$y_{\frac{1}{2}} = y_0 + \frac{1}{2} h f(\xi, \eta)$$

γ est la valeur que prend y au point $x = \xi$ tel que :

$$x_0 < \xi < x_0 + \frac{h}{2}$$

Nous aurons une valeur approchée en prenant

$$\xi = x_0$$

$$\gamma = y_0$$

Soit $(y_2^1)'$ cette valeur approchée

$$(y_2^1)' = y_0 + h f(x_0, y_0)$$

Nous obtiendrons encore une valeur approchée en prenant dans la formule de la moyenne :

$$\xi = x_0 + \frac{h}{2}$$

$$\gamma = (y_2^1)'$$

Soit $(y_2^1)''$ cette valeur approchée :

$$(y_2^1)'' = y_0 + h f\left(x_0 + \frac{h}{2}, (y_2^1)'\right)$$

Nous allons procéder de la même pour Y_1 .

$$\begin{aligned} Y_1 &= y(x_0 + h) \\ &= y_0 + \int_{x_0}^{x_0 + h} f(x, y) dx \end{aligned}$$

$$= y_0 + h f(\xi_1)$$

Prenons pour $x = \xi_1$, compris entre x_0 et $x_0 + h$, la valeur $x_0 + \frac{h}{2}$ et pour valeur correspondante de y la valeur

$$(Y_2^1)'' = y_0 + \frac{h}{2} f\left[x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{h}{2} f\left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{h}{2} f(x_0, y_0)\right)\right]$$

Posons :

$$K_1 = h f(x_0, y_0)$$

$$K_2 = h f\left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + K_1/2\right)$$

$$K_3 = h f \left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{K_2}{2} \right)$$

Ce qui nous donne :

$$Y_1 = y_0 + h f \left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{K_2}{2} \right)$$

Soit :

$$Y_1 = y_0 + K_3$$

La formule de Simpson donne pour valeur de $y(x_0 + h)$:

$$Y = y(x_0 + h) = y_0 + \frac{h}{6} \left\{ f(x_0, y_0) + 2f\left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{K_1}{2}\right) + 2f\left(x_0 + \frac{h}{2}, y_0 + \frac{K_2}{2}\right) + f(x_0 + h, y_0 + K_3) \right\}$$

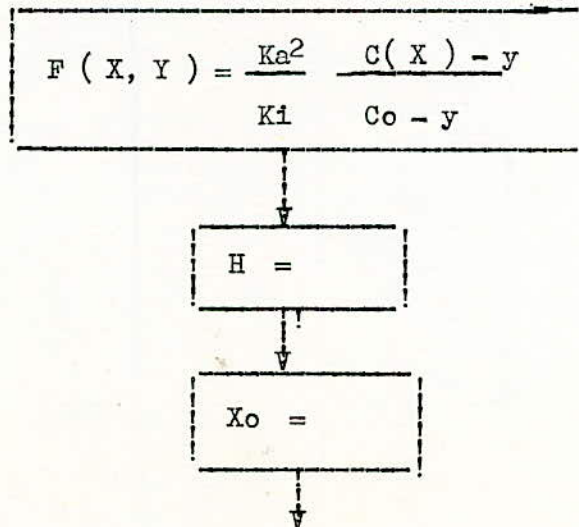
D'où

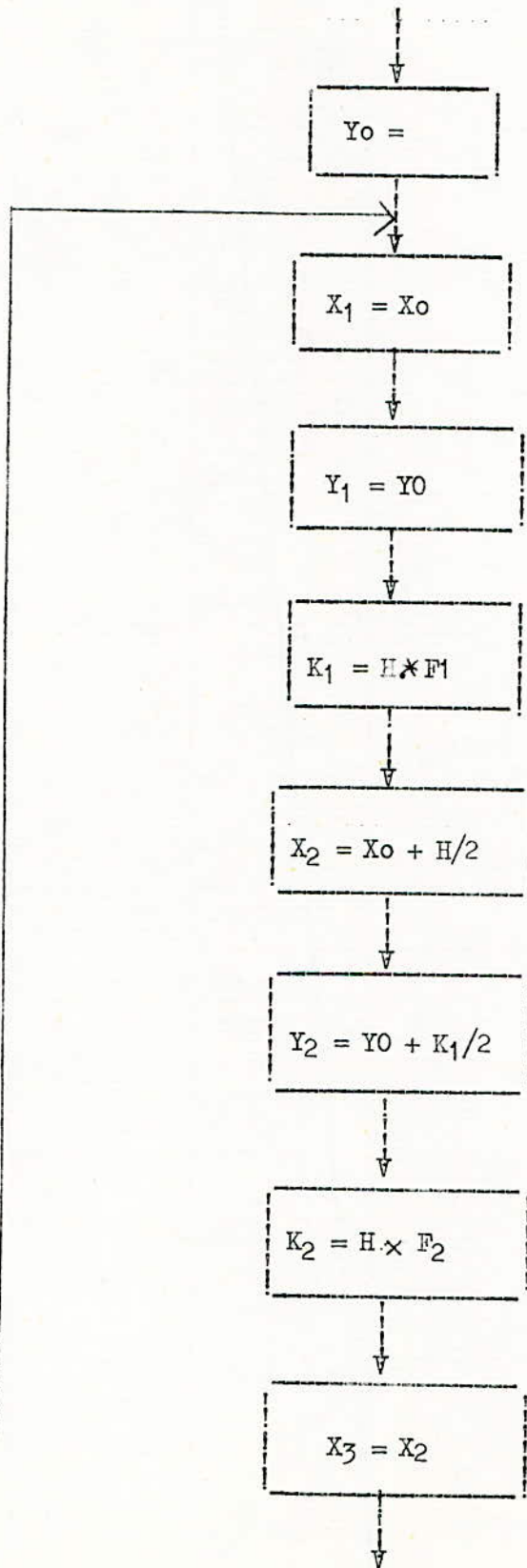
$$Y = y_0 + \frac{1}{6} \left[(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \right]$$

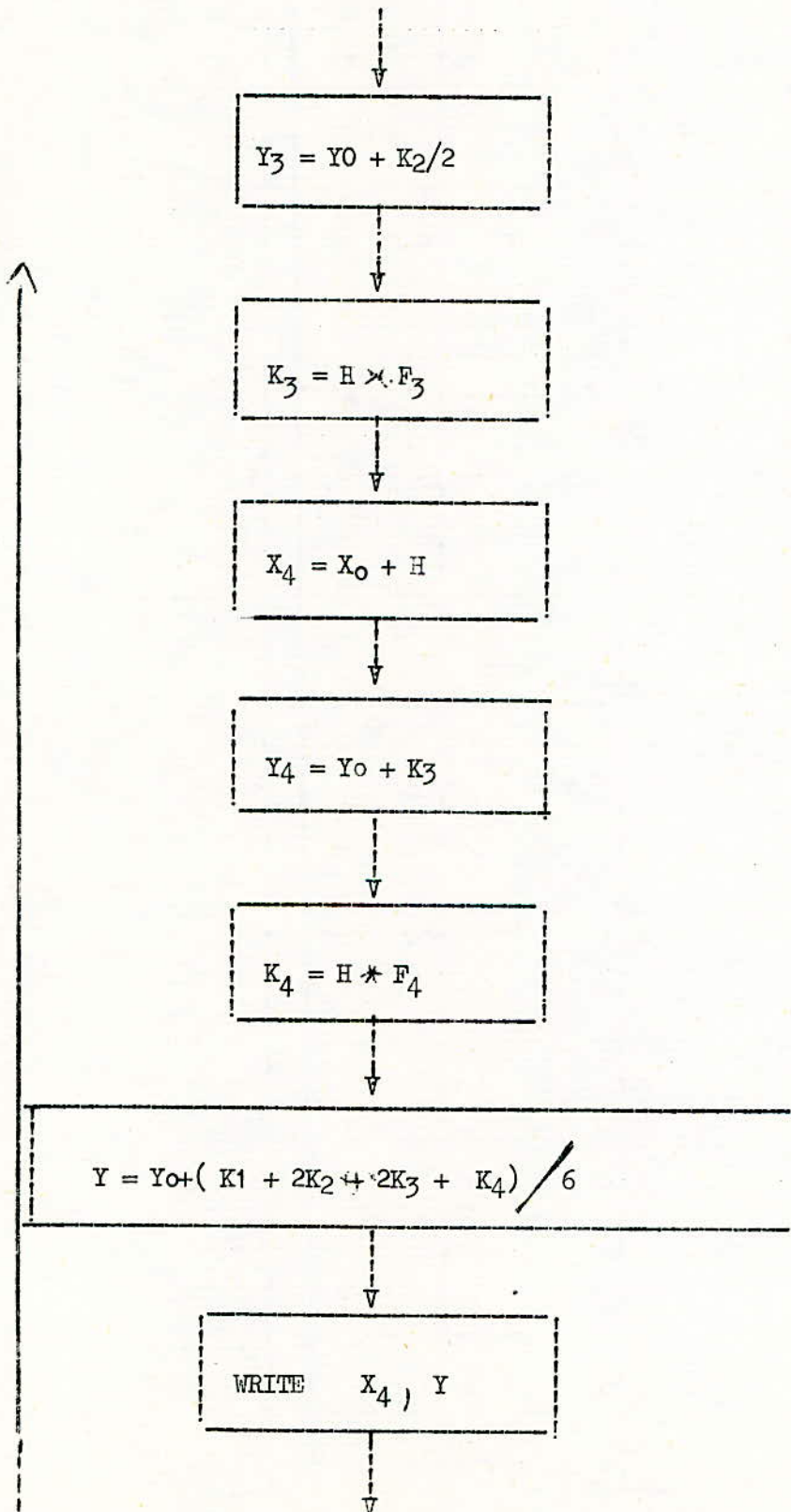
Avec

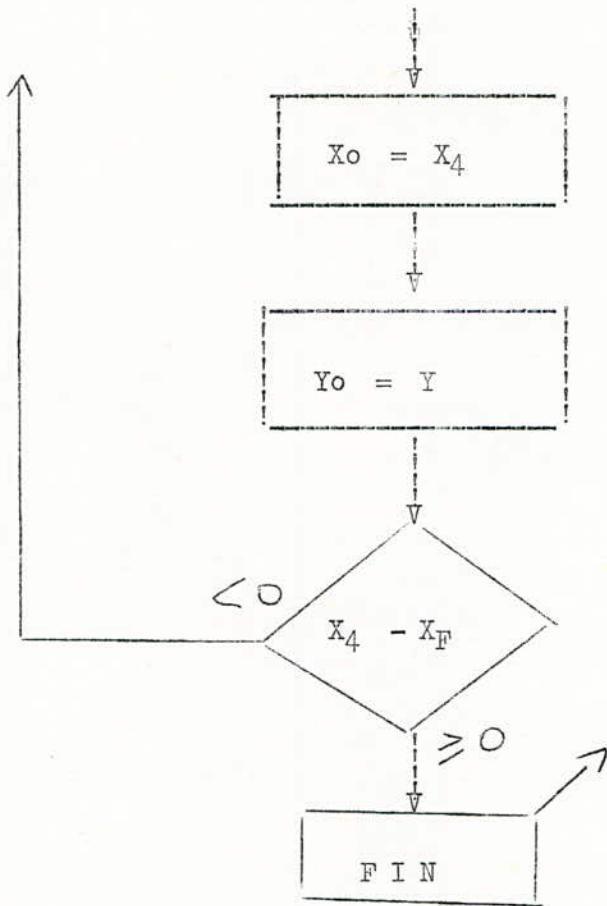
$$K_4 = h f(x_0 + h, y_0 + K_3)$$

IV- 6- 2- ORGANIGRAMME DE CALCUL









IV- 6- 3- CALCUL DES GRANDEURS CONSTANTES DE LA MACHINE

a/ Valeur de K_i

$$K_i = \frac{J}{p}$$
$$= \frac{0,731}{2} = 0,365$$
$$K_i = 0,365$$

b/ Valeur de C_o

En régime normal de fonctionnement c'est à dire lorsque la machine tourne au synchronisme nous avons :

$$C_o = C_{em}$$

$$= \frac{P_{em}}{\omega}$$

d'où :

$$C_o = \frac{4 \times 0,8 \times 2 \times 10^3}{314} = 20,4 \text{ N.m}$$

$$C_o = 20,4 \text{ N.m}$$

c/ Valeur de C_{max} dans le cas où $R = 0$:

$$C_{max} = 63 \text{ N.m}$$

d/ Valeur de C_{max} dans le cas où $R \neq 0$:

$$C_{max} = 66 \text{ N.m}$$

e/ Valeur du glissement critique g_o

Une étude mathématique des solutions particulières de l'équation de mouvement (12) a permis d'établir que g_o tend vers une valeur constante si la relation suivante est satisfaite :

$$g_0 \omega < \sqrt{\frac{C_{max}}{K_i}}$$

les angles étant exprimés en radians.

e - 1- Valeur de g_0 dans le cas où $R = 0$

$$g_0 < \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{C_{max}}{K_i}} = \frac{1}{314} \sqrt{\frac{63}{0,365}} = 0,042$$

$$g_0 < 0,042.$$

e - 2- Valeur de g_0 dans le cas où $R = 0$

$$g_0 < \frac{1}{314} \sqrt{\frac{66}{0,365}} = 0,043$$

$$g_0 < 0,043.$$

Pour être certain de la synchronisation, il faut que g_0 soit inférieure à la valeur critique : 0,042.

f - Valeur de K_a

Fixons nous $g_0 = 0,02$

$$\Rightarrow K_a = \frac{C_0}{\omega g_0} = \frac{20,4}{314 \times 0,02} = 3,25$$

$$K_a = 3,25$$

d'où

$$\frac{K_a^2}{K_i} = 30$$

Finalement l'équation différentielle s'écrit :

$$\frac{dy}{dx} = 30 \frac{C(X) - y}{20,4 - y}$$

IV- 6- 4- COURBES INTEGRALES

Nous avons tracé plusieurs courbes intégrales en partant de points initiaux différents et en faisant varier le coefficient $Ka^2 / Ki = K$.

Si on part du point I sur la courbe C () nous remarquons que les courbes divergent à l'infini pour de trop grandes valeurs de K, plus K diminue, (on peut agir sur les grandeurs de la machine pour faire varier K) plus leur pentes diminuent. Il arrive que pour certaines valeurs de K les pentes deviennent négatives et alors les courbes intégrales atteignent la zone de resynchronisation obligatoire ou bien atteignent de nouveau un point I 2 plus loin et il n'y aura pas de resynchronisation. Courbe- (1) - (2). L'instant le plus favorable à l'application de la source d'excitation est traduit par la courbe intégrale (4). En effet pour le point initial de coordonnées ($X_0 = 0,21 \text{ rd}$ $y_0 = 0$) la courbe converge rapidement en s'enroulant autour du point S. Si nous appliquons l'excitation à un instant t correspondant au point ($X_0 = + 0,87$ $Y_0 = 0$) la courbe converge et s'enroule autour du deuxième point stable c'est à dire 2 plus loin courbe (1).

ZONES DE FONCTIONNEMENT STABLE

Chaque point appartenant à une courbe intégrale divergente est un point de la zone de fonctionnement instable. Donc chaque courbe nous donne un ensemble de points instables; (puisque quelque soit le point on peut le considérer comme étant un point de départ) et l'ensemble des courbes nous donne une zone de fonctionnement instable.

On a localisé une de ces zones et on a tracé approximativement ces frontières. En réalité il faudrait tracer un très grand nombre de courbes intégrales pour pouvoir effectivement délimiter convenablement ces zones. Pour notre cas, les

essais à l'ordinateur sont limités ce qui explique le nombre insuffisant de courbes intégrales.

Une zone de fonctionnement stable étant un ensemble de points de courbes intégrales convergentes on a procédé de la même façon pour les délimiter. La connaissance de ces zones de fonctionnement est intéressante à plus d'un titre. Elles permettent d'une part une bonne mise au synchronisme et, d'autre part en cas de perte d'excitation, son rétablissement par un dispositif électronique dont le fonctionnement est étudié d'après la connaissance de ces zones.

CONCLUSION

Dans la seconde partie de cette étude c'est à dire dans la détermination des grandeurs liées à la machine, nous avons considéré les coefficients de potier constants. En réalité ils ne le sont guère; nous avons cependant déterminé leur variations en fonction de la saturation pour avoir une idée de l'erreur que l'on commet, sans toutefois les introduire dans les équations car, alors les calculs deviendraient énormes et compliqués.

Nous avons fait également un calcul approché du moment d'inertie. En effet à l'erreur due au tracé point par point de la courbe de ralentissement (nous ne disposons pas d'oscilloscope à mémoire) vient se greffer l'erreur de lecture du voltmètre à la fin du ralentissement, l'échelle n'étant plus linéaire.

A la suite du mauvais fonctionnement du pont redresseur fournissant

l'excitation du moteur asynchrone synchronisé, nous avons abandonné le relevé des courbes de Mordey par couplage au réseau.

Il serait intéressant de les tracer pour pouvoir comparer avec la méthode Américaine.

Pour ce qui est de la détermination des courbes intégrales, il serait bon de modifier l'organogramme donc le programme de calcul de sorte à avoir le maximum de courbes, et une délimitation convenable des zones de fonctionnement avec un minimum de passages à l'ordinateur.

- TABLE DES MATIERES -

PREMIERE PARTIE

- INTRODUCTION

DEUXIEME PARTIE

- I- Machine synchrone à pôles saillants à circuit magnétique saturé.
- I- 1- Flux
- I- 2- Diagramme de Blondel
- II- détermination des paramètres à mesurer.
- II- 1- Méthode dite " Américaine "
- II- 2- Méthode par couplage au réseau.
- III- Détermination du moment d'inertie de la machine.

TROISIEME PARTIE

- I- Calcul du couple électromagnétique en tenant compte de la saturation.
- I- 1- Cas où l'on néglige des pertes joules statoriques.
- I- 1- 1- Diagramme de Blondel.
- I- 1- 2- Résultats obtenus.
- I- 2- Cas où les pertes joules statoriques ne sont pas négligeables
 - I- 2- 1- Diagramme de Blondel
 - I- 2- 2- Résultats obtenus.

- II- Expression du couple électromagnétique en fonction de l'angle interne de la machine.
- II- 1- Equation $E = f(j)$
- II- 2- Equation de la droite
- II- 3- Expression de j en fonction de
- II- 4- Equation $C = f(\delta)$
- II- 5- Cas où l'on néglige les pertes joules statoriques.
- II- 6- Cas où les pertes joules statoriques ne sont pas négligeable.

QUATRIÈME PARTIE

- IV- 1- Présentation du problème.
- IV- 2- Equation de mouvement.
- IV- 3- Mise au synchronisme lors du démarrage en asynchrone.
- IV- 4- Processus d'accrochage.
- IV- 5- Intégration de l'équation de mouvement par la méthode du plan de phase.
- IV- 6- Résolution numérique de l'équation de mouvement .

BIBLIOGRAPHIE

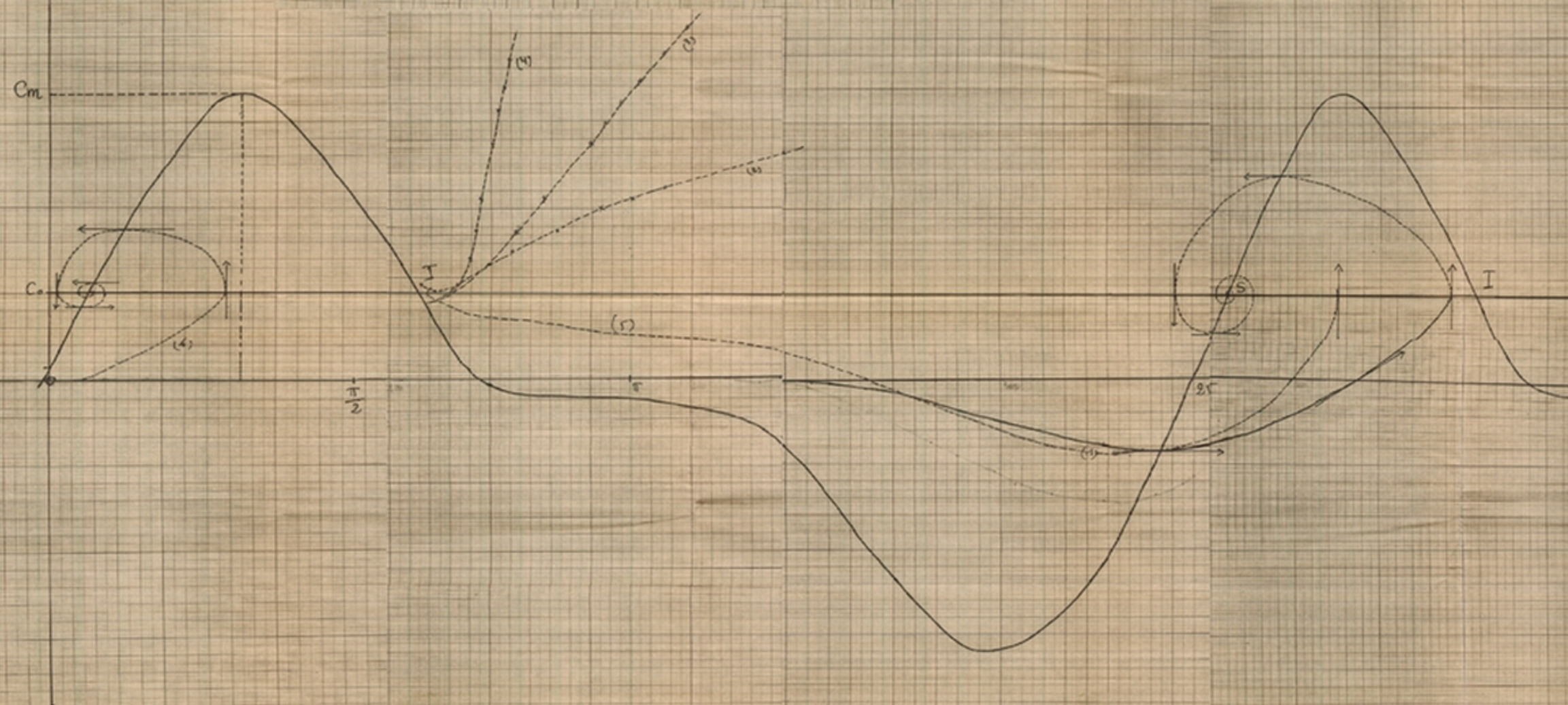
- P. BARRET - Electrotechnique générale
Régime transitoires des machines tournantes.
- F. CAHEN - Electrotechnique - t. IV .
- M. KOSTENKO et L. PIOTROVSKI - Machines électriques.
- A. GUILBERT - Machines synchrone.
- E. PILLET - Electrotechnique - Machines synchrones.
- PELLETIER - Méthodes numériques appliquées au calcul
Scientifique.
- V. RAJAGOPALAN - Electrotechnique - Stabilité et régime transitoire
des machines. (Polycop).
- A. CHAOUCH et FADEL - Thèse de fin d' Etudes.

(2)

CARACTERISTIQUE ANGULAIRE DE LA MACHINE $C=f(\delta)$.

— Cas où les pertes joules statiques de la machine ne sont pas négligeables —

$M C(Nm)$



(3)

CARACTERISTIQUE ANGULAIRE DE LA MACHINE $C=f(\delta)$.

— Cas où les parties joules statiques de la machine ne sont pas négligeables —

$M C (Nm)$

