

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude PINET

Ingénieur E. N. S. E. G. P. G.

SUJET

Régimes transitoires des alternateurs
supraconducteurs à transmission
hypersynchrone du couple.
Réalisation et essais d'un prototype
de 500 kW.

Soutenue le 22 Avril 1977 devant la commission d'Examen

A. LACAZE Président

G. FOURNET
J. MALDY Examineurs
Y. PELENC
M. POLOUJADOFF
M. RENARD

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

Monsieur Gabriel CAU : Président
Monsieur Pierre JULLIEN : Vice Président

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM	AMBLARD Pierre	Clinique de dermatologie
	ARNAUD Paul	Chimie
	ARVIEU Robert	I.S.N
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique Experimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BEAUDOING André	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
	BELORIZKY Elie	Physique
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Pures
	BEZEZ Henri	Pathologie chirurgicale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Clinique gastro-entérologique
Mme	BONNIER Marie-Jeanne	Chimie générale
MM.	BOUCHERLE André	Chimie et toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques appliquées
	BOUTET DE MONTVEL Louis	Mathématiques Pures
	BRAVARD Yves	Géographie
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
	CALAS François	Anatomie
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Clinique Oto-rhino-laryngologique
	CHATEAU Robert	Clinique de neurologie
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
	CONTAMTIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DELORMAS Pierre	Pneumophtisiologie

MM.	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée (IUT I)
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	JANIN Bernard	Géographie
	KAHANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
Mme	LAJZEROWICZ Janine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie Pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LE ROY Philippe	Mécanique (IUT I)
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOISEAUX Pierre	Sciences Nucléaires
	LONGUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LOUP Jean	Géographie
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALINAS Yves	Clinique Obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Clinique Cardiologique
	MAZARE Yves	Clinique Médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MICOUD Max	Clinique Maladies infectieuses
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	NOZIERES Philippe	Spectrometrie Physique
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET Jean	Semeiologie Médicale (Neurologie)
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REVOL Michel	Urologie
	RINALDI Renaud	Physique
	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-Chirurgie
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique (IUT I)
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale

MM.	VAILLANT François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
MM.	VERAIN André	Physique
	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	CRABBE Pierre	CERMO
	DEMBICKI Eugéniuz	Mécanique
	JOHNSON Thomas	Mathématiques appliquées
	PENNEY Thomas	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Gilbert	Géographie
	BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BILLET Jean	Géographie
	BOUCHET Yves	Anatomie
	BRUGEL Lucien	Energétique (IUT I)
	BUISSON René	Physique (IUT I)
	BUTEL Jean	Orthopédie
	COHEN ADDAD Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie
	CONTE René	Physique (IUT I)
	DELOBEL Claude	M.I.A.G.
	DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
	FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
	GAUTRON René	Chimie
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Appliquées
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	KRAKOWIACKI Sacha	Mathématiques Appliquées
	KUHN Gérard	Physique (IUT I)
	LUU DUC Cuong	Chimie organique
	MAYNARD Roger	Physique du solide
Mme	MINIER Colette	Physique (IUT I)
MM.	PELMONT Jean	Biochimie
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et Minéralogie
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
Mle	PIERY Yvette	Physiologie animale

MM.	RAYNAUD Hervé	M. I. A. G.
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	RICHARD Lucien	Biologie végétale
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM.	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	VIALON Pierre	Géologie
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM.	ARMAND Yves	Chimie (IUT I)
	BACHELOT Yvan	Endocrinologie
	BARGE Michel	Neuro chirurgie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme	BERIEL Hélène	Pharmacodynamie
MM.	BOST Michel	Pédiatrie
	BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B) (Personne étrangère habilitée à être directeur de thèse)
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHARDON Michel	Géographie
	CHERADAME Hervé	Chimie papetière
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CONTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
	CORDONNIER Daniel	Néphrologie
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	CYROT Michel	Physique du solide
	DENIS Bernard	Cardiologie
	DOUCE Roland	Physiologie végétale
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADCSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	FAURE Gilbert	Urologie
	GAUTIER Robert	Chirurgie générale
	GIDON Maurice	Géologie
	GROS Yves	Physique (IUT I)
	GUIGNIER Michel	Thérapeutique
	GUITTON Jacques	Chimie
	HICTER Pierre	Chimie
	JALBERT Pierre	Histologie
	JUNIEN-LAVILLAVROY Claude	O. R. L.
	KOLODIE Lucien	Hématologie
	LE NOC Pierre	Bactériologie-virologie
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et médecine préventive
	MALLION Jean-Michel	Médecine du travail

MM.	MARECHAL Jean	Mécanique (IUT I)
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MICHOULIER Jean	Physique (IUT I)
	NEGRE Robert	Mécanique (IUT I)
	NEMOZ Alain	Thermodynamique
	NOUGARET Marcel	Automatique (IUT I)
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B) (Personnalité étrangère habilitée à être directeur de thèse)
	PEFFEN René	Métallurgie (IUT I)
	PERRIER Guy	Géophysique-Glaciologie
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et Obstétrique
	RAMBAUD André	Hygiène et Hydrologie (Pharmacie)
	RAMBAUD Pierre	Pédiatrie
	RAPHAEL Bernard	Stomatologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Bactériologie (Pharmacie)
MM	ROBERT Jean-Bernard	Chimie Physique
	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B) (Personnalité étrangère habilité à être directeur de thèse)
	SCHAERER René	Cancérologie
	SHOM Jean-Claude	Chimie Générale
	STOEBNER Pierre	Anatomie Pathologie
	VROUSOS Constantin	Radiologie

MAITRESDE CONFERENCESASSOCIES

MM.	DEVINE Roderick	Spectro Physique
	HODGES Christopher	Transition de Phases

Fait à SAINT MARTIN D'HERES, NOVEMBRE 1976

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Président : M. Philippe TRAYNARD
Vice-Président : M. Pierre-Jean LAURENT

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. BENOIT Jean	Radioélectricité
BESSON Jean	Electrochimie
BLOCH Daniel	Physique du solide
BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
BRISSONNEAU Pierre	Physique du solide
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
COUMES André	Radioélectricité
DURAND Francis	Métallurgie
FELICI Noël	Electrostatique
FOULARD Claude	Automatique
LESPINARD Georges	Mécanique
MOREAU René	Mécanique
PARIAUD Jean-Charles	Chimie-Physique
PAUTHENET René	Physique du solide
PERRET René	Servomécanismes
POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
SILBER Robert	Mécanique des Fluides

PROFESSEUR ASSOCIE

M. ROUXEL Roland Automatique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. BLIMAN Samuel	Electronique
BOUVARD Maurice	Génie Mécanique
COHEN Joseph	Electrotechnique
LACOUPE Jean-Louis	Géophysique
LANCIA Roland	Electronique
ROBERT François	Analyse numérique
VEILLON Gérard	Informatique Fondamentale et appliquée
ZADWORNÝ François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ANCEAU François	Mathématiques Appliquées
CHARTIER Germain	Electronique
GUYOT Pierre	Chimie Minérale
IVANES Marcel	Electrotechnique
JOUBERT Jean-Claude	Physique du solide
MORET Roger	Electrotechnique Nucléaire
PIERRARD Jean-Marie	Mécanique
SABONNADIÈRE Jean-Claude	Informatique Fondamentale et appliquée
Mme SAUCIER Gabrièle	Informatique Fondamentale et appliquée

MAITRE DE CONFERENCES ASSOCIE

M. LANDAU Ioan Automatique

CHERCHEURS DU C.N.R.S. (Directeur et Maîtres de Recherche)

MM. FRUCHART Robert

Directeur de Recherche

ANSARA Ibrahim

Maître de Recherche

CARRE René

Maître de Recherche

DRIDLE Jean

Maître de Recherche

MATHIEU Jean-Claude

Maître de Recherche

MUNIER Jacques

Maître de Recherche

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, grâce à l'aide de l'A.N.V.A.R. et de la D.G.R.S.T.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur LCAZE pour l'intérêt bienveillant qu'il a manifesté pour mon travail.

Que Monsieur le Professeur RENARD qui a orienté et dirigé cette étude avec enthousiasme et bonne humeur trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je suis très reconnaissant à Messieurs les Professeurs FOURNET et POLOUJADOFF, ainsi qu'à Monsieur MALDY, Responsable des Etudes Cryoalternateur au Centre de Recherches de la C.G.E., et à Monsieur PELENC, Chef du Département Recherches Générales de Merlin-Gérin d'avoir bien voulu accepter de faire partie du Jury.

Je tiens à remercier les chercheurs du C.R.T.B.T. qui m'ont aidés dans l'accomplissement de ce travail et tout particulièrement Monsieur VALLIER pour sa collaboration enthousiaste et efficace.

Je remercie également les techniciens du C.R.T.B.T. et de l'atelier central et tout particulièrement Messieurs FAURE-BRAC, FERRARI, CUGA, PELLETIER et TREVISSON.

Enfin, je remercie Mademoiselle MAHIEUX qui a assuré la dactylographie de ce mémoire.

T A B L E D E S M A T I E R E S

I - INTRODUCTION

II - LIMITATIONS DES MACHINES CLASSIQUES ; INTERET DES SOLUTIONS CRYOGENIQUES

A) Limitations des machines classiques

- 1) Limitations constructives
- 2) Limitations d'exploitation
- 3) Limitations économiques

B) Intérêt des solutions cryogéniques

- 1) Intérêt conceptuel
- 2) Intérêt fonctionnel
- 3) Problèmes spécifiques

III - PRINCIPE ET FONCTIONNEMENT DES ALTERNATEURS A COMPENSATION DE COUPLE

A) Structure générale des alternateurs à transmission hypersynchrone du couple

- 1) Structure des machines froides classiques
- 2) Structure des machines froides à compensation hypersynchrone du couple

B) Mise en équation

- 1) Choix d'une mise en équation commune aux deux machines
- 2) Représentation des écrans épais
- 3) Représentation de la machine complète, mise en équation

C) Régime équilibré nominal

- 1) Equations en régime permanent
- 2) Diagramme vectoriel

D) Court-circuit triphasé équilibré - Calcul des couples

- 1) Mise en équation
- 2) Résultats

E) Stabilité dynamique, temps critique de défaut

- 1) Présentation du problème

- 2) Calcul des temps critiques de défaut
- 3) Résultats
- F) Stabilité statique
- G) Conséquences thermiques des régimes transitoires électromagnétiques
 - 1) Présentation du problème
 - 2) Court-circuit et oscillations de désynchronisme
 - 3) Désexcitation
- H) Conclusion - Intérêt des solutions hypersynchrones

IV - CONSTRUCTION D'UN PROTOTYPE HYPERSYNCHRONE DE 500 KW

- A) Introduction
- B) Etude, réalisation et essais de l'inducteur
 - 1) Spécifications propres aux inducteurs d'alternateurs à compensation de couple
 - 2) Etude et réalisation de l'inducteur
 - 3) Essais statiques
- C) Etude, réalisation et essais du cryostat et de son joint tournant
 - 1) Réalisation et essais d'un cryostat prototype
 - 2) Etude, réalisation et essai du cryostat définitif
- D) Ecran électromagnétique hypersynchrone et Stator - Etude et réalisation
 - 1) L'écran électromagnétique hypersynchrone
 - 2) Le stator
 - 3) Ecrantage des champs statoriques par Les écrans

V - CONCLUSION

REFERENCES

GLOSSAIRE

Annexe I : Représentation d'un écran électromagnétique épais par un ou deux circuits RL couplés.

Annexe II : Calcul de la matrice impédance d'un générateur dipolaire, 50 Hz, 1.2 GW.

Annexe III : Champs de réaction d'induit du Stator en régime équilibré et déséquilibré.

Annexe IV : Optimisation thermo-mécanique des bouts d'arbre.

Annexe V : Thermodynamique de l'hélium en rotation.

Annexe VI : Calcul des pertes supplémentaires au Stator.

G L O S S A I R E

La relation entre le signifiant et le signifié n'est pas nécessairement univoque. Ainsi R peut représenter un rayon ou une résistance, tandis que σ peut représenter la constante de Stéfán ou une contrainte. La distinction se fait en général facilement, dans le cas contraire les notations sont précisées. De plus presque tous les symboles peuvent être indicés une, deux, ou même trois fois. Aussi présenterons-nous une liste des symboles, plus une liste des indices.

LISTE DES SYMBOLES

- a : longueur.
- A : densité linéique de courant statorique, potentiel vecteur magnétique.
- B : induction.
- C_p : capacité calorifique molaire.
- D : diamètre.
- e : épaisseur, émissivité.
- E : force électromotrice instantanée, module d'Young.
- E_c : énergie cinétique .
- f : fréquence, viscosité cinématique.
- F : force.
- g : glissement de l'écran électromagnétique chaud par rapport à l'inducteur,
accélération de la pesanteur.
- G : module d'élasticité de torsion.
- H : moment d'inertie réduit, fonction entalpie.
- h : entalpie par unité de masse.
- $Jm(\xi)$: partie imaginaire de ξ .

- I : courant.
- $I_{T_A}^{T_B}$: intégrale de conductibilité entre T_A et T_B .
- j : opérateur des nombres complexes, densité de courant.
- J : moment d'inertie.
- $k_{T_A}^{T_B}$: conductibilité thermique moyenne entre T_A et T_B .
- k : coefficient sans dimension.
- K : densité linéique de courant.
- \vec{K}^* : vecteur conjugué de \vec{K} .
- \mathcal{L} : inductance d'une phase d'un système triphasé.
- L : inductance d'une bobine dipolaire ou inductance cyclique d'un système triphasé.
- l : longueur.
- L_V : chaleur latente de vaporisation.
- M : mutuelle, moment de flexion, masse.
- m : masse.
- \dot{m} : débit massique.
- n : nombre de spires.
- N : nombre de spires.
- P : puissance, pression.
- $\mathcal{P}_E(\vec{K})$: projection suivant E de \vec{K} .

- p : opérateur $\frac{d}{dt}$.
- Q : flux de chaleur.
- R : résistance, rayon.
- r : rayon, rayon vecteur en coordonnées cylindriques.
- $\Re(\xi)$: partie réelle de ξ .
- S : surface, section, entropie.
- S(f) : réponse en fréquence.
- t : temps.
- T : temps, température.
- U : énergie interne.
- V : volume d'une machine à l'entrefer, potentiel scalaire magnétique, tension électrique.
- v : volume massique.
- W : puissance, énergie, vitesse radiale dans un repère uniformément accéléré.
- x : variable, coordonnées en repère orthonormé.
- X : impédance imaginaire pure.
- y : fonction inconnue, coordonnée en repère orthonormé.
- z : coordonnée en repère orthonormé.
- δ : angle électrique de calage interne, angle géométrique d'ouverture du bobinage dipolaire, flèche d'une poutre.

- ϵ : pourcentage de déséquilibre d'un système triphasé.
- φ : angle électrique du facteur de puissance.
- \emptyset : flux inductif.
- η : rendement.
- γ : accélération.
- Γ : couple.
- μ : permittivité magnétique.
- Ω : vitesse moyenne de l'arbre moteur.
- ω : pulsation d'un mouvement sinusoïdal, vitesse de rotation instantanée.
- ρ : rayon en coordonnées cylindriques, résistivité électrique, débit molaire.
- σ : contrainte mécanique, conductibilité électrique, constante de Stefan.
- τ : constante de temps, contrainte de cisaillement.
- θ : angle géométrique.
- χ : impédance imaginaire pure.

LISTE DES INDICES

- a : 1e phase d'un système triphasé.
- b : 2e phase d'un système triphasé, couronne magnétique.
- c : 3e phase d'un système triphasé, classique, critique, coupure.
- d : direct.
- des : désexcitation.
- e : extérieur.
- E : entraînement.
- f : inducteur.
- g : frette interne.
- i : interne.
- MAX : maximum.
- n : nouveau, n° d'ordre.
- N ou NOM : nominal.
- O : valeur initiale, ou maximum, ou en régime permanent, homopolaire.
- p : écran primaire (chaud)/
- q : en quadrature, transverse
- r : radial.
- S : écran secondaire (raddiatif).

- T : turbine, tangentiel.
- t : dans le référentiel fixe.
- x, y, z : composante suivant les axes orthonormés.
- ^{pas}
d'indice : stator.
- ' : écran électromagnétique chaud.
- " : écran thermique froid.
- ∞ : réseau de puissance infinie.

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

La course à la consommation d'énergie que nous observons depuis le début du siècle s'est accompagnée d'une course aux puissances unitaires élevées. Notre consommation d'énergie croît exponentiellement et à l'heure actuelle elle double tous les dix ans. Il en est sensiblement de même pour les puissances unitaires des groupes turboalternateurs assurant les conversions énergie chimique-énergie électrique : en dix ans, nous sommes passés des puissances de 600 MW aux puissances de 1 200 MW. Face à cette tendance, les grands constructeurs mondiaux ont réagi en améliorant les techniques classiques. A l'heure actuelle il apparaît que la croissance des puissances unitaires va se heurter à des limitations techniques et économiques si l'on continue d'extrapoler les technologies anciennes. D'où le regain d'intérêt partout dans le monde pour les machines à inducteur supraconducteur. Plusieurs laboratoires universitaires ou industriels ont construit ou vont construire des prototypes de petite puissance (inférieur à 10 MW). Dans leur principe ces machines sont des cryocopies, c'est-à-dire que l'inducteur classique est remplacé par un inducteur supraconducteur. Parallèlement de nouveaux concepts sont apparus, visant à utiliser au mieux les propriétés des matériaux supraconducteurs (réf. 1 et 2). La machine à compensations de couple est apparue comme faisant partie des concepts "prometteurs". C'est pourquoi le C.R.T.B.T., avec l'aide successive de l'A.N.V.A.R. puis de la D.G.R.S.T. a entrepris la construction d'un alternateur supraconducteur à compensation de couple d'une puissance de 500 KW. Parallèlement, l'étude théorique du fonctionnement en régime permanent et en régime de défaut d'une telle machine a été entreprise. Elle a débouché sur une comparaison entre deux machines de 1,2 GW, l'une classique, l'autre à compensation de couple. Les résultats de cette étude théorique ainsi que le détail de l'étude, de la réalisation et des essais du prototype de 500 KW font l'objet de ce mémoire.

II - LIMITATIONS DES MACHINES CLASSIQUES, INTERET DES

SOLUTIONS CRYOGENIQUES

II-1 LIMITATIONS DES MACHINES CLASSIQUES

Il est trois types de limitations. Les limitations constructives, les limitations dues à l'exploitation des réseaux et enfin les limitations économiques. Les deux premiers types de limitations sont assez clairs, ils constituent des pierres d'achoppement à la construction des grandes machines alors que le troisième, même s'il est déterminant, reste beaucoup plus flou. Nous allons donc préciser ces différents types de limitations de façon à bien comprendre l'enjeu et les points sur lesquels l'usage des supraconducteurs peut avoir une action bénéfique.

II-1.1. Limitations constructives.

Les limitations des grands turbo-alternateurs sont à la fois électriques, thermiques et mécaniques, mais depuis plusieurs années il apparaît que ce sont ces dernières qui sont les plus sévères. En effet, la puissance P d'un alternateur est proportionnelle à la vitesse de rotation Ω de son rotor, à l'induction B au niveau de l'entrefer, à la densité linéique de courant A au stator, et enfin au volume V du rotor.

$$P \propto \Omega \cdot B \cdot A \cdot V$$

Ω est fixé par l'optimisation de la turbine à vapeur entraînant l'alternateur, B est limité par la saturation des matériaux magnétiques.

L'augmentation de A ne peut se faire qu'au détriment des rendements et de la marge de stabilité statique de la machine. En effet l'on peut augmenter A soit en augmentant les densités de courant statorique, soit en augmentant la section de cuivre au stator. Augmenter la densité de courant au stator conduit à augmenter les pertes Joules stator et à diminuer le rendement. Augmenter la section de cuivre au stator

augmente la réactance d'induit et diminue donc la marge de stabilité statique de la machine. De plus cela conduit à une augmentation de l'entrefer moyen et donc à une augmentation des ampères tours inducteurs pour conserver B constant (d'où augmentation des pertes Joules rotor et diminution du rendement). Il ne reste donc plus que le terme V sur lequel on puisse encore faire des progrès importants sans trop diminuer les rendements, la sécurité d'exploitation, et la durée de vie de la machine.

Alors que les limitations thermiques et électriques jouent sur A et B, ce sont les limitations mécaniques qui touchent V. Le diamètre extérieur du rotor est déterminé d'une part par les contraintes auxquelles est soumise la frette des têtes de bobine et d'autre part par les contraintes subies par le corps du rotor à la survitesse (réf. 3). Les autres limitations qui concernent la longueur du rotor sont la contrainte de flexion alternée due à la pesanteur et le fléchissement du rotor. Enfin les contraintes de torsion en régime de défaut limitent la puissance des machines.

A titre indicatif les limitations strictement mécaniques fixent à 2 GW en bipolaire et 6 GW en quadrupolaire la puissance maximum des alternateurs classiques. On remarque que les turbos dipolaires actuels sont à plus de 50 % de cette limite (réf. 3).

II-1.2. Limitations d'exploitation.

Il est bon de rappeler quelques tendances de l'évolution des réseaux pour comprendre les limitations des machines classiques (réf. 4).

- L'accroissement des puissances transportées s'est accompagnée d'une réduction de la marge de suréquipement des réseaux. Les réseaux tendent à être exploités plus près de leurs limites de stabilité statique.
- Les problèmes d'aménagement des sites conduisent à regrouper les moyens de production dans un nombre de sites très limités et situés loin des centres de consommation, la liaison entre les deux s'effectuant par des lignes de grande longueur à forte réactance. Les problèmes de stabilité statique peuvent là encore limiter sérieusement la puissance maximum transportable.
- L'augmentation de puissance unitaire des machines classiques va de paire avec une augmentation des réactances synchrones (augmentation en A)

et entraîne là encore une diminution de la marge de stabilité statique.

II-1.3. Limitations économiques.

L'augmentation des puissances unitaires va de pair avec le gigantisme des investissements nécessaires pour assurer les fabrications et les transports. A titre indicatif, le rotor d'un turbo alternateur 60 Hz, 1 333 MVA, pèse plus de 200 tonnes alors que la limite supérieure des aciéries en 1969 était de 180 tonnes (réf. 3). Le transport d'un stator 1 333 MVA 60 Hz, quadripolaire par voie ferrée conduit à passer en certains points à 20 cm de la caténaire 25 KV. Pour des puissances supérieures la construction en deux coquilles du stator entraînera un supplément de coût. Beaucoup d'autres exemples pourraient être présentés montrant que l'augmentation de taille des machines classiques entraîne au-delà de certaines valeurs de la puissance unitaire une très forte augmentation des coûts de fabrication et de transport.

II-2 INTERET DES SOLUTIONS CRYOGENIQUES

II-2.1. Intérêt conceptuel.

Le remplacement de l'inducteur classique par un inducteur supraconducteur et du stator traditionnel par un stator adapté présente un grand nombre d'avantages potentiels (c'est-à-dire sans préjuger de la fiabilité d'une telle machine). La puissance P varie toujours comme précédemment soit

$$P \propto \Omega \cdot B \cdot A \cdot V$$

Ω reste toujours imposé par la turbine. B n'est plus limité par la saturation des toles magnétiques puisque le circuit magnétique du stator est supprimé. Seule une couronne placée à l'extérieur du stator est destinée à récupérer les flux de fuite. B est limité par le champ critique du matériau supraconducteur utilisé. Pour le Nb Ti on pourrait utiliser des inductions au niveau du stator de l'ordre de 3 T.

Le gain le plus important peut être effectué sur A car l'absence de denture ferromagnétique permet de placer du cuivre tout

autour de l'inducteur. On peut gagner jusqu'à un facteur 6 sur A par rapport à une machine classique, soit au total à marge de stabilité et volume équivalents un facteur 12 sur la puissance (en prenant un facteur 2 sur B).

En fait à puissance égale on préférera gagner un facteur 2 sur l'induction, un facteur 1,5 sur A, et diminuer le volume par 3. De cette manière, l'on gagne un facteur 6 sur la masse et une augmentation importante de la marge de stabilité statique.

Sur le plan constructif, les avantages qui en résultent, sont multiples :

- diminution de la masse et du volume,
- réduction des coûts de fabrication en limitant la matière première et les grandes installations nécessaires,
- suppression des problèmes de transport,
- réduction du coût de génie civil,
- absence de cyclages thermiques du rotor (espoir d'un gain sur la durée de vie des isolations, donc de la machine),
- isolation plus facile du stator, tant entre phases que par rapport à la masse,
- rendement amélioré de 0,5 %.

On peut également espérer un gain relatif à la conception et à l'exploitation des réseaux.

II-2.2. Intérêt fonctionnel.

Relativement à l'exploitation, on obtient une grande souplesse de réglage de la tension grâce aux fortes possibilités d'absorption de puissance réactive. De plus l'accroissement de la stabilité statique permet une plus grande puissance transportable sur une ligne donnée (notamment dans le cas d'une antenne longue).

Relativement à la conception des réseaux, l'atténuation des contraintes de transport facilite le choix des sites, choix d'autant plus critique que l'influence des nuisances devient essentielle.

C'est dans l'espoir de voir se concrétiser ces avantages que plusieurs universitaires et industriels (réf. 5,6) ont entrepris dans les années passées la construction de prototypes de petite puissance constituant ce que nous avons appelé des "cryocopies". Le succès de ces entreprises ont démontré la faisabilité de telles machines, mais c'est

sur leur rentabilité qu'elles seront comparées aux machines classiques. L'indisponibilité accidentelle d'une centrale est extrêmement coûteuse car elle suppose l'existence d'une autre centrale ou d'une fraction d'une autre centrale susceptible de prendre la relève, et d'assurer la continuité de la fourniture d'énergie. Or l'apparition de l'inducteur supra va de paire avec celle d'un nouveau type d'indisponibilité : la transition supra normale de l'inducteur.

II-2.3. Problèmes spécifiques.

Il est donc primordial pour l'exploitant d'exclure toute possibilité de transition, pour tout régime transitoire n'entraînant pas l'indisponibilité d'une machine classique. Cette contrainte apparaît comme extrêmement sévère vue l'étroitesse du domaine physique où l'état supraconducteur existe et vue l'ampleur des variations subies par les courants et les champs magnétiques lors des régimes de défaut. C'est pourtant à cette nécessité que la deuxième génération de prototypes de petite puissance essaie de répondre. Ainsi le MIT entreprend la construction d'un prototype de quelques mégawatts pour démontrer le caractère opérationnel de machines pourvues de dispositifs d'écrantage originaux (réf. 7). La construction au C.R.T.B.T. d'un prototype de 500 KW à transmission hypersynchrone du couple se situe dans le même cadre.



III - PRINCIPE ET FONCTIONNEMENT DES ALTERNATEURS À

COMPENSATION DE COUPLE

Dans ce chapitre, nous allons décrire le principe de fonctionnement de cette nouvelle machine, puis écrire les équations de fonctionnement dans le cas général. Nous en déduisons comme cas particulier les équations de fonctionnement en régime permanent et le diagramme vectoriel associé. De façon à montrer l'intérêt industriel d'un tel type de machine, nous comparerons alors deux machines de 1,2 GW, à inducteur supraconducteur, la première à entraînement classique, la deuxième à transmission hypersynchrone du couple. Nous poursuivrons la comparaison en étudiant la stabilité dynamique, la stabilité statique et les échauffements du supraconducteur pendant les régimes transitoires.

III-1 STRUCTURE GÉNÉRALE DES ALTERNATEURS À INDUCTEUR SUPRACONDUCTEUR

III-1.1. Structure des machines froides classiques.

La structure générale des alternateurs à inducteur supraconducteur dans leur ensemble est conditionnée par les performances des matériaux supraconducteurs constituant l'inducteur : pour schématiser on peut dire qu'un fil supraconducteur ne fonctionne bien qu'à basse température et dans un champ magnétique constant. Le bobinage supraconducteur doit donc être protégé thermiquement par l'utilisation de pièces mécaniques minces (conduction), par une enceinte à vide (convection) et par un écran radiatif (rayonnement). Il est protégé électromagnétiquement par un ou plusieurs écrans électromagnétiques qui l'entourent.

Cette structure, qui permet un fonctionnement en régime permanent, et qui a été décrite en détail dans plusieurs publications (réf. 8 et 9), doit également permettre la survie de la machine après un défaut sur la ligne :

un court-circuit triphasé provoque l'apparition de courants considérables dans le stator et dans les écrans, courants créateurs de larges couples et de charges d'écrasement anisotropes sur les écrans

(réf. 10). Non seulement cette structure doit supporter des efforts électromagnétiques considérables, mais les échauffements dans les parties froides doivent rester suffisamment limités, pour que l'inducteur, restant supraconducteur, permette la continuité de l'exploitation après clarification du défaut.

Plusieurs publications traitent de la structure générale des alternateurs cryogéniques (réf. 11, 8, 9). La plupart décrivent une bobine supraconductrice tournante entourée par un écran thermique, lui-même entouré par un écran électromagnétique à température ambiante servant d'enceinte à vide. L'écran électromagnétique sert d'amortisseur, écrante les champs variables, et supporte de forts couples et charges d'écrasement pendant les régimes de défaut. L'écran thermique sert également comme dernière protection électromagnétique, tandis que la frette interne supporte la pression magnétique due à l'inducteur (fig. 1).

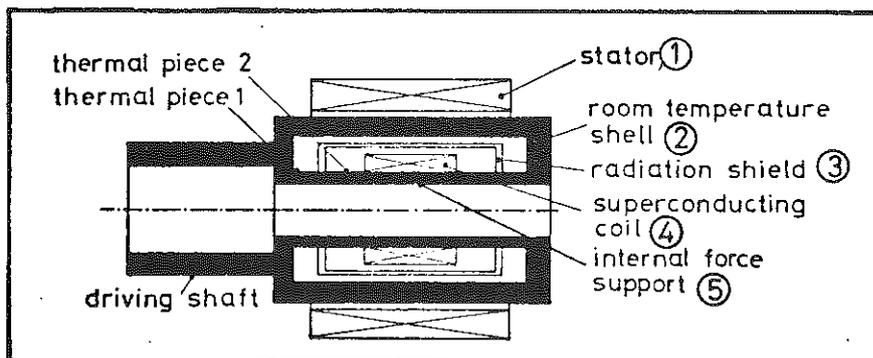


FIGURE 1

Alternateur supraconducteur à transmission classique du couple

De nouveaux concepts ont été développés tel celui d'écran électromagnétique inertiel tournant (réf. 1) concept qui supprime la plupart des efforts électromagnétiques sur l'arbre menant pendant les régimes transitoires.

III-1.2. Structure des alternateurs froids hypersynchrones.

Le concept de transmission hypersynchrone (réf. 2) du couple vise à limiter à la fois les efforts électromagnétiques et les

échauffements sur les parties métalliques froides. L'ensemble des parties froides de la machine (c'est-à-dire l'inducteur, sa frette, l'écran radiatif et les pièces thermiques) est libre de tourner sur ses propres paliers à l'intérieur de l'écran électromagnétique (fig. 2).

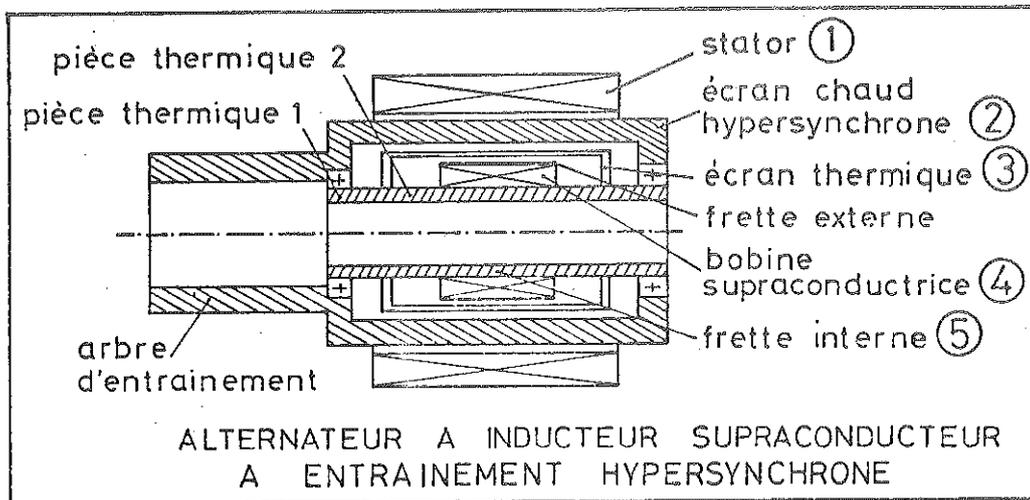


FIGURE 2

Alternateur supraconducteur à transmission hypersynchrone du couple

L'écran électromagnétique est entraîné en rotation par la turbine et tourne légèrement plus vite que l'inducteur supraconducteur. Celui-ci tourne au synchronisme et l'écran agit comme la cage d'écureuil d'un moteur à induction. L'ensemble froid est entraîné par une liaison asynchrone. Le couple électromagnétique que le stator exerce sur l'inducteur est compensé automatiquement à tout instant par le couple électromagnétique que l'écran à température ambiante exerce sur l'inducteur. Les forts couples qui apparaissent pendant les régimes de défaut ne sont pas transmis aux parties métalliques froides, les pièces thermiques étant conséquemment plus ténues. Le bobinage inducteur, qui tourne librement, suit les oscillations de grande amplitude et faible pulsation des champs magnétiques pendant les régimes transitoires. Il en résulte des pertes par courants de Foucault très faibles dans les parties métalliques froides. Notre but est de vérifier que cette conception de la machine réduit effectivement les conséquences des régimes de défaut.

III-2 MISE EN EQUATION

III-2.1. Choix d'une mise en équation commune aux 2 machines.

Les deux machines que nous souhaitons comparer (fig. 1 et 2) présentent toutes deux les mêmes composants électriques :

- le stator (1), l'écran électromagnétique à température ambiante (2), l'écran radiatif (3), l'inducteur supraconducteur (4) et la frette interne (5) (fig. 1 et 2).

Seules diffèrent les liaisons mécaniques entre ces différentes parties. Ainsi dans la machine classique (2), (3), (4) et (5) sont solidaires de l'arbre de la turbine tandis que dans la nouvelle machine (2) est solidaire de la turbine tandis que (3), (4) et (5), solidaires entre eux sont libres de tourner à l'intérieur de (2). Il en résulte des vitesses de rotation différentes ω pour l'ensemble (3), (4), (5); et ω_s pour (2).

En régime permanent dans le cas de la machine classique $\omega = \omega_s = 3\ 000$ tr/mm (bipolaire 50 Hz) tandis que dans la nouvelle machine $\omega = 3\ 000$ tr/m alors que $\omega_s = (1 + g)\omega$ avec $g > 0$. L'arbre (2) glisse par rapport à (3), (4), (5) de façon à assurer la transmission électromagnétique du couple moteur de (2) vers (3), (4), (5).

En régime transitoire et du fait de la forte inertie de la turbine, ω reste à peu près constant $\omega \approx 3\ 000$ tr/m. Dans le cas de la nouvelle machine, et pour la même raison $\omega'' \approx \text{Cste}$, tandis que du fait de la faible inertie de l'ensemble (3), (4), (5), ω varie fortement.

En dépit de ces différences et du fait de l'identité des composants électriques des deux machines, nous adopterons une mise en équation unique. Les équations de fonctionnement de chaque machine apparaissant comme un cas particulier.

III-2.2. Représentation des écrans épais.

Les deux machines présentent des circuits électriques pour une part à constante localisées (stator, inducteur), et pour l'autre part à constantes réparties (écran radiatif, écran électromagnétique). Ce fait complique considérablement la mise en équation. Nous nous proposons de montrer qu'il est loisible de représenter ces écrans comme des bobinages triphasés en court-circuit. Un écran épais, dans le rotor d'un

alternateur, est soumis à des champs variables aussi bien en module, qu'en vitesse de rotation par rapport à l'écran. Cependant, pour comparer l'écrantage réel, à l'écrantage réalisé par un système à constante localisée, il est difficile de faire entrer en ligne de compte les deux variations : la variation en module et en angle. Nous avons choisi de comparer les deux représentations, pour un champ dipolaire, constant en direction, et de module sinusoidalement variable à la fréquence f . Dans les deux cas, nous pouvons considérer que nous sommes en présence de filtres passe bas. La réponse de ces filtres est définie en annexe II comme le rapport du signal émis extérieurement à l'écran sur le signal transmis à l'intérieur de celui-ci.

La réponse réelle d'un écran épais est obtenue par résolution des équations de la diffusion.

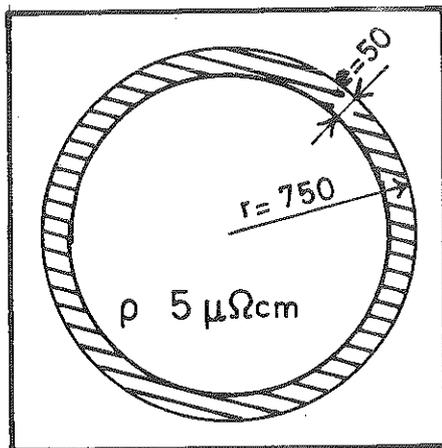


FIGURE 3

Ecran électromagnétique épais

On peut comparer cette réponse réelle à celle obtenue par une représentation en circuit R, L . Un tel circuit passe-bas du 1er ordre présente une fréquence de coupure $f_c = \frac{1}{2\pi L/R}$, et une atténuation à 6dB par octave. Pour un écran épais assimilé à un bobinage triphasé en court-circuit $L/R = \Gamma = \frac{\mu_0 e r}{2\rho}$ (voir annexe II), d'où la connaissance de la fréquence de coupure du circuit RL représentant l'écran. Pour l'écran représenté sur la figure 3 $\tau = 0,45$ s.

Comparons maintenant les deux réponses :

- la réponse exacte calculée par Lawrenson (réf. 12),
- la réponse de l'écran représentée par un circuit RL .

Soit $S(f)$ la fraction transmise du signal en fonction de la fréquence.

On constate (fig. 4) que jusqu'à 10 Hz l'agrément entre les deux représentations est bon. Au-delà, à 50 Hz par exemple, il y a un facteur deux sur l'atténuation du signal pour $\tau = 0,45$ s. On peut maintenant représenter l'écran épais par deux circuits RL couplés (voir annexe I). La représentation de l'écran devient alors beaucoup plus fine. On retrouve la même fréquence de coupure à 0,35 Hz que pour une

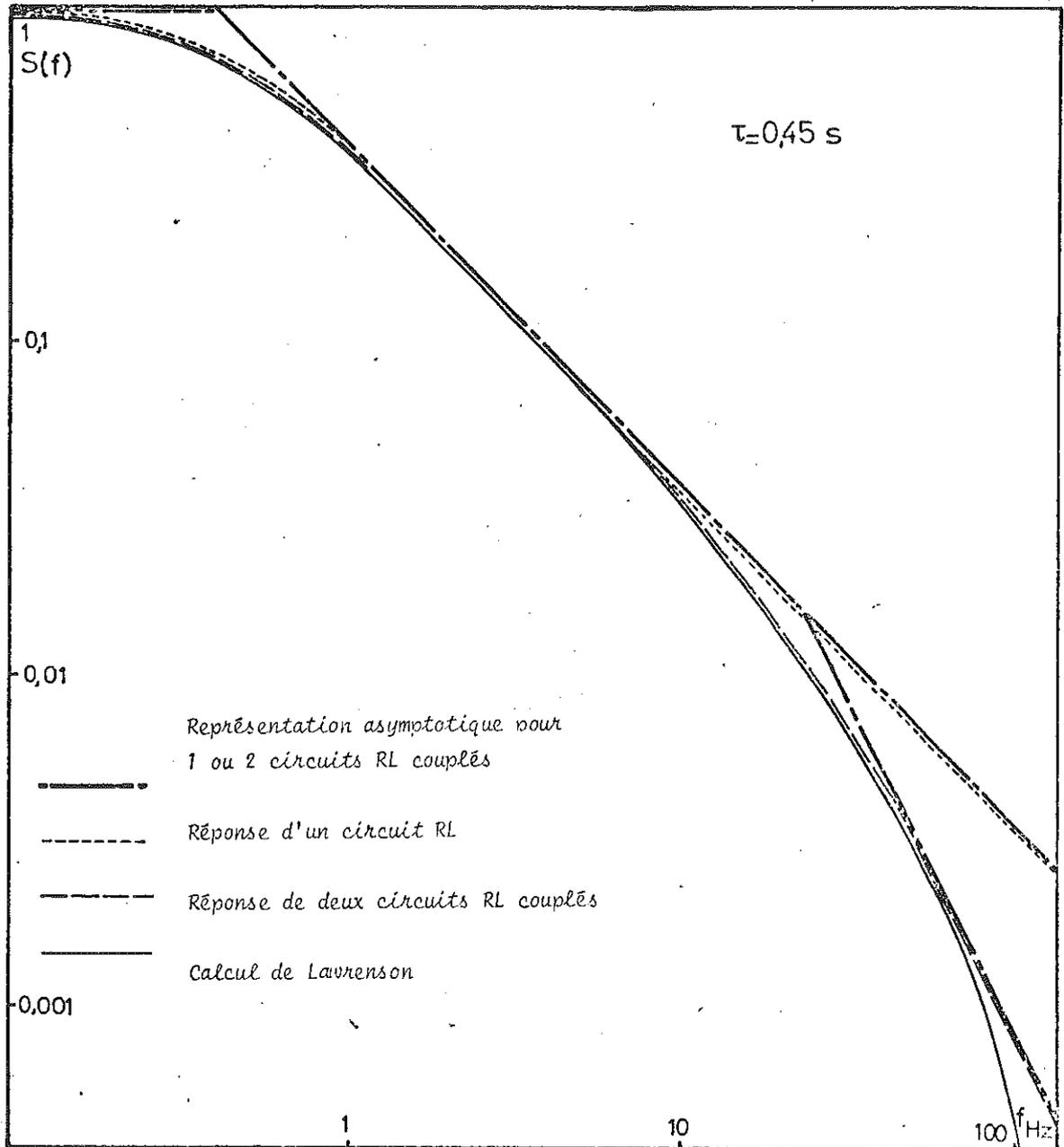


FIGURE 4

Représentation d'un écran épais par un ou deux circuits RL couplés

représentation par un circuit RL unique, plus une deuxième fréquence de coupure vers 21 Hz. Cette fois la précision est de quelques pour cent à 50 Hz.

Les deux écrans de la machine (écran électromagnétique chaud et écran radiatif froid) ont été représentés chacun séparément par un circuit RL. Il en résulte que tout ce qui se passe aussi bien en-deça que au-delà de l'ensemble des deux écrans, sera représenté avec une précision suffisante puisque l'ensemble des deux écrans représente pratiquement parfaitement l'écran épais jusqu'à 70 Hz. Les couples et les courants dans l'écran chaud seront eux aussi obtenus avec une précision qui, bien que moins bonne (5 % voir figure 4) reste suffisante. Par contre les courants et les couples à 50 Hz intéressant l'écran radiatif seront inexacts dans un facteur de l'ordre de 2 par excès (voir figure 4). Néanmoins la comparaison entre les deux machines reste encore possible pour cet écran même si les valeurs obtenues sont inexactes dans l'absolu. Pour ce qui concerne la stabilité dynamique de la machine qui met en cause des oscillations mécaniques à 2 Hz la précision de l'approximation est excellente. Pour la stabilité statique, dans le cas de la nouvelle machine et pour l'inertie choisie de l'équipage mobile, la fréquence propre de ce dernier est 20 Hz. Il y a donc 20 % d'erreur sur l'amortissement des oscillations à 20 Hz (voir figure 4). Pour ce qui est des échauffements dans les parties métalliques à 4°K la précision est excellente puisque l'agrément entre la courbe de diffusion et la réponse de deux écrans couplés est parfaite jusqu'à 50 Hz.

En conclusion la seule réserve à émettre concerne la valeur absolue des couples et courants dans l'écran thermique.

III-2.3. Représentation de la machine complète - Mise en équation.

Le stator est un stator triphasé, les phases étant indicées a, b et c. La position de la phase a est prise comme référence pour les mesures des angles. Les courants seront toujours supposés équilibrés et fonction du temps t : $I_a(t)$, $I_b(t)$, $I_c(t)$.

L'écran chaud est représenté par un système triphasé en c.c. Les trois phases sont notées a', b', c', et les courants correspondant $I_{a'}(t)$, $I_{b'}(t)$, $I_{c'}(t)$.

L'écran froid est représenté par un système triphasé en cc. Les 3 phases sont notées a'', b'', c'' et les courants correspondants $I_{a''}(t)$, $I_{b''}(t)$, $I_{c''}(t)$.

Soit θ , l'angle entre l'axe de la phase a et l'axe de la phase a''.

Soit θ' , l'angle entre l'axe de la phase a' et l'axe de la phase a''.

L'inducteur supra est une bobine dipolaire dont l'axe est le même que celui de la phase a'' de l'écran radiatif. Il est parcouru par un courant $I_f(t)$.

La frette interne est représentée par un système triphasé en c.c indicé g. On se contentera de calculer les courants qui y apparaissent en régime transitoire sans tenir compte de la réaction d'induit de cette frette. Ceci est justifié par sa très faible constante de temps et donc par la pénétration complète des flux.

Pour toutes les conventions de signe se référer à la figure 5.

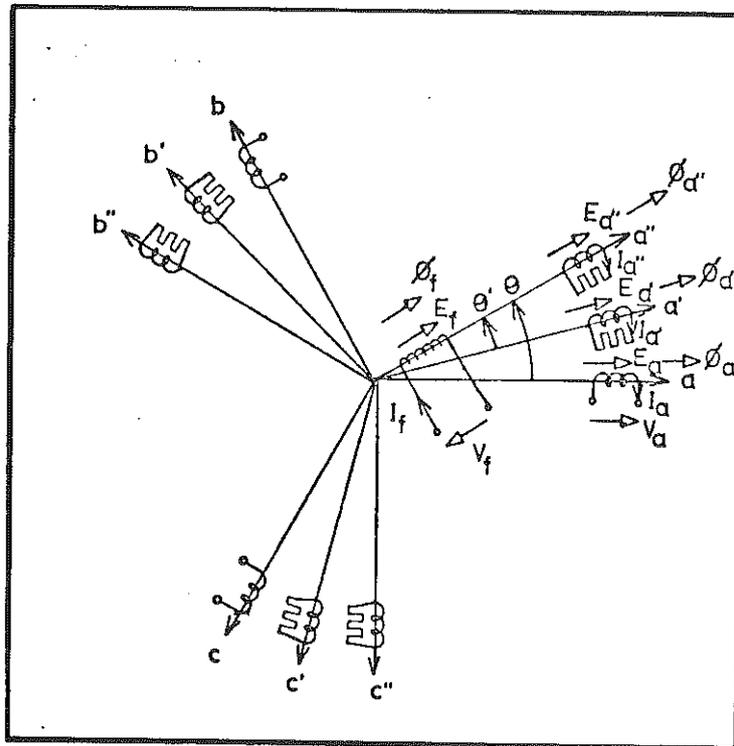


FIGURE 5

Schéma électrique d'un alternateur cryogénique

Les différentes grandeurs caractéristiques des couplages entre bobines sont notées avec les notations classiques, utilisant les indices relatifs aux bobinages considérés.

- Soit J_T l'inertie turbine (indice T pour turbine),
- J_p l'inertie écran chaud (indice p pour primaire),
- J_s l'inertie écran froid (indice s pour secondaire),
- J_f l'inertie de l'inducteur (indice f pour field).

Toutes les grandeurs triphasées (tensions, courant) relatives aux phases abc, a'b'c', a''b''c'' seront transformées par 3 transformations de Park différentes.

Si on prend par exemple les tensions, la transformation de Park relative aux phases a, b et c sera :

$$\begin{bmatrix} V_d \\ V_q \\ V_o \end{bmatrix} = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos \left(\theta - \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \left(\theta - \frac{4\pi}{3} \right) \\ \sin \theta & \sin \left(\theta - \frac{2\pi}{3} \right) & \sin \left(\theta - \frac{4\pi}{3} \right) \\ 1/2 & 1/2 & 1/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_a \\ V_b \\ V_c \end{bmatrix}$$

Celle relative à a', b', c' sera :

$$\begin{bmatrix} V_{d'} \\ V_{q'} \\ V_o' \end{bmatrix} = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \cos \theta' & \cos \left(\theta' - \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \left(\theta' - \frac{4\pi}{3} \right) \\ \sin \theta' & \sin \left(\theta' - \frac{2\pi}{3} \right) & \sin \left(\theta' - \frac{4\pi}{3} \right) \\ 1/2 & 1/2 & 1/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_{a'} \\ V_{b'} \\ V_o \end{bmatrix}$$

Cette relative à a'', b'', c'' sera :

$$\begin{bmatrix} V_{d''} \\ V_{q''} \\ V_o' \end{bmatrix} = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1/2 & -1/2 \\ 0 & -\sqrt{\frac{3}{2}} & -\sqrt{\frac{3}{2}} \\ 1/2 & 1/2 & 1/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_{a''} \\ V_{b''} \\ V_{c''} \end{bmatrix}$$

Les transformations sont naturellement les mêmes sur les courants I et les flux Φ , flux totaux traversant les enroulements. Les propriétés de la transformation de Park sont bien connues et décrites dans de nombreux manuels d'électrotechnique (réf. 13).

En régime équilibré V_0 , composante homopolaire, I_0 et Φ_0 sont toujours nulles.

En régime permanent alors que $I_a(t)$, $I_b(t)$, $I_c(t)$ sont des fonctions sinusoïdales, I_d et I_q composantes directes et transverses sont des constantes.

Soit R_a , R_a' , et R_a'' , les résistances d'une phase stator, écran chaud, écran froid.

R_f est la résistance inducteur, où, puisque celui-ci est supra, des amenées de courant.

Le symbole p représente l'opérateur $\frac{d}{dt}$.

Les équations électriques du système sont :

Pour le stator :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_a = E_a - R_a I_a = -p \Phi_a - R_a I_a \\ V_b = E_b - R_b I_b = -p \Phi_b - R_b I_b \\ V_c = E_c - R_c I_c = -p \Phi_c - R_c I_c \end{array} \right.$$

Pour les deux écrans :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -p \Phi_{a'} - R_{a'} I_{a'} \quad 0 = -p \Phi_{a''} - R_{a''} I_{a''} \\ 0 = -p \Phi_{b'} - R_{b'} I_{b'} \quad \text{et} \quad 0 = -p \Phi_{b''} - R_{b''} I_{b''} \\ 0 = -p \Phi_{c'} - R_{c'} I_{c'} \quad 0 = -p \Phi_{c''} - R_{c''} I_{c''} \end{array} \right.$$

Pour l'inducteur :

$$V_f = p\Phi_f + R_f I_f$$

Puissance instantanée au stator :

$$P_{\text{stator}} = V_a I_a + V_b I_b + V_c I_c$$

Après transformation par les transformées de Park correspondantes, les nouvelles équations deviennent :

$$\begin{array}{l}
 \text{STATOR} \left\{ \begin{array}{l} P_{\text{stat}} = 3/2 (V_d I_d + V_q I_q) \\ V_d = - p\phi_d - \phi_q (p\theta) - R_a I_d \\ V_q = - p\phi_q + \phi_d (p\theta) - R_a I_q \end{array} \right. \\
 \\
 \text{ECRAN CHAUD} \left\{ \begin{array}{l} 0 = - p\phi_{d'} - \phi_{q'} (p\theta') - R_{a'} I_{d'} \\ 0 = - p\phi_{q'} + \phi_{d'} (p\theta') - R_{a'} I_{q'} \end{array} \right. \\
 \\
 \text{ECRAN FROID} \left\{ \begin{array}{l} 0 = - p\phi_{d''} - R_{a''} I_{d''} \\ 0 = - p\phi_{q''} - R_{a''} I_{q''} \end{array} \right. \\
 \\
 \text{INDUCTEUR} \quad V_f = + p\phi_f + R_f I_f
 \end{array}$$

Les flux directs et transverses sont reliés aux courants directs et transverses par une nouvelle matrice impédance déduite de celle qui permettait de passer des flux triphasés aux courants triphasés. On peut l'obtenir aussi directement par des raisonnements physiques simples.

Après calcul, on obtient deux matrices relatives aux axes directs et transverses.

$$\begin{array}{l}
 \begin{bmatrix} \phi_d \\ \phi_f \\ \phi_{d'} \\ \phi_{d''} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & M_{af} & 3/2 M_{aa'} & 3/2 M_{aa''} \\ 3/2 M_{af} & L_f & 3/2 M_{af} & 3/2 M_{a''f} \\ 3/2 M_{aa'} & M_{a'f} & L' & 3/2 M_{a''a'} \\ 3/2 M_{aa''} & M_{a''f} & 3/2 M_{a'a''} & L'' \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_d \\ I_f \\ I_{d'} \\ I_{d''} \end{bmatrix} \\
 \\
 \begin{bmatrix} \phi_q \\ \phi_{q'} \\ \phi_{q''} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & 3/2 M_{aa'} & 3/2 M_{aa''} \\ 3/2 M_{aa'} & L' & 3/2 M_{a'a''} \\ 3/2 M_{aa''} & 3/2 M_{a'a''} & L'' \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_q \\ I_{q'} \\ I_{q''} \end{bmatrix}
 \end{array}$$

L, L', L'' sont des inductances cycliques du stator, écran chaud, écran froid.

$M_{af}, M_{a'f}, M_{a''f}$ les mutuelles max. entre l'inducteur et les phases a, a' et a''.

Les autres termes M sont relatifs aux mutuelles max entre deux phases de deux bobinages triphasés différents.

Les couples électromagnétiques sur les différents bobinages s'expriment simplement en fonction des courants directs et transverses et des flux.

$$\Gamma_{\text{électrique stator instat.}} = 3/2 (\phi_d \cdot I_q - \phi_q \cdot I_d)$$

$$\Gamma_{\text{écran chaud}} = 3/2 (\phi_{d'} \cdot I_{q'} - \phi_{q'} \cdot I_{d'})$$

$$\Gamma_{\text{écran froid}} = 3/2 (\phi_{d''} \cdot I_{q''} - \phi_{q''} \cdot I_{d''})$$

Ces couples sont comptés positivement lorsqu'ils tendent à provoquer un déplacement dans le sens des θ positifs. Le couple électrique-inducteur est l'opposé de la somme des trois couples précédents à tout instant.

$$\Gamma_{\text{inducteur}} = - (\Gamma_{\text{stator}} + \Gamma_{\text{écran chaud}} + \Gamma_{\text{écran froid}})$$

Soit Γ_m le couple moteur de la turbine.

Les équations de la mécanique s'écrivent différemment suivant qu'il s'agit d'une machine classique ou de la nouvelle machine.

Nouvelle machine :

$$\begin{cases} (J_f + J_s) \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \Gamma_{\text{ind}} + \Gamma_{\text{écran chaud}} \\ (J_p + J_T) \frac{d^2 (\theta - \theta')}{dt^2} = \Gamma_m + \Gamma_{\text{écran chaud}} \end{cases}$$

Machine classique :

$$\left\{ \begin{array}{l} (J_f + J_s + J_T + J_p) \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \Gamma_m + \Gamma_{ind} + \Gamma_{\text{écran}} + \Gamma_{\text{écran}} \\ \theta' = \text{cste} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{chaud} \quad \text{froid} \end{array}$$

Il est possible de résumer l'ensemble de ces résultats dans un tableau unique. Il apparaît 2 équations mécaniques et 7 équations électriques, soit 9 équations, les inconnues étant également au nombre de 9 soit :

$$I_{d'} \quad I_{q'} \quad I_{d''} \quad I_{q''} \quad I_{d'''} \quad I_{q'''} \quad I_{f'} \quad \theta, \theta'.$$

Ce système d'équations est général. Nous l'appliquerons aux trois cas particuliers suivants :

- régime permanent,
- court-circuit franc aux bornes de la machine. Calcul des couples de C.C.,
- court-circuit sur une ligne avec clarification après 0,15 s. Oscillations de resynchronisme. Temps critique de défaut.

RECAPITULATION DES RESULTATS

Les 7 équations électriques :

Stator	$(1) \begin{cases} V_d = - p \phi_d - \phi_q (p\theta) - R_a I_d \\ (2) \begin{cases} V_q = - p \phi_q - \phi_d (p\theta) - R_a I_q \end{cases} \end{cases}$
Ecran chaud	$(3) \begin{cases} 0 = - p \phi_{d'} - \phi_{q'} (p\theta') - R_{a'} I_{d'} \\ (4) \begin{cases} 0 = - p \phi_{q'} + \phi_{d'} (p\theta') - R_{a'} I_{q'} \end{cases} \end{cases}$
Ecran froid	$(5) \begin{cases} 0 = - p \phi_{d''} - R_{a''} I_{d''} \\ (6) \begin{cases} 0 = - p \phi_{q''} - R_{a''} I_{q''} \end{cases} \end{cases}$
Inducteur	$(7) V_f = p \phi_f + R_f I_f$

Les deux matrices impédances :

$$(8) \begin{bmatrix} \phi_d \\ \phi_f \\ \phi_{d'} \\ \phi_{d''} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & M_{af} & 3/2 M_{aa'} & 3/2 M_{aa''} \\ 3/2 M_{af} & L_f & 3/2 M_{a'f} & 3/2 M_{a''f} \\ 3/2 M_{aa'} & M_{a'f} & L' & 3/2 M_{a''a'} \\ 3/2 M_{aa''} & M_{a''f} & 3/2 M_{a'a''} & L'' \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_d \\ I_f \\ I_{d'} \\ I_{d''} \end{bmatrix}$$

$$(9) \begin{bmatrix} \phi_q \\ \phi_{q'} \\ \phi_{q''} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & 3/2 M_{aa'} & 3/2 M_{aa''} \\ 3/2 M_{aa'} & L' & 3/2 M_{a'a''} \\ 3/2 M_{aa''} & 3/2 M_{a'a''} & L'' \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_q \\ I_{q'} \\ I_{q''} \end{bmatrix}$$

$$(10) \quad P_{\text{stator}} = 3/2 (V_{d'} \cdot I_{q'} + V_{q'} \cdot I_{d'})$$

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\text{elec}} \\ \text{stator} \end{array} \right. = 3/2 (\emptyset_{d'} \cdot I_{q'} - \emptyset_{q'} \cdot I_{d'})$$

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\text{elec}} \\ \text{écran chaud} \end{array} \right. = 3/2 (\emptyset_{d''} \cdot I_{q''} - \emptyset_{q''} \cdot I_{d''})$$

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\text{elec}} \\ \text{écran froid} \end{array} \right. = 3/2 (\emptyset_{d'''} \cdot I_{q'''} - \emptyset_{q'''} \cdot I_{d'''})$$

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\text{elec}} \\ \text{chaud} \end{array} \right. = -\Gamma_{\text{stator}} - \Gamma_{\text{écran}} - \Gamma_{\text{écran}} \\ \text{froid}$$

Les 2 équations mécaniques :

$$\text{Renard : } \left\{ \begin{array}{l} (15) \quad (J_f + J_s) \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -3/2 (\emptyset_{d'} I_{q'} - \emptyset_{q'} I_{d'}) - 3/2 (\emptyset_{d''} I_{q''} - \emptyset_{q''} I_{d''}) \\ (16) \quad (J_T + J_p) \frac{d^2 (\theta - \theta')}{dt^2} = \Gamma_m + 3/2 (\emptyset_{d''} I_{q''} - \emptyset_{q''} I_{d''}) \end{array} \right.$$

$$\text{Classique : } \left\{ \begin{array}{l} (15'') \quad (J_t + J_p + J_s + J_f) \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \Gamma_m - 3/2 (\emptyset_{d'} I_{q'} - \emptyset_{q'} I_{d'}) \\ (16'') \quad \theta' = 0 \end{array} \right.$$

Les 9 inconnues :

$I_{d'}, I_{q'}, I_{d''}, I_{q''}, I_{d'''}, I_{q'''}, I_f, \theta, \theta'$.

III-3 REGIME EQUILIBRE NOMINAL

III-3.1. Equations du fonctionnement en régime permanent.

Etablissons tout d'abord les équations de fonctionnement de la nouvelle machine.

Pendant le régime permanent équilibré, toutes les grandeurs électriques relatives à l'écran froid sont nulles. Donc

$$I_{d''} = I_{q''} = 0$$

De plus $I_d, I_q, I_{d'}, I_{q'}, I_f$ sont des constantes puisque $I_a, I_b, I_c, I_{a'}, I_{b'}, I_{c'}$ sont des grandeurs purement sinusoïdales équilibrées. Les vitesses de rotation sont constantes et donc le glissement g entre l'inducteur et l'écran chaud.

$$\theta = \omega t + \text{cste}$$

$$\theta' = -g\omega t + \text{cste}$$

Le remplacement dans les 7 équations électriques des flux par leur valeur obtenue grâce à (8) et (9) permet d'obtenir un ensemble simplifié d'équations électriques (1)', (2)', (3)', (4)', (5)'.

Utilisons des notations nouvelles :

R_a	\rightarrow	R	ωM_{af}	\rightarrow	X
L_{ω}	\rightarrow	X	$\omega M_{a'f}$	\rightarrow	X'
$R_{a'}$	\rightarrow	R'	$3/2 \omega M_{aa'}$	\rightarrow	X
L'_{ω}	\rightarrow	X'			
R_f	\rightarrow	R_f			

$$\begin{aligned}
 (1)' \quad & V_f = R_f \cdot I_f \\
 (2) \quad & V_d = -R \cdot I_d - X \cdot I_q - x \cdot I_{q'} \\
 (3) \quad & V_q = X \cdot I_f + X \cdot I_d - R \cdot I_q + x \cdot I_{d'} \\
 (4) \quad & 0 = -x \cdot I_q + \frac{R'}{g} \cdot I_{d'} - X' \cdot I_{q'} \\
 (5) \quad & 0 = X' \cdot I_f + x \cdot I_d + X' \cdot I_{d'} + \frac{R'}{g} \cdot I_{q'}
 \end{aligned}$$

A ces équations il faut ajouter les équations de la mécanique. (15) devient $\theta = \omega t + cste$ et (16) devient (6)' :

$$(6)' \quad 0 = X \cdot I_q + X' \cdot I_{q'}$$

(1)' peut être résolu séparément en régime permanent. Reste 5 équations et 7 inconnues $V_d, V_q, I_d, I_q, I_{d'}, I_{q'}, g$. On peut rajouter l'équation de la puissance et imposer la tension réseau aux bornes de la machine.

Nous rajoutons donc deux équations (7)' et (8)' :

$$\begin{aligned}
 (7)' \quad & P = 3/2 (V_d \cdot I_d + V_q \cdot I_q) \\
 (8)' \quad & V = \sqrt{V_d^2 + V_q^2}
 \end{aligned}$$

Cette fois, nous avons un système de sept équations à sept inconnues. Il peut être simplifié en tenant compte des relations approximatives entre coefficients de couplage. Ces relations, liées à la géométrie de la machine, sont démontrées dans l'annexe II. En particulier, on note que :

$$(9)' \quad \boxed{\frac{X'}{x} \approx \frac{X'}{X}}$$

Alors (4)' et (6)', compte-tenu de (9)' permettent d'écrire

$$\boxed{I_{d'} = 0}$$

On note qu'à vide $I_d = I_q = 0 \implies I_{q'} = 0$. Alors :

$$\begin{aligned}
 V_d &= 0 \\
 V_q &= X I_f
 \end{aligned}$$

Nous noterons donc $E = \chi I_f$ force électromotrice à vide (crête).

On peut alors transformer les relations scalaires ci-dessus en relations vectorielles, les vecteurs indicés d et q étant portés suivant deux axes perpendiculaires (axe direct et transverse). (2)' et (3)' deviennent :

$$(2)' \quad \vec{V}_d = -R\vec{I}_d - j \times \vec{I}_q - j \times \vec{I}_q'$$

$$(3)' \quad \vec{V}_q = \vec{E} - j \times \vec{I}_d - R.\vec{I}_q$$

Si l'on note $\vec{V} = \vec{V}_d + \vec{V}_q$ et $\vec{I} = \vec{I}_d + \vec{I}_q$ l'ensemble des deux équations (2)'' et (3)'' se réduisent à :

$$(23) \quad \vec{E} = \vec{V} + (R + j \times)\vec{I} + j \times \vec{I}'$$

L'équation de la puissance s'écrit :

$$(7)'' \quad P = 3/2 \vec{V} \cdot \vec{I}$$

Si l'on prend comme axe réel l'axe direct, et comme axe imaginaire l'axe transverse, l'équation mécanique devient :

$$(6)'' \quad J_m (\chi \vec{I}) = -J_m (\chi' \vec{I}')$$

La même transformation effectuée sur (4)' et (5)' conduit à (45) en notant $E' = \chi' I_f$.

$$(45) \quad 0 = \vec{E}' - j \times \vec{I}' + \left(\frac{R'}{q} - j \chi'\right) \cdot \vec{I}_q'$$

D'où l'ensemble des équations vectorielles qui permettent de tracer le diagramme de fonctionnement de la nouvelle machine.

$$\begin{aligned}
 (23) \quad \vec{E} &= \vec{V} + (R + jX)\vec{I} + jx \vec{I}' \\
 (45) \quad \vec{0} &= \vec{E}' - jx \vec{I} + \left(\frac{R'}{g} - jX'\right) \cdot \vec{I}' \\
 (6)'' \quad J_m (\chi \vec{I}) &= - J_m (\chi' \cdot \vec{I}') \\
 (7)'' \quad P &= 3/2 \operatorname{Re} (\vec{V} \cdot \vec{I}'^*)
 \end{aligned}$$

avec V et I grandeurs crêtes entre phase et neutre.

Les équations de fonctionnement de la machine classique s'obtiennent de la même manière. Il suffit d'écrire $\theta' = \text{cste}$, de supprimer l'équation électrique (45) relative à l'écran chaud puisqu'en régime permanent $I_{d'} = I_{q'} = 0$, et de supprimer l'équation de la mécanique (6)''. D'où l'ensemble des équations vectorielles permettant de tracer le diagramme de fonctionnement de la machine classique.

$$\begin{aligned}
 \vec{E} &= \vec{V} + (R + jX)\vec{I} \\
 P &= 3/2 \operatorname{Re} (\vec{V} \cdot \vec{I}'^*)
 \end{aligned}$$

III-3.2. Diagramme vectoriel.

Traçons maintenant les diagrammes correspondant à deux machines, l'une classique, l'autre nouvelle, présentant les mêmes caractéristiques électriques, débitant la même puissance active et réactive, pour la même excitation et la même tension aux bornes (fig. 6). On remarque que du fait de la relation (9)', la réaction d'induit $jx I'$ de l'écran chaud de la nouvelle machine est toujours orthogonale à la f.e.m. \vec{E} .

On peut s'intéresser maintenant à la construction de ces diagrammes pour une valeur donnée de la puissance fournie sur un réseau à tension constante, l'excitation de la machine étant imposée. On se propose de calculer les courants, l'angle de calage interne δ et le facteur de puissance $\cos \varphi$

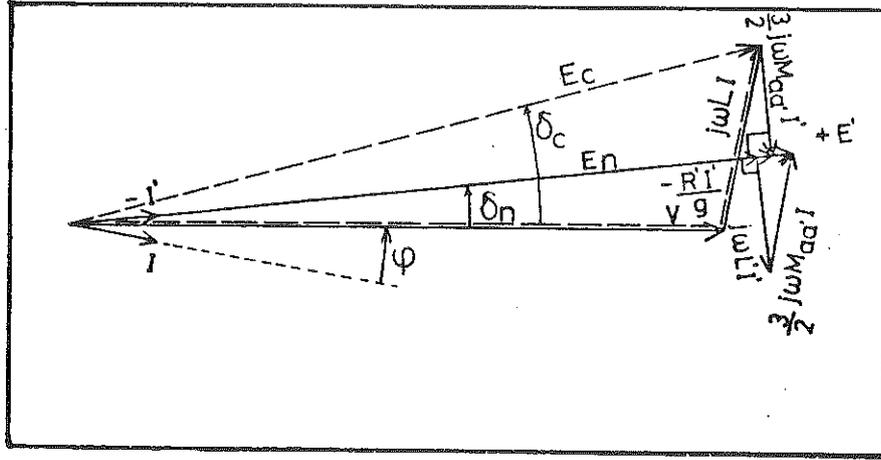


FIGURE 6

Diagramme vectoriel de la machine classique (---) et de la nouvelle machine (—) en régime permanent

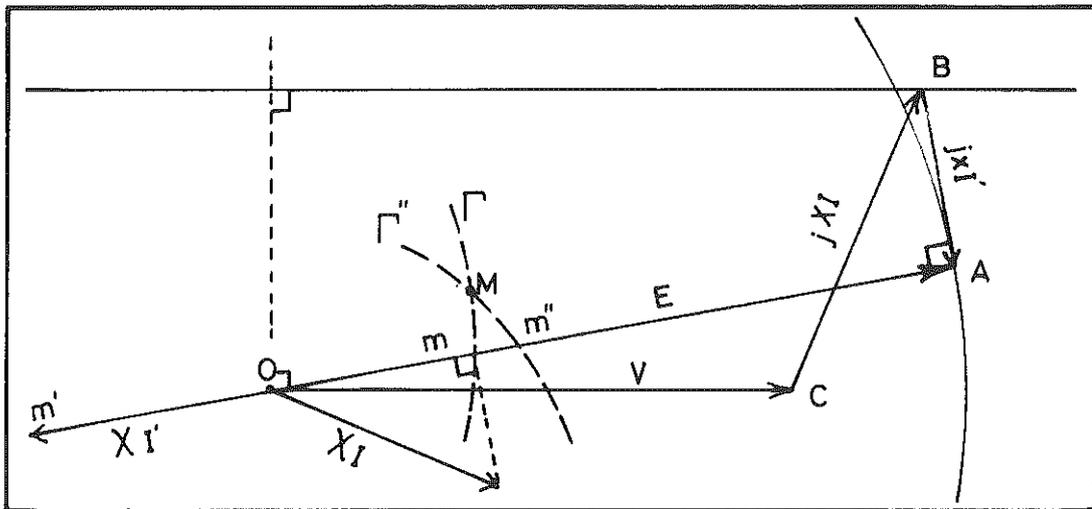


FIGURE 7

Fonctionnement à puissance, tension et excitation imposées

Imposer la puissance cste, c'est imposer que B (extrémité de $jX\vec{I}$) se déplace sur la droite xx' (fig. 7). Imposer la tension cste, c'est imposer C (extrémité de \vec{V}). Imposer l'excitation cste, c'est dire que A décrit un cercle. On choisit donc à priori A. On trace la perpendiculaire en A à OA qui coupe xx' en B. D'où $jX\vec{I}$ et $jx\vec{I}'$. On en déduit les vecteurs $\chi'\vec{I}'$ et $\chi\vec{I}$. Pour que l'équation de la mécanique soit vérifiée, il faut que $\vec{J}_m(\chi'I') = -\vec{J}_m(XI)$ soit $\chi'I' = -\vec{J}_E(X\vec{I})$. Pour différents points A on trace donc le lieu Γ des points m [$m = \vec{J}_E(X\vec{I})$] et Γ'' des points m' [$m' = \text{extrem de } -\chi'I'$]. A leur intersection M correspond le bon point de fonctionnement. Le glissement σ s'obtient en terminant la construction.

Avant de se préoccuper du comportement en régime transitoire d'une telle machine, il importe de savoir si elle est économiquement rentable en régime permanent. En effet, aux pertes Joules du stator et de l'inducteur, pertes communes aux deux machines, il faut maintenant ajouter les pertes Joules dans l'écran chaud qui sert d'accouplement asynchrone. Ces pertes sont égales à $\alpha.P$. Un glissement trop grand conduirait à des pertes inacceptables dans l'écran chaud. Aussi allons-nous évaluer ces pertes dans le cas d'une machine industrielle.

Naturellement le calcul du glissement suppose la connaissance de la matrice impédance de la nouvelle machine. Son calcul est menée dans l'annexe II. Il est remarquable de noter que la matrice impédance de la machine classique de même puissance est identique, en dépit des fonction différentes qu'assure l'écran électromagnétique dans les deux machines. Il en résulte deux diagrammes vectoriels voisins (fig. 8) représentant le fonctionnement en régime permanent des deux machines. Ces diagrammes sont tracés pour :

R_a	=	1,45	$m\Omega$
$L\omega$	=	0,455	Ω
R'_a	=	2,66	$m\Omega$
$L'\omega'$	=	0,292	Ω
R_f	=	1,23	$m\Omega$
ωM_{af}	=	3,16	Ω
$\omega M'_{af}$	=	3,27	Ω
$3/2 \omega M_{aa'}$	=	0,283	Ω

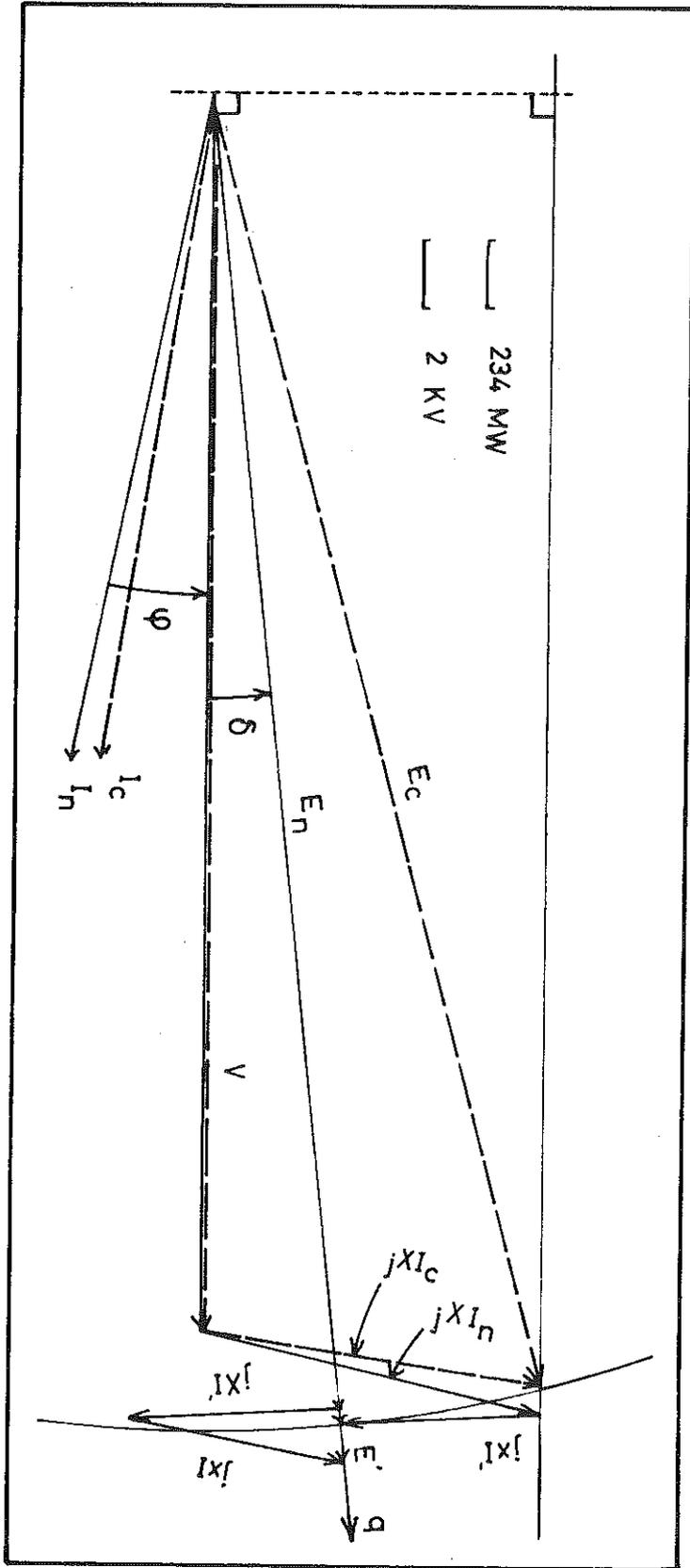


FIGURE 8

Diagramme vectoriel de la machine classique (---) et de la nouvelle machine (—)

Les deux machines débitent une puissance $P = 1\,200$ MW sur un réseau à tension constante $V = 25$ kV_{eff} entre phase et neutre, et sont excitées par un courant $I_f = 12$ kA. La construction du diagramme permet le calcul du glissement g :

$$g = 1,56 \times 10^{-3}$$

ce qui correspond à des pertes $P'_{a''} \approx 1,9$ MW.

Les pertes Joules stator sont pratiquement les mêmes pour les deux machines soit :

$$P_a \approx 1,1 \text{ MW}$$

et les pertes Joules dans le circuit inducteur sont identiques

$$P_f \approx 0,2 \text{ MW.}$$

D'où les deux rendements électriques η :

$\eta_{\text{classique}}$	$=$	$99,89 \%$
η_{nouvelle}	$=$	$99,73 \%$

Ce rendement ne tient pas compte de la différence de puissance installée aux niveaux des compresseurs du liquéfacteur. En effet, les deux machines n'ont pas la même consommation de fluide cryogénique. Mais même en tenant compte de cette différence, le rendement de la machine classique serait meilleur. Il n'en reste pas moins que le niveau des pertes dans l'écran électromagnétique reste suffisamment faible pour qu'il soit refroidi par des méthodes classiques et pour que cette nouvelle machine présente un intérêt industriel.

III-4 COURT-CIRCUIT TRIPHASE EQUILIBRE - CALCUL DES COUPLES DE COURT-CIRCUIT

III-4.1. Mise en équation.

Nous nous proposons de calculer les couples auxquels sont soumis les différents arbres des deux machines lorsqu'un court-circuit se produit. Le court-circuit étudié est le court-circuit triphasé

équilibré, entre les bornes de l'alternateur et le transformateur haute tension d'impédance X_T qui le raccorde au réseau (fig. 9). Ce régime transitoire est effectivement l'un des plus sévères du point de vue mécanique.

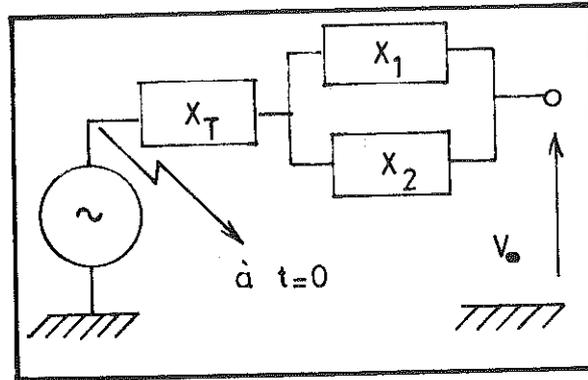


FIGURE 9

Court-circuit triphasé équilibré - Calcul des couples

On suppose que la machine débite sa puissance nominale, lorsqu'à $t = 0$, le court-circuit se produit. La connaissance des couples sur les différentes pièces de la machine suppose la connaissance des courants dans les différents bobinages. Les couples maximum apparaissant dans les premiers centièmes de seconde, il est possible, compte-tenu des différentes constantes de temps, de simplifier le système de 9 équations permettant d'accéder aux courants.

1ère simplification : nous supposons que $I_f = \text{cste}$. En effet la montée du courant dans l'inducteur lors du court-circuit, est liée à la décroissance du flux global piégé par le stator. Cette décroissance se produit avec une cste de temps de l'ordre de celle des différents bobinages, soit quelques dixièmes de secondes. Ce délai étant important vis à vis de celui d'apparition des couples maximum, nous écrirons $I_f = \text{cste}$ et supprimerons l'équation (7).

2ème simplification : compte-tenu de la grande inertie J_T de la turbine, on peut également simplifier les équations de la mécanique. En faisant tendre J_T vers l'infini dans les équations (16) et (15)", l'on obtient :

* $\omega = \frac{d\theta}{dt} = \omega_{\text{NOM}}$ avec $\omega_{\text{NOM}} = 314 \text{ rd/s}$ pour la machine classique.

* $\omega' = \frac{d\theta'}{dt} = \omega + \omega_0$ avec $\omega_0 = -(1 + g_{NOM})\omega_{NOM}$ pour la nouvelle machine, g_{NOM} désignant le glissement de l'écran chaud à la puissance nominale.

En remplaçant dans (1), (2), (3), (4), (5), (6), (15) et (16)' les flux par leurs valeurs en fonction des courants, l'on obtient un système différentiel de 7 équations à 7 inconnues, non linéaires. Naturellement, au-delà de l'instant $t = 0$, l'on impose $V_d = V_q = 0$ d'où le système (page 42).

Les 7 inconnues sont les courants directs, en transverse, et ω . Le système peut être mis sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{dy_1}{dt} = f_1(t, y_1, \dots, y_7) \\ \vdots \\ \frac{dy_7}{dt} = f_7(t, y_1, \dots, y_7) \end{cases}$$

où y représente les inconnues, de façon à être résolu pas à pas à l'aide d'un algorithme de Runge Kutta d'ordre 4 (la méthode de Newton donnant une précision insuffisante dans le cas de variations sinusoïdales). Connaissant les courants, on en déduit les couples électromagnétiques sur les différents bobinages à l'aide des équations (11), (12), (13) et (14). La connaissance des couples sur les différentes parties de la machine (pièce thermique 1, pièce thermique 2, arbre menant des figures 1 et 2) suppose la connaissance des inerties J_T de la turbine, J_p de l'écran chaud, J_s de l'écran froid et J_f de l'inducteur. Dans le cas des deux machines, nous avons utilisé les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} J_T = 60\,000 \text{ m}^2\text{kg} \\ J_p = 2\,000 \text{ m}^2\text{kg} \\ J_s = 500 \text{ m}^2\text{kg} \\ J_f = 500 \text{ m}^2\text{kg} \end{cases}$$

L'inertie réduite sera notée H avec l'indice correspondant.

$$H = \frac{J \omega_{NOM}^2}{2 P_{NOM}}$$

$$\begin{aligned}
 0 &= -\frac{d}{dt} (L \cdot I_d + 3/2 M_{aa'' \cdot I_d} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{q''}}) && - (L \cdot I_q + 3/2 M_{aa' \cdot I_{q'}} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{q''}}) \cdot \omega - R_a \cdot I_d \\
 0 &= -\frac{d}{dt} (L \cdot I_q + 3/2 M_{aa' \cdot I_{q'}} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{q''}}) && + (L \cdot I_d + 3/2 M_{aa' \cdot I_{d'}} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{d''}} + M_{af \cdot I_f}) \cdot \omega - R_a \cdot I_q \\
 0 &= -\frac{d}{dt} (3/2 M_{aa' \cdot I_d} + L' \cdot I_d + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{d''}}) && - (3/2 M_{aa' \cdot I_q} + L' \cdot I_{q'} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{q''}}) \cdot \omega' - R_{a'} \cdot I_{d'} \\
 0 &= -\frac{d}{dt} (3/2 M_{aa' \cdot I_q} + L' \cdot I_{q'} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{q''}}) && + (3/2 M_{aa' \cdot I_d} + L' \cdot I_{d'} + 3/2 M_{aa'' \cdot I_{d''}} + M_{af \cdot I_f}) \cdot \omega' - R_{a'} \cdot I_q \\
 0 &= -\frac{d}{dt} (3/2 M_{aa'' \cdot I_d} + 3/2 M_{a'a'' \cdot I_{d'}} + L'' \cdot I_{d''}) && - R_{a''} \cdot I_{d''} \\
 0 &= -\frac{d}{dt} (3/2 M_{aa'' \cdot I_q} + 3/2 M_{a'a'' \cdot I_{q'}} + L'' \cdot I_{q''}) && - R_{a''} \cdot I_{q''}
 \end{aligned}$$

Nouvelle machine :

$$\begin{cases}
 -2/3 J_f \frac{d\omega}{dt} = I_f (M_{af \cdot I_q} + M_{a'f \cdot I_{q'}} + 3/2 M_{aa'' \cdot (I_{d''} \cdot I_q - I_{q''} \cdot I_d)} + 3/2 M_{a''a' \cdot (I_{d''} \cdot I_{q'}} - I_{q'' \cdot I_{d'}})) \\
 \omega' = \omega + \omega_0
 \end{cases}$$

Machine classique :

$$\begin{cases}
 \omega = \omega_{NOM} \\
 \omega' = 0
 \end{cases}$$

Le calcul des couples sur les différents arbres ne tient pas compte de la déformation élastique de ceux-ci, mais la comparaison reste valable entre les deux machines, ainsi que les valeurs absolues en ordre de grandeur. Les expressions des couples sur les différents tubes sont la somme des couples sur les différents bobinages concernés, somme éventuellement pondérée par les différentes inerties quand elles sont du même ordre de grandeur. Les expressions sont rassemblées dans le tableau qui suit.

MACHINE →	CLASSIQUE	NOUVELLE
Couple sur ↓		
Arbre menant	$\Gamma_F + \Gamma_S + \Gamma_P$	Γ_P
Pièce thermique n° 1	$\Gamma_F + \Gamma_S$	0
Pièce thermique n° 2	Γ_F	$\frac{J_S \Gamma_F - \Gamma_S - J_F}{J_S + J_F}$

Le calcul a été effectué sur un ordinateur digital, le pas de calcul étant de 10^{-3} s. Les résultats sont exposés et commentés dans les lignes qui suivent.

III-4.2. Résultats.

Nous avons étudié les couples sur l'arbre menant, et sur les pièces thermiques 1 et 2 (voir figures 1 et 2) et nous avons comparé les valeurs obtenues pour la machine classique et la nouvelle machine.

Comme on peut le voir sur la figure 10, le couple maximum sur l'arbre menant est approximativement le même dans les deux cas. Ce couple est principalement dû au couple sur l'écran électromagnétique chaud. Il est provoqué par le piégeage du flux dans le stator et décroît à la même vitesse. La fréquence de ces couples demeure 50 Hz du fait de la forte inertie de la turbine.

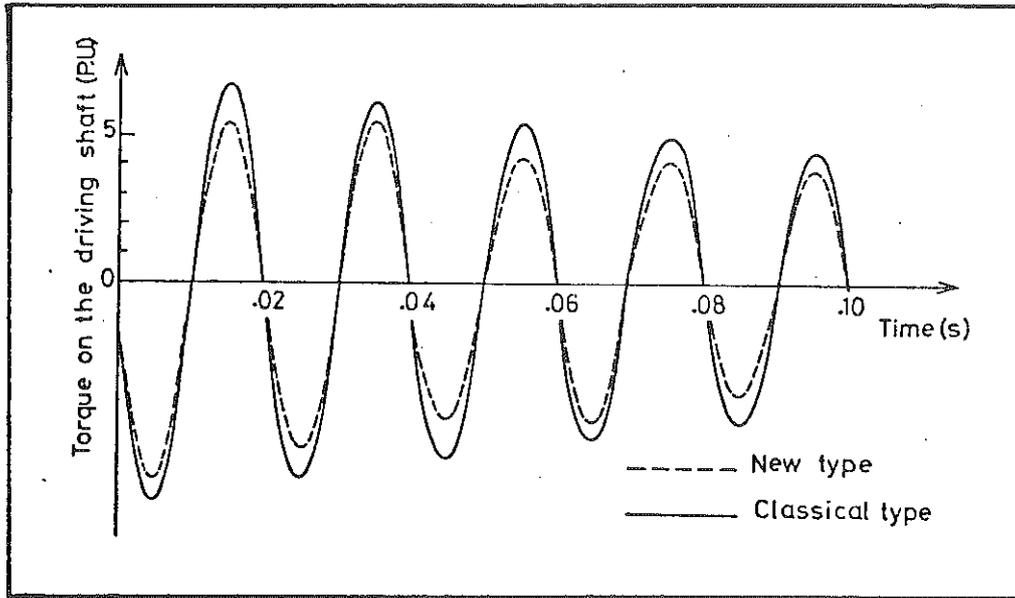


FIGURE 10

Le couple sur la 1^{ère} pièce thermique est naturellement nul dans le cas de la nouvelle machine, tandis que la valeur calculée est de 1,5 fois le couple nominal dans le cas de la machine classique. Ce couple est la somme de deux termes : le couple Γ_f sur la bobine supraconductrice (qui correspond à la composante aperiodique) et le couple Γ_s sur l'écran radiatif (qui correspond à la composante 50 Hz et décroît comme le flux piégé au stator)(fig. 11). L'erreur introduite par la représentation en un seul circuit RL de l'écran électromagnétique à température ambiante est de l'ordre d'un facteur 2 ainsi qu'on peut le voir sur la figure 4. La valeur réelle du couple max sur la pièce thermique 1 est donc de 1,25 fois le couple nominal, attendu que cette erreur ne porte que sur la fraction du couple due à l'écran radiatif. Le couple sur la deuxième pièce thermique est approximativement constant et égal au couple nominal, dans les premiers instants, pour la machine classique. La composante périodique est très petite du fait du double écrantage. La composante aperiodique décroît jusqu'à atteindre la valeur du couple de court-circuit (donc pratiquement zéro). Le cas de la nouvelle machine est plus compliqué puisque la vitesse du cryostat ne peut être considéré comme constante, son inertie étant relativement faible. Le couple sur la

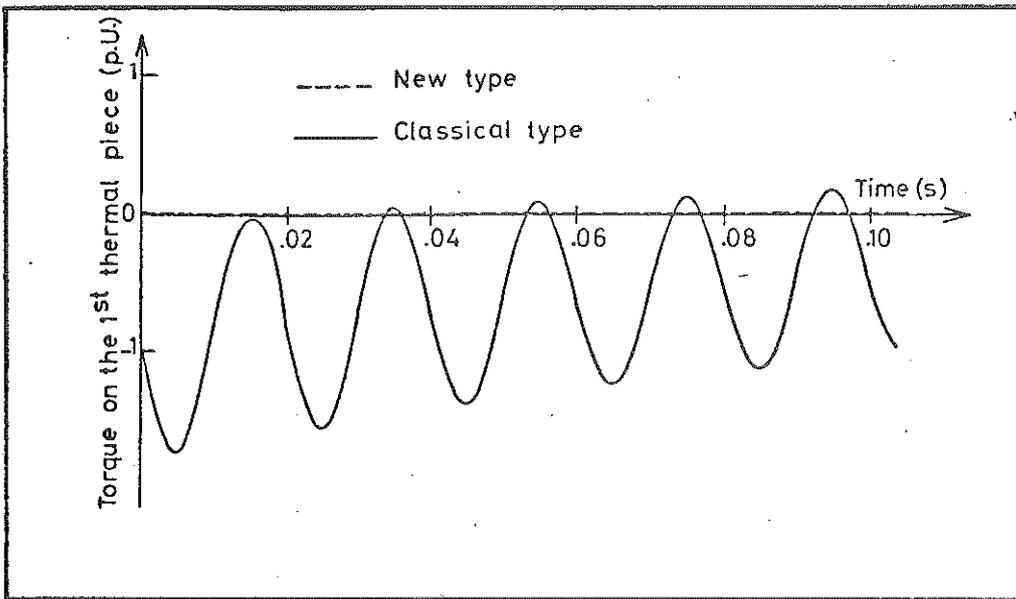


FIGURE 11
Couple sur la 1ère pièce thermique

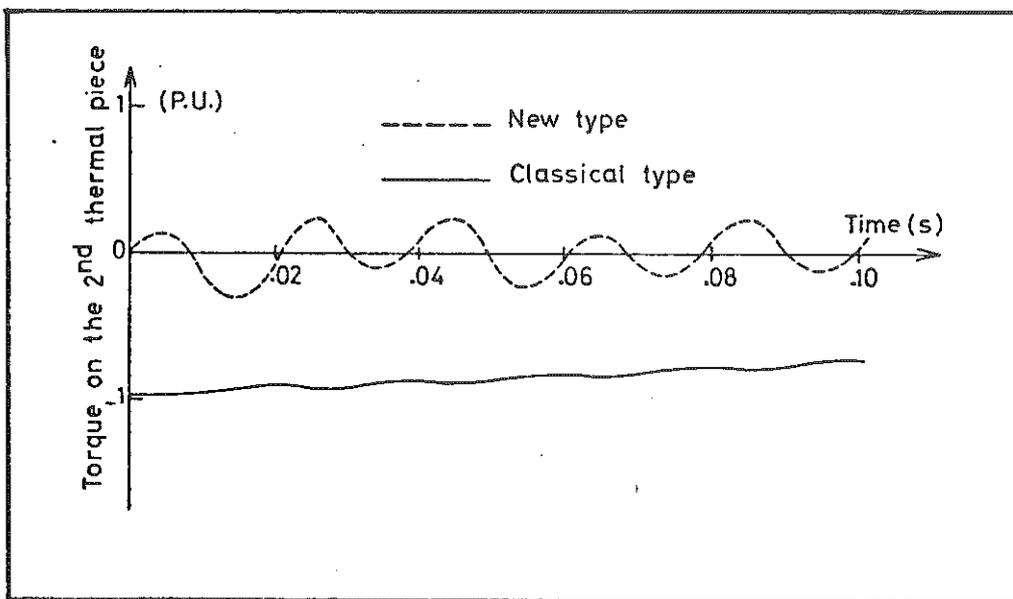


FIGURE 12
Couple de la 2ème pièce thermique

deuxième pièce thermique dépend des couples électromagnétiques sur l'inducteur supraconducteur, des couples sur l'écran radiatif et de la

répartition des moments d'inertie entre ces deux parties de la machine. Comme le couple électromagnétique sur le bobinage inducteur est nul de part le principe de la machine, le couple sur la 2ème pièce thermique sera d'autant plus bas que l'inertie de l'écran raddiatif sera grande. Dans le cas de la nouvelle machine, le couple maximum est fortement réduit. La composante 50 Hz est due à l'action du flux piégé par le stator, et agissant, après écrantage par l'écran électromagnétique chaud, sur l'écran raddiatif. Du fait de la représentation de l'écran chaud par un unique circuit RL, cette composante, telle qu'elle est calculée et représentée sur la figure 12 est en excès d'un facteur deux. La composante basse fréquence (20 Hz) qui est superposée à la composante 50 Hz est due aux oscillations propres du cryostat. Si la valeur de cette fréquence propre était de 50 Hz, il y aurait couplage entre le stator et l'équipage mobile. Celui-ci, oscillant naturellement à 50 Hz, serait excité à la même fréquence, les courants et les couples crêtes deviendraient considérables sur l'écran raddiatif. Nous avons choisi une inertie réduite H_s de l'écran raddiatif égale à 0,06 s de façon à obtenir une fréquence de résonance nettement inférieure à 50 Hz. Cette valeur du moment d'inertie est le triple de celle de l'inducteur de façon à transmettre aussi peu de couple que possible par l'intermédiaire de la pièce thermique 2 (voir figure 13).

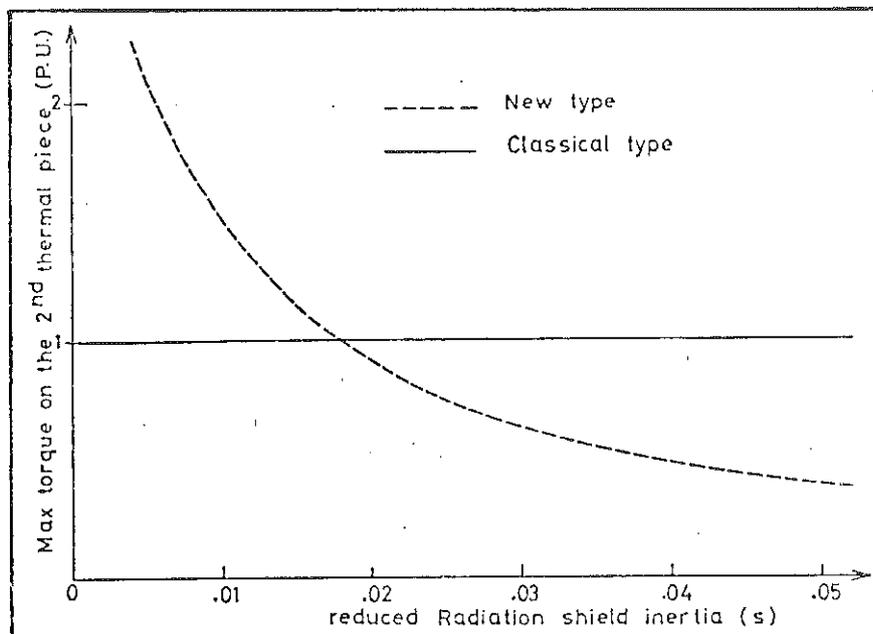


FIGURE 13

III-5 STABILITE DYNAMIQUE, TEMPS CRITIQUE DE DÉFAUT

III-5.1. Présentation du problème.

Le temps critique de défaut donne une bonne idée de la stabilité dynamique d'une machine. C'est le paramètre que nous choisirons pour évaluer et comparer la stabilité dynamique des deux machines. Le problème est de savoir si l'alternateur est capable de recouvrir le synchronisme après un accident momentané sur le réseau de distribution. Un défaut (court-circuit triphasé équilibré par exemple) se produit au début de l'une des deux lignes sur lesquelles l'alternateur débite (voir figure 14). Ce défaut est clarifié au bout d'un certain temps par ouverture des disjoncteurs d'extrémité de la ligne défaillante. Le temps critique de défaut, par définition, est le temps au-delà duquel le groupe perd le synchronisme si le défaut n'a pas été éliminé. Nous nous proposons de calculer ce temps noté T_c dans le cas des deux types de machines.

III-5.2. Calcul du temps critique de défaut.

Le système d'équations décrivant le système est toujours le même. Il est constitué des 7 équations électriques (1), (2), (3), (4), (5), (6) et (7) et de 2 équations mécaniques (15), (16) ou (15)", (16)". Contrairement à l'étude des couples de court-circuit, l'étude de T_c ne permet pas de supposer constante la vitesse de l'arbre menant. En effet, c'est la variation de cette vitesse au-delà d'une certaine limite qui provoque précisément l'instabilité. Le courant inducteur I_f ne peut plus être supposé constant puisque l'étude des oscillations de resynchronisme se poursuit sur plusieurs secondes. Le système d'équations n'est donc plus simplifiable.

La machine est supposée débiter sur un réseau de puissance infini fixant la tension V^∞ au-delà des deux lignes d'impédance X_1 et X_2 . Cette tension, quelque soit la perturbation affectant la génératrice est supposée constante en module et en phase. On suppose le défaut suivant : à $t = 0$ un court-circuit se produit sur la ligne n° 2 alors que la machine débite sa puissance nominale. A $t = T$ les disjoncteurs éliminent la ligne défaillante. On suppose $T \ll$ devant la constante de temps

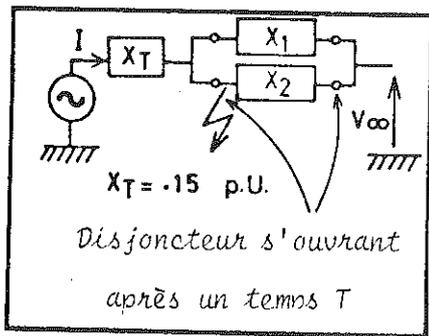


FIGURE 14

Etude de la stabilité dynamique

du régulateur de tension. De ce fait $V_f = \text{cste.}$

La tension \vec{V}_∞ est liée à la tension \vec{V} par une relation faisant intervenir X_e l'impédance extérieure.

$$\text{Si } t < 0 \quad X_e = X_t + \frac{X_1 X_2}{X_1 + X_2}$$

$$\text{Si } 0 \leq t < T \quad X_e = X_t$$

$$\text{Si } T \leq t \quad X_e = X_t + X_1$$

Sur le diagramme de Dehn Heschenburg, l'impédance extérieure apparaît comme une simple augmentation de l'inductance cyclique du stator (voir figure 15). Nous noterons δ_0 l'angle entre \vec{V}_∞ et \vec{E} (et non plus comme précédemment entre \vec{V} et \vec{E}).

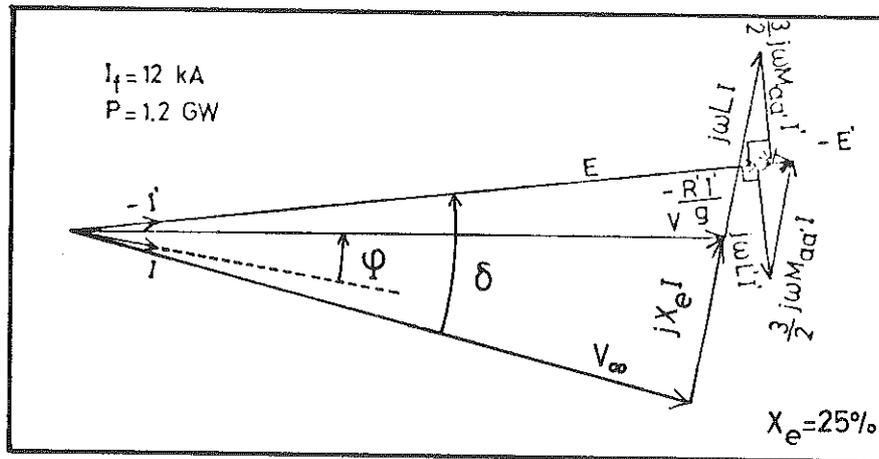


FIGURE 15

Diagramme de fonctionnement sur réseau d'impédance X_e

C'est sur ce diagramme qu'on détermine les valeurs initiales des angles de calage interne, des composantes directes et en quadrature de V_∞ en fonction des valeurs choisies pour les impédances X_1 et X_2 des lignes de transport. L'impédance du transformateur couplant l'alternateur au réseau est de 15 % tandis que celle des deux lignes en parallèle varie de 18 % à 25 % (la notation en % correspond à un pourcentage de la tension nominale

de la machine pour le courant nominal dans l'inductance considéré). En régime permanent, $\delta = \text{cste}$. En transitoire δ varie. A $t = 0$, on fait tendre la valeur moyenne du couple frein vers 0, alors que le couple mécanique de la turbine reste constant (fort temps de fermeture des soupapes d'admission de vapeur, décompression de la vapeur stockée). De ce fait l'arbre menant accélère et l'inducteur tourne un peu plus vite que 3 000 tr/m. L'angle δ augmente donc. Après réenclenchement, si on n'a pas trop tardé ($T < T_c$), on rétablit un fort couple électrique de freinage, δ diminue, puis oscille avant de rejoindre une valeur cste. Si l'on tarde trop ($T > T_c$), l'augmentation de δ est irrattrapable, $\delta \rightarrow \infty$. Calculons $\delta = \delta_0 + \int_0^t (\omega - \omega_{\text{NOM}}) dt$, δ_0 étant l'angle de calage en régime permanent.

Nous allons avoir deux systèmes différents à résoudre suivant que $t < T$ ou $t > T$.

<p><u>En régime permanent</u>, on fait :</p>	$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V} = \vec{V}_\infty \\ L \equiv L + X_t + \frac{X_1 \cdot X_2}{X_1 + X_2} \\ \vec{V} = \vec{0} \end{array} \right.$
<p><u>Si $0 < t < T$</u>, on fait :</p>	$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V} = \vec{0} \\ L \equiv L + \frac{X_t}{X_e} \\ \vec{V} = \vec{V}_\infty \end{array} \right.$
<p><u>Si $T < t$</u>, on fait :</p>	$\left\{ \begin{array}{l} \vec{V} = \vec{V}_\infty \\ L \equiv L + \frac{X_t + X_1}{X_e} \end{array} \right.$

En remplaçant dans (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7), (15) et (16), les flux par leur valeur en fonction des courants et en solvant en $\frac{d\omega}{dt}$ et $\frac{d\omega'}{dt}$ les deux équations de la mécanique, l'on obtient un système différentiel de 9 équations à 9 inconnues : $I_d', I_q', I_d'', I_q'', I_d''', I_q''', I_f, \omega, \omega'$. Les couples Γ_a et $\Gamma_{a'}$ sont obtenus à partir de (11) et (12) en remplaçant les flux par leur valeur en fonction des courants.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_a = 3/2 M_{af} I_f I_q + \frac{9}{4} M_{aa'} (I_d' \cdot I_q - I_q' \cdot I_d) + \frac{9}{4} M_{aa''} (I_d'' \cdot I_q - I_q'' \cdot I_d) \\ \Gamma_{a'} = 3/2 M_{a'f} I_f I_{q'} + \frac{9}{4} M_{aa'} (I_d \cdot I_{q'} - I_{q'} \cdot I_d'') + \frac{9}{4} M_{a''a'} (I_d''' \cdot I_{q'} - I_{q'} \cdot I_d''') \end{array} \right.$$

Compte-tenu de ces notations, Le système différentiel non linéaire du 1er ordre de 9 équations à 9 inconnues, peut s'écrire comme suit (voir page suivante).

Ce système est alors placé sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{dy_1}{dt} = f_1(t, y_1, \dots, y_9) \\ \frac{dy_9}{dt} = f_9(t, y_1, \dots, y_9) \end{cases}$$

de façon à être résolu pas à pas sur un ordinateur digital à l'aide d'un algorithme de Runge Kutta d'ordre 4. Le pas choisi a été de 10^{-3} s.

III-5.3. Résultats des calculs.

Ceux-ci sont résumés sur les figures 16 et 17. Sur la

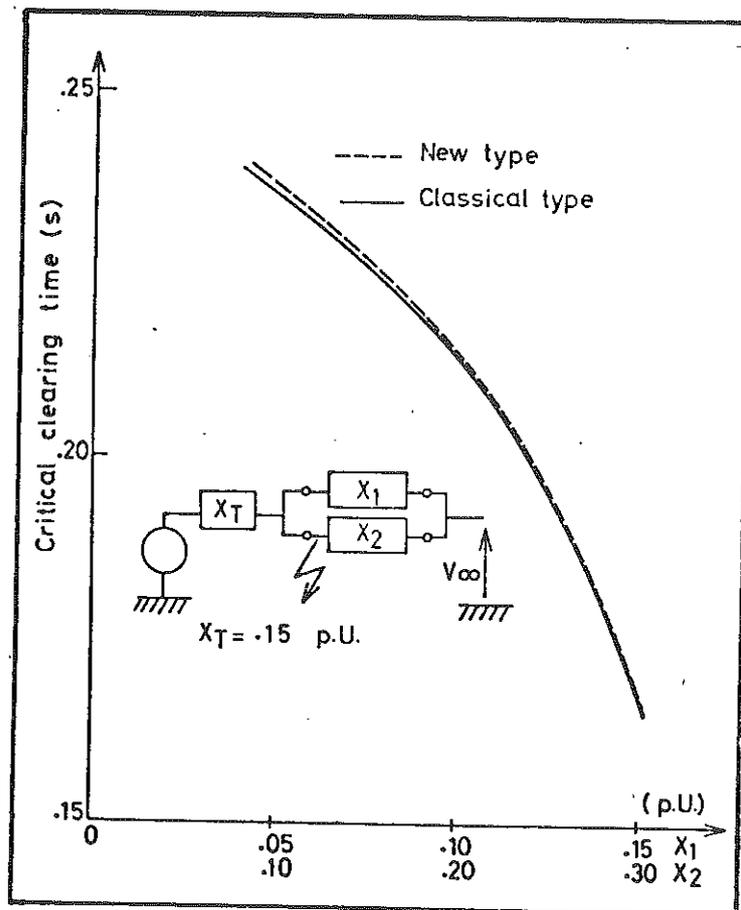


FIGURE 16

$$\left\{ \begin{aligned} V_d &= -\frac{d}{dt} (L + X_e) I_d + \frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_{d''} + M_{af} \cdot I_f - (L I_q + \frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_{q'} + \frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_{q''}) \omega - R_a \cdot I_d \end{aligned} \right.$$

$$V_q = -\frac{d}{dt} (L + X_e) I_q + \frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_{q'} + \frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_{q''} + (L \cdot I_d + \frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_{d''} + M_{af} \cdot I_f) \omega - R_a \cdot I_q$$

$$0 = -\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_d + L' \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{d''} + M_{a'f} \cdot I_f) - (\frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_q + L' \cdot I_{q'} + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{q''}) \omega' - R_{a'} \cdot I_{d'}$$

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &= -\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_q + L' \cdot I_{q'} + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{q''}) + (\frac{3}{2} M_{aa'} \cdot I_d + L' \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{d''} + M_{a'f} \cdot I_f) \omega' - R_{a'} \cdot I_{q'}$$

$$0 = -\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_d + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{d'} + L'' \cdot I_{d''} + M_{a''f} \cdot I_f) - R_{a''} \cdot I_{d''}$$

$$0 = -\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} M_{aa''} \cdot I_q + \frac{3}{2} M_{a'a''} \cdot I_{q'} + L'' \cdot I_{q''}) - R_{a''} \cdot I_{q''}$$

$$V_f = +\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} M_{af} \cdot I_d + L_f \cdot I_f + \frac{3}{2} M_{a'f} \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{a''f} \cdot I_{d''}) + R_f \cdot I_f$$

PENARD

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\Gamma_a + \Gamma_{a'}}{J_f + J_s} \\ \frac{d\omega'}{dt} &= -\frac{\Gamma_a + \Gamma_{a'}}{J_f + J_s} - \frac{\Gamma_{a'} + \Gamma_m}{J_p} + \frac{\Gamma_m}{J_T} \end{aligned} \right.$$

$$\text{et avec } 0 \leq t < T \left\{ \begin{aligned} V_d &= V_q \\ X_e &= X_t \end{aligned} \right.$$

$$T \leq t \left\{ \begin{aligned} V_d &= V_{d^{\infty}} \\ V_q &= V_{q^{\infty}} \\ X_e &= X_t + X_1 \end{aligned} \right.$$

CLASSIQUE

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= \frac{-\Gamma_a + \Gamma_m}{J_f + J_s + J_T + J_p} \\ \frac{d\omega'}{dt} &= 0 \end{aligned} \right.$$

Conditions générales
t > 0

$$\left\{ \begin{aligned} V_d &= V_{d^{\infty}} \\ V_q &= V_{q^{\infty}} \\ X_e &= X_t = \frac{X_1 X_2}{X_1 + X_2} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \Gamma_a &= \frac{3}{2} M_{af} \cdot I_f \cdot I_q + \frac{9}{4} M_{aa'} (I_{d'} \cdot I_q - I_{q'} \cdot I_d) + \frac{9}{4} M_{aa''} (I_{d''} \cdot I_q - I_{q''} \cdot I_d) \\ \Gamma_{a'} &= \frac{3}{2} M_{a'f} \cdot I_f \cdot I_{q'} + \frac{9}{4} M_{aa'} (I_d \cdot I_{q'} - I_{q'} \cdot I_d) + \frac{9}{4} M_{a'a''} (I_{d''} \cdot I_{q'} - I_{q''} \cdot I_{d'}) \end{aligned} \right.$$

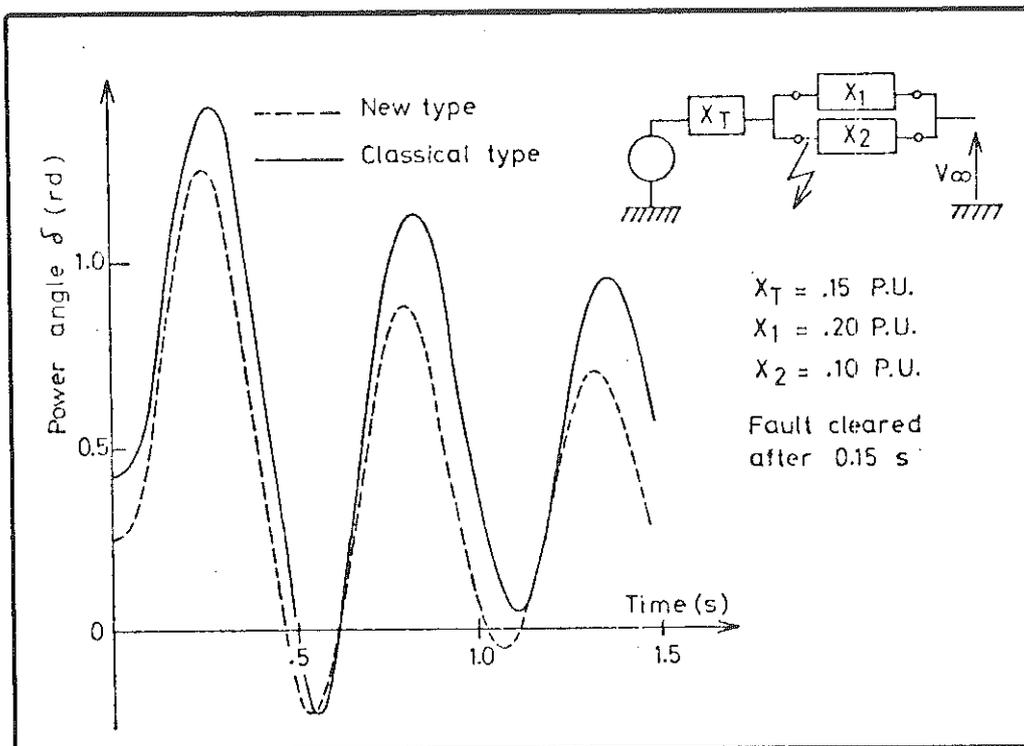


FIGURE 17

figure 16 Les temps critiques de défaut sont portés en fonction des impédances des lignes de transport. Ils sont approximativement les mêmes pour les deux machines et diminuent lorsque l'impédance des lignes augmente, ce qui est normal puisqu'on se trouve alors plus près de la limite de stabilité statique de la machine. Sur la figure 17, nous avons porté les oscillations de l'angle de calage interne δ pour les deux machines dans le cas d'un défaut clarifié près 0,15 s. La fréquence d'oscillation de 2 Hz est la même dans les deux cas, tandis que l'amplitude est plus faible pour la nouvelle machine, l'angle de calage δ de départ étant plus faible.

III-6 STABILITE STATIQUE

Le problème maintenant est de savoir si la machine va garder son synchronisme après une petite variation de la puissance débitée. Le meilleur moyen d'étudier la stabilité de la machine est de linéariser le système différentiel et d'utiliser un critère de Routh Hurwitz. Une manière moins rigoureuse, mais plus simple est d'étudier la variation

de l'angle δ pour une petite variation de la puissance fournie. Nous avons donc étudié la stabilité statique à l'aide du même système différentiel que pour la stabilité dynamique en imposant, à l'instant $t = 0$, une variation de 5 % de l'impédance du circuit de distribution. L'étude de la stabilité statique a été conduite en étudiant les oscillations de l'angle de calage interne δ pour une telle perturbation. Cette étude a été très longue car nous avons fait varier, systématiquement, et séparément, toutes les constantes de temps et tous les moments d'inertie de façon à étudier l'influence de leur valeur sur la stabilité statique. Il en résulte que les deux grandeurs influençant de manière prépondérante la stabilité statique, sont, la constante de temps τ_p de l'écran électromagnétique, et le moment d'inertie $J_f + J_s$ de l'équipage mobile. L'influence de ces grandeurs sur les oscillations de δ se fait ressentir sur deux composantes distinctes de δ : voir les figures 18 et 18 bis relatives à une variation $\frac{\Delta(X_e + L)}{X_e + L}$ de 5 %.

L'influence de τ_p est illustrée sur la figure 18. Nous comparons pour un $J_f + J_s$ constant l'amortissement de la composante à 2 Hz des oscillations de δ . Cette fréquence de 2 Hz correspond à la fréquence propre d'oscillation de la turbine accouplée à l'écran électromagnétique chaud. Celle-ci varie comme $J_T^{-1/2}$. L'augmentation de τ_p conduit à une diminution de l'amortissement de ces oscillations (voir fig. 18). Au-delà d'une certaine valeur non calculée, le système devient franchement instable.

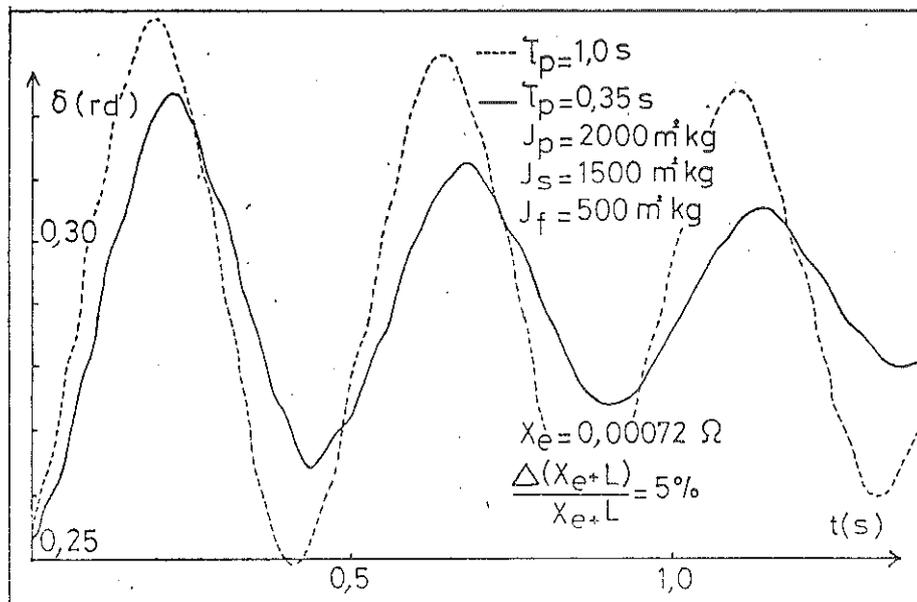


FIGURE 18

L'influence de $J_F + J_S$ est illustrée sur la figure 18 bis. Nous comparons pour un τ_p constant l'amplitude des oscillations haute fréquence de δ . La fréquence de ces oscillations f_{sf} est celle des oscillations propres de l'équipage mobile (inducteur + écran raddiatif). A ce titre elle varie comme $(J_F + J_S)^{-1/2}$. Ainsi pour $J_F + J_S = 400 \text{ m}^2 \text{ kg}$, $f_{sf} \approx 50 \text{ Hz}$ alors que pour $J_F + J_S = 2000 \text{ m}^2 \text{ kg}$, $f_{sf} \approx 20 \text{ Hz}$. Non seulement la fréquence varie, avec $J_F + J_S$ mais l'amplitude aussi. En effet l'amplitude de la composante haute fréquence est très faible tant que $f_{sf} \neq 50 \text{ Hz}$. Par contre, dès qu'elle s'en rapproche il y a couplage entre le stator et l'ensemble inducteur-écran froid. Au voisinage de 50 Hz l'amplitude des oscillations à la fréquence f_{sf} augmente très vite. Si $f_{sf} = 50 \text{ Hz}$ le système est franchement instable (voir figure 18 bis).

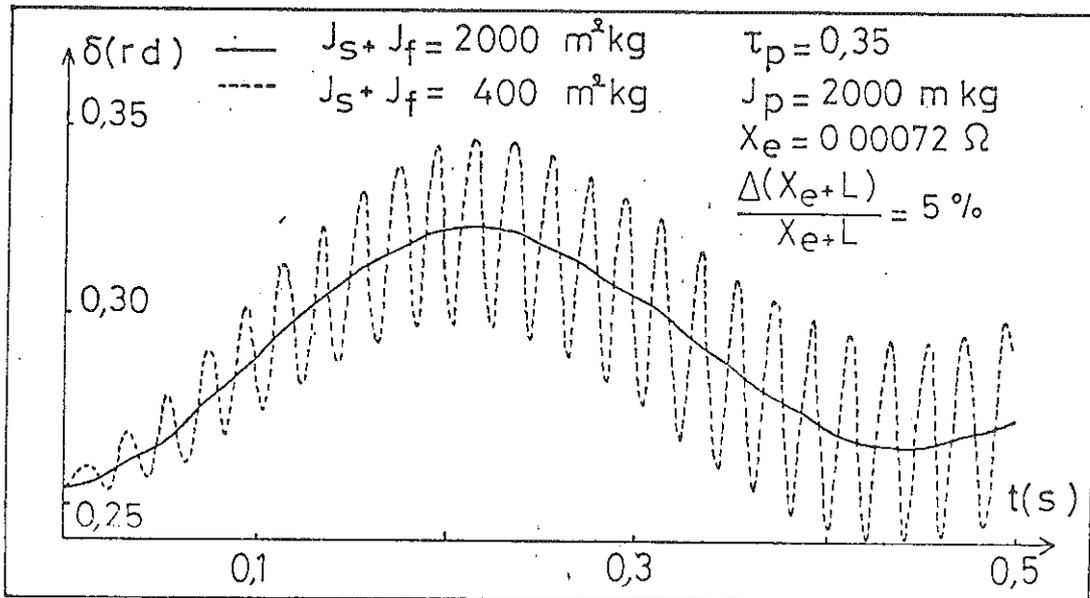


FIGURE 18 bis

Ainsi les deux paramètres principaux qui influent sur la stabilité statique de la machine sont $J_F + J_S$ et τ_p , les autres paramètres intervenant pas ou peu. Ces résultats sont résumés sur la figure 19. Les limitations des domaines correspondent à une atténuation de 25 % après 1 s de l'amplitude des oscillations à 2 Hz et à une amplitude de 5×10^{-2} rd crête à crête des oscillations de fréquence f_{sf} .

A ces limitations théoriques s'ajoutent des limitations techniques. Il est impossible matériellement, de réaliser un cryostat de

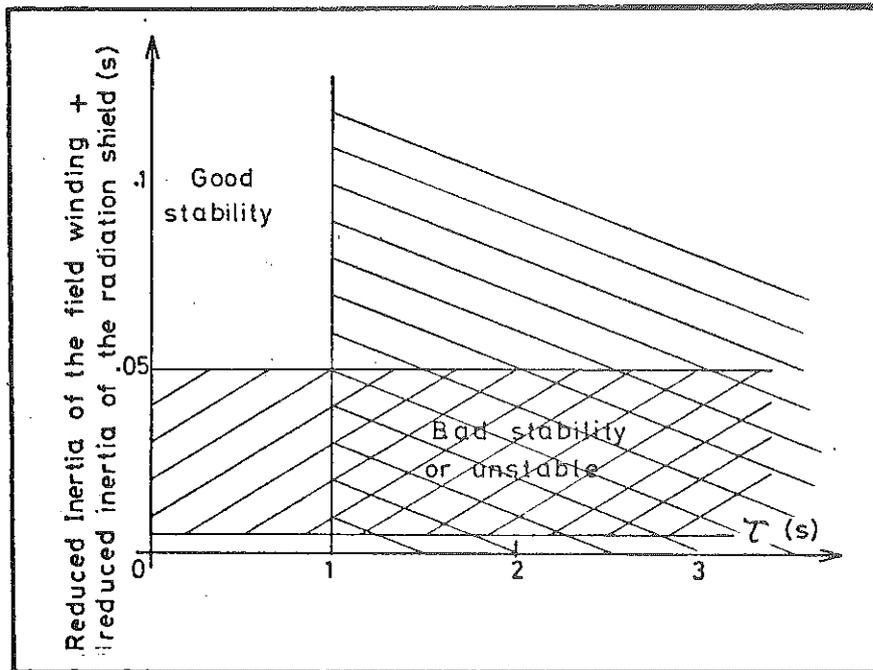


FIGURE 19

cette taille et dont l'inertie réduite soit inférieure à 10^{-2} s. De ce fait (voir figure 19) seul un domaine reste envisageable pour le choix d'un τ_p et d'une $J_F + J_S$ assurant un fonctionnement stable.

III-7 CONSEQUENCES THERMIQUES DES REGIMES TRANSITOIRES ELECTROMAGNETIQUES

III-7.1. Présentation du problème.

Ces conséquences thermiques existent aussi bien dans les machines classiques à inducteur normal que dans les machines à inducteur supraconducteur. Les forts courants qui apparaissent dans les bobinages, où les courants de Foucault dans les pièces métalliques massives, font apparaître pendant les quelques dixièmes de seconde, ou, au maximum quelques secondes du régime transitoire, des quantités de chaleur considérables. Des échauffements aussi rapides sont souvent adiabatiques, la pièce échauffée n'ayant pas le temps d'être refroidie. Ainsi les dégagements de chaleur sont-ils "absorbés" sur la capacité calorifique de la pièce. Dans le cas de pièces métalliques à température ambiante, les échauffements sont relativement faibles dans la mesure où les capacités calorifiques des métaux sont grandes. Par contre, à basse température,

Les capacités calorifiques des métaux diminuent considérablement. Ainsi un acier inoxydable classique comme le 304 L voit son C_p diminuer de $0,4 \text{ J/g/}^\circ\text{K}$ à l'ambiante, à $0,4 \text{ mJ/g/}^\circ\text{K}$ à 4°K (réf. 15). La même quantité de chaleur produit un échauffement de 3 magnitudes supérieur à 4°K . Les conséquences sur les échauffements des dégagements de chaleur par courant de Foucault, se font donc sentir beaucoup plus vite à basse température.

Par ailleurs, dans le cas d'un alternateur, les conséquences de ces échauffements sont très différentes suivant qu'il s'agit d'une machine à inducteur classique ou d'une machine à inducteur supraconducteur. Dans les deux cas, il faut pouvoir assurer la continuité de l'exploitation ainsi que nous l'avons expliqué dans II-2.

Dans le cas de l'inducteur classique, la seule limitation est la destruction des isolations de l'enroulement inducteur ou de l'enroulement amortisseur. C'est dire qu'il faut des échauffements de plusieurs dizaines de degrés pour entraîner l'indisponibilité de l'alternateur et donc de la centrale à la suite d'un défaut.

Dans le cas de l'inducteur supraconducteur la limitation est la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal du métal constituant l'inducteur. Un échauffement de quelques degrés suffit. Ainsi la température critique du niobium titane en champ et courant nuls n'est que de $9,5^\circ\text{K}$ alors que la température de fonctionnement normal varie entre 3°K et 5°K suivant le type de refroidissement choisi.

On comprend donc à la vue de ces quelques valeurs, l'importance primordiale que prend la connaissance des dégagements de chaleur dans les parties froides pendant les régimes transitoires.

L'échauffement du supraconducteur peut avoir deux origines principales :

- La première est naturellement le dégagement de chaleur en son sein,
- La deuxième est l'échauffement des parties métalliques massives qui sont directement en contact. La frette interne du dipole représente, à ce titre, la plus importante de ces pièces. La chaleur se propage par conduction de la frette vers le supraconducteur. La propagation est même rapide compte-tenu des faibles valeurs des constantes de temps de diffusivité dans les métaux à basse température.

Le calcul des dégagements de chaleur dans la frette interne est relativement aisé du fait de la symétrie et de la simplicité de la pièce. Par contre le calcul des dégagements de chaleur dans les fils supraconducteurs est extrêmement complexe, du fait de la structure compliquée

de ces fils, comprenant souvent trois matériaux différents (Cu, Cu Ni, Nb-Ti). De nombreux calculs et de nombreuses expériences sont décrits dans la littérature. Il y a autant de calculs différents que de structures des brins et souvent des écarts dépassant le facteur 2 entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées (réf. 16).

De ce fait, nous nous sommes contentés, pour ce qui est de l'inducteur proprement dit, de comparer les variations du courant inducteur en fonction du temps, sans calculer les dégagements de chaleur aux échauffements correspondants. Par contre, dans le cas de la frette interne, nous avons calculé les courants, puis les dégagements de chaleur et échauffements. Parmi les régimes les plus critiques, nous avons étudié le court-circuit triphasé, clarifié, et suivi d'oscillations de resynchronisme, et le délestage rapide. Nous allons dans les pages qui suivent comparer les conséquences de ces deux régimes sur le fonctionnement de la machine supraconductrice classique et sur celui de la nouvelle machine.

III-7.2. Court-circuit et oscillations de resynchronisme.

La connaissance des variations du courant inducteur pendant un court-circuit et dans les secondes de la resynchronisation est un des éléments importants qui conditionnent le choix du brin utilisé : pour éviter la transition de l'inducteur, il faut, qu'à tout instant, la densité de courant soit inférieure à la densité de courant critique, à la température que le Nb Ti a atteint à cet instant, et pour l'induction dans laquelle il baigne. Plus les variations du courant sont faibles, plus la structure du fil est simple. Nous avons donc comparé les variations de I_f pour les deux machines. Le calcul de I_f a été obtenu à partir du programme de calcul permettant le calcul des temps critiques de défaut. Le défaut étudié est effectivement le même et est expliqué sur la figure 14. Le pas de calcul est toujours de 1 ms.

Le calcul des échauffements de la frette interne demande quelques explications supplémentaires. La frette elle-même est décrite dans l'annexe II. Sa fonction est différente suivant qu'il s'agit de la machine classique ou de la nouvelle machine : dans la nouvelle machine, elle supporte la pression magnétique anisotrope que l'inducteur exerce sur elle. Dans la machine classique, elle accomplit cette même fonction,

mais, de plus, elle assure la transmission mécanique du couple de la turbine, vers le bobinage supraconducteur. Dans les deux cas, elle est réalisée en acier inoxydable à bas taux de carbone de façon à éviter au maximum la fragilisation par précipitation des carbones au niveau des soudures. La fibre de verre imprégnée qui serait la solution d'avenir, a été éliminée du fait des grandes difficultés technologiques que sa mise en oeuvre implique. De plus, les fortes contraintes alternées, créent, dans ces matériaux, des dégagements de chaleur dont les valeurs sont mal connues mais qui, dans certains cas, vont jusqu'à produire la caléfaction de l'hélium liquide sur l'échantillon sous contrainte (conversation privée avec M. MALDY, Centre de Recherche, C.G.E. de Marcousis). Ces résultats, qui ne sont pas encore publiés, et ces difficultés technologiques font que les composites ont été éliminés. La frette se présente alors comme un tube d'INOX 304 L, de résistivité supposée constante autour de 4°K, et notée $\rho_g = 50 \mu\Omega\text{cm}$. Cette frette est représentée sur la figure 20. Electriquement, elle est représentée comme

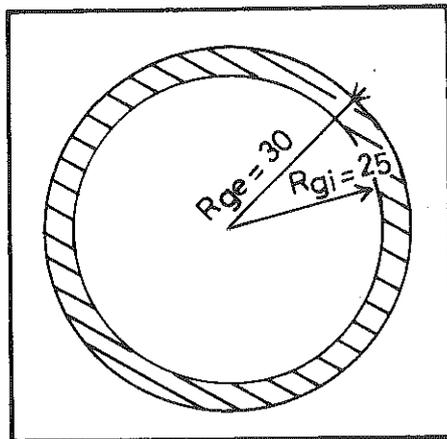


FIGURE 20
Section de la frette interne

un bobinage triphasé placé en court-circuit ainsi que les annexes I et II le justifient. La constante de temps associée $\tau_g = 10^{-2}$ s correspond à une fréquence de coupure de l'ordre de 20 Hz. La loi de Lenz gouverne la variation des courants directs et en quadrature dans la frette soit :

$$\begin{cases} 0 = p \varnothing_{dg} + R_g \cdot I_{dg} \\ 0 = p \varnothing_{qg} + R_g \cdot I_{qg} \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} \varnothing_{dg} = L_g \cdot I_{dq} + M_{gf} \cdot I_f + \frac{3}{2} M_{aq} \cdot I_d + \frac{3}{2} M_{a'q} \cdot I_{d'} + \frac{3}{2} M_{a''g} \cdot I_{d''} \\ \varnothing_{qg} = L_g \cdot I_{qg} + \frac{3}{2} M_{ag} \cdot I_q + \frac{3}{2} M_{a'g} \cdot I_{q'} + \frac{3}{2} M_{a''g} \cdot I_{q''} \end{cases}$$

Dans la mesure où la fréquence de coupure de la frette est élevée il est possible de simplifier le calcul. En effet, les dissipations dans la frette sont liées à des oscillations mécaniques, oscillations à 2 Hz pour la machine classique et 20 Hz pour la nouvelle machine (voir stabilité dynamique et statique). De ce fait, on peut négliger le champ propre de la frette vis-à-vis des variations des autres champs. On peut encore l'exprimer d'une autre manière en disant que l'on suppose une pénétration totale des flux dans la frette interne. Négligeons donc les variations des termes $L_g \cdot I_{dg}$ et $L_g \cdot I_{qg}$ vis-à-vis de la variation de la somme des autres termes :

$$\begin{cases} I_{dg} = -\frac{P}{R_g} [M_{gf} \cdot I_f + \frac{\sqrt{3}}{2} M_{ag} \cdot I_d + \frac{\sqrt{3}}{2} M_{a'g} \cdot I_{d'} + \frac{\sqrt{3}}{2} M_{a''g} \cdot I_{d''}] \\ I_{qg} = -\frac{P}{R_g} [\frac{\sqrt{3}}{2} M_{ag} \cdot I_q + \frac{\sqrt{3}}{2} M_{a'g} \cdot I_{q'} + \frac{\sqrt{3}}{2} M_{a''g} \cdot I_{q''}] \end{cases}$$

Du même coup, nous avons supprimé les deux équations différentielles supplémentaires que l'introduction de ce nouveau bobinage aurait dû entraîner. Nous avons donc, là aussi, utilisé le même programme de calcul que pour l'étude de la stabilité dynamique, calculant les variations des courants avec un pas de 1 ms, en déduisant I_{dg} , I_{qg} , puis les pertes P_g dans la frette, avec un pas de 20 ms.

$$P_g = \frac{3}{2} R_g [I_{dg}^2 + I_{qg}^2]$$

Les calculs ont été effectués dans le cas du défaut représenté sur la figure 14, c'est-à-dire celui permettant le calcul de T_c .

R E S U L T A T S

Les variations du courant inducteur I_f sont représentées sur la figure 21 pour un court-circuit triphasé durant 0,15 s.

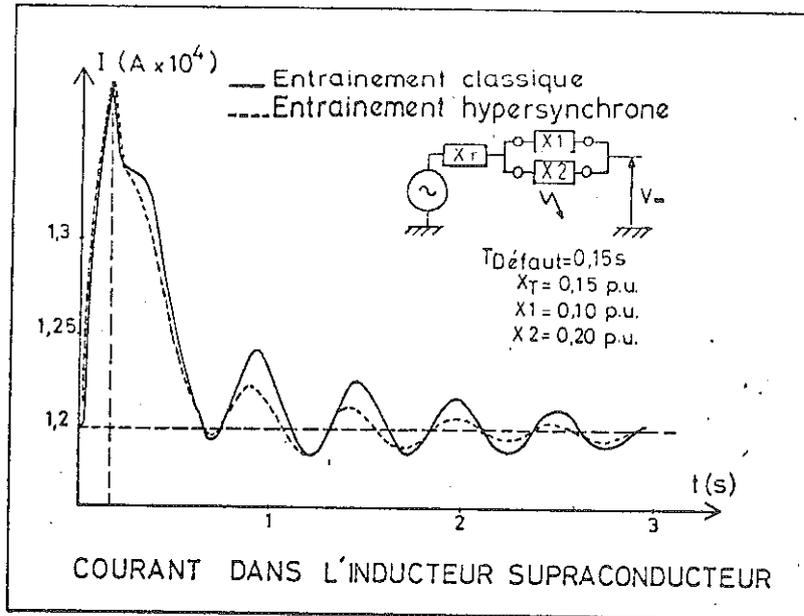


FIGURE 21

Le courant inducteur augmente brutalement pendant la durée du court-circuit. En effet l'inducteur supra-conducteur tend à piéger un flux constant et son courant augmente de façon à compenser la diminution du flux statorique. Après déclenchement des disjoncteurs de la ligne défail-lante, I_f revient à sa valeur initiale en oscillant à la fréquence d'oscillation de la ligne d'arbre, soit approximativement 2 Hz. Ces oscillations de I_f correspondent au piégeage d'un flux constant suivant l'axe direct de l'inducteur. Dans la phase de court-circuit, le courant augmente de 15 % de sa valeur nominale en 0,15 s. L'induction au niveau du fil supraconducteur augmente de façon très différente suivant la position du fil dans la bobine. Sur les couches internes à la bobine le flux piégé est constant, c'est-à-dire que la variation de champ due à l'augmentation de I_f compense la diminution du champ statorique. Au contraire sur la face

externe de la bobine, au niveau équatorial, la variation du champ inducteur s'ajoute à celle du champ statorique, d'où un doublement des variations de l'induction par rapport aux variations du courant I_f . En définitive, le fil supraconducteur doit supporter au minimum pendant 0,15 s des variations de 100 %/s du courant et 200 %/s de l'induction soit du 12 T/s pendant 0,15 s. Ces spécifications sont naturellement extrêmement sévères. Elles représentent des conditions nécessaires et non suffisantes. En effet, passées les 0,15 s, les $\frac{dB}{dt}$ et $\frac{dI_f}{dt}$ sont plus faibles, mais la température du fil est plus élevée. De toute manière, on constate que la variation de I_f est très comparable pour les deux machines. La montée du courant est identique pendant la phase de court-circuit tandis que les oscillations de I_f dues à la reprise de synchronisme sont moins amples dans le cas de la nouvelle machine. Les dégagements de chaleur dans le supraconducteur sont conséquemment plus faibles. Ce phénomène est dû au fait que l'angle de calage interne de la nouvelle machine est plus faible du fait de la compensation de couple.

Il en va tout différemment pour les échauffements de la frette interne où les résultats obtenus sont totalement différents suivant qu'il s'agit de la machine classique ou de la nouvelle machine. Pourtant dans les deux cas, suivant l'axe direct, la variation de flux est nulle du fait de la présence suivant cet axe de l'inducteur qui fait office d'écran et piège un flux constant. C'est suivant l'axe transverse que les pertes apparaissent et qu'il faut distinguer les deux cas.

Dans le cas de la machine classique, la frette interne subit directement les variations du champ transverse. Ces variations sont dues à la décroissance du champ statorique pendant le court-circuit, à sa croissance en valeur moyenne après clarification du défaut, mais surtout aux oscillations à 2 Hz de l'inducteur par rapport à ce champ pendant la phase de resynchronisme. Les pertes sont ainsi de 16 kJ après 3 s (voir figure 22).

Dans le cas de la nouvelle machine l'inducteur est toujours parallèle au champ de réaction d'induit, tant que les oscillations de celui-ci se font à une fréquence inférieure à la fréquence propre des oscillations de l'ensemble froid. Nous avons vu que cette fréquence est de 20 Hz, donc largement inférieure au 2 Hz d'oscillation de la ligne d'arbre et donc du champ de réaction d'induit. De ce fait le flux transverse est constamment nul, ainsi que les pertes correspondantes (voir figure 22).

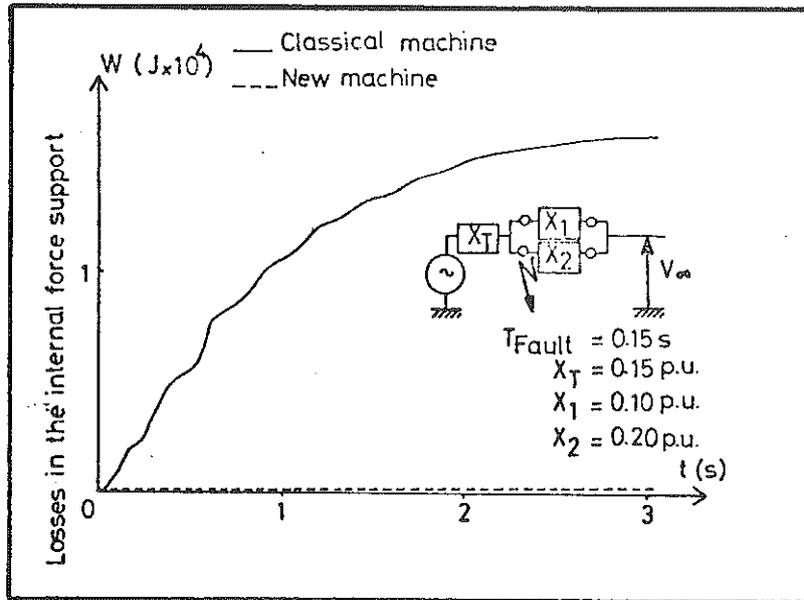


FIGURE 22

Pertes joules dans le cryostat

Les élévations de température correspondantes sont reportées sur la figure 23. Elles sont calculées dans l'hypothèse adiabatique. Les seuls cas de refroidissement où cette hypothèse pourrait raisonnablement ne pas être envisagée serait celui d'un refroidissement par hélium superfluide ou par hélium hypercritique. En effet, les autres modes de refroidissement se heurtent aux phénomènes de chasse du liquide par le gaz dans les canaux de refroidissement. La figure 23 illustre l'élévation de température de la frette interne dans le cas de la machine classique. La température finale est de 11 K alors que la température de transition du Nb Ti en courant et champ nuls est de 9,5 K. L'élévation de température est quasiment nulle dans le cas de la nouvelle machine.

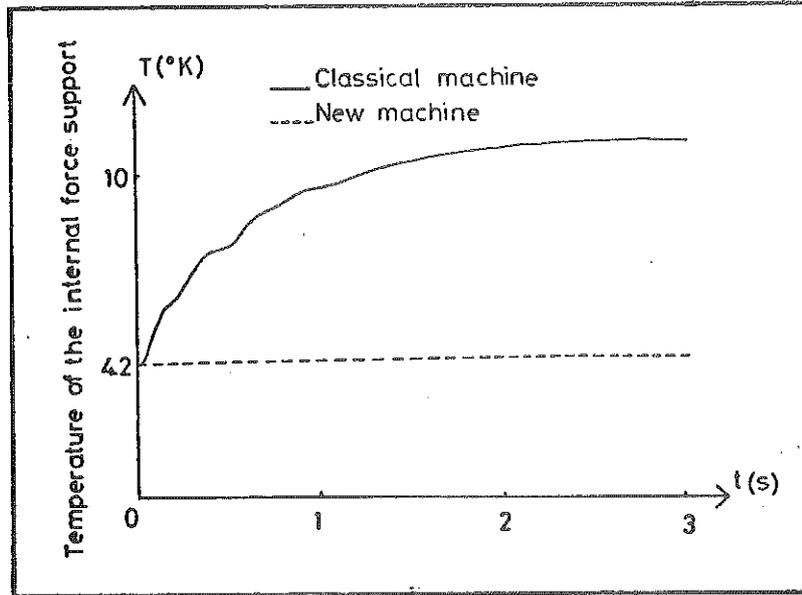


FIGURE 23

Température de la frette interne

III-7.3. Désexcitation rapide.

Lorsqu'une centrale est brutalement déconnectée du réseau sur lequel elle débite une certaine puissance, et que cette déconnection dure plusieurs secondes, tous les auxiliaires de la centrale continuent de fonctionner sur le courant produit par l'alternateur. La puissance alors consommée est beaucoup plus faible et l'alternateur, se trouvant surexcité, produit une tension supérieure à la tension de fonctionnement normale des auxiliaires. Il faut donc désexciter rapidement la machine de façon à recouvrer cette tension nominale, avant d'avoir endommagé les auxiliaires. Dans le cas des deux machines étudiées, si la réaction d'induit était de 50 %, une désexcitation à 5 % par seconde pendant 2,5 s suffirait à protéger les auxiliaires. Les pertes relatives à cette désexcitation apparaissent dans le supraconducteur et dans la frette interne suivant l'axe direct. Pour les mêmes raisons que précédemment, nous ne calculerons pas les pertes au niveau du supraconducteur mais au niveau de la frette interne. Ces pertes seront les mêmes pour les deux machines. Elles se calculent par les mêmes équations que les pertes par oscillation de resynchronisme, en faisant les mêmes hypothèses relativement à la pénétration des flux mais, en les simplifiant, compte-tenu de la linéarité de la décroissance des flux.

$$W_{\text{dés.g}} = \frac{3}{2R_g} \left(\frac{d\emptyset}{dt} \right)^2$$

\emptyset désignant le flux total envoyé par l'inducteur au travers d'une phase ayant même axe. Soit en remplaçant \emptyset et R_g par leurs valeurs et en notant B_0 l'induction centrale nominale du dipole.

$$W_{\text{desg}} = \frac{\pi(R_{ai} + R_{ge})^3 (R_{ge} - R_{gi})L}{80} \cdot \left(\frac{dB_0}{dt} \right)^2$$

Pour une désexcitation de 5 % par seconde pendant 2,5 s, les pertes pour les deux machines s'élèveraient à 5 kJ, qu'il faut comparer aux 16 kJ dus aux oscillations de resynchronisme après court-circuit.

En conclusion, le régime transitoire le plus dissipatif reste le court-circuit triphasé suivi d'oscillations de resynchronisme pour la machine classique, tandis que le plus sévère, pour la nouvelle machine, est la désexcitation rapide. Il faut noter cependant que la dissipation la plus grande d'énergie reste trois fois plus faible dans la nouvelle machine, que dans la machine classique.

III-8 CONCLUSION - INTERET DE LA MACHINE HYPERSYNCHRONE

Comme dans la plupart des domaines techniques largement étudiés, toute amélioration de performances dans une certaine direction est plus ou moins compensée par une détérioration d'autres performances. Il en est ainsi pour ces deux machines. L'amélioration des performances en régime transitoire se paye d'une complexité accrue et d'un rendement plus faible.

Sur le plan électromagnétique, le dimensionnement des deux machines est très semblable ; la présence de l'arbre d'entraînement hypersynchrone de la nouvelle machine ne se traduit pas par une augmentation de volume ou une diminution de couplage puisqu'un écran électromagnétique épais est de toute façon nécessaire à la machine classique. La coïncidence entre le dimensionnement électrique de l'un et électrothermique de l'autre est un fait essentiel. Il n'en résulte donc pas une perte de puissance volumique mais une complexité accrue puisqu'il faut refroidir l'écran chaud et ajouter deux paliers lisses supplémentaires pour assurer la rotation différentielle entre l'écran chaud et le cryostat. Il en

résulte également un rendement plus faible mais encore largement compatible avec ceux des machines à inducteur classique. Il faut noter cependant que les pertes dans la liaison hypersynchrone augmenteraient considérablement, si l'induction interne au dipole passait de 6 T à 3 T. Le dimensionnement de la machine hypersynchrone conduirait alors à des rendements et à des puissances volumiques plus faibles que celles de sa concurrente cryogénique classique.

Les performances transitoires sont par contre largement améliorées. Les couples de court-circuit plus faibles sur les parties froides simplifient la construction du cryostat. La stabilité statique et dynamique sont équivalentes pour un choix judicieux des constantes de temps des écrans et des moments d'inertie. Pour un même défaut, les oscillations du courant inducteur et de l'angle de calage interne sont plus faibles dans la nouvelle machine, diminuant d'autant les pertes dans le supraconducteur. Mais surtout les pertes par courant de Foucault dans les pièces métalliques massives à 4 K sont beaucoup plus faibles, simplifiant d'autant le système de refroidissement et diminuant d'autant le risque de transition de l'inducteur.

On voit que l'on touche ici le domaine de la fiabilité de la machine, domaine tellement complexe et tellement primordial qu'il ressort de l'essai sur maquette et non plus du calcul. Ceci sonne le glas de notre comparaison et donne la juste mesure des arguments avancés en faveur ou en défaveur de telle ou telle machine. Deux ou trois jours d'indisponibilité en plus ou en moins par an font basculer l'avantage d'un côté ou de l'autre, du fait de l'énormité des coûts d'immobilisations des grosses centrales. Aucun technicien ne peut à l'heure actuelle garantir la fiabilité à deux jours près par an. Les considérations économiques prennent donc très vite le pas sur les considérations techniques. Enfin, et pour donner la juste mesure des spéculations précédentes, il faut noter que les considérations politiques, sont encore plus importantes que les considérations économiques. Les solutions cryogéniques dans leur ensemble n'ont d'intérêt que pour des machines de forte puissance unitaire. Si, pour des raisons écologiques, ou stratégiques, l'on choisissait une conception décentralisée de la production d'énergie, l'intérêt des solutions cryogéniques serait nul. C'est donc avec un certain recul, un certain détachement qu'il faut mesurer la vanité d'une comparaison à 2 millièmes près des rendements, alors même que les choix cryogéniques dépendent d'options bien plus importantes.

IV - CONSTRUCTION D'UN PROTOTYPE HYPERSYNCHRONE DE 500 KW

IV-1 INTRODUCTION

La construction d'un prototype d'alternateur à inducteur supraconducteur à transmission hypersynchrone du couple a été entreprise de façon à vérifier la théorie relative à son fonctionnement en régime permanent et en régime faiblement transitoire (stabilité statique). Moyennant quelques modifications il permet l'étude des régimes fortement transitoires (stabilité dynamique). La puissance de 500 KW a été fixée en tenant compte des possibilités maximales du laboratoire (moyens d'entraînement). Dans sa structure générale le prototype est donc conforme à ce que serait une machine de grande puissance. Cette structure a déjà été décrite dans le paragraphe III-1 et est conforme à la figure 2. Dans les paragraphes qui vont suivre nous allons nous attacher à décrire l'étude, la réalisation et les essais partiels des différentes parties principales de la machine. Ainsi nous nous pencherons successivement sur l'inducteur sur le cryostat et son joint tournant, pour terminer sur l'arbre hypersynchrone et sur le stator.

IV-2 ETUDE, REALISATION ET ESSAIS STATIQUES DE L'INDUCTEUR SUPRACONDUCTEUR

IV-2.1. Spécifications propres aux inducteurs d'alternateur à compensation de couple.

Ces spécifications sont de deux ordres : magnétiques et mécaniques.

Sur le plan magnétique, les spécifications sont relatives au niveau d'induction souhaitable, à l'importance des harmoniques, et au fonctionnement en champ magnétique variable.

Sur le plan mécanique, les spécifications sont relatives à la masse de la bobine, et au niveau de contrainte maximale dû à la pression magnétique et à la force centrifuge.

Spécifications magnétiques :

La première des spécifications est que la machine à compensation de couple soit rentable, c'est-à-dire que les pertes dans l'écran hypersynchrone soient suffisamment faibles. Ces pertes varient comme $1/B^2$, si B est l'induction au niveau de l'écran chaud hypersynchrone. Pour augmenter le rendement de la liaison on a donc intérêt à augmenter au maximum le niveau d'induction auquel le dipole travaille. On est cependant limité par les propriétés du matériau supraconducteur utilisé, et surtout, par la difficulté de supporter les efforts considérables dûs à la pression magnétique. Dans l'état actuel de l'art, les dipôles les plus performants plafonnent en continu vers 5 T d'induction interne. Etant donné les problèmes supplémentaires de l'alternateur, nous avons choisi une induction interne de 3,2 T sans couronne magnétique, menant à une induction de 1,2 T au niveau de l'arbre hypersynchrone et à 1,3 % de pertes.

La deuxième spécification est de produire une induction convenable en quantité et en qualité au niveau du stator. Dans le cas du prototype de 500 KW, l'induction au niveau du stator est de 0,8 T sans couronne magnétique pour une induction interne de 3,2 T. Il est souhaitable que l'induction soit aussi sinusoïdale que possible au niveau des barres statoriques. En fait le lissage des harmoniques avec la distance est très rapide. Ce lissage est explicité sur les figures 24 et 25 où nous avons volontairement choisi une distribution de courant très éloignée de la distribution sinusoïdale produisant le champ dipolaire parfait. L'harmonique de rang n décroît comme

$$\frac{R_{fi} + R_{fe}}{2r} n+1$$

si R_{fi} et R_{fe} sont les rayons internes et externes du dipole. Au niveau du stator l'induction est sinusoïdale à mieux que 5 %. On note que pour $R = 14$ cm, soit au niveau du stator, le niveau d'harmonique de forme est très faible. De plus une réduction judicieuse du pas polaire permet d'éliminer l'influence de ce qui reste d'harmonique de champ, au niveau de la tension aux bornes de la machine.

La troisième spécification est que le dipole puisse fonctionner en champ magnétique variable. Les champs variables, pour une machine conçue pour les régimes quasistationnaires, sont dus occasionnellement au réglage du courant d'excitation et en permanence aux harmoniques

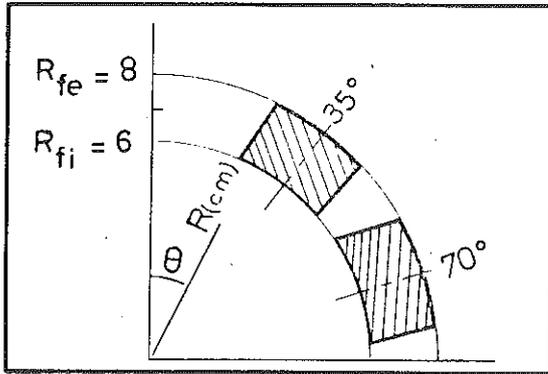


FIGURE 24

Section de la bobine dont le champ B_r en fonction de θ pour différents r est donné en figure 25

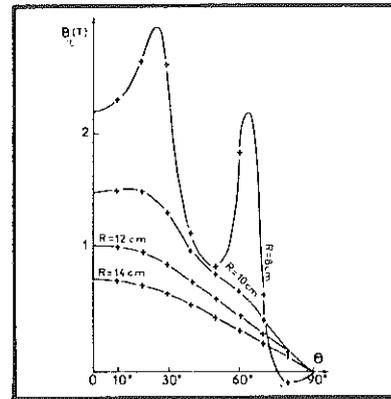


FIGURE 25

statoriques. En effet, quand le stator débite du courant il ne créé un champ purement dipolaire que suivant l'axe de la machine. Partout ailleurs et en particulier au niveau du supraconducteur il créé des champs multipolaires variables dans le temps et dans l'espace. La pulsation et l'amplitude de ces champs sont calculées dans l'Annexe III et dans les paragraphes relatifs au stator et à l'écran chaud hypersynchrone. Il résulte, du fait du très bon écrantage réalisé par l'écran électromagnétique à température ambiante, que les champs variables même en régime déséquilibré du stator, sont très faibles au niveau de l'inducteur. Un déséquilibre de 5 % en module du courant dans une phase entraînerait des pertes de l'ordre de 50 mW/m^3 au niveau des pièces en dural constituant l'inducteur. De ce fait, pour une machine où les réglages de l'induction sont rares, il est possible d'avoir recours à un refroidissement sommaire de l'inducteur. Cela rend possible l'utilisation de techniques d'imprégnation, le dipole n'étant en contact avec l'hélium liquide que suivant ses faces internes et externes.

Spécifications mécaniques :

La première des spécifications mécaniques que nous nous sommes fixées est de réaliser une machine tournant en dessous de sa première vitesse critique de flexion. En effet, l'inducteur dipolaire,

soutenu par les deux pièces thermiques d'extrémité, constitue un système vibrant présentant des fréquences propres de vibration. Dans le cas d'un prototype, de façon à simplifier la montée en vitesse, il est souhaitable de travailler en-deçà de la première fréquence critique. Celle-ci varie comme $M^{-1/2}$, M désignant la masse de l'inducteur. Plus la bobine est lourde, plus les bouts d'arbre qui la soutiennent doivent être épais pour conserver la même fréquence critique, d'où des pertes accrues, dues à la conduction entre 300 K et 4 K des bouts d'arbre. Il est donc souhaitable d'alléger au maximum la bobine. Nous avons eu recours, de ce fait aux alliages d'aluminium. Précisons que ce recours n'était possible que dans le cas d'un prototype de petite puissance. En effet la faible valeur des résistivités n'aurait pas permis son usage dans une machine devant supporter de fortes variations de champ magnétique pendant les régimes transitoires. De plus, les alliages d'aluminium vieillissent mal, ce qui est dommageable pour une machine fonctionnant en permanence.

La deuxième spécification mécanique est de pouvoir supporter, sans déplacement de spires, les pressions magnétiques et centrifuges. Si la pression centrifuge devient rapidement la plus importante en intensité elle n'en demeure pas moins la plus facile à supporter du fait de son uniformité. La pression magnétique est anisotrope, et donc, créatrice de moments de flexion considérables. Dans le cas des dipôles utilisés pour la déviation des faisceaux de particule, on dispose de tout le domaine extérieur au dipôle pour placer des supports mécaniques importants, seul le domaine interne étant utilisé. Dans le cas d'un dipôle inducteur de machine tournante, c'est le domaine extérieur qui est utilisé électromagnétiquement, alors que le domaine interne est utilisé pour laisser passer des tuyauteries diverses. Il faut donc concevoir un dispositif compact de support des divers efforts et principalement des efforts électromagnétiques. Evaluons donc ceux-ci dans le cas de l'inducteur 3,2 T du prototype de 500 KW. Utilisons les mêmes notations que dans l'Annexe II pour la dénomination des différents rayons. Les indices g , f , h sont relatifs à la frette interne, à l'inducteur et à la frette externe, tandis que les indices i et e sont relatifs aux rayons intérieurs et extérieurs (voir figures 27 et 28). L'indice b est relatif à la couronne magnétique.

Les expressions des inductions radiales et tangentielles

B_r et B_T au sein d'un bobinage dipolaire d'épaisseur uniforme et dont la densité de courant varie sinusoidalement avec l'angle sont bien connues (réf. 17), j_{f_0} désignant la densité de courant au niveau de l'équateur.

$$\begin{cases} B_r = \frac{\mu_0 j_{f_0}}{2} \left\{ R_{fe} + \frac{1}{3 R_b^2} (R_{fe}^3 - R_{fi}^3) - \frac{R_{fi}^3}{3r^2} - \frac{2}{3} r \right\} \cos \theta \\ B_T = -\frac{\mu_0 j_{f_0}}{2} \left\{ R_{fe} + \frac{1}{3 R_b^2} (R_{fe}^3 - R_{fi}^3) + \frac{R_{fi}^3}{3r^2} - \frac{4}{3} r \right\} \sin \theta \end{cases}$$

Le calcul des densités de forces radiales et tangentielles $\frac{dF_r}{d\theta}$ et $\frac{dF_T}{d\theta}$ se fait par intégration des produits champs courants. On obtient, après calcul, des expressions de la forme :

$$\begin{cases} \frac{dF_T}{d\theta} = A \sin 2\theta \\ \frac{dF_r}{d\theta} = \frac{B(1 - \cos 2\theta)}{2} \end{cases}$$

Avec

$$A = \frac{\mu_0 j_{f_0}^2 R_{fi}^3}{4} \left\{ \frac{k}{2} (k^2 - 1) + (k^3 - 1) \left[\frac{R_{fi}^2}{6R_b^2} (k^2 - 1) - \frac{2}{9} \right] - \frac{\text{Log } k}{3} \right\}$$

$$B = \frac{\mu_0 j_{f_0}^2 R_{fi}^3}{2} \left\{ \frac{k}{2} (k^2 - 1) + (k^3 - 1) \left[\frac{R_{fi}^2}{6R_b^2} (k^2 - 1) - \frac{4}{9} \right] + \frac{\text{Log } k}{3} \right\}$$

k désignant le rapport $\frac{R_{fe}}{R_{fi}}$.

$$\left. \begin{aligned} \text{Pour } j_{f_0} &= 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2 \\ R_{fi} &= 6 \text{ cm} \\ R_{fe} &= 8,4 \text{ cm} \\ R_b &= 20 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} A &\approx 6 \times 10^5 \text{ N/m} \\ B &\approx 3 \times 10^5 \text{ N/m} \end{aligned}$$

Les densités des forces sont donc considérables. Ces forces anisotropiques, tendent à provoquer l'explosion de la bobine et à ramener le supraconducteur vers l'équateur du dipôle. De façon à réduire au minimum le couplage rotor stator nous avons choisi d'utiliser un double système de frettage (voir fig. 27). La frette externe est constituée de fil bobiné sous tension mécanique de façon à ce que la pression P_1 qu'il exerce sur

Le supraconducteur soit égale au maximum de la pression magnétique. La différence entre ces deux pressions est une pression anisotrope supportée par la frette interne qui est la seule à supporter des moments de flexion. Cette frette interne peut être relativement épaisse, puisque l'espace interne au dipole ne sert qu'à laisser passer des tuyauteries. Elle exerce sur le bobinage supraconducteur une pression variable $P_2(\theta)$ (voir figure 27), tandis que la frette externe agit avec une pression uniforme P_1 . Les forces électromagnétiques créent une pression interne $f(\theta)$ de type hydraulique, si l'on considère que le bobinage est incompressible et facilement déformable. Cette approximation, très grossière, revient à dire que le bobinage, considéré comme une coque mince, n'a aucune rigidité en flexion et en cisaillement. Elle est partiellement justifiée par le fait que le bobinage est très hétérogène. En écrivant l'équilibre d'un élément de bobinage compris entre θ et $\theta + d\theta$, l'on obtient un système de deux équations à deux fonctions inconnues $f(\theta)$ et $P_2(\theta)$:

$$\begin{cases} R_{fi} \cdot P_2(\theta) + (R_{fi} + e)P_1(\theta) + \frac{dF}{d\theta} r + e \cdot f(\theta) = 0 \\ - \frac{d|f(\theta)|}{d\theta} \cdot e + \frac{dF}{d\theta} r = 0 \quad \text{avec } e = R_{fe} - R_{fi} \end{cases}$$

En remplaçant $\frac{dF}{d\theta} r$ et $\frac{dF}{d\theta} T$ par les expressions calculées précédemment, on obtient les solutions :

$$\begin{cases} f(\theta) = \frac{A}{2e} (1 - \cos 2\theta) \\ P_2(\theta) = - P_1 \left(1 + \frac{e}{R_{fi}}\right) - \frac{A + B}{R_{fi}} \left(\frac{1 - \cos 2\theta}{2}\right) \end{cases}$$

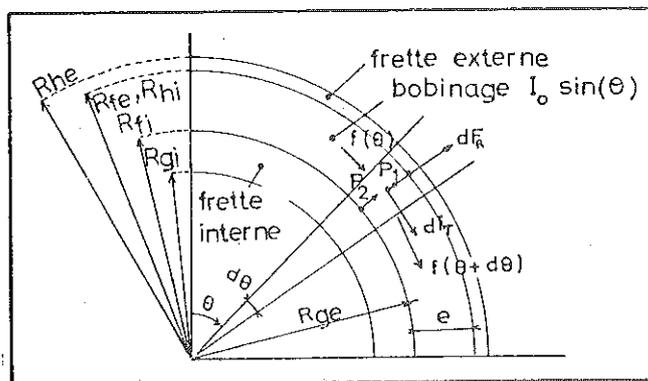


FIGURE 27

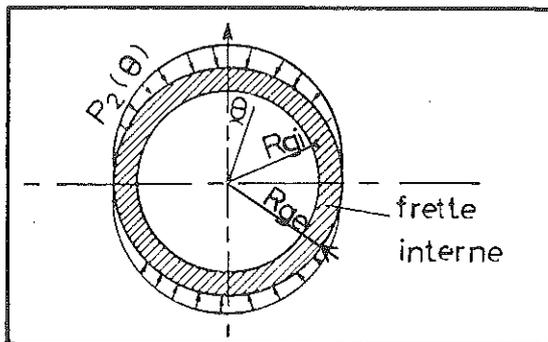
Le bobinage entre la frette interne et la frette externe

$P_2(\theta)$ doit toujours être positif car la frette interne ne peut pas exercer de traction sur le bobinage. De cette façon on obtient la valeur minimum nécessaire pour P_1 en statique (en dynamique, il faut ajouter la pression centrifuge que le bobinage exerce uniformément sur la frette interne).

$$\begin{cases} P_1 = -\frac{A+B}{R_{fe}} \\ P_2 = \frac{A+B}{R_{fi}} \left(\frac{1 + \cos 2\theta}{2} \right) \end{cases}$$

Dans le cas de notre dipole, la pression P_1 est réalisée par l'équivalent de 4 mm d'acier travaillant à 20 kgf/mm^2 . La perte de couplage qui en résulte est donc très faible. La frette interne exerce une pression anisotrope sur le bobinage. Son épaisseur doit être telle que les contraintes soient en tout point inférieures à la limite élastique du matériau. Le calcul exact des contraintes et des déplacements dans l'ensemble de la bobine est extrêmement difficile. On peut cependant surestimer le moment de flexion dans la frette interne en négligeant la contribution du bobinage imprégné. Le calcul des contraintes et des déplacements utilisant le théorème de Castigliano donne des résultats simples, si l'épaisseur de la frette est faible devant son rayon moyen (voir figure 28). Les moments de flexion sont maximum pour $\theta = 0$ et

et $\theta = \frac{\pi}{2}$:



$$\begin{cases} M_{\theta=0} = -\frac{(R_{gi} + R_{ge})(A+B)}{12} \\ M_{\theta=\frac{\pi}{2}} = +\frac{(R_{gi} + R_{ge})(A+B)}{12} \end{cases}$$

Dans le cas qui nous concerne, $R_{ge} = 60 \text{ mm}$ et $R_{gi} = 50 \text{ mm}$, la contrainte maximum dans le matériau serait de 50 kgf/mm^2 donc à la limite de ce qu'un acier austénitique moyennement écroui peut supporter. Cette estimation est cependant doublement pessimiste : elle suppose

FIGURE 28

La pression $P_2(\theta)$ telle qu'elle agit sur la frette interne

que le bobinage ne supporte aucun effort de cisaillement dans le calcul de $f(\theta)$, et elle néglige la contribution du bobinage à la rigidité de l'ensemble dans le calcul des moments de flexion. Bien que grossière, elle a tout de même le mérite de fixer une borne supérieure pour des contraintes dont le calcul exact est extrêmement compliqué.

IV-2.2. Etude et réalisation de l'inducteur.

Nous allons successivement aborder le choix du fil et de la technique de bobinage, puis, celui de la meilleure répartition du supraconducteur, pour finir par la description de la méthode de bobinage et d'imprégnation.

Choix du fil et de la technique de bobinage :

Le choix de l'intensité du courant d'alimentation résulte d'un compromis entre cinq exigences :

- de faibles pertes par conduction le long des amenées de courant
- flexion aisée du fil
- petit nombre de spires à bobiner
- basse tension aux bornes de la bobine pendant la transition
- facilité de régulation de courant, donc, self-inductance faible.

Les deux premières exigences conduisent au choix d'une intensité faible, tandis que les trois dernières conduisent à une forte intensité. Nous avons choisi un niveau de courant de 370 A pour 3,2 T ce qui correspondrait aux possibilités maximum des alimentations en courant dont nous disposons. Le rapport cuivre sur Nb Ti du fil choisi est de 2 ce qui est important pour une énergie stockée de 30 kJ. Le conducteur comprend 361 filaments de 30 μ de diamètre, twistés avec un pas de 15 mm (voir photo. 1). Ce fil, fourni par IMI, est de section rectangulaire. Le facteur de forme de 1,8 est un compromis entre deux exigences :

- La facilité de courbure du fil
- La faible anisotropie des performances en fonction de la position du champ magnétique.

Le fil est recouvert d'une double isolation PVA + PVB. La température de thermoplasticité de ces deux isolations a été mesurée sur le fil par D. Evans au Rutherford Laboratory. Nous l'en remercions

vivement. La figure 29 montre la pénétration d'un stylet dans l'isolation en fonction de la température du fil. La température de thermoplasticité

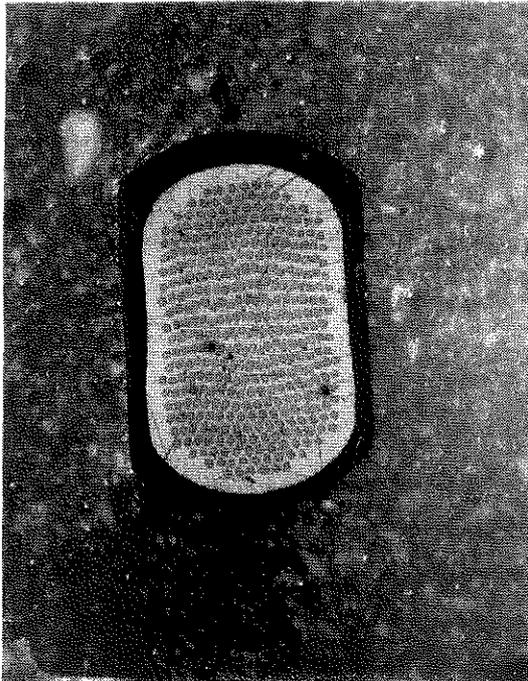


PHOTO 1
Coupe du fil
Grossissement 40

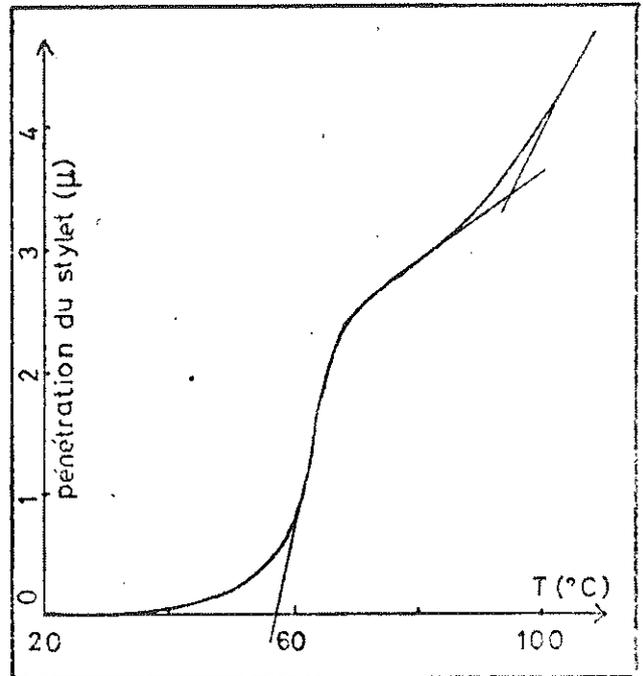


FIGURE 29
Température de thermoplasticité
du PVA et du PVB

du PVB est d'environ 60°C tandis que celle du PVA est d'environ 95°C. Cette différence de température sera mise à profit lors de la préagglomération et lors de l'imprégnation de chaque pôle.

Du fait du nombre important de spires à bobine (1824 spires), nous avons choisi de mécaniser la technique de bobinage. Nous avons été conduit à utiliser pour les têtes de bobine un profil dit à "Périmètre constant" tel qu'il a été utilisé au C.E.N. Saclay pour la construction de A.L.E.C. (réf. 18). Les espaceurs sur lesquels les têtes de bobines sont bobinées sont obtenus par fraisage point par point dans un tube d'AU 4G ainsi que cela a déjà été pratiqué au Rutherford Laboratory (réf. 19) (voir photo. 2). Les espaceurs servent en même temps de drain de chaleur entre les 5 bobines constituant un pôle.

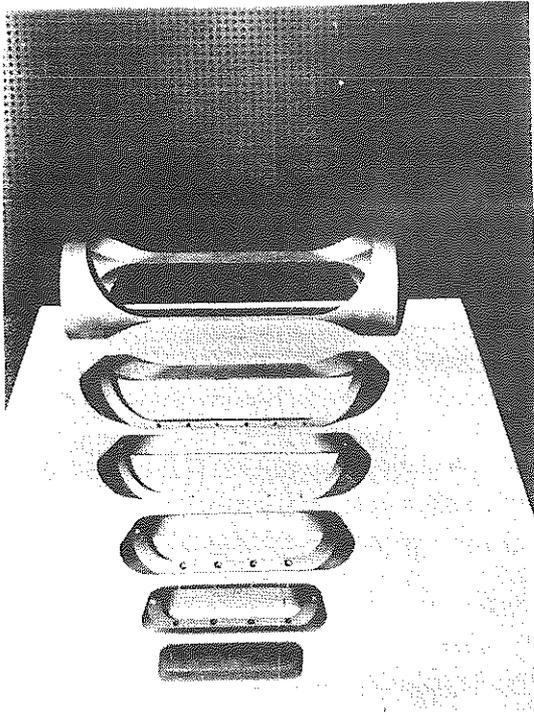


PHOTO 2
Les espaceurs

Répartition du supraconducteur
dans la bobine :

La meilleure répartition du supraconducteur est celle, qui, pour un champ central donné, produira le plus faible surniveau au niveau du fil supraconducteur. Nous avons déjà vu qu'il est possible d'obtenir une induction sinusoïdale au stator avec deux bobines par pôle. Maintenant nous nous proposons d'étudier la valeur maximum du champ magnétique au niveau du conducteur en fonction du nombre de bobines utilisées pour approximer la répartition dipolaire. Le champ maximum apparaît, comme nous le verrons plus loin, dans les

têtes de bobines. Cependant, pour simplifier la comparaison, c'est dans les parties droites que nous étudierons ce surniveau. Nous avons comparé sur la figure 30 4 dipôles écrantés par une couronne magnétique non saturée et présentant un champ central de 3,58 T. Nous avons calculé le surniveau pour chaque dipôle et noté à l'aide d'une flèche sa localisation. Le calcul a été mené en supposant la densité de courant uniforme dans chaque bobine. Le programme utilisé nous a été aimablement fourni par l'équipe du C.E.A. Saclay ayant réalisé A.L.E.C. La méthode de calcul est décrite dans la référence 20.

Les résultats sont reportés sur la figure 31 où l'on porte la valeur du surniveau dans les parties droites en fonction du nombre de bobines utilisées pour réaliser un pôle.

Nous constatons que pour une réalisation en une seule bobine le champ est 50 % plus élevé que le champ central ce qui réduit d'autant les performances de la bobine. De ce fait nous avons choisi une réalisation en 5 bobines par pôle le champ maximum dans les parties droites n'étant que de 9 % plus élevé que le champ interne au dipôle.

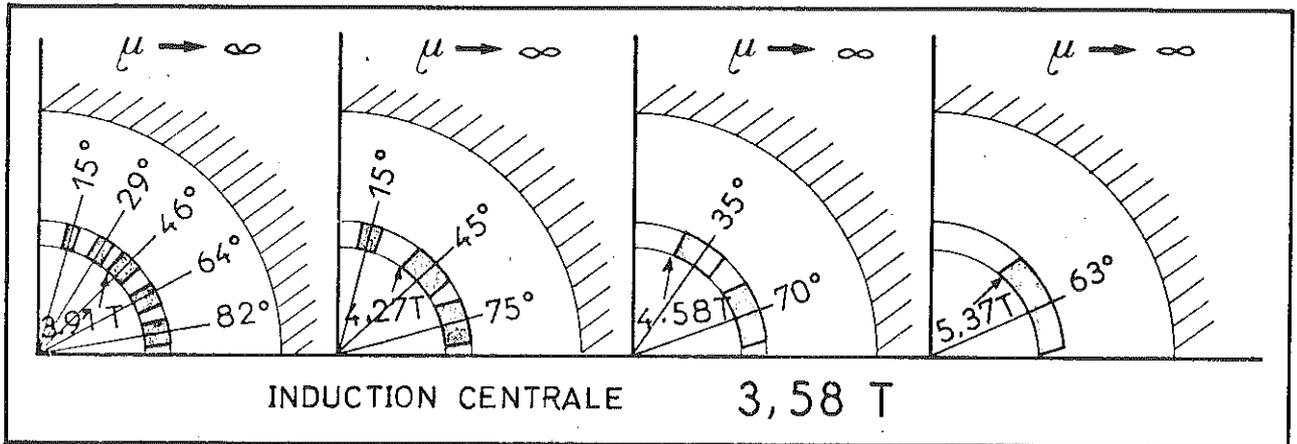


FIGURE 30

Localisation du champ maximum - le point où le champ est maximum est pointé d'une flèche

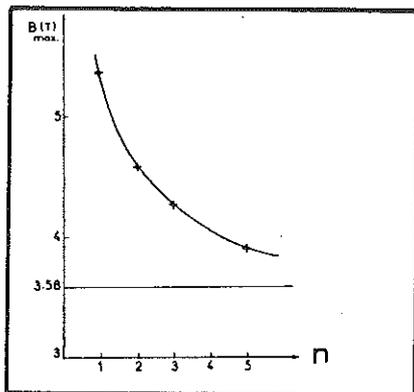


FIGURE 31

Champ maximum en fonction du nombre n de bobine

Le champ maximum dans la totalité de la bobine apparaît dans les têtes, sur la bobine la plus proche du pôle (voir figure 33). Pour le faire diminuer, nous avons augmenté le rayon de courbure de la tête de la 5ème bobine, lui donnant une ouverture angulaire de 15° au lieu de 9° théoriquement calculés. Cette petite modification crée très peu d'harmoniques mais diminue le surchamp de presque 0,1 T. Cependant la contribution la plus large à la diminution du surchamp est obtenue par l'espacement des différentes têtes. Nous avons choisi $\frac{A_1 B_1}{A_0 B_0} = \frac{B_1 C_1}{B_0 C_0} = 1,6$ (voir figures 32 et 33). Le calcul du surchamp a été mené sans couronne magnétique en représentant les différentes bobines par une série de conducteurs filamenteux, rectilignes ou en forme d'arcs de cercles. Le programme de calcul utilisé a été aimablement mis à notre disposition par le groupe de recherche C.E.A., EURATOM sur la fusion thermonucléaire (réf. 21).

Le calcul, effectué en l'absence d'anneau magnétique, conduit à un surchamp de 13 % (la référence étant le champ interne du dipole) alors qu'il est de 9 % dans les parties droites. Naturellement

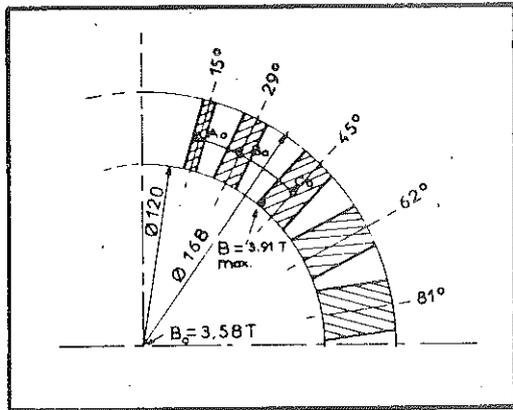


FIGURE 32

Section de la partie droite

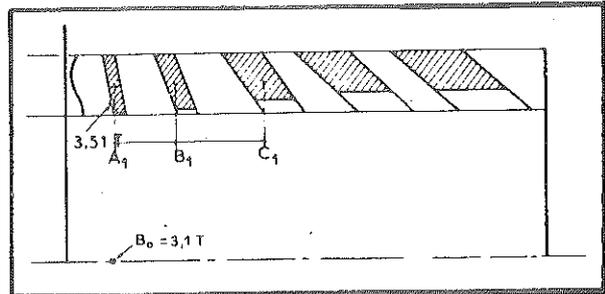


FIGURE 33

Section des têtes de bobine
sans écran magnétique

il importe, qu'à l'endroit où le champ est le plus élevé, celui-ci soit parallèle à la face la plus large du supraconducteur, l'anisotropie des performances du fil étant de l'ordre de 10 % suivant l'orientation du champ.

Technique de bobinage, imprégnation :

Nous avons utilisé la même technique qu'au Rutherford Laboratory (réf. 19). Notre but est de supporter les forces aussi uniformément que possible de façon à éviter les déplacements relatifs du supraconducteur par rapport aux frettes internes et externes. Chaque pôle est construit séparément, et les 5 bobines d'un pôle sont bobinées avec une seule longueur de fil (1 km). Nous commençons au pôle par la plus petite bobine. L'espaceur correspondant est fixé sur un tube tournant autour de deux axes perpendiculaires. La rotation autour d'un des axes, est fonction de la rotation autour de l'autre par l'intermédiaire d'une came, de façon à ce que le fil arrive tangent à la surface dite "à périmètre constant" (voir photo. 3). Les couches de fil sont montées radialement, puis descendues radialement, chaque couche étant séparée par une couche de tissu fibre de verre imprégnée de PVB dissou dans l'acétone. Chaque couche est compactée à l'aide de plaques chauffantes dont la température est régulée vers $80^\circ C$, température supérieure à la température de thermoplasticité du PVB, mais inférieure à celle du PVA

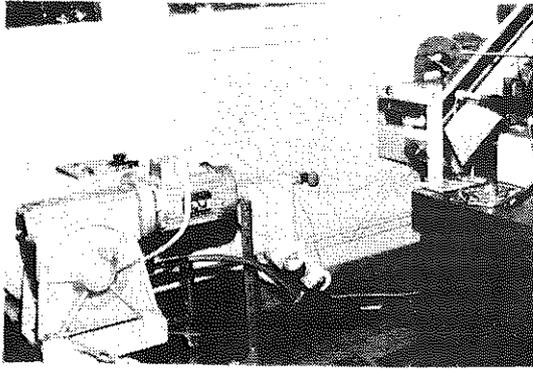


PHOTO 3
La machine à bobiner

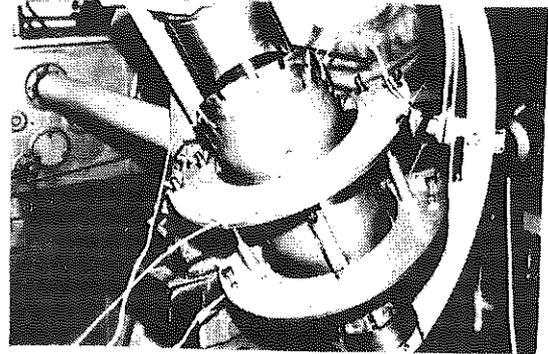


PHOTO 4
Les plaques chauffantes

(voir photo. 4). Quand le PVB s'est refroidi, on enlève les plaques chauffantes recouvertes d'un agent démoulant siliconné, et une deuxième couche est bobinée sur la première. Quand la première bobine est terminée, on introduit les espaceurs suivant et on commence la deuxième bobine. Quand les 5 bobines d'un pôle sont terminées, elles ont une bonne rigidité mécanique du fait de la préagglomération. Le pôle est enlevée d'un bloc et placée sur un mandrin en alliage d'aluminium (Al 4G). Une fois que l'autre pôle est assemblée de même sur ce tube de 5 mm d'épaisseur, deux demi-coquilles viennent se refermer autour de l'ensemble, formant ainsi l'enceinte d'imprégnation. Ces coquilles, enduites de démoulant, sont nervurées intérieurement pour assurer le passage de la résine (voir photo. 5). Le serrage entre les deux coquilles assure

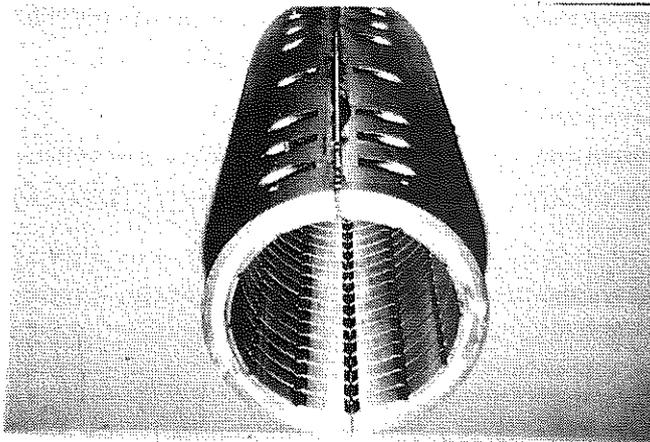


PHOTO 5
Les coquilles d'imprégnation

Le compactage définitif des deux pôles et leur mise au gabarit. La technique d'imprégnation n'a été mise au point qu'après une dizaine d'essais sur des bobines en cuivres de petites dimensions, puis, sur un dipôle en cuivre grandeur nature, qui nous avait déjà permis de mettre au point

La technique de bobinage. L'ensemble de la bobine est dégazée 24 heures à 85°C (température permettant le dégazage du PVB riche en bulles, mais n'altérant pas l'isolation PVA). Pendant ce temps, la résine MY 740 dégaze vers 100°C sous l'action d'un agitateur mécanique. L'ensemble est refroidi à 70°C pour l'imprégnation. Cette température est telle que le PVB est liquide, n'empêchant pas la propagation de la résine. De plus, à cette température, la résine est suffisamment fluide, mais la vitesse de polymérisation est suffisamment faible pour que la réaction ne présente pas d'emballement exothermique. C'est dans ce but que le pourcentage d'accélérateur choisi est faible. Le durcisseur et l'accélérateur sont mélangés sous vide. La composition du mélange à couler est alors la suivante :

{ MY 740	100 unités de masse
{ HY 706	80 unités de masse
{ DY 062	0,5 unité de masse

Le mélange est alors coulé sous vide à 70°C entre les deux coquilles. Une fois le mélange coulé, on monte la pression sur l'araldite à 5 bars de façon à ce qu'elle se propage dans les moindres interstices. L'ensemble est polymérisé sous pression de manière à ce que les bulles gazeuses soient d'autant plus petites. La polymérisation s'opère en deux temps :

- 3 heures à 70°C

- 48 heures à 90°C.

L'ensemble est alors dépouillé des deux coquilles d'imprégnation, puis tourné, de façon à rendre bien circulaire la surface sur laquelle la frette externe va être bobinée. Pendant cette opération et par accident, le fil a été partiellement sectionné (150 filaments sur les 361 filaments). Passés les premiers instants d'émoi, le dommage a été réparé en soudant à l'indium un drain de chaleur en cuivre, faisant également office de dérivation électrique, traversant l'ensemble de la frette externe de façon à être refroidi directement par l'hélium liquide. La frette externe est réalisée en fil d'1 mm de diamètre d'acier austénitique 304 L écroui à environ 70 % ($\sigma_{elas} 0,2 \% = 86 \text{ kgf/mm}^2$, $\sigma_{rupter} = 111 \text{ kgf/mm}^2$). Cette frette a été bobinée sur 6 couches à 20 kgf/mm², la frette interne étant ajustée au centième de millimètre sur le tube d'AU 46 supportant les deux pôles. L'ensemble de la bobine est alors sous pression uniforme. Les contacts électriques entre fils venant des pôles, fils de pontage et résistances de protection sont assurés par de l'indium coulé dans des

pots en cuivre. Ces pots remplis d'indium, assurent également le contact électrique avec les amenées de courant en cuivre (voir photo 6). Les résistances de protections sont réalisées en constantan et bobinées sur le flasque de fibre de verre supportant les contacts électriques. Ces résistances ont deux fonctions :

En cas de rupture d'une amenée de courant, elles évitent la formation d'un arc dans l'hélium, la self se déchargeant dans la résistance. La valeur de $0,35 \Omega$ permet de ne pas dépasser 130 V en cas d'accident, et d'éviter les claquages, si les bornes sont dans l'hélium gazeux (loi de Paschen).

En cas de transition de l'un des pôles le deuxième pôle, par couplage, voit son courant augmenter. De ce fait, il transite aussitôt, ce qui assure une meilleure répartition de l'énergie emmagasinée et limite l'échauffement du 1er pôle.

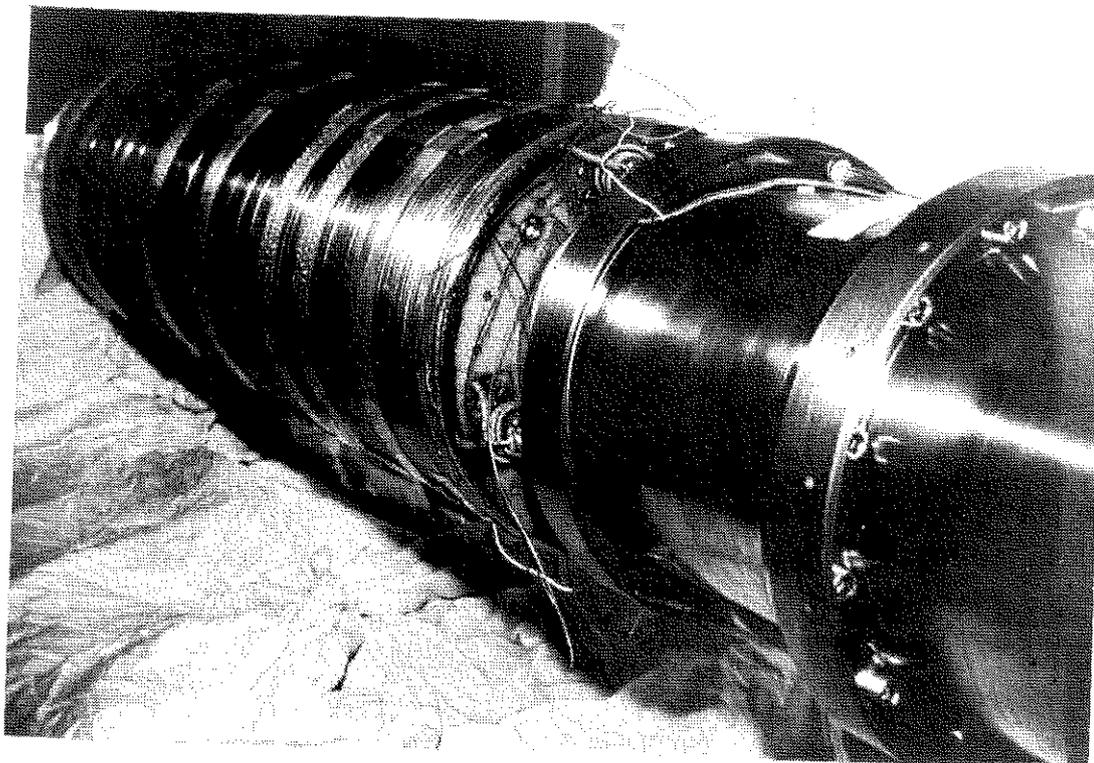


PHOTO 6

*Le dipole fretté intérieurement et extérieurement
et monté sur ses bouts d'arbre*

IV-2.3. Essais statiques du dipole.

Nous avons effectué deux séries d'essais statiques. Dans tous les cas, le dispositif est celui décrit sur la figure 34.

- La première série d'essais a été menée avec une frette interne provisoire. Le dipole a suivi une accommodation rapide, a été réchauffé puis est remonté directement à la performance de fin de training.

- La deuxième série d'essais a été menée après débobinage de la frette externe, mise en place de la frette interne définitive et rebobinage de la frette externe. Le dipole a présenté une nouvelle accommodation, mais très rapide, avant de remonter à la performance nominale.

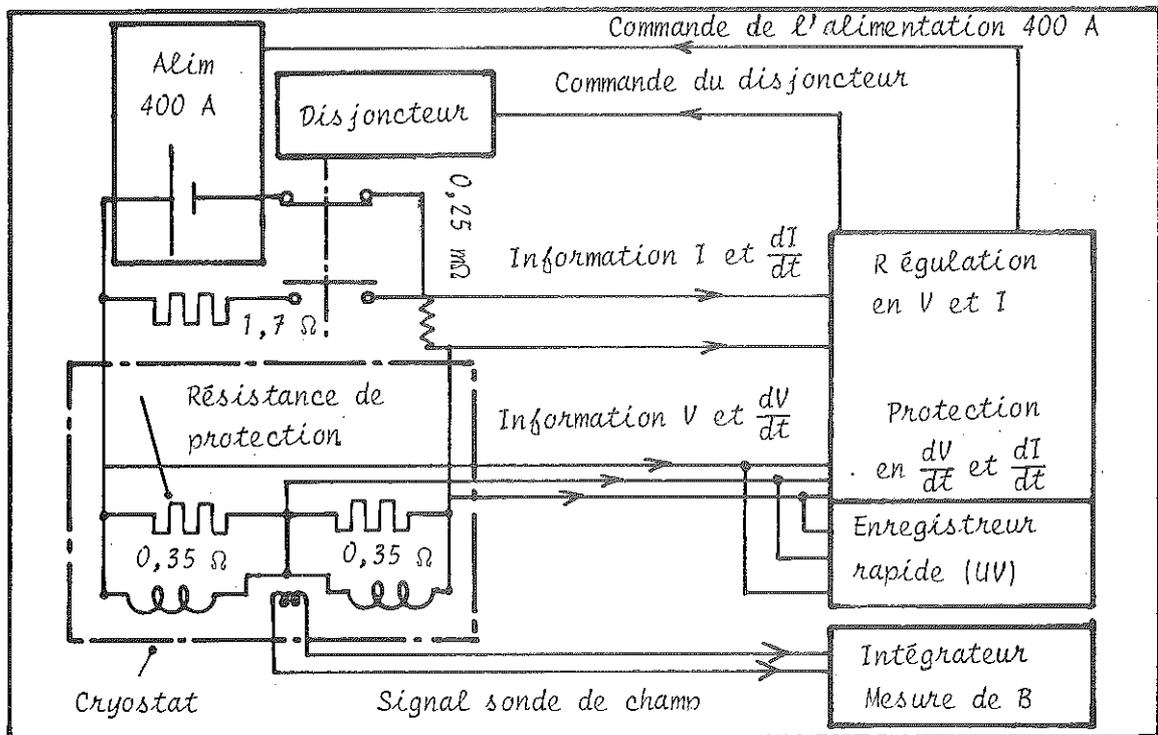


FIGURE 34

Dispositif d'essais statiques de l'inducteur

Le dispositif expérimental décrit sur la figure 34 fait apparaître deux circuits :

- un circuit courant fort
- un circuit courant faible

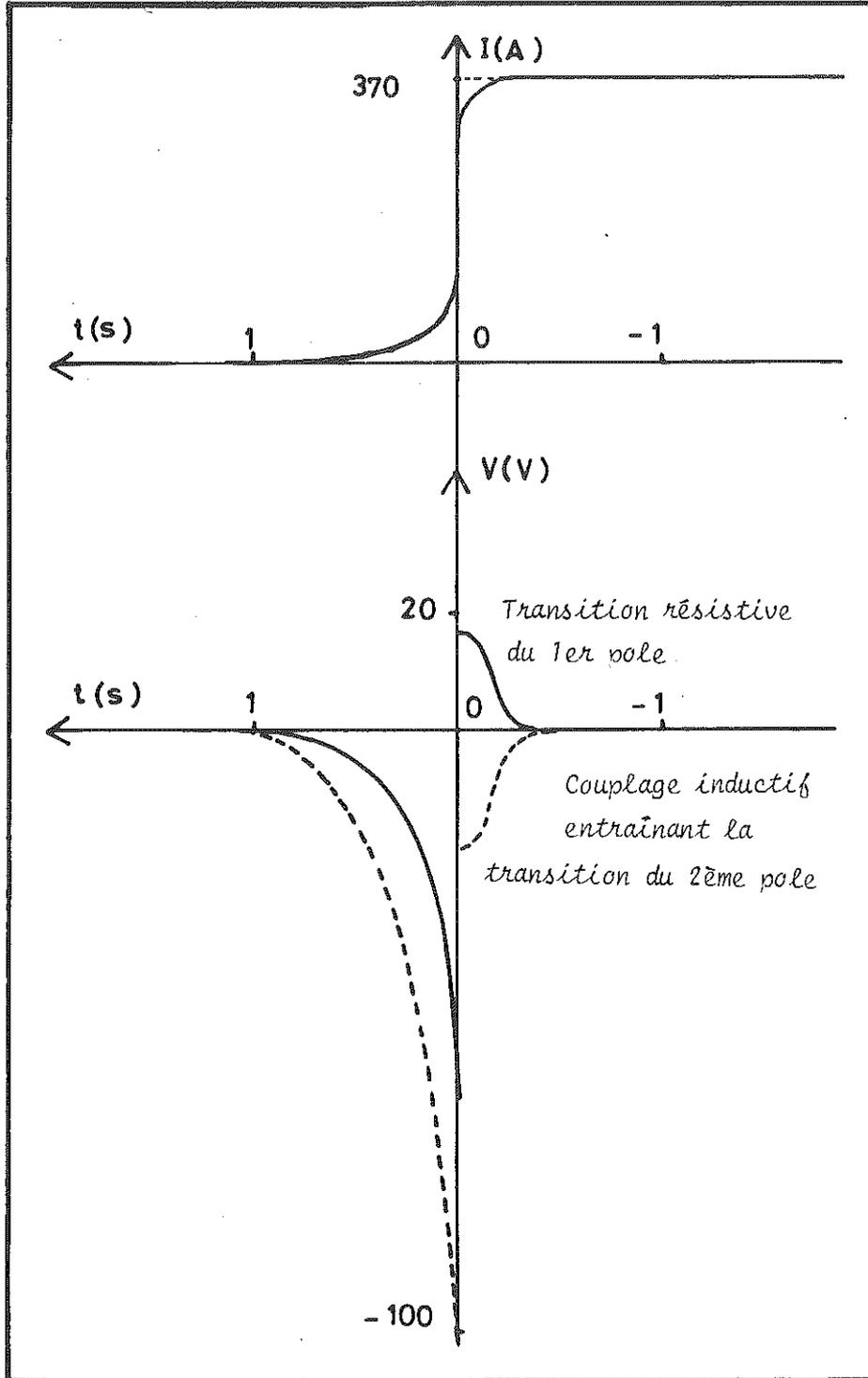


FIGURE 35
Courant dans le shunt 0,25 mΩ et tension aux bornes des deux poles lors
d'une transition

* Le circuit courant fort comprend les deux poles et leurs résistances de protection basse température ($0,35 \Omega$), l'alimentation 400 A, le shunt $0,25 \text{ m}\Omega$ de mesure de courant, le disjoncteur qui ouvre le circuit alimentation et ferme sur la résistance de récupération $1,7 \Omega$ en cas de Quench

* Le circuit courant faible, récupère les informations $I, \frac{dI}{dt}, V, \frac{dV}{dt}$ de façon à réguler le courant sur la tension fournie par l'alimentation courant fort. Ces mêmes informations, permettent de commander l'ouverture du disjoncteur. De plus, elles sont enregistrées sur un enregistreur UV de façon à suivre l'ordre de transition des deux poles. Enfin, une bobine de mesure est placée au centre du dipole de façon à mesurer les valeurs de l'induction par intégration.

La figure 35 est un enregistrement tel qu'il apparaît lors d'une transition.

On note la chute du courant I dans l'inducteur, mais surtout, la transition séparée des deux poles. Le pole 1 transite, l'apparition d'une zone résistive se traduisant par l'apparition d'une tension positive. Le courant baisse dans le 1er pole et, croît dans le pole 2 par couplage, d'où l'apparition d'une tension négative à ses bornes. La somme de ces deux tensions reste nulle tant que le disjoncteur ne s'est pas ouvert. Après ouverture du disjoncteur ($t = 0$) la somme des deux tensions représente la tension aux bornes de la résistance de $1,7 \Omega$.

L'accomodation du dipole est présentée sur la figure 36. On distingue deux séries de transitions bien distinctes. Celle du pole A et celle du pole B qui sont réalisées avec des longueurs différentes de fils ne présentant pas les mêmes performances. Les performances en échantillon court des deux longueurs de fil sont présentées sur la figure 37 ainsi que la limite théorique du courant dans chaque pole. La courbe $I(B)$ est relevée pour un échantillon court. Malheureusement sur une longueur de 1 km de fil les performances peuvent se dégrader très localement et diminuer d'autant le courant critique du fil complet. Néanmoins les valeurs ainsi relevées permettent une estimation du courant limite dans chaque pole par intersection de la caractéristique de champ $B_{MAX}(I)$ du dipole avec la caractéristique $B(I)$ des deux longueurs de fil. La caractéristique $B_{MAX}(I)$ est obtenue en augmentant le champ central de l'inducteur des 13 % qui correspondent au surchamp dans les têtes de bobines. On obtient ainsi (voir figure 37) deux valeurs assez différentes des courants limites qui sont 410 A pour le pole A et 470 A pour le pole

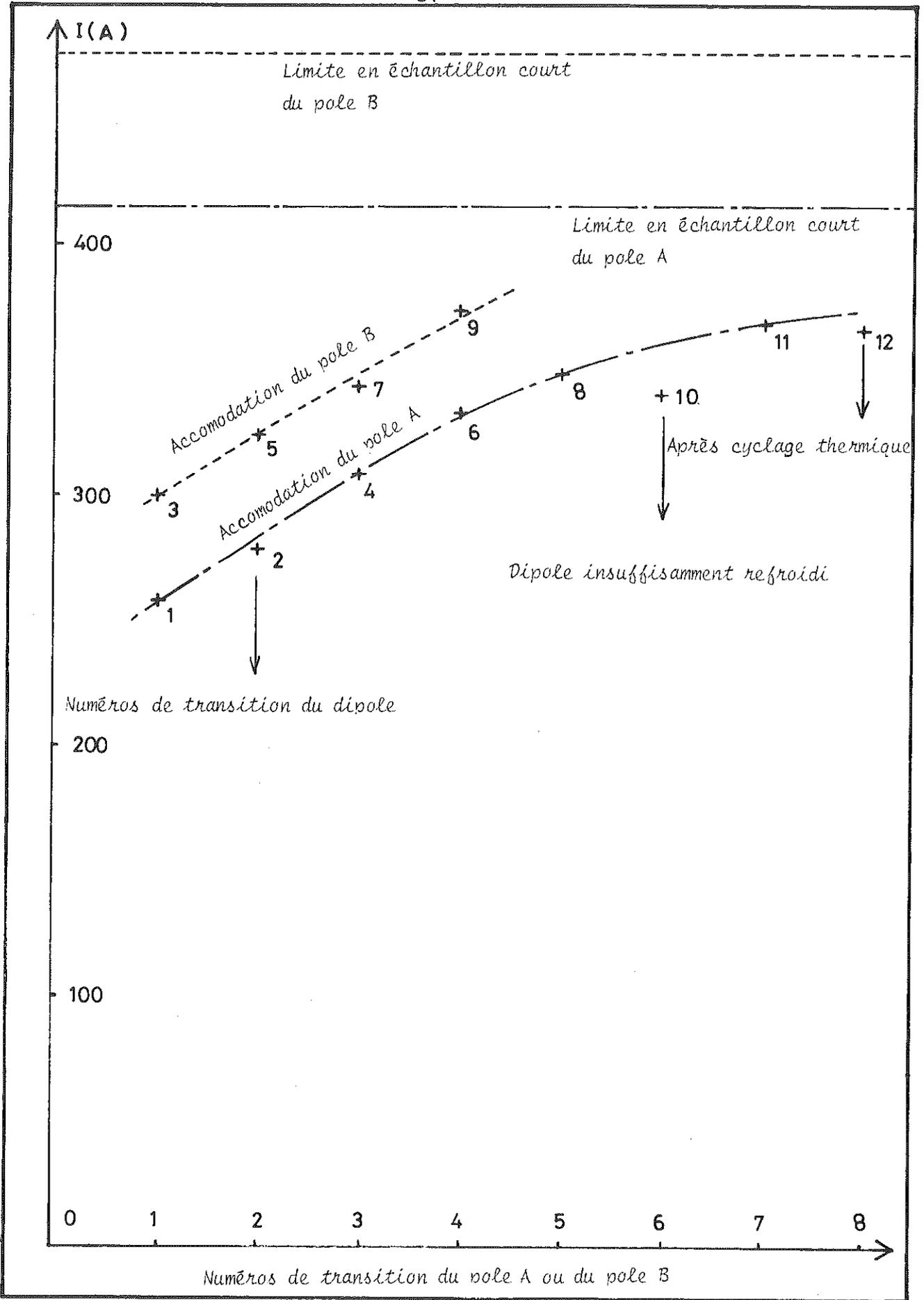


FIGURE 36
L'accomodation du dipole

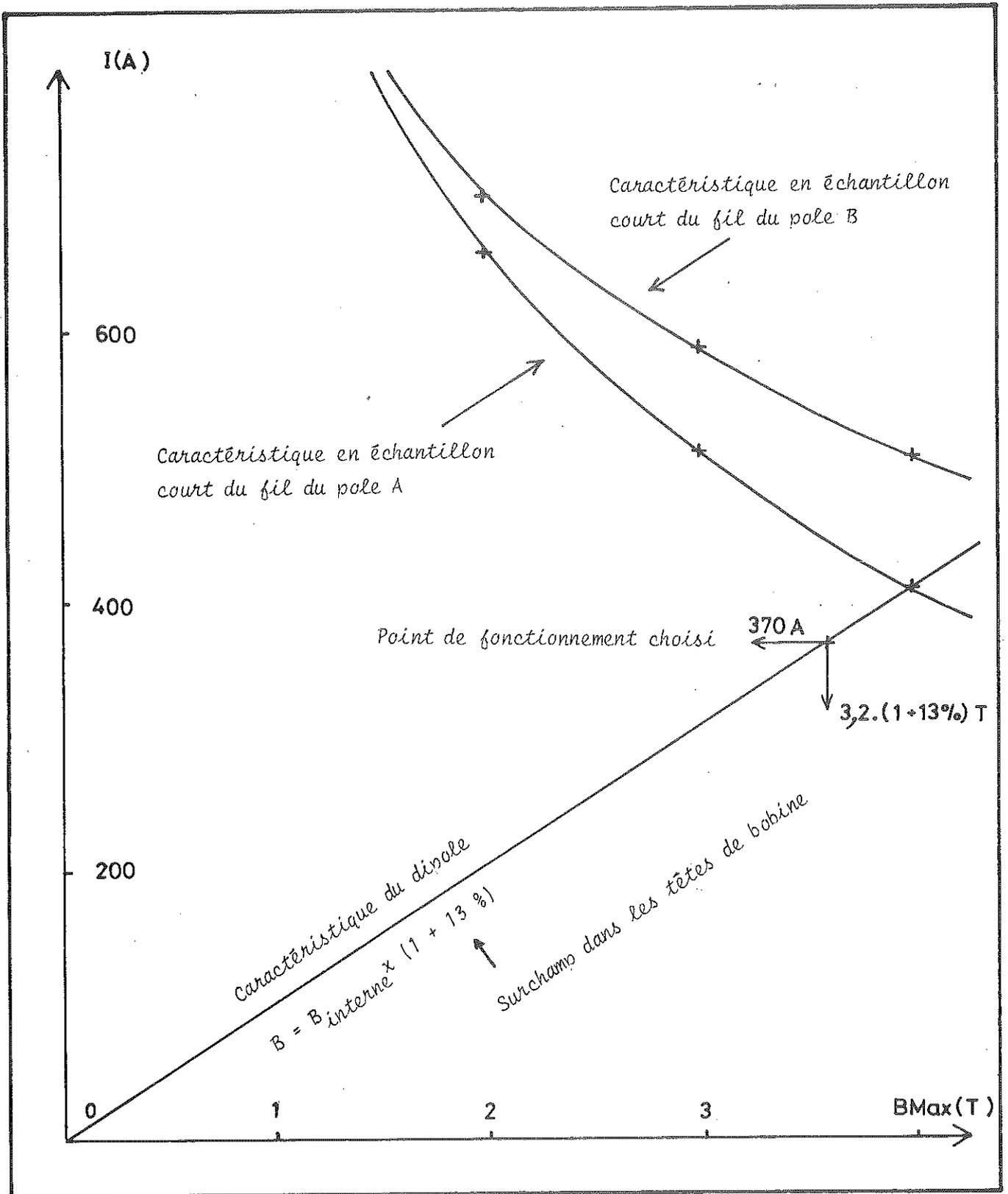


FIGURE 37

Point de fonctionnement théorique et point de fonctionnement réel

B. Naturellement la limite théorique du courant dans le dipole est la plus petite des deux, soit 410 A. Nous avons volontairement arrêté les essais de l'inducteur à 370 A de façon à ne prendre aucun risque, ce qui représente 90 % de la performance maximale que laisse espérer la caractéristique en échantillon court. Sur la figure 36, on voit nettement les transitions alternatives de chaque pôle, chaque transition étant numérotée dans l'ordre chronologique. La transition n° 10 correspond au fait que nous n'avons pas laissé le temps à la bobine de se refroidir après la transition n° 9. Après réchauffement de l'inducteur à l'ambiante et refroidissement, l'inducteur est remonté directement à la performance antérieure, soit, $B_{inter} = 3,12$ T sans écran magnétique pour $I = 363$ A. Lorsque l'alimentation débite sa puissance maximum la tension aux bornes du dipole est de 0,68 V. On peut alors passer de 0 à 363 A en 246 s, donc approximativement en 4 minutes. La self correspondante est donc $L_f \approx 0,46$ H.

Après démontage de la frette externe, mise en place de la frette interne définitive et remontage, le dipole a transité à 335 A et est remonté à 360 A après 2 nouvelles transitions. L'accomodation a donc été beaucoup plus rapide.

IV-3 ETUDE, REALISATION ET ESSAIS DU CRYOSTAT ET DE SON JOINT TOURNANT

Dès les premières études, nous nous sommes aperçus que la réalisation d'un cryostat tournant à 3 000 tr/mn était conditionnée par un certain nombre de points clefs. C'est pourquoi nous avons choisi rapidement de tester des choix technologiques relatifs à ces points clefs sur un petit cryostat tournant. Compte-tenu des résultats obtenus, nous avons mené en parallèle l'étude du cryostat définitif et les calculs divers relatifs aux optimisations électro-mécaniques, au calcul des pertes du cryostat et au comportement de l'hélium en rotation. Enfin, la réalisation et les premiers essais ont suivi. Aussi allons-nous successivement exposer la réalisation et les essais du cryostat test, puis l'étude et la réalisation du cryostat définitif, pour terminer sur le calcul des pertes et sur les premiers essais.

IV-3.1. Réalisation et essais du cryostat prototype.

Réalisation du cryostat prototype :

Les points clefs que nous voulions étudier étaient au nombre de sept :

- réalisation d'un joint baïonnette tournant pour l'injection d'He liquide,
- récupération des vapeurs froides d'He,
- mesure du niveau d'hélium et de diverses températures,
- réalisation d'un échangeur de chaleur compact,
- tenue d'un joint Indium aux vibrations,
- réalisation d'une enceinte à vide utilisant comme joint de dilatation un joint torique monté en piston. Tenue du vide scellé,
- usinage et rigidité de tubes minces. Fréquences critiques de vibration de ces tubes.

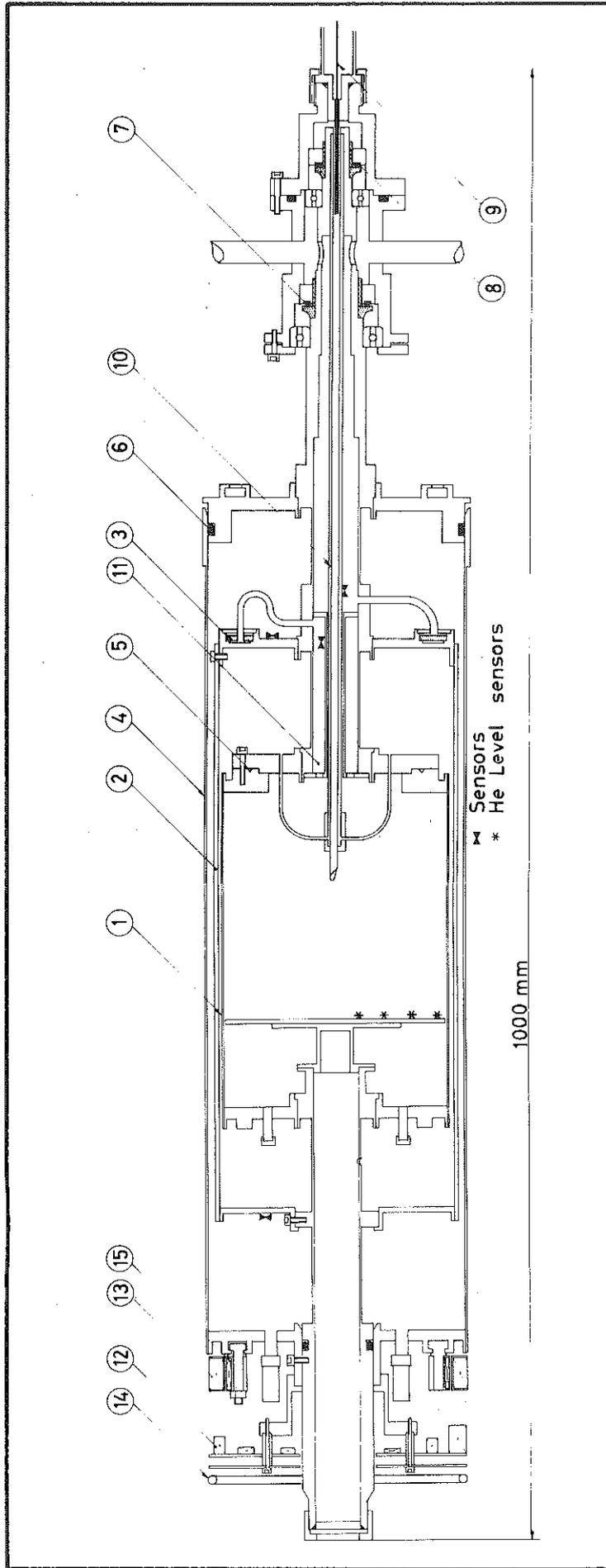
Nous avons donc construit un cryostat susceptible de tester ces différents points (photos 7 et 8). Les dimensions radiales ont été choisies voisines de celles du cryostat définitif, tandis que la longueur et surtout la masse étaient considérablement réduites du fait de l'absence d'inducteur. Ce cryostat est présenté, ainsi que ses joints tournants sur la figure 38. Dans sa structure générale, il se rapproche beaucoup du cryostat définitif. Cette structure est conditionnée par le désir d'avoir un flux de chaleur aussi faible que possible entre les parties chaudes et les parties froides. On agit donc sur trois tableaux : conduction, rayonnement, convection.

L'enceinte hélium, d'un volume de 4 litres, est limitée par la virole (1). Le joint indium qui assure son étanchéité est noté (5). On limite l'apport de chaleur par conduction par l'intermédiaire de pièces thermiques minces (16) et (17). Le flux thermique de 300 K à 4 K, est partiellement intercepté entre les pièces (16) et (17), par l'échangeur de chaleur (3) récupérant l'enthalpie des vapeurs d'hélium sortant du bain. Ces tubes doivent en même temps assurer la rigidité mécanique de l'ensemble. De façon à assurer un fonctionnement tranquille, elles ont été dimensionnées de façon à ce que la première fréquence critique de vibration transversale pour une rigidité nulle des paliers, soit supérieure à 3 000 tr/mn. Ces tubes de 0,7 mm d'épaisseur ont été taillés dans des ébauches creuses. Les déformations qui sont apparues pendant l'usinage nous ont conduit à pratiquer des recuits de détensionnement vers 1 000°C avant finition des pièces.

On limite l'apport de chaleur par rayonnement, par l'intermédiaire d'un écran radiatif (2) interposé entre les zones à 300 K et

FIGURE 38

Le cryostat prototype



les zones à 4 K. Cet écran, refroidi par l'échangeur (3), voit sa température varier entre 40 K et 100 K suivant le type de fonctionnement.

Enfin on limite l'apport de chaleur par convection à l'aide d'une enceinte à vide (4) entourant l'ensemble. Le vide est scellé, l'un des points à tester étant l'étanchéité du joint torique (6) qui fait office de joint de dilatation.

L'alimentation en hélium liquide et la récupération de l'hélium gazeux sont assurées par l'ensemble représenté sur la figure 39. L'injection d'hélium liquide est assurée par un système de joint baïonnette, dont la partie mâle est fixe, et la partie femelle tournante. Les pertes par conduction métallique sont d'autant plus faibles que l'accouplement est long, et que les tubes sont minces. Les pertes par convection dans l'entrefer, décroissent également avec la longueur, mais surtout avec l'épaisseur de l'espace annulaire entre les parties fixes et tournantes. On a donc intérêt à augmenter autant que possible la longueur de l'accouplement et à ajuster au mieux les parties fixes et tournantes. Il faut noter cependant que tout contact mécanique entre les deux parties serait doublement catastrophique, de part le dégagement de chaleur qu'il entraînerait, et de par l'usure des tubes. Il faut donc éviter non seulement tout contact statique, ce qui est fait par des moyens de centrage classique, mais tout contact dynamique dû à des vibrations. La partie mâle est donc réalisée de façon à ce que sa première fréquence propre de vibration transversale soit largement supérieure à 50 Hz. Ces exigences de bonne rigidité mécanique sont naturellement contradictoires avec celles de faible conductibilité et faible convection. Elles conduisent à une baïonnette de 7 cm de long et à un entrefer d'1/10 de millimètre. Toute vibration du tube interne du siphon fixe est empêchée par la présence d'espaceurs suffisamment rapprochés, pour que les fréquences des modes propres soient supérieures à 50 Hz. Les centrages sont assurés par des roulements. L'absence de contact est vérifiée électriquement, tandis que l'étanchéité proprement dite est assurée au niveau du joint tournant n° 1 (voir figure 39). Ce joint, non lubrifié, est composé d'un nez de carbone rodé sur une bague en matériau fritté, à faible coefficient de frottement. Ce joint est à température ambiante. La récupération de l'hélium gazeux froid (40 K à 100 K) est assurée par une étanchéité du même type mais de plus grand diamètre. Le réchauffage du joint est assuré par un flux d'air comprimé chaud injecté entre les deux

roulements à billes de gauche. Ainsi l'hélium liquide en provenance du tube fixe (9) (voir figure 38) coule, après traversée du joint baïonnette, dans le tube tournant (10), se déverse dans l'enceinte hélium où il se vaporise, et retourne sous forme gazeuse dans le tube (11). Après récupération de l'enthalpie des vapeurs dans l'échangeur (3), le gaz est récupéré grâce au joint d'étanchéité (8).

La mesure du niveau d'hélium liquide est assurée par trois résistances carbone placées à différents niveaux radiaux. La mesure des températures aux deux extrémités de l'écran radiatif est assurée par des résistances de platine. Il en est de même des températures du gaz avant et après l'échangeur. La transmission des informations est assurée par une télémessure (12) réalisée dans notre laboratoire par M. PELLETIER (voir figure 40 bis), alimentée en courant par un transformateur tournant (13)(15). Les sondes platine sont insérées dans des ponts de Wheaston, tandis que la résistance des sondes carbone est mesurée directement. Les signaux sont amplifiés, et multiplexés, transmis de l'antenne tournante vers l'antenne fixe (14). Le récepteur monocal assure la conversion analogique des signaux. La précision des mesures est de 2 K dans la fourchette 50 K-200 K, mais cette précision s'accroît si on limite la fourchette de température. La sensibilité

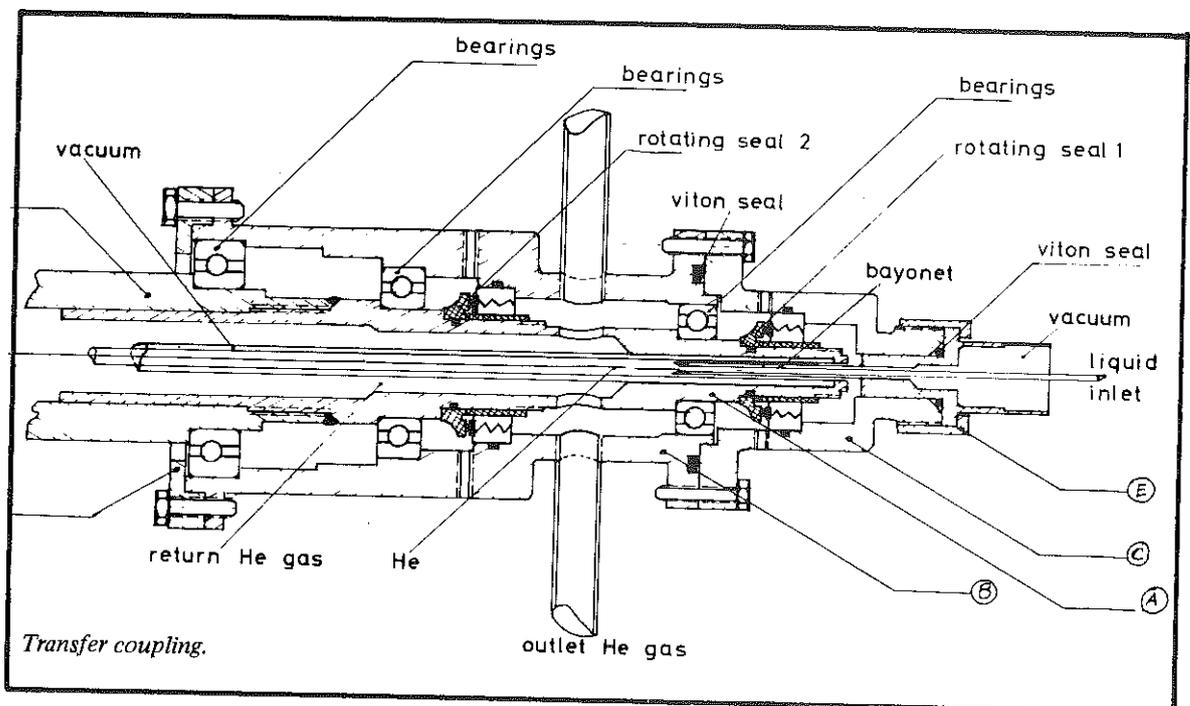


FIGURE 39
Les joints tournants

des indicateurs de niveau d'He est de l'ordre de grandeur du rayon des résistances carbone, soit 1 mm. Le débit d'hélium gazeux est mesuré à l'aide d'un compteur à gaz classique après thermalisation dans un échangeur à eau.

Essais du cryostat prototype, conclusions :

Le cryostat a tourné environ 100 heures soit vide, soit plein d'hélium liquide à des vitesses variant entre 500 tr/mn et 3 000 tr/mn.

La première fréquence critique de vibration se situait, d'après le calcul à 10 000 tr/mn. Aussitôt la construction du cryostat terminé, nous avons procédé à un équilibrage dynamique, puis entrepris les essais. Les niveaux de vibration ont toujours été bas, ce qui prouve que nous n'avons pas eu à dépasser la première fréquence critique de vibration transversale. Ces vibrations n'ont détérioré ni le joint indium ni le joint de dilatation viton, monté en piston, et assurant l'étanchéité de l'enceinte à vide. Une lente dégradation du vide scellé a été observée, mais identique à celle qui se produit dans un cryostat fixe. Cette dégradation, due au dégazage, a été compensée par le cryo-pompage. L'introduction de charbon actif y portera remède dans le cryostat définitif. L'échangeur de chaleur avec ses 5000 cm² de surface d'échange a fonctionné normalement. La perte de charge qu'il entraîne, a été cependant largement supérieure à ce que nous avons calculé pour le cuivre fritté, utilisé comme surface d'échange.

Enfin, les joints tournants fonctionnent efficacement tant qu'ils sont à des températures proches de l'ambiante. Pour 50 heures de fonctionnement à la vitesse moyenne de 1 600 tr/mn, l'usure du plus grand des deux grains carbone a été de 80 μ. Le joint se détruit très vite dès que la température s'éloigne de l'ambiante. La solution adoptée pour le cryostat définitif a donc été d'utiliser des grains de PTFE chargés de carbone, de façon à limiter à la fois l'usure et les risques de détérioration par le froid. La figure 40 montre le refroidissement du cryostat. Les mesures de températures ont été effectuées par M. BRUNET. Le cryostat est mis en rotation à 1 000 tr/mn puis refroidi en régulant le débit de sortie à 80 l/mn TPN d'hélium gazeux. Les températures T_{in} , T_{ant} , T_{side} , T_{top} repérées sur la figure 40, correspondent aux températures des diverses résistances platines identifiables sur la figure 38. T_{in} et T_{ant} sont les températures de l'He gazeux avant et

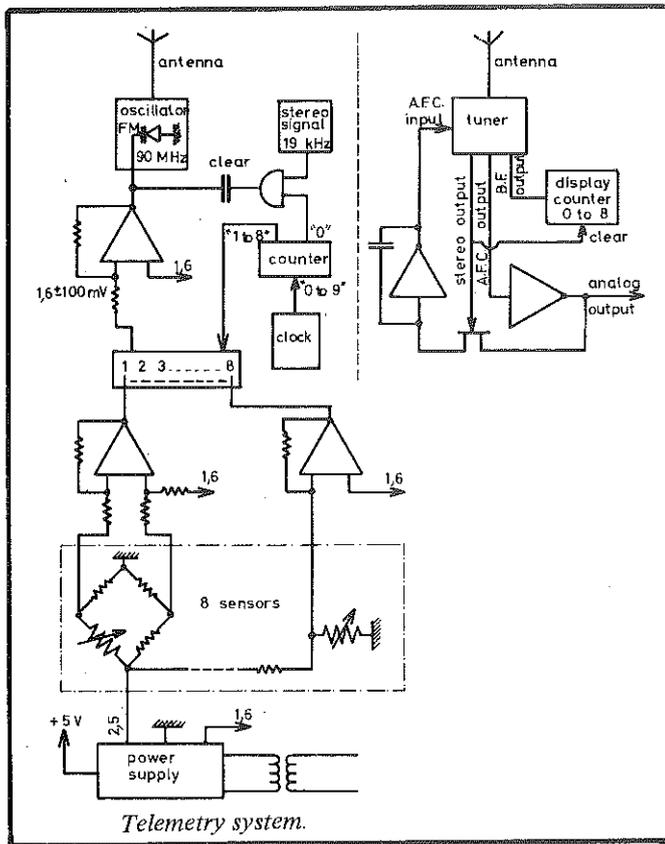


FIGURE 40 bis

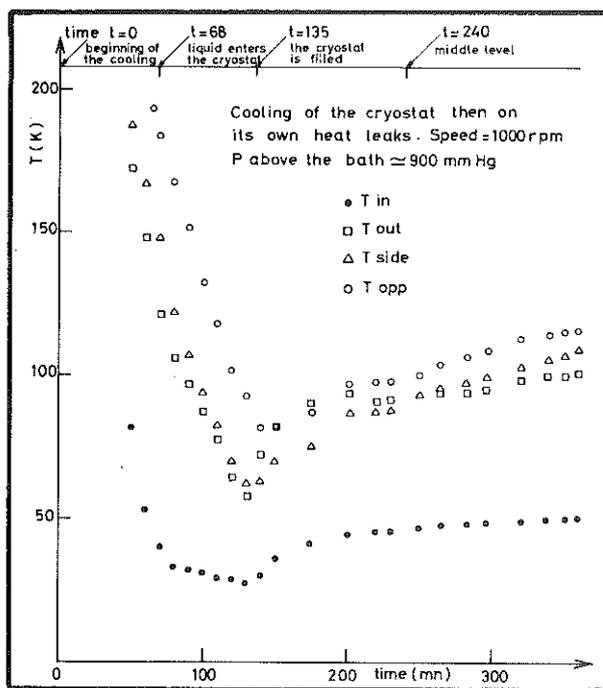


FIGURE 40

après l'échangeur, tandis que T_{side} et T_{opp} sont les températures de l'écran radiatif du côté de l'échangeur et du côté opposé. Après une heure, du liquide entre dans le cryostat. Lorsque celui-ci est plein (3,5 l de liquide), l'autonomie de l'appareil est de 4 heures. Les pertes sont presque indépendantes du niveau et égales à 0,6 W.

Il est possible de stabiliser le niveau d'hélium liquide à proximité d'une résistance carbone en agissant sur la vanne pointeau du siphon fixe. Il faut alors ajouter aux pertes du vase celles de la ligne de transfert et du joint tournant, soit au total environ 2,5 W.

Les différentes consommations et températures sont répertoriées sur la figure 41 pour une vitesse de rotation de 1 000 t/mn, en l'absence ou en présence d'une stabilisation du niveau.

$\omega = 1000 \text{ tr/mn}$ $P = 900 \text{ mn Hg}$	T_1 K	T_2 K	T_3 K	T_4 K	Pertes à 4 K W
Cryostat sur ses propres pertes	46 ± 1	92 ± 1	93 ± 1	101 ± 2	$0,6 \pm 0,1$
Remplissage continu, niveau stable sur la sonde supérieure	34 ± 1	54 ± 2	40 ± 5	62 ± 2	$3,2 \pm 0,1$
Remplissage continu, niveau stable sur la sonde milieu	35 ± 1	53 ± 1	47 ± 3	75 ± 4	$3,0 \pm 0,1$

FIGURE 41

Les principaux choix technologiques qui ont guidé la réalisation du prototype ont été conservés pour la construction du cryostat définitif. De plus, la possibilité de régulation manuelle du niveau d'hélium liquide nous a conduit à concevoir une mesure continue du niveau, ainsi qu'une régulation automatique de celui-ci.

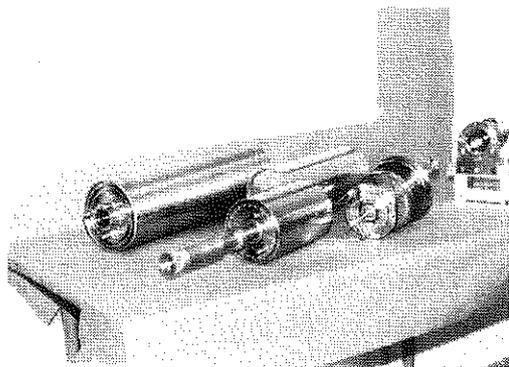


PHOTO 7

Le cryostat prototype démonté

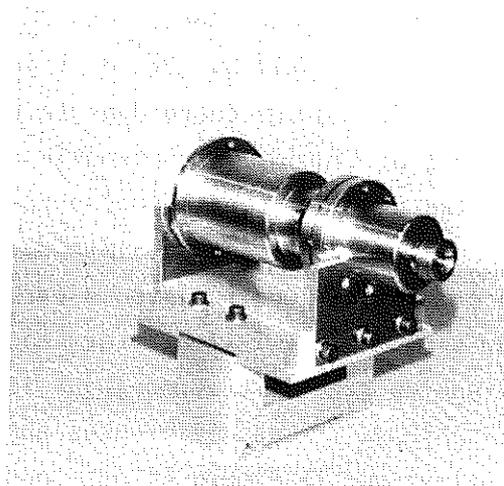


PHOTO 8

Le prototype du joint tournant

IV-3.2. Etude et réalisation du cryostat définitif.

Description du cryostat :

La structure générale du cryostat contenant l'inducteur, est imposée par les conditions de fonctionnement des fils supraconducteurs : basses températures et champ constant. La figure 42 illustre les solutions retenues pour assurer ces conditions de fonctionnement, tandis que les photos 9 et 10 présentent, le cryostat en cours de montage, et le joint tournant.

L'enceinte hélium, contenant l'inducteur (13), est limitée intérieurement par la frette interne (12) et extérieurement par la virole (14).

L'apport de chaleur par conduction métallique se produit le long des tubes en acier inoxydable (4), (6), (22), (27), qui soutiennent l'enceinte hélium et l'inducteur entre les paliers (2) et (29). L'apport de chaleur est limité par récupération de l'enthalpie des vapeurs d'He sortant du bain, de façon à refroidir un point intermédiaire. Ainsi, une partie des vapeurs sortant du cryostat traversent l'échangeur (23) en cuivre fritté et fixe un point vers 50 K entre (22) et (27). C'est par conduction le long de l'écran en cuivre (7) et des tresses (5) que l'on fixe le point froid entre (4) et (6).

L'apport de chaleur par rayonnement est limité par l'écran radiatif (7), en cuivre recouvert extérieurement d'un revêtement aluminium réfléchissant, et refroidi vers 60 K par l'échangeur (23). Ce

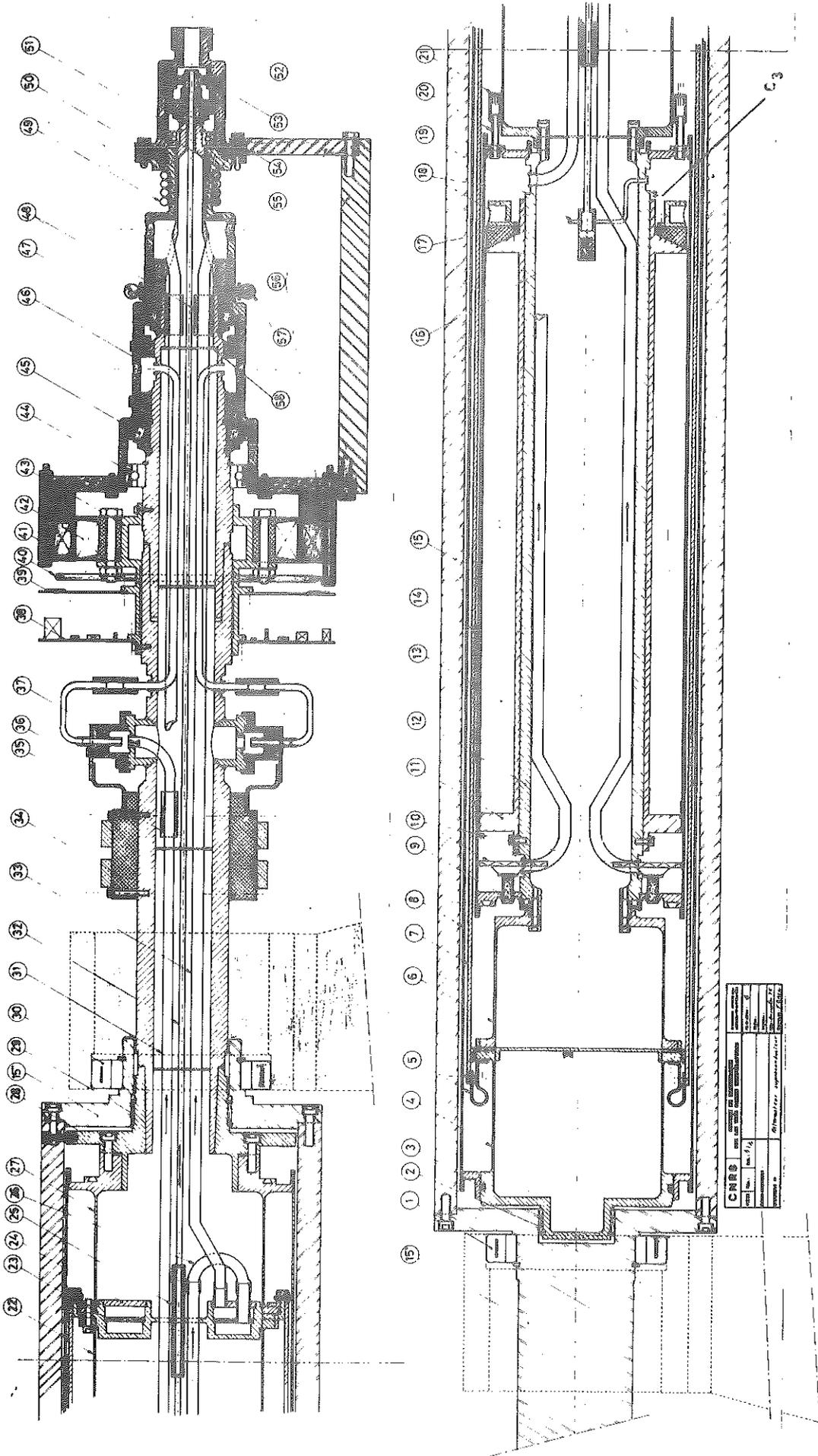


FIGURE 42
 Coupe longitudinale du cryostat et du joint tournant

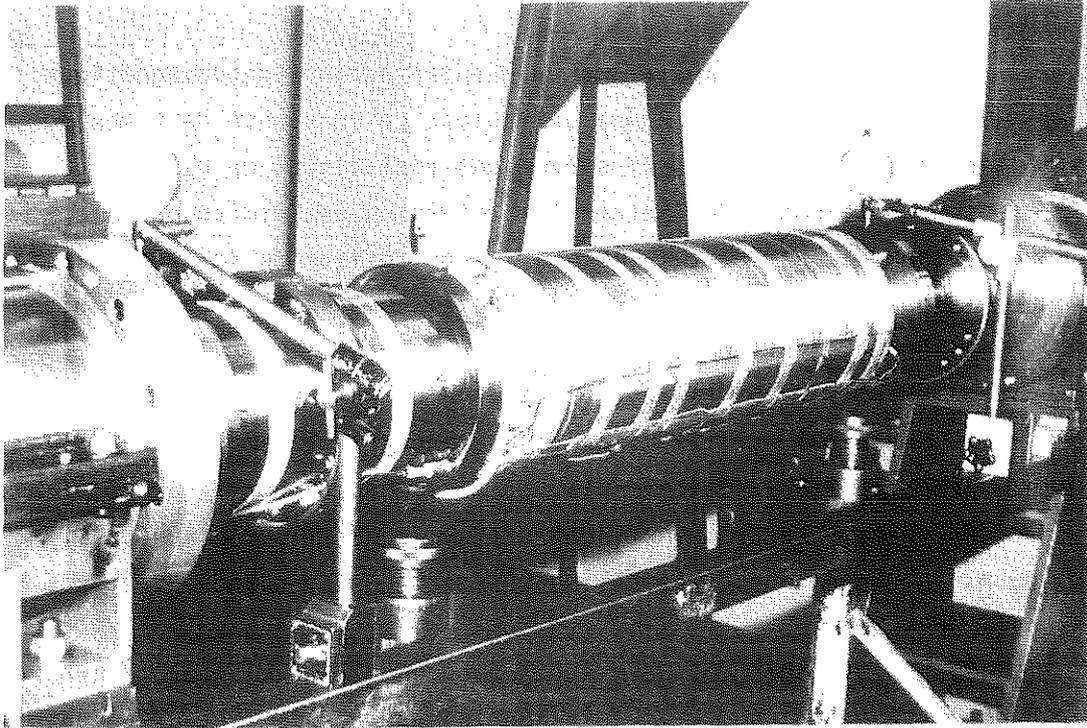


PHOTO 9

La ligne d'arbre avant le montage de l'enceinte hélium

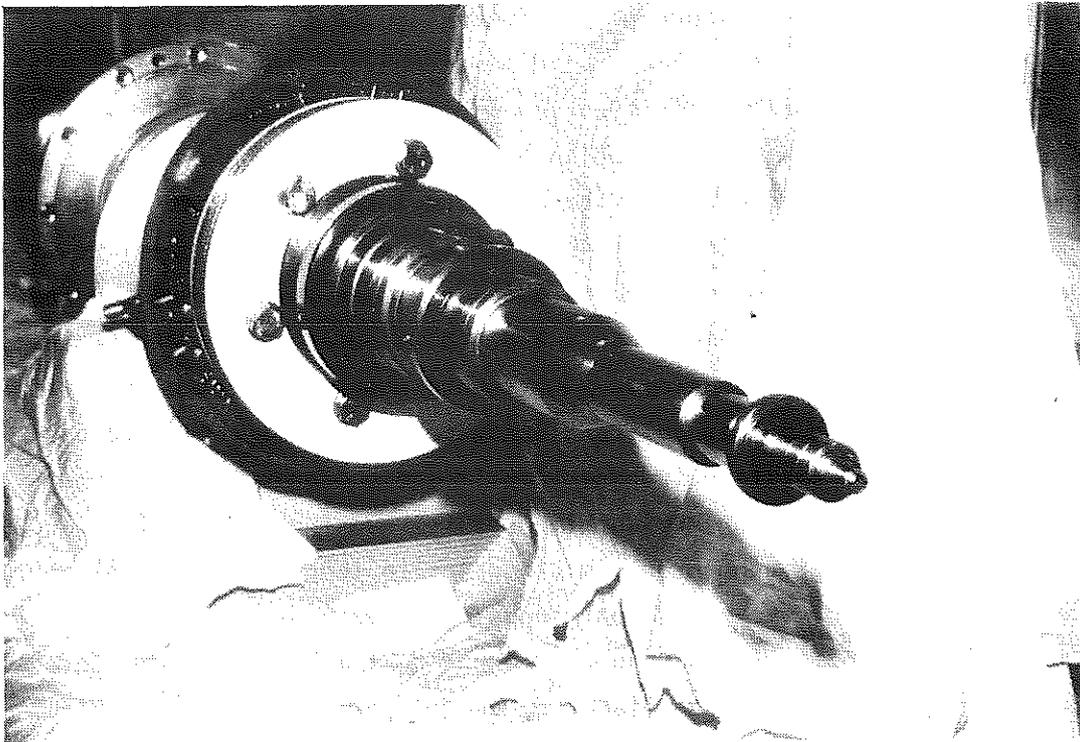


PHOTO 10

Les trois joints tournants

tube en cuivre constitue également le dernier écran électromagnétique, protégeant l'inducteur des champs variables. La constante de temps du circuit RL associée est de 0,25 s pour une résistivité de 0,1 $\mu\Omega\text{cm}$.

L'apport de chaleur par convection, est limité par l'enceinte à vide (8), le joint viton (3) faisant office de joint de dilatation et assurant la tenue du vide secondaire. Du charbon actif (9) et (18) évite la dégradation de ce vide avec le temps.

Entourant le cryostat, le supportant sur les paliers lisses en bronze (2) et (29), l'arbre hypersynchrone, entraînant l'inducteur par couplage électromagnétique, assure également la protection contre les champs électromagnétiques variables. Réalisé en AU 4G à 4,5 $\mu\Omega\text{cm}$, cet écran électromagnétique présente une constante de temps associée de 0,025 s.

La somme des deux écrantages réalisés par l'arbre hypersynchrone et l'écran raddiatif, fait que les apports de chaleur au bain d'hélium par courant de Foucault sont très faibles. Il en est de même de l'apport de chaleur par convection du fait du cryopompage. La faible température de l'écran (50 K) fait que l'apport par rayonnement est également faible. C'est surtout par conduction le long des bouts d'arbre, que la chaleur se propage. Le dimensionnement des arbres (4), (6), (22), (27) résulte d'une optimisation menée dans l'annexe IV. On souhaite à la fois des pertes par conduction aussi faibles que possible et une rigidité aussi grande que possible, de façon à tourner en dessous de la première fréquence critique de vibration transversale. La première exigence conduit à des bouts d'arbres aussi ténus et aussi longs que possible, alors que la deuxième conduit à des bouts d'arbres courts et épais. Le calcul mené dans l'annexe IV, valable pour des machines de grande puissance, ne prend pas en compte l'écrasement des tubes. Dans le cas d'une machine de petite puissance, l'optimisation conduit à des tubes tellement minces qu'ils seraient impossibles à usiner. De ce fait, nous avons été conduit à augmenter simultanément la longueur et l'épaisseur des tubes en acier inoxydable, par rapport aux valeurs indiquées par l'optimisation. Il en résulte des bouts d'arbre de 2 mm d'épaisseur, de 20 cm de longueur, et de 15 cm de diamètre, ce qui correspond à des pertes totales de 5 W (voir calcul des pertes) et à une première fréquence critique, en rigidité nulle des paliers, de 3 200 tr/mn (voir annexe IV). L'alimentation en courant de l'inducteur est réalisée par deux amenées de courant 400 A. Ces amenées sont optimisées suivant les méthodes

désormais classiques (réf. 23). Elles sont constituées d'une centaine de fils de cuivre, glissés dans une gaine de téflon, soudés à l'indium au fil supraconducteur dans les pots (18), brasés à l'autre extrémité sur les bornes (37), et enfin reliés aux bagues (34). Ces brins de cuivre sont refroidis par une partie des vapeurs froides sortant du cryostat.

De façon à pouvoir régler le débit d'hélium passant dans les amenées de courant, nous avons séparé les sorties de vapeurs relatives aux amenées et à l'échangeur. Ainsi le joint tournant de récupération des vapeurs est double alors qu'il était simple sur le cryostat prototype. L'injection du liquide est identique à celle décrite précédemment. L'hélium liquide, injecté suivant l'axe par un joint baïonnette tournant, se propage le long du tube (32), centré par des espaceurs (58) garantissant des fréquences de résonance supérieures à 50 Hz. Le liquide par l'intermédiaire de (19) débouche dans l'enceinte hélium où il est plaqué vers la périphérie du cryostat. Les vapeurs d'hélium ressortent soit en direction des amenées de courant (31), soit en direction de l'échangeur par les tubes (26). Ces vapeurs ressortent à des températures très différentes. Alors que les vapeurs ayant lâché les amenées de courant, ressortent à température ambiante entre les joints (45) et (47), les vapeurs, sortant de l'échangeur par les tubes (33), ressortent vers 60 K entre les joints (47) et (54). Le réchauffage du carter et le maintien à température ambiante des zones de friction sont assurés par une circulation d'eau dans les échangeurs (49) et (57). Les mesures de température sont effectuées à chaque extrémité de l'écran radiatif par des sondes platines. Il en est de même des amenées de courant, "surveillées" en permanence par des sondes placées à l'extrémité chaude, et mesurant la température des gaz. Les mesures de niveau d'hélium sont doublées. Elles se font ponctuellement comme dans le cryostat prototype, par l'intermédiaire de sondes carbone, mais aussi par des jauges à fil supra (10). Ces jauges permettent une mesure continue du niveau dans un fort courant gazeux. Elles sont parcourues en permanence par un courant de 100 mA ainsi que le filament chauffant placé à une extrémité et assurant le déclenchement de la transition. L'alimentation en courant et la mesure des tensions sont effectuées en continue par la télémessure. Les informations, ainsi recueillies en permanence, sont superposées aux autres informations, transmises en temps partagé, ainsi qu'il avait été fait sur la télémessure du cryostat prototype. Les mesures effectuées en temps partagé (repérage des températures et du niveau d'hélium par sonde

carbone) sont sorties pendant 1 s toutes les 8 s sur un enregistreur graphique. La mesure continue du niveau d'hélium permet une régulation automatique de ce dernier. En effet, l'information obtenue est comparée à une consigne, et un ordre d'ouverture ou de fermeture est donné au moteur à courant continu, commandant le déplacement de la vanne pointeau du siphon fixe. L'ensemble de l'électronique tournante et des sondes est alimenté par un transformateur tournant (41), (42) en 5 V et 15 V (voir photo 11). L'ensemble de l'électronique, de la régulation, et

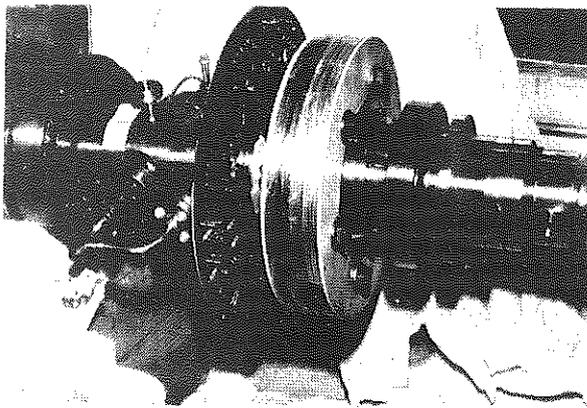


PHOTO 11

La partie électronique tournante et le transformateur tournant

de l'alimentation par siphon automatique, a été essayé avec succès dans les conditions réelles d'utilisation, mais en poste fixe. Les sondes à fil supra, placées dans un courant gazeux correspondant à 10 W froid, ont permis une régulation du niveau à ± 5 mm par rapport à la consigne imposée. L'ensemble de mesure monté sur la machine et ainsi testé est représenté sur la figure 43. Les amenées de courant 400 A ont également été testées avec succès avant montage. Elles sont refroidies

par les vapeurs correspondant au flux de chaleur qu'elles apportent au bain, soit 1,5 mW/A. Comme on peut le constater, les pages précédentes réalisent une simple description du cryostat, description dont tous les calculs de dimensionnement ont été volontairement exclus. Ces calculs sont reportés dans les annexes IV et V à la fin de ce mémoire. Ils portent essentiellement sur le dimensionnement mécanique et thermique de machines de grande puissance. La lecture de ces optimisations n'est pas nécessaire à la compréhension des pages qui suivent. En effet, le phénomène prépondérant est la force centrifuge. Dans le cas d'une machine de petite puissance, donc de faible rayon, de nombreuses approximations sont possibles. Cette lecture, essentielle à la compréhension des grands choix technologiques qui guideront la construction des grandes machines n'est plus nécessaire si l'on se limite au cas particulier du prototype 500 KW.

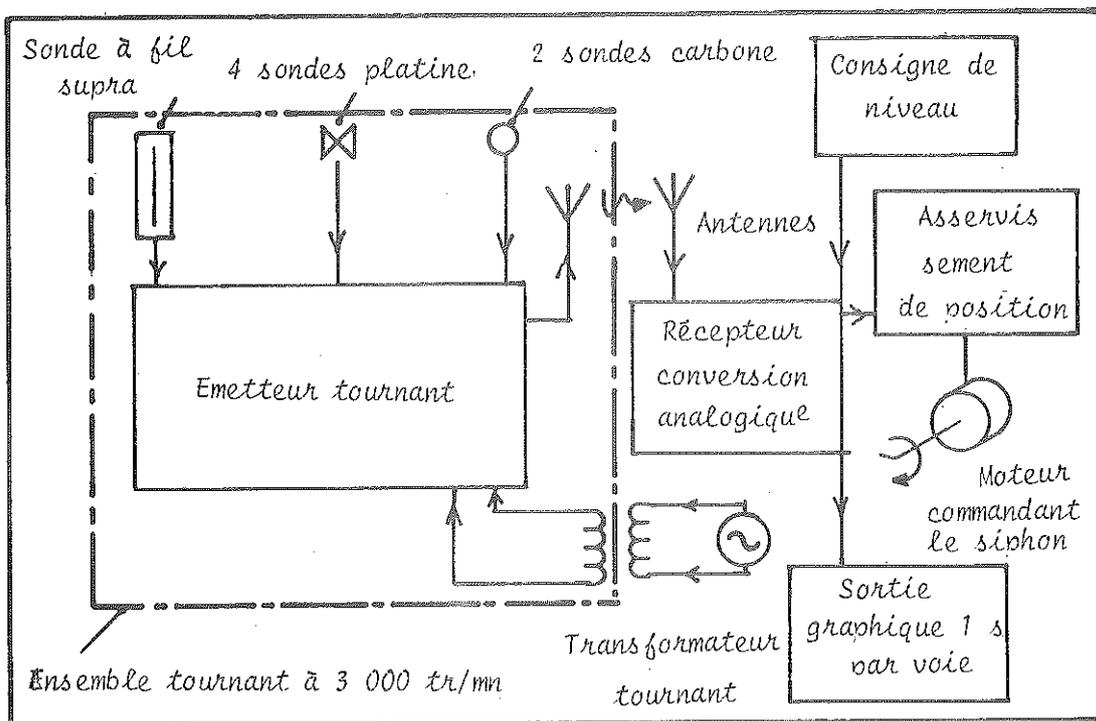


FIGURE 43

L'ensemble assurant les mesures sur le cryostat et la régulation du niveau d'He

C'est pourquoi nous nous contenterons simplement de présenter dans les pages qui suivent un calcul approché de la consommation en Hélium liquide de la machine.

Calcul de la consommation d'hélium :

Ainsi que le fait apparaîtra, l'Annexe V, les propriétés physiques de l'hélium (chaleur latente et capacité calorifique) peuvent être considérées comme indépendantes du rayon, dans la mesure où celui-ci est inférieur à 10 cm. Le calcul de la consommation de la machine est alors beaucoup plus simple. Celle-ci est décrite conformément à la figure 44.

On reconnaît l'enceinte hélium alimentée par un mélange de liquide et de gaz, entourée de l'écran radiatif et de l'enceinte à vide. L'enceinte He est reliée aux zones à température ambiante par l'arbre thermique et les aménages de courant. L'arbre est refroidi par le

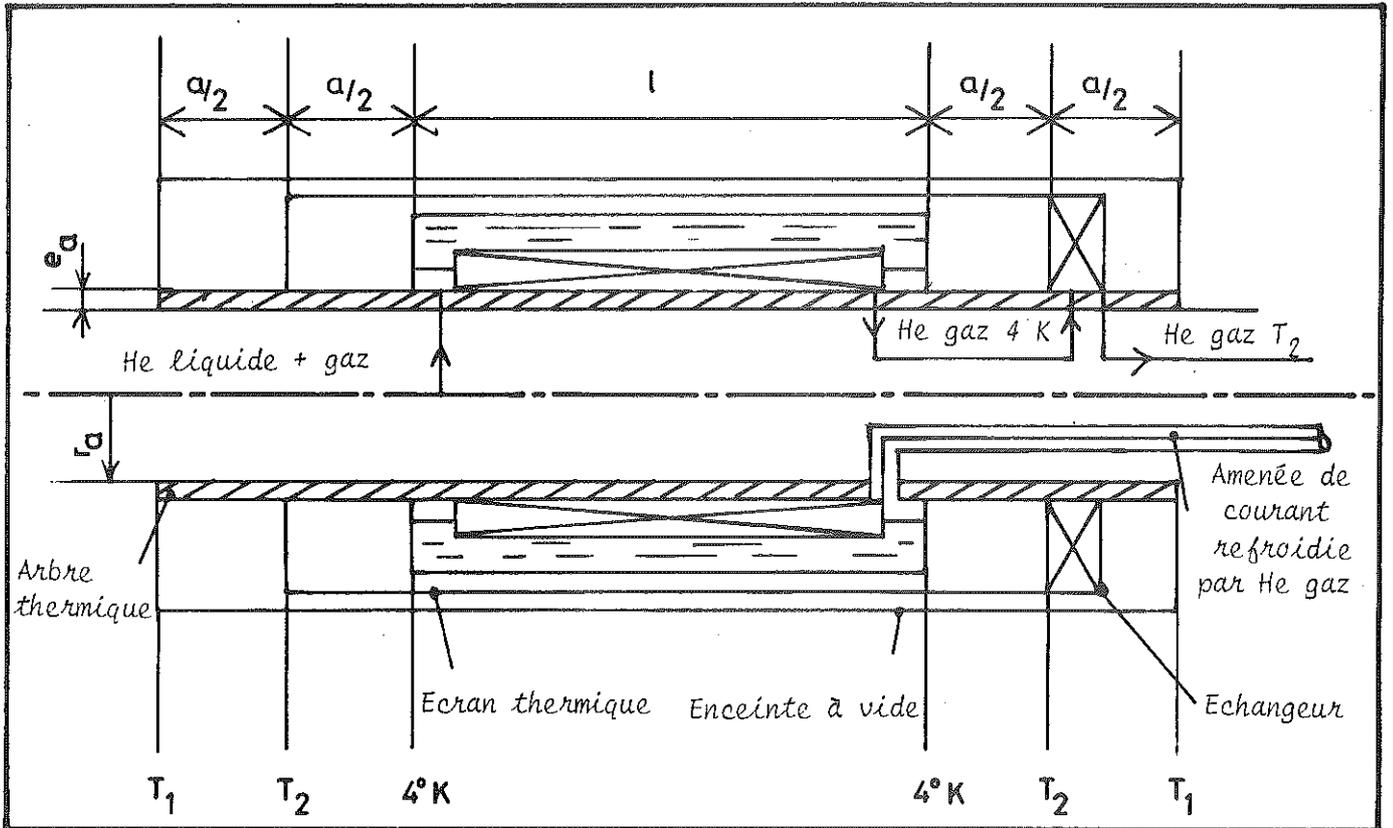


FIGURE 44

Schéma du refroidissement du cryostat

même échangeur que l'écran, tandis que les amenées de courant optimisées sont refroidies par les vapeurs qu'elles-mêmes créent.

Les notations utilisées sont les suivantes :

T_1 : température de l'enceinte à vide.

T_2 : température de l'écran radiatif.

$S = 2\pi r_a e_a$: section de l'arbre thermique.

$\frac{T_B}{k_{T_A}}$: conductibilité thermique moyenne de l'inox 304 L entre les températures T_A et T_B .

$$K_1 = \frac{T_2}{k_{T_1}} \cdot \frac{2S}{a}$$

$$k_2 = \frac{T_2}{k_4} \cdot \frac{2S}{a}$$

e : émissivité de l'écran thermique.

σ : constante de Stéphane

- S_1 : surface de l'écran.
 S_2 : surface de l'enceinte L He.
 ρ : débit d'He dû aux pertes totales de la machine exception faite des amenées de courant.
 ρ_0 : flux de gaz à 4 K injecté dans la machine et dû aux pertes dans la ligne de transfert.
 C_p : capacité calorifique par mole d'He gaz.
 $\frac{\rho}{L_V}$: chaleur latente de vaporisation.
 $I_{T_A}^{T_B}$: intégrale de conductibilité entre T_A et T_B de l'acier inox 304 L.
 a : longueur de l'arbre thermique.
 r_a : rayon de l'arbre thermique.
 e_a : épaisseur de l'arbre thermique.

On remarque, que d'emblée nous avons fixé le point froid au milieu de l'arbre thermique. En effet, on peut calculer que les pertes sont à peu près indépendantes de cette position et minimum, tant que l'on ne se rapproche pas à plus de $\frac{a}{5}$ des points à 4 K ou à T_1 K.

La température de l'écran est supposée uniforme et égale à T_2 , tandis que l'échangeur est supposé parfait.

En régime permanent, on peut écrire deux équations :

- la nullité du flux de chaleur au niveau de l'échangeur,
- la constance du niveau d'hélium.

La première équation fait apparaître quatre termes :

- les flux de chaleur par conduction le long de l'arbre soit $2K_1(T_1 - T_2)$ et $- 2K_2 T_2$,
- les flux de chaleur par rayonnement sur l'écran $e\sigma_1 S_1 (T_1^4 - 2T_2^4)$,
- le flux dû à la récupération de l'enthalpie des vapeurs soit $(\rho + \rho_0) C_p T_2$, si l'on néglige 4 K vis-à-vis de T_2 .

La deuxième équation fait apparaître trois termes :

- le flux de chaleur arrivant par conduction jusqu'au bain d'hélium $2K_2 T_2$,
- le flux de chaleur reçue par rayonnement $e\sigma_2 T_2^4$,
- et enfin la chaleur de vaporisation $\overline{\rho L_V}$.

D'où un système de deux équations à deux inconnues T_2 et ρ .

$$\begin{cases} 2K_1(T_1 - T_2) - 2K_2 T_2 + e\sigma_1 S_1 (T_1^4 - 2T_2^4) = (\rho + \rho_0) C_p T_2 \\ 2K_2 T_2 + e\sigma_2 S_2 \cdot T_2^4 = \overline{\rho L_V} \end{cases}$$

Ce système est simplifiable, dans la mesure où $T_2^4 \ll T_1^4$. De plus, $K_{T_2}^{T_1} + K_4^{T_2} = K_4^{T_1}$. Enfin, à mieux que 5 % près, $K_{T_2}^{T_1} = K_4^{T_1}$ si $T_2 < 60$ K. Il en résulte après élimination de ρ entre les deux équations et introduction de l'intégrale de conductibilité fonction de T_2 , $I_4^{T_2}(T_2)$, une expression de la température de l'écran en régime permanent.

$$T_2 \approx \frac{I_4^{300} \cdot \frac{2S}{a} + \frac{\epsilon \sigma S_1}{2} \cdot T_1^4}{\frac{Cp}{L_V} \cdot (I_4^{T_2}(T_2) \cdot \frac{2S}{a}) + K_4^{300} + \frac{\rho_0 Cp}{2}}$$

L'intégrale de conductibilité $I_4^{T_2}(T_2)$ s'obtient dans la littérature et l'équation se résout graphiquement.

Pour une chaleur latente $L_V = 80$ J/mole, la température de l'écran calculée est de 55 K ce qui confirme l'hypothèse $T_2 < 60$ K. La valeur de ρ correspond alors à un flux de chaleur de 3,2 W. Si l'on ajoute ce flux à celui des aménées de courant optimisées, refroidies par leur propres vapeurs, soit 1,3 W et si l'on ajoute les pertes dans le siphon et le joint tournant soit approximativement 3 W, l'on obtient les pertes totales soit approximativement 7,5 W. Ces pertes correspondent à un débit de 11 l/h d'hélium liquide.

Essais du cryostat et de l'inducteur en rotation - 1ère mise en froid :

A l'heure où nous rédigeons ce document, le cryostat a tourné environ 30 heures, soit vide, soit plein d'hélium liquide à des vitesses variant entre 300 tr/mn et 3000 tr/mn, l'inducteur étant excité de 0 à 350 A.

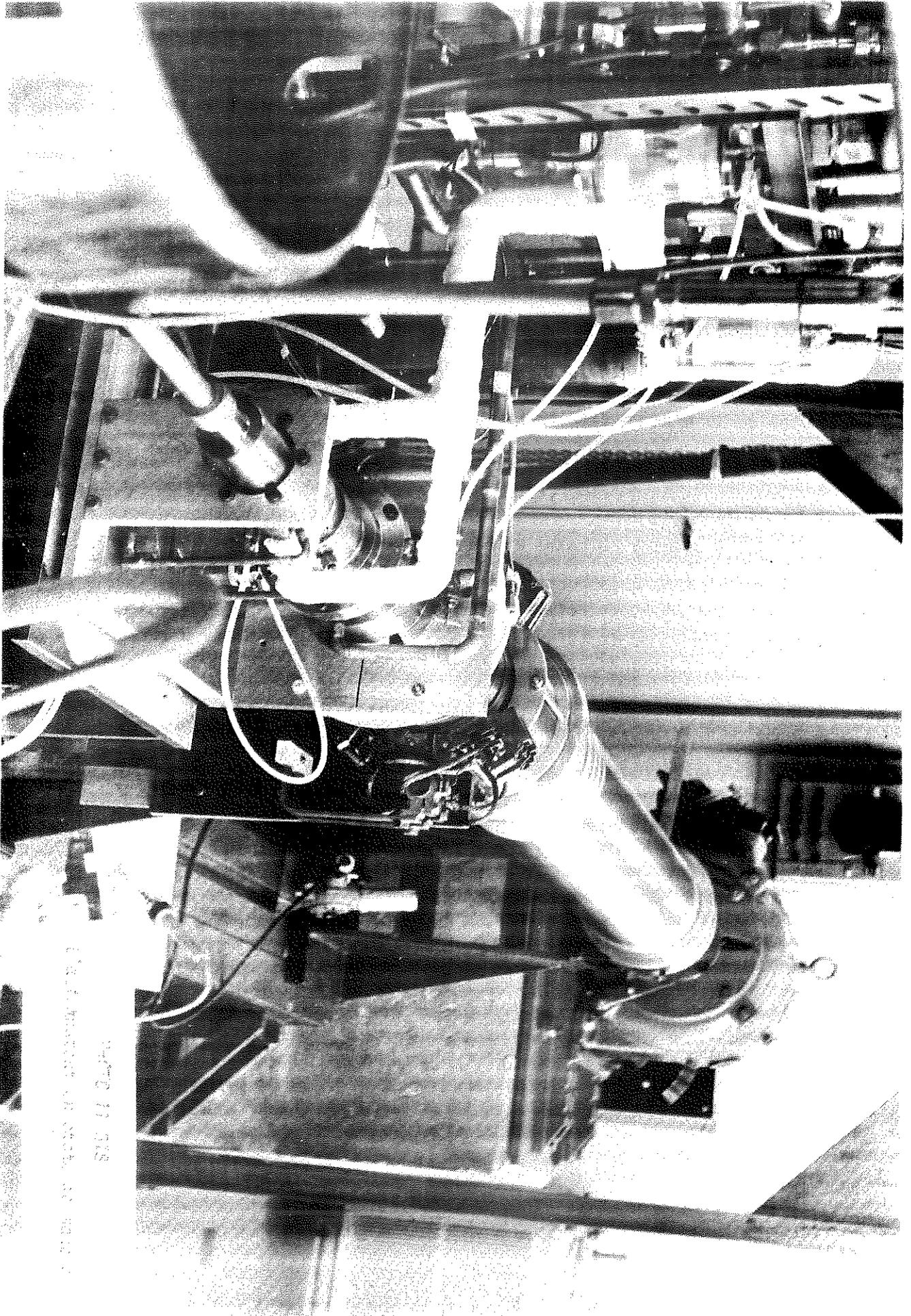
La 1ère fréquence critique de vibration transversale se situait, d'après le calcul au-delà de 3000 tr/mn. Aussitôt monté sur ses bouts d'arbre, l'inducteur a été mis en rotation pour un premier équilibrage. A cette occasion, nous sommes monté jusqu'à 3000 tr/mn, sans observer de vibrations, dont l'origine aurait été imputable à une résonance de la ligne d'arbre. Après montage de l'enceinte hélium, de l'écran radiatif et de l'enceinte à vide, nous avons procédé à un deuxième équilibrage. En l'absence de l'arbre hypersynchrone, nécessaire pour maintenir le parallélisme entre les flasques 15' et 15" (voir fig. 42), d'importantes vibrations ont été enregistrées, vers 2800 tr/mn. Ces vibrations, dues au boîitage entre les flasques et la ligne d'arbre, sont restées faibles sur les paliers principaux, (30 μ à 2800 tr/mn) alors qu'elles sont rapidement montées à 130 μ à 2800 tr/mn sur les paliers des joints tournants. Aussi avons-nous décidé de rester en-deçà de cette vitesse tant que l'arbre hypersynchrone ne serait pas monté. C'est donc sans écran électro-magnétique hypersynchrone (de manière à pouvoir observer d'éventuelles traces de condensation sur l'enceinte à vide) et sans stator (celui-ci n'ayant toujours pas été livré) que le 1er essai a été mené à bien.

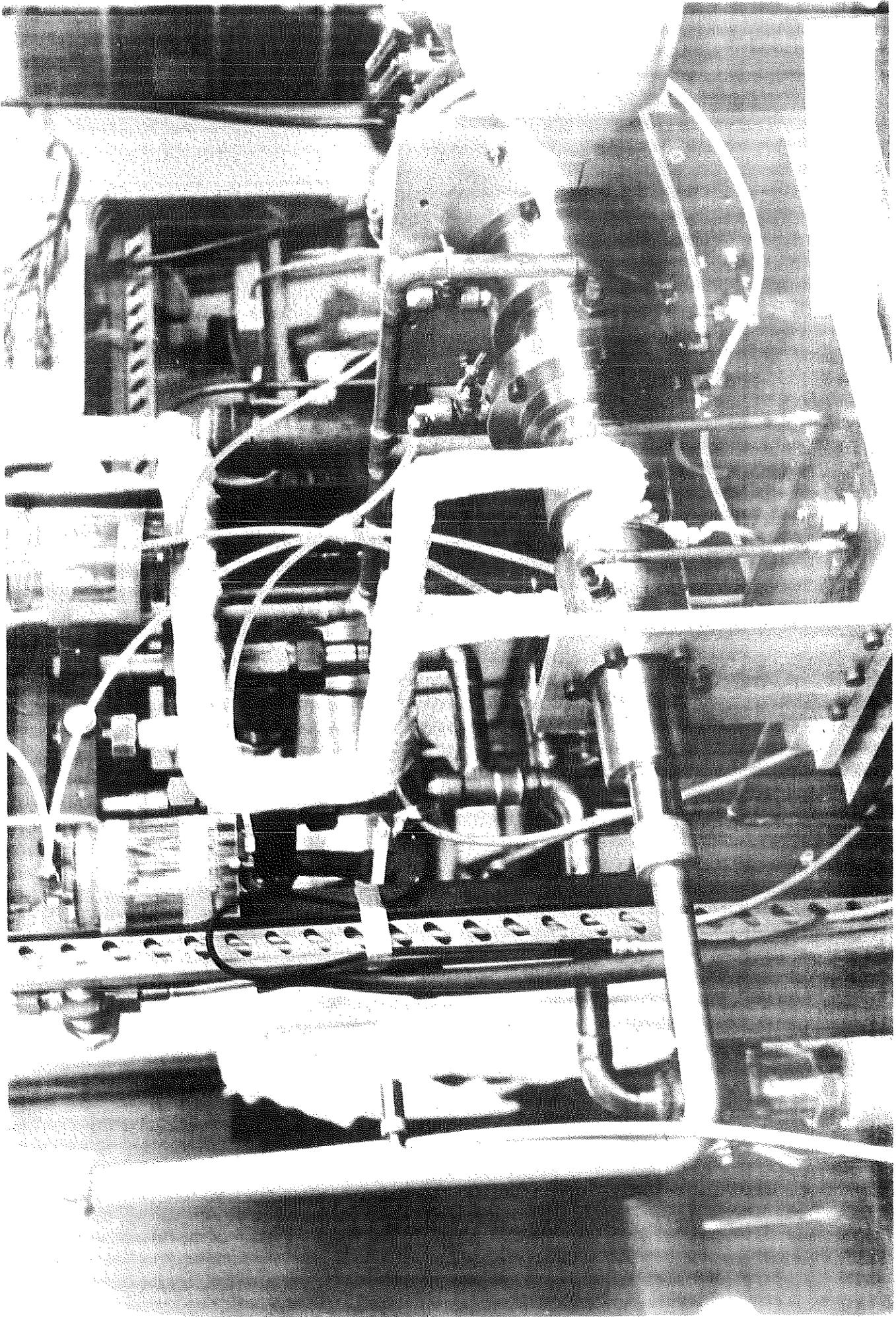
Il faut cependant noter qu'au cours des divers équilibrages, un échauffement anormal des étanchéités tournantes a été observé. Aussi avons-nous installé un système de lubrification et de refroidissement des deux joints de grand diamètre par aspersion d'huile. Deux circuits indépendants ont été installés. Le premier, sous air, refroidit le plus grand des deux joints, par injection d'huile entre celui-ci et le roulement étanche qui le centre (voir figure 42 bis). Le deuxième, sous hélium gazeux, injecte l'huile à la verticale du joint de diamètre intermédiaire. Dans les deux cas, l'huile est récupérée au fond du carter par aspiration. Deux échangeurs à eau assurent le refroidissement de l'huile, tandis que deux pompes à membrane assurent un débit de 8 cm³/s. Les deux réservoirs d'huile sont mis en pression par les pompes à membrane ($p \leq 0,5$ bar). Deux vannes-poinçon placées entre les réservoirs et les

gicleurs permettent le réglage du débit d'huile injectée. Les essais ont été effectués avec de l'huile de vaseline. Au cours des essais, l'ensemble de la machine a donné satisfaction. Ni les vibrations, ni la contraction du rotor n'ont dégradé l'étanchéité de l'enceinte à vide au niveau du joint de dilatation (un retrait de 3,1 mm a été observé pendant la mise en froid). L'échangeur de chaleur a fonctionné normalement, sans perte de charge excessive. Pour un siphonage de 15 l He liquide/heure, la pression sur le vase de stockage était de 200 g, tandis que la pression au joint tournant était de 50 g (indépendant de la vitesse de rotation entre 0 et 1500 tr/mn). L'usure des joints, lubrifiés et refroidis n'a pas été mesurée, mais est restée très faible.

450 l d'Hélium liquide ont été stockés pour assurer la première mise en froid et les premières heures de fonctionnement. Nous n'avons utilisé que 280 l au cours des 18 h de fonctionnement. Les 8 premières heures ont été consacrées à la mise en froid du cryostat et de la bobine. Après purge du circuit d'hélium, le liquide a été injecté à raison de 14 l/h à 300 tr/mn (voir figure 44 bis). Pendant les 10 heures qui ont suivi, et à quelques arrêts de siphonage prêts, le débit d'hélium liquide a été maintenu voisin de 17 l/h. Il faut noter cependant que la bobine a été constamment surrefroidie par rapport à ce qui était strictement nécessaire. En effet, de la 8ème à la 15ème heure, une défaillance de l'électronique de mesure nous a empêché de savoir où s'établissait le niveau d'He liquide. De crainte de ne pas siphonner assez rapidement, nous avons volontairement forcé sur l'alimentation en liquide. A la 15ème heure, les sondes carbonées et la sonde à fil supra, après diminution du courant de chauffage, ont enfin donné des mesures exactes du niveau d'Hélium liquide à l'intérieur du cryostat. Au cours de ces 7 heures il a été également possible de mesurer les pertes du cryostat, celui-ci étant rempli de liquide, puis se vidant sur ces pertes à 300 tr/mn. Les amenées de courant n'étant pas refroidies, et la totalité des vapeurs passant par l'échangeur, les pertes se sont élevées à 8,5 W, ce qui correspond à une vaporisation de 12 l/h de liquide. A la 15ème heure, lorsque les sondes ont donné des indications valables, nous avons constaté que la sonde carbone C₃ (voir figure 42) était constamment dans le gaz, quelque soit le débit du liquide injecté. En effet, tant que la sortie des vapeurs par les amenées de courant est impossible, une poche de gaz se forme à l'"extrémité connexion" de l'inducteur (les canaux de sortie de gaz entre l'inducteur et la frette interne sont

sous-dimensionnés). Après ouverture du refroidissement des amenées de courant, la sonde C_3 a été immédiatement recouverte de liquide. Nous avons alors volontairement continué de surrefroidir le cryostat et les amenées de courant. Nous avons fixé à 40 L/mn TPN le débit de gaz dans les amenées de courant, soit le double du nécessaire, de manière à éviter, tout incident pour un premier essai. Les sondes de température Pt_1 et Pt_2 (voir figure 42) ne sont jamais remontées au-dessus de 0°C de la 15ème à la 18ème heure. Pendant ces trois heures, l'inducteur a été excité par un courant allant jusqu'à 350 A ce qui correspond à un champ magnétique de 3 T au centre du dipole. Le débit d'Hélium-gaz dans les amenées de courant a été maintenu constant en fermant ou en ouvrant les vannes de sortie de vapeur échangeur et les amenées de courant au sortir des joints tournants. La montée en champ n'a pu être effectuée à plus de 30 A/mn du fait de la saturation de l'alimentation en courant (résistance aux balais importante). Cette montée en courant correspond à une tension de 0,67 V aux bornes des balais. Pour la même tension, la désexcitation est beaucoup plus rapide (140 A/mn), car alors, le terme $L \frac{di}{dt}$ est à déduire du terme RI. Aucun problème particulier n'a été enregistré à 3 T et 1500 tr/mn. Seule la régulation automatique du niveau d'Hélium par la sonde à fil supra n'a pu être essayée. Tout au long du refroidissement, du fonctionnement et du réchauffement du cryostat, les températures des deux extrémités de l'écran radiatif ont pu être enregistrées (voir figure 44 bis). On peut constater que la température moyenne de l'écran est, conformément au calcul, égale à 60 K. Les pertes du cryostat tournant (12 l/h) demandent à être remesurées avec refroidissement des amenées de courant. Elles devraient alors se rapprocher des 11 l/h théoriques.





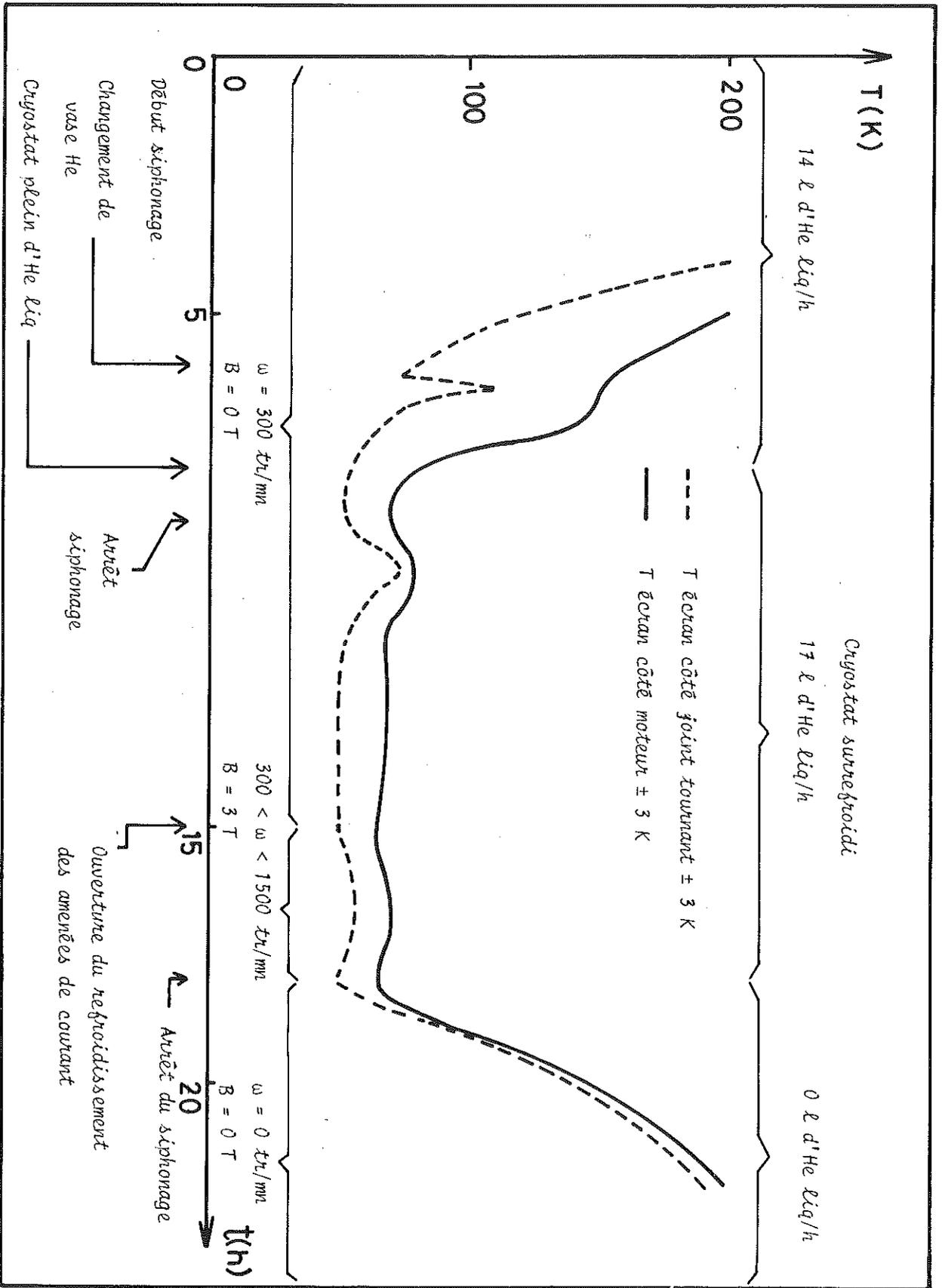


Fig. 44 BIS

Variation de température de l'écran lors de la tère mise en froid

IV-4 ECRAN ELECTROMAGNETIQUE HYPERSYNCHRONE ET STATOR

L'écran électromagnétique hypersynchrone et le stator sont deux éléments plus classiques de la machine, puisqu'ils opèrent à température ambiante. Dans les pages qui suivent nous allons successivement décrire l'écran électromagnétique, puis le stator.

IV-4.1. L'écran électromagnétique hypersynchrone.

L'écran électromagnétique constitue l'un des éléments essentiels d'une machine à inducteur supraconducteur, qu'elle soit de type classique ou hypersynchrone.

Dans les deux cas, il assure le filtrage des harmoniques statoriques en régime permanent équilibré ou déséquilibré (voir Annexe VI). Dans les deux cas, lors des régimes de court-circuit, c'est lui qui supporte des couples de l'ordre de 10 fois le couple nominal et les charges d'écrasement correspondantes.

De plus, dans le cas de la machine hypersynchrone, c'est lui qui assure la transmission du couple moteur par liaison asynchrone et, à ce titre, il est le siège de pertes Joule proportionnelles au glissement et à la puissance de la machine.

Le dimensionnement électrique et thermique de l'écran électromagnétique d'une grande machine, résulte d'un compromis entre ces différentes fonctions :

- Un bon filtrage et de faibles pertes Joules dans la liaison hypersynchrone conduisent à une constante de temps élevée.
- Une bonne stabilité statique et une faible diminution du couplage inducteur-stator conduisent à l'adoption d'une constante de temps faible.

Dans le cas du prototype de 500 KW l'écran a été dimensionné en fonction des régimes permanents. Nous nous sommes fixés un glissement maximum à ne pas dépasser pour la puissance nominale de la machine. Nous en avons déduit, compte-tenu du métal utilisé, l'épaisseur qu'il convenait de donner à cet écran. Le calcul du glissement peut se faire en utilisant la représentation vectorielle présentée dans l'étude des régimes permanents. Cependant, il est possible d'obtenir ce seul

résultat d'une manière moins lourde. En effet, nous savons que de toute manière, l'épaisseur de l'écran sera faible vis-à-vis de l'épaisseur de peau du matériau considéré, à la fréquence du glissement. Dans ces conditions, l'on peut supposer une pénétration totale des flux et effectuer le calcul du glissement en négligeant le flux de réaction d'induit vis-à-vis du flux inducteur. En faisant abstraction des effets d'extrémité, on peut découper l'écran par la pensée en barres parallèles aux génératrices. Pour un glissement donné, on peut alors calculer la f.e.m. aux bornes de la borne soit $\vec{E} = \vec{v} \wedge \vec{B}$. Le courant s'en déduit par la loi d'ohm compte-tenu des hypothèses précédentes et le couple par l'intégration des produits champs courants. Il en résulte une relation simple entre la puissance transmise P par la liaison asynchrone et son glissement g, relation valable pour les glissements faibles. Nous avons utilisé les mêmes notations que précédemment, B représentant le champ interne au dipole, l_a la longueur active, ρ_a la résistivité du métal.

$$P = \pi B_0^2 \left(\frac{R_{fi} + R_{fe}}{2} \right)^4 \cdot \frac{\omega^2}{\rho_a} \cdot \frac{(R_{a'e} - R_{a'i}) \cdot l_a'}{\frac{(R_{a'e} + R_{a'i})}{2}} \cdot g$$

On peut modifier simplement cette formule pour tenir compte des effets d'extrémité. Il suffit de remplacer la résistivité ρ_a du métal par une résistivité plus grande tenant compte de la contribution à la résistance des zones par lesquelles se referment les lignes de courant.

Ainsi nous avons adopté une réalisation de l'arbre hyper-synchrone conforme à la figure 42. L'écran se présente sous forme d'un tube en alliage d'aluminium AU 4G dont la résistivité $\rho_a = 4,5 \mu\Omega\text{cm}$. Les rayons intérieurs et extérieurs sont respectivement $R_{a,i} = 106 \text{ mm}$ et $R_{a,e} = 126 \text{ mm}$. En multipliant la résistivité du métal par un facteur 1,7 pour tenir compte des effets d'extrémité et en considérant une longueur active $l_a = 20 \text{ mm}$, le glissement correspondant à une puissance $P = 500 \text{ KW}$ et une induction $B_0 = 3 \text{ T}$, s'élève à 1,5 %.

C'est dire qu'à pleine puissance, les pertes Joules au sein de l'arbre s'élèveront à 7,5 KW. Le refroidissement de l'arbre est effectué par convection forcée. De l'air sous pression est injecté dans un espace annulaire de 5 mm entre l'arbre et la paroi intérieure du stator (voir photo 12). Les caractéristiques de la soufflerie assurant

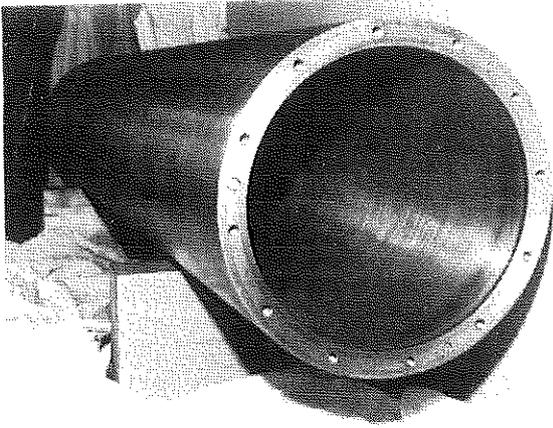


PHOTO 12
L'écran électromagnétique

Le refroidissement ont été calculées de façon à ce que la température de l'écran électromagnétique hypersynchrone ne dépasse pas 65°C à pleine puissance de la machine. Une puissance de ventilation de 1 KW doit ainsi être ajoutée aux 7,5 KW de pertes Joules dans la liaison pour déterminer le rendement de la transmission du couple. Il faut signaler que pour une

machine plus puissante on pourrait diminuer beaucoup le pourcentage des pertes en utilisant une induction plus élevée, et un écran chaud hypersynchrone de constante de temps plus élevée (remplacement de l'AU 46 par du cuivre, augmentation de l'épaisseur). Il faut cependant noter que l'on est limité dans cette voie par les problèmes de stabilité statique (voir III-6).

IV-4.2. Le stator.

Le stator représente un élément classique dans son principe électromagnétique mais original de part sa réalisation technique. Evidemment, il représente toujours un ensemble de trois bobinages identiques déphasés angulairement de $\frac{2\pi}{3}$, de façon à assurer la création de forces électromotrices triphasées équilibrées. Mais sa conception est bouleversée par l'absence de denture magnétique (voir figure 45). Certes une couronne magnétique subsiste autour des bornes statoriques. Mais sa contribution à l'augmentation du flux coupé par le stator est faible (10 %), sa présence étant simplement justifiée par l'écrantage des flux de fuite. L'absence de denture magnétique a plusieurs conséquences. Tout d'abord, l'on n'est plus limité en place pour disposer du cuivre tout autour de l'inducteur et ce cuivre peut être très efficacement refroidi par une circulation d'huile. Il en résulte une augmentation considérable des ampères-tours linéiques au stator et du même coup l'accroissement

correspondant de la puissance volumique. L'absence de la denture métallique fait également disparaître la structure mécanique supportant le couple de court-circuit. Cette structure, maintenant, est baignée par des flux variables à 50 Hz. Il en est de même des bornes statoriques. Il en résulte deux conséquences majeures :

- toute la structure mécanique supportant les couples de court-circuit et les différentes enceintes doit être réalisée en matériaux de forte résistivité électrique. Nous avons choisi les fibres de verre imprégné,

- les barres doivent être finement divisées et fortement transposées. Les pertes par courant de Foucault croissent très vite avec le diamètre du brin élémentaire. Les pertes Joules totales sont dues à la somme de deux termes. Le premier correspond à la densité de courant efficace j_1 due au débit du stator sur le réseau. Le deuxième correspond à une densité de courant efficace équivalente, produisant les mêmes pertes que les courants de Foucault. Ainsi tout se passe du point de vue des pertes totales, comme s'il passait dans les brins une densité de courant

$$j_0 = \sqrt{j_1^2 + j_2^2} \quad \text{avec} \quad j_1 = \frac{\sigma \omega B R_0}{2}$$

σ désigne la conductibilité électrique du cuivre, B le module de l'induction dans laquelle il est plongé et R_0 le rayon du brin élémentaire. Le calcul menant à ces résultats est expliqué dans l'annexe VI. On constate que les deux densités de courant se composent quadratiquement. Ainsi les pertes Joules totales sont indépendantes de R_0 tant que $j_1 \ll j_2$, puis croissent quadratiquement avec R_0 dès que j_2 devient prépondérant. Nous avons choisi un brin de 0,5 mm de diamètre transposé avec un pas de 30 mm. La densité de courant j_2 de pertes supplémentaires s'élève alors à 1,75 A/mm², qu'il faut composer avec la densité de courant j_1 que nous avons choisie égale à 5 A/mm². En définitif, la densité de courant équivalente j_0 du point de vue des pertes Joules statoriques est égale à 5,3 A/mm². Chaque phase est constituée de 24 spires, chaque spire étant composée de 770 brins élémentaires transposés. Le bobinage est réalisé en deux étages, avec un pas raccourci de 1/3. A pleine puissance les pertes Joules totales et les pertes dans la couronne magnétique sont de l'ordre de 8,5 KW. Le refroidissement est assuré par une circulation d'huile dans des canaux en fibre de verre imprégné insérés entre les spires (voir figure 45 et 45 bis). Ces canaux supportent les

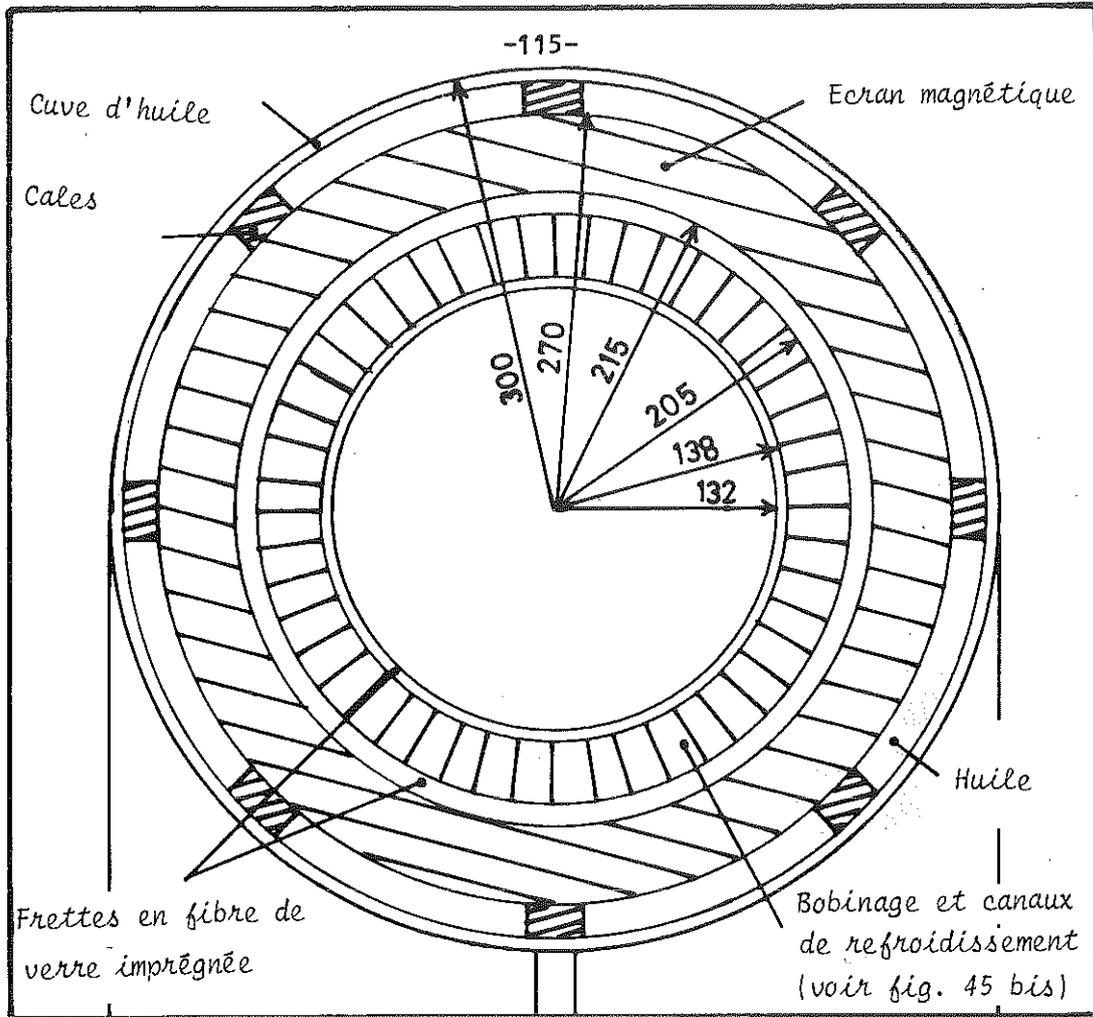


FIGURE 45
Coupe du stator

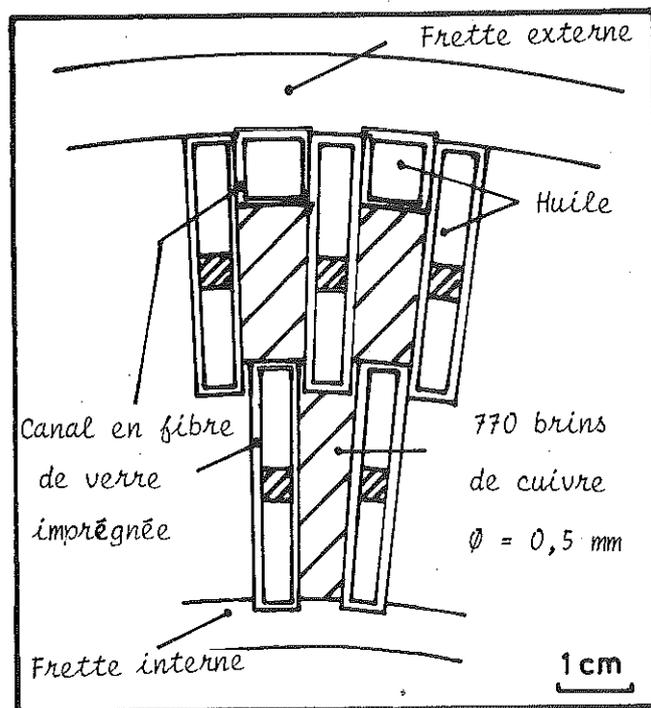


FIGURE 45 bis
Coupe du bobinage

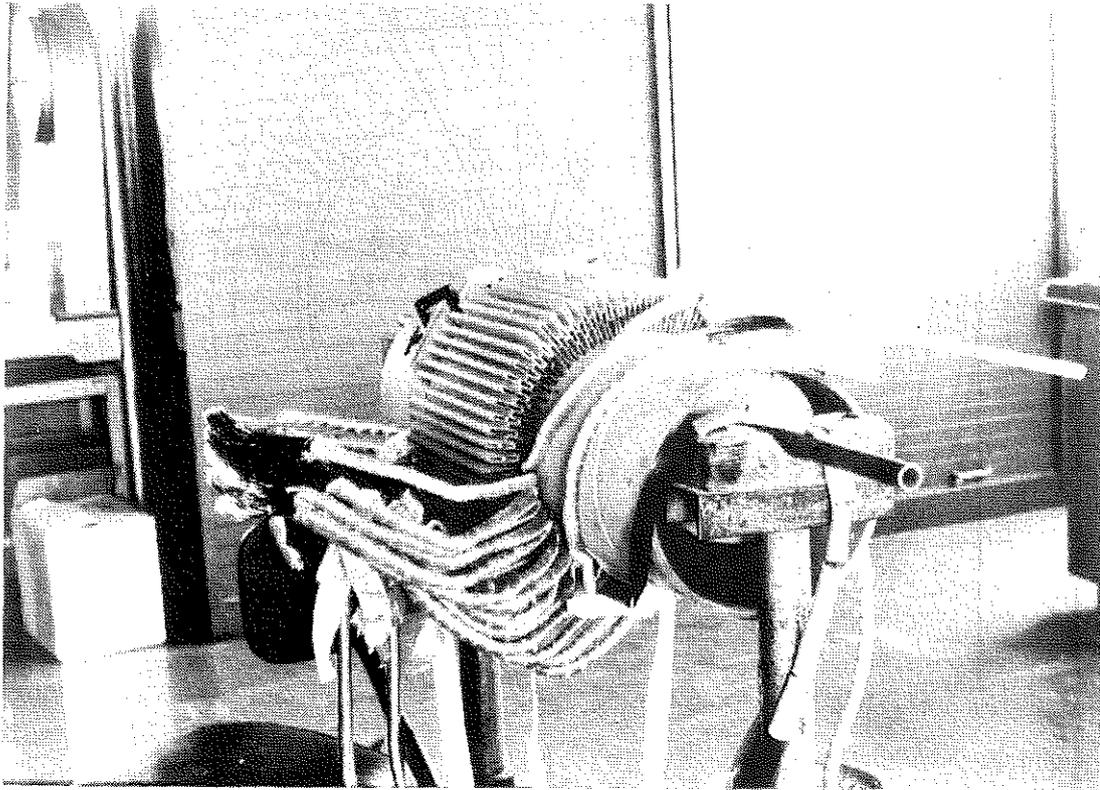


PHOTO 13

Le stator en cours de bobinage

forces d'écrasement lors des régimes de court-circuit jusqu'à 10 fois le couple nominal. A la puissance maximale de la machine, la température des bornes doit s'élever à 95°C, tandis que pour un $\cos \rho = 1$, les courants par phase et tension entre phase sont respectivement de 750 A et 380 V.

IV-4.3. Ecrantage des champs statoriques par les écrans.

Lorsque le stator est en charge, il crée un champ de réaction d'induit qui n'est purement dipolaire que suivant l'axe de la machine. Partant ailleurs, et en particulier au niveau du supraconducteur, il crée des champs multipolaires tournants. Les caractéristiques de ces champs sont calculées dans l'annexe III, en régime permanent équilibré et déséquilibré. Dans le référentiel tournant au synchronisme avec le supraconducteur, les champs sont pulsés à 6ω , 8ω , 12ω , 14ω , etc

en régime équilibré et à 2ω , 4ω , 6ω , 8ω , etc... pour un déséquilibre en module sur une phase. En régime équilibré et en l'absence d'écrantage par les écrans, le module du champ à 6ω serait de 3 Gauss au niveau du supraconducteur. Dans les mêmes conditions, mais en régime déséquilibré de 5 % en module du courant dans une phase, le module du champ à 2ω serait de 4 Gauss. En réalité, ces champs multipolaires sont écrantés au niveau de l'écran hypersynchrone. Il en résulte une nette diminution des pertes au niveau des pièces métalliques froides. Ainsi un champ pulsé à 2ω est écranté dans un facteur 6 du seul fait de l'écran en dural. Il est ensuite écranté par l'écran radiatif à 55 K par un facteur 8. Les pertes au niveau de l'inducteur sont donc quasiment négligeables. Cependant l'écrantage au niveau de l'écran chaud est beaucoup plus important que celui au niveau de l'écran froid. En effet, s'il n'existait pas, la totalité de l'écrantage se produirait dans l'écran radiatif par l'apparition de courant variable dans le temps. L'action du champ magnétique rotorique sur ces courants produirait alors des forces qui feraient entrer l'écran en vibration suivant le mode dipolaire. Ces déformations en oval se produiraient à des fréquences multiples de 50 Hz. Du fait du piégeage du champ magnétique inducteur par l'écran (la constante de temps de l'écran radiatif est de 0,2 s, donc grande vis-à-vis de la période des vibrations) il y aurait striction alternative du flux entre l'écran et l'inducteur à la fréquence des vibrations mécaniques. Il apparaîtrait alors des champs variables au niveau du supraconducteur, donc des pertes. Il est donc important d'écranter les champs variables à température ambiante. Sinon, il devient nécessaire de caler soigneusement l'écran thermique pour empêcher toute déformation ovoidale de sa structure.

V C O N C L U S I O N

Les conclusions que cette étude peut inspirer sont doubles :
- celles relatives au prototype hypersynchrone et celles relatives aux grands turboalternateurs de la gamme 1 GW.

Pour ce qui est du prototype de 500 KW, le fonctionnement mécanique, thermique et électro-magnétique du rotor a été pleinement satisfaisant. Cependant, la faisabilité des alternateurs à transmission hypersynchrone du couple ne sera vraiment démontrée qu'après les essais électriques du stator.

Pour ce qui est des générateurs de grande puissance, cette étude montre l'intérêt du nouveau type de machine : les conséquences mécaniques et thermiques des régimes transitoires électriques sont largement atténuées. La diminution du rendement due à la transmission hypersynchrone du couple est ainsi compensée par une simplification de conception du rotor et par un accroissement de la sécurité de fonctionnement. Naturellement, la sécurité d'exploitation d'une machine ne se calcule pas. Elle se mesure à la fréquence des indisponibilités et seule la construction d'un grand générateur peut la démontrer. Ceci n'est plus de notre ressort.

A N N E X E I

REPRESENTATION D'UN ECRAN ELECTROMAGNETIQUE EPAIS PAR UN OU
DEUX CIRCUITS RL COUPLES

Avant de nous intéresser à la réponse d'un écran électromagnétique épais, intéressons-nous à celle d'un écran électromagnétique mince, c'est-à-dire à un écran dont l'épaisseur est faible vis-à-vis de l'épaisseur de peau du matériau qui le constitue à la fréquence f_{MAX} (f_{MAX} représentant la fréquence la plus haute du spectre des vibrations électromagnétiques qui le sollicite).

Considérons l'ensemble représenté sur la figure 1. L'écran

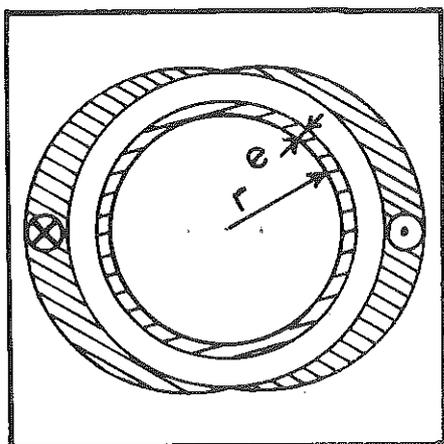


FIGURE 1

mince de rayon r , d'épaisseur e , et de résistivité ρ est placé à l'intérieur d'un dipôle créateur d'une induction uniforme $B_0(t)$, constante en direction mais variable en module, avec le temps. Calculons l'induction $B(t)$ créé par l'écran en réponse à la sollicitation $B_0(t)$. Cette réponse sera dipolaire du fait de la géométrie considérée. C'est-à-dire que

$$B(t) = \frac{\mu_0}{2} K(t) \quad (1)$$

si $K(t)$ est la densité linéique

de courant maximum au sein de l'écran. Cette densité linéique maximale est donnée par la loi d'ohm, puisque nous supposons une pénétration complète des champs dans l'écran.

Calculons la densité linéique là où elle est maximum, c'est-à-dire à l'équateur, en isolant par la pensée une spire équatoriale de largeur $r d\theta$, d'épaisseur e , et de longueur L .

Cette spire subit une variation de flux $2rl \frac{d(B_0(t) + B(t))}{dt}$

alors que sa résistance n'est autre que $2\rho \frac{l}{e r d\theta}$, d'où la valeur du courant qui y circule et donc de la densité linéique maximum de courant, soit :

$$K(t) = \frac{r e}{\rho} \frac{dB_o(t) + B(t)}{dt}$$

Le champ propre de l'écran $B(t)$ est lié à $K(t)$ par la relation (1), d'où l'équation différentielle solution :

$$B(t) = - \frac{\mu_o r e}{2\rho} \cdot \frac{d}{dt} (B_o(t) + B(t)) \quad (2)$$

Cette équation différentielle du premier ordre à coefficient constant fait apparaître une constante de temps caractéristique $\tau = \frac{\mu_o r e}{2\rho}$. On peut maintenant considérer le bobinage que l'on obtiendrait en découpant l'écran par la pensée en trois phases décalées géométriquement de $\frac{2\pi}{3}$, chaque phase étant également découpée par la pensée en n spires. Court-circuitons les trois phases et examinons la réponse d'un tel bobinage. Cette réponse est naturellement fixée par la loi de Lenz :

$$RI(t) + \frac{d(\mathcal{L}-M)I(t) + k B_o(t)}{dt} = 0 \quad (3)$$

$I(t)$ étant le courant dans une phase, R la résistance d'une phase, $\mathcal{L}-M$ l'inductance cyclique, et k une constante dépendant de la géométrie. $I(t)$ étant proportionnel à $B(t)$ on peut encore écrire cette réponse sous la forme :

$$B(t) = - \frac{\mathcal{L}-M}{R} \frac{d}{dt} (k' B_o(t) + B(t)) \quad (4)$$

$\mathcal{L}-M$ et R ont été calculés dans l'annexe II, soit

$$\begin{cases} -M = n^2 \mu_o \left(\frac{3}{\pi}\right)^3 \\ R = \frac{6\rho n^2}{\pi r e} \end{cases}$$

d'où
$$\tau' = \frac{\mathcal{L} - M}{R} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^2 \frac{\mu_o r e}{2\rho}$$

nouvelle constante de temps de l'écran représenté comme système triphasé équilibré.

On constate donc qu'à $(\frac{3}{\pi})^2$ près, $\tau' \approx \tau$, et la réponse fixée par (4) identique à celle fixée par (2), c'est-à-dire que la réponse d'un écran mince est identique à celle du bobinage triphasé court-circuité associé.

Considérons maintenant un écran épais. Découpons-le par la pensée en n écrans minces d'épaisseur e_i et de rayon r_i (fig. 2), créant un champ propre de nature dipolaire, c'est-à-dire un champ uniforme $B_i(t)$ dans le domaine intérieur, puis décroissant comme $(\frac{r_i}{r})^2$ à l'extérieur. Chaque écran pouvant être considéré comme un écran mince, voit séparément une pénétration totale des flux. Il répond donc à toute sollicitation dipolaire $B_o(t)$ par une variation de $B_i(t)$ vérifiant une équation similaire à (2). On peut écrire n équations relatives aux n écrans minces, d'où le système (5).

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1(t) = - \frac{\mu_o e_1 r_1}{2\rho_1} \left[\frac{dB_o(t)}{dt} + \sum_{j=1}^n \left(\frac{r_j}{r_1}\right)^2 \frac{dB_j(t)}{dt} \right] \\ B_i(t) = - \frac{\mu_o e_i r_i}{2\rho_i} \left[\frac{dB_o(t)}{dt} + \sum_{j < i} \frac{dB_j(t)}{dt} + \sum_{j > i} \left(\frac{r_j}{r_i}\right)^2 \frac{dB_j(t)}{dt} \right] \\ B_n(t) = - \frac{\mu_o e_n r_n}{2\rho_n} \left[\frac{dB_o(t)}{dt} + \sum_{j=1}^n \frac{dB_j(t)}{dt} \right] \end{array} \right.$$

SYSTEME (5)

La résolution de ce système et le calcul de $\sum_i B_i$ fixe la réponse d'un écran épais à la sollicitation électromagnétique dipolaire, $B_o(t)$. Cette réponse est approximative. La réponse exacte serait obtenue par la résolution de l'équation de diffusion

$$\Delta B = \frac{\partial B}{\partial t}$$

dans un domaine cylindrique. Cette résolution donne une solution analytique faisant intervenir des fonctions de Bessel, donc lourde à manipuler. Nous nous proposons donc, de chercher le nombre minimal n d'écrans nécessaires, pour avoir une approximation suffisante de l'écran épais.

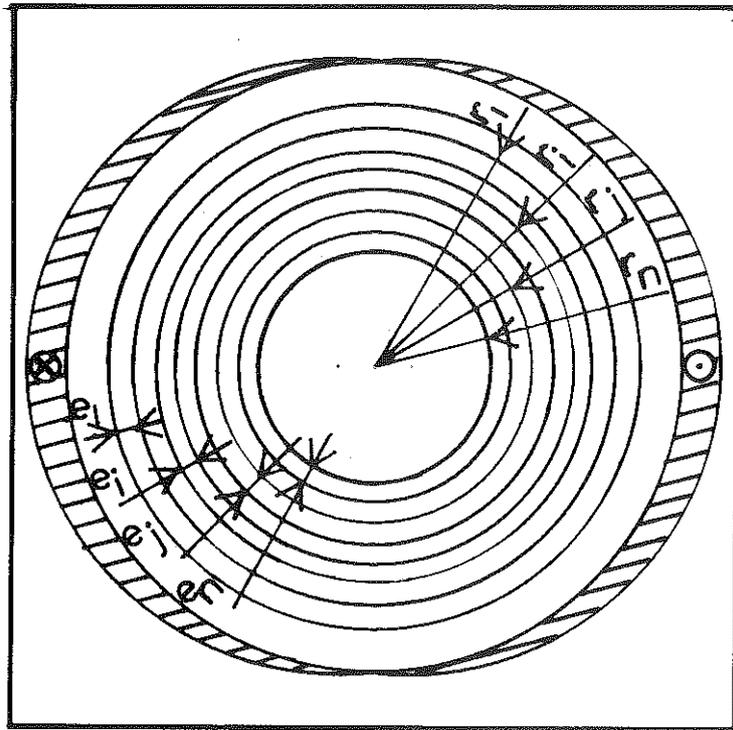


FIGURE 2

Découpage en n écrans minces d'un écran épais

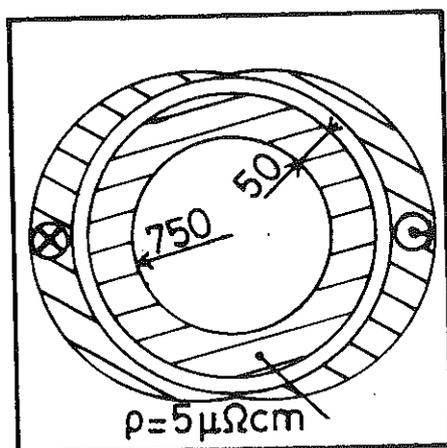


FIGURE 3

A cette fin, nous allons comparer la réponse obtenue pour $n = 1$ et $n = 2$, à la réponse exacte obtenue par résolution de l'équation de la diffusion dans le cas de l'écran représenté figure 3. Nous nous intéresserons à la réponse en fréquence $S(f)$, c'est-à-dire à la fraction du champ dipolaire, constant en direction, mais variable en module qui arrive à traverser l'écran. Ce champ est sinusoïdalement variable à la fréquence f . La réponse exacte a été calculée par

LAWRENSON (réf. 12), voir figure 4.

Pour $n = 1$ la réponse est extrêmement simple. Comme nous l'avons vu au début de cette annexe, c'est la réponse d'un circuit du

premier ordre. Ce que par abus de langage nous appellerons la constante de temps de l'écran et qui n'est autre que la constante de temps τ du bobinage triphasé associé, sera

$$\tau = \frac{\mu_0 r e}{2\rho} = 0,45 \text{ s}$$

D'où la fréquence de coupure :

$$f_{c_0} = \frac{1}{2\pi\tau} = 0,35 \text{ Hz}$$

et l'atténuation à 6 dB par octave (voir figure 4).

Pour $n = 2$, et dans le cas d'une perturbation sinusoïdale de pulsation ω , si nous notons $k = \frac{r_2}{r_1}$ la constante géométrique fixant le couplage entre les deux écrans supposés minces, et si nous notons par $\tau' = \frac{\tau}{2}$ la constante de temps du bobinage triphasé associé à l'un quelconque des deux écrans, alors le système (5) s'écrit plus simplement :

$$\begin{cases} B_1 = -\tau' [j\omega B_0 + j\omega B_1 + j\omega k^2 B_2] \\ B_2 = -\tau' [j\omega B_0 + j\omega B_1 + j\omega B_2] \end{cases} \quad (6)$$

B_0, B_1, B_2 représentant cette fois les valeurs crêtes des inductions sinusoïdales.

La résolution de ce système de deux équations à deux inconnues B_1 et B_2 nous permet de calculer la fonction de transfert :

$$\frac{B_0 + B_1 + B_2}{B_0} = \frac{1}{\left[\frac{1+k}{\sqrt{1-k^2}} + \sqrt{1-k^2} \cdot j\omega \frac{\tau'}{2} \right] \left[\frac{1-k}{\sqrt{1-k^2}} + \sqrt{1-k^2} j\omega \frac{\tau'}{2} \right]}$$

d'où les deux pulsations de coupure ω_{c_1} et ω_{c_2} .

$$\begin{cases} \omega_{c_1} = \frac{2}{(1+k)\tau} \\ \omega_{c_2} = \frac{2}{(1-k)\tau} \end{cases}$$

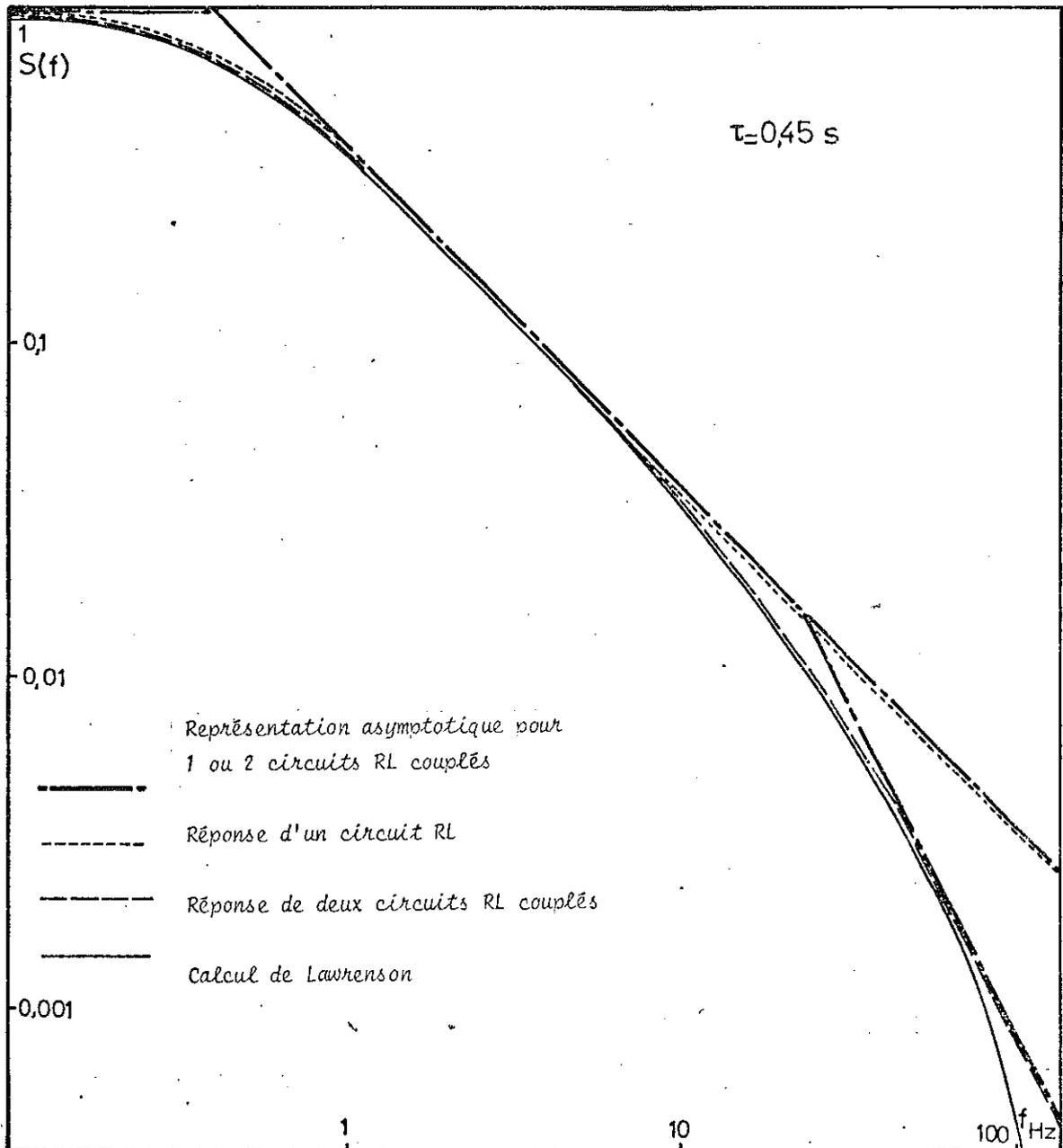


FIGURE 4

Réponse en fréquence d'un écran épais ($\tau = 0,45 \text{ s}$) - Comparaison avec la réponse par une représentation en un circuit RL aux deux circuits RL couplés

Or $k = \frac{r_2}{r_1}$ est voisin de 1 si l'épaisseur de l'écran est petite devant son rayon moyen. Il en ressort que $\omega_{c1} \approx \frac{1}{\tau} = \omega_{c0}$ pulsation de coupure obtenue dans le cas où $n = 1$, tandis que $\omega_{c2} = \frac{2}{1-k} \omega_{c0}$ est beaucoup plus élevé. La réponse dans le cas de $n = 2$ présente donc deux fréquences de coupure dont la première est très voisine de celle obtenue dans le cas où $n = 1$. L'atténuation est de 6 dB par octave après la première, puis de 12 dB par octave après la seconde. Pour $r_1 = r + \frac{3e}{4}$ et $r_2 = r + \frac{e}{4}$ l'on obtient $f_{c1} \approx 0,35$ Hz et $f_{c2} \approx 21$ Hz (voir figure 4).

A N N E X E II

CALCUL DE LA MATRICE IMPEDANCE D'UN GENERATEUR DIPOLAIRE,
50 Hz, DE 1,2 GW

Le dimensionnement que nous présentons pour la machine classique et pour la nouvelle machine n'est pas optimal. D'ailleurs, on optimise une machine en fonction d'un ou de plusieurs critères et ces critères changent en fonction du point de vue que l'on adopte (constructeur ou exploitant). De plus, bon nombre des critères qui permettent l'optimisation d'un groupe turbo-alternateur sont purement économiques, et en tant que tel nous échappent complètement. Nous avons donc dimensionné dans un premier temps une machine cryogénique classique, à inducteur dipolaire 6 T, 50 Hz, de façon qu'elle soit capable de fournir en régime permanent 1,2 GW sous 25 kV entre phase et neutre, le tout avec une réaction d'induit de l'ordre de 30 %.

A partir d'une telle machine, nous avons montré que l'écran électromagnétique à température ambiante, tel qu'il était dimensionné, permettait le fonctionnement électromagnétique et thermique de la nouvelle machine. Rappelons en effet que cet écran n'a pas les mêmes fonctions dans les deux machines. Dans le cas de la machine classique, il écrante les champs variables créés par le stator, c'est-à-dire les champs inverses en cas de déséquilibre lors du régime permanent. De plus, pendant les court-circuits, il écrante les champs rapidement variables. De ce fait, il subit à la fois des couples allant jusqu'à 6 fois le couple nominal et des charges d'écrasement anisotropes. De ce fait, il doit être très résistant mécaniquement. Sa constante de temps τ_a doit être suffisamment grande pour écranter efficacement les champs de déséquilibre, mais pas trop, de façon à permettre des réglages aisés de l'induction. Nous avons choisi $\tau_a = 0,35$ s.

Dans le cas de la nouvelle machine, il faut ajouter aux fonctions précédentes celles de transmettre le couple de la turbine vers l'inducteur par liaison asynchrone. Il en résulte des pertes proportionnelles à $\frac{1}{\tau_{a'}}$ dans l'écran. Il se trouve que pour la valeur $\tau_{a'} = 0,35$ s choisie pour la nouvelle machine, les pertes dans l'écran sont de l'ordre de 1,5 ‰ de la puissance totale de la machine. Une telle puissance est dissipable par des méthodes tout à fait classiques, et de plus ne diminue pas beaucoup le rendement global du groupe turbo-alternateur. De ce fait, nous pouvons adopter pour la nouvelle machine le même dimensionnement électromagnétique que pour la machine classique.

Les différentes valeurs des dimensions et impédances qui sont données dans les tableaux qui suivent ne sont pas un premier jet : elles résultent des nombreuses approximations successives qui ont permis d'obtenir les performances souhaitées tant pour la stabilité statique, que pour la stabilité dynamique. En particulier, la constante de temps $\tau_{a'}$ de l'écran chaud et l'inertie de l'inducteur et de l'écran froid, ont une forte influence sur la stabilité de la nouvelle machine.

Le dimensionnement proposé pour les deux machines ne réalise donc pas une optimisation mais fait entrer en ligne de compte les performances en régime transitoire.

La figure 1 permet de se rendre compte des grandeurs respectives des différents composants et d'explicitier les notations utilisées.

Les indices a, a', a'', sont relatifs au stator, à l'écran chaud et à l'écran froid. Les indices b, g, f, à l'écran magnétique, à la frette interne et à l'inducteur. Les écrans épais sont représentés comme des bobinages, triphasés en c.c. ainsi que le justifie l'annexe I. L'inducteur dipolaire est approximé par un créneau de courant uniformément réparti, l'ouverture polaire du créneau étant de $2 \delta f$ (voir figure 1). R_i et R_e sont des rayons internes et externes tandis que N représente le nombre de spires par phase ou par bobine. R et L représentent les résistances et inductances cycliques des diverses bobines réelles ou fictives, tandis que M représente les mutuelles, T les températures de bobinage, ρ leur résistivité électrique et k_{foi} leur coefficient de foisonnement (égal à 1 pour les écrans épais). Les valeurs des grandeurs décrivant les bobinages où les écrans sont rassemblés dans le tableau n° 1. On remarque que dans le cas des machines étudiées, on a supprimé l'écran magnétique entourant le stator.

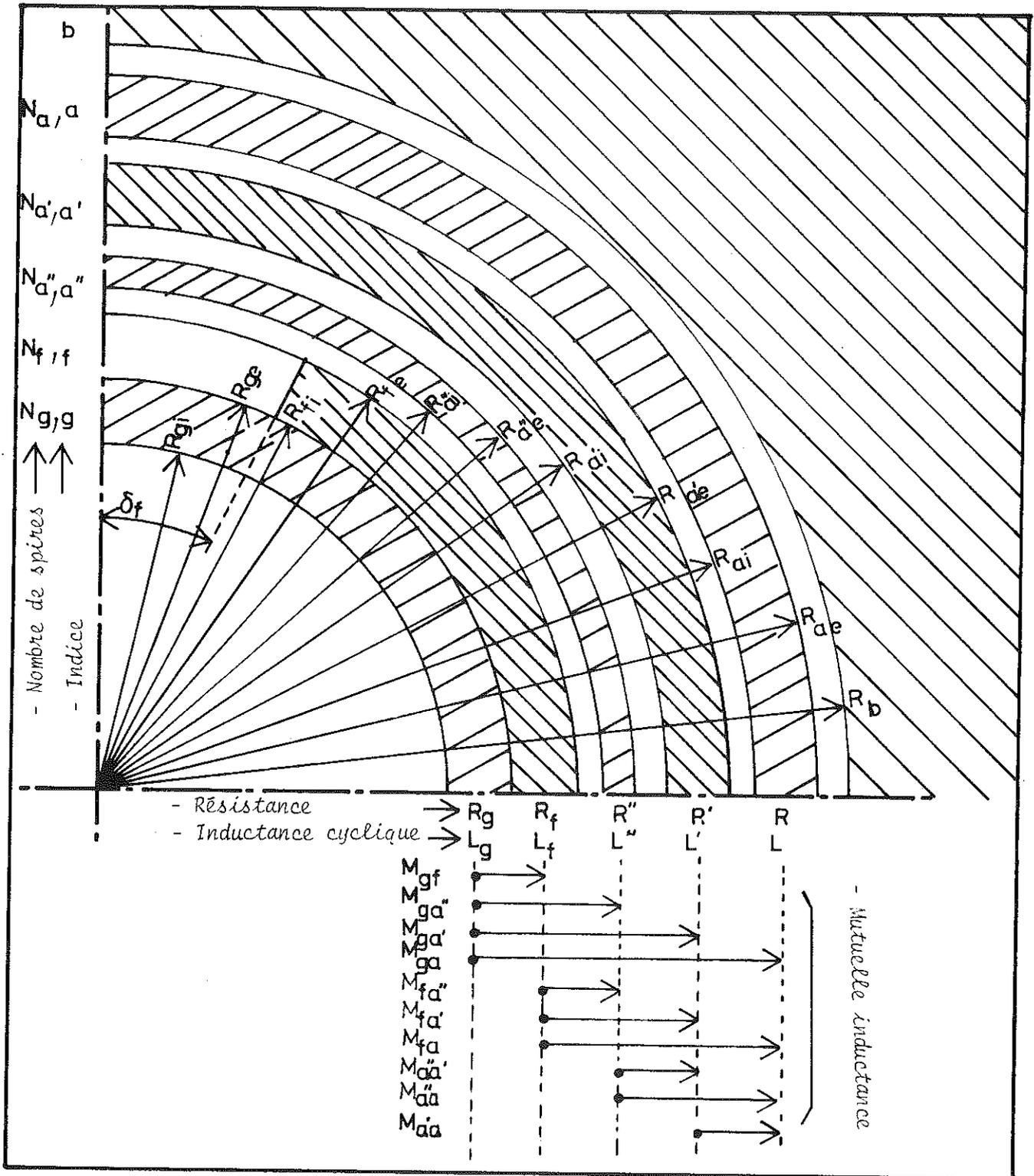


FIGURE 1
Coupe de la machine étudiée

BOBINAGE → GD PHYSIQUE ↓	b	a	a'	a''	f	g
R _i cm	∞	66	54	43	30	25
R _e cm	∞	80	64	43,5	36	30
N		23	19	10	580	30
ρ _{μΩ} cm	∞	1,8	7,1	0,735	0,00	50
T °K	300	340	340	40	4	4
k _{foi}		0,37	1	1		1
Matériaux	fer	cuivre	alliage	cuivre	supra	inox
τ = $\frac{L}{R}$ (s) désiré	(s) désiré	1	0,35	0,20	300	0,0116

TABLEAU N° 1

Grandeurs caractérisant les bobinages ou écrans

Calcul des inductances cycliques des bobinages triphasés :

L'inductance cyclique L d'un système triphasé a, b, c est la somme de deux termes :

$$L = \mathcal{L}_a + M$$

\mathcal{L}_a représentant l'inductance propre d'une phase et M la mutuelle entre deux phases du même bobinage. Si la nature du champ créé par une phase était dipolaire, on aurait $M = \mathcal{L}_a/2$. Dans la pratique (réf. 14),

Thullen a mesuré pour un stator d'alternateur à inducteur supraconducteur $M \approx 0,4 \cdot \mathcal{L}_a$. Compte-tenu du bon agrément entre la théorie et la pratique, nous considérerons par la suite que $L = 3/2 \mathcal{L}_a$, la valeur de \mathcal{L}_a étant extraite de la référence n° 14 avec $x = \frac{R_{ai}}{R_{ae}}$ et $y = \frac{R_{ae}}{R_b}$, soit si l représente la longueur active de la machine.

$$L = \frac{18 \mu_0 l N_a^2}{\pi^3} \left[\frac{1 + 3x^4 - 4x^3 + \frac{2}{3}(1 - x^3)y^2}{(1 - x^2)^2} \right]$$

Inductance du bobinage dipolaire :

Le calcul exact de l'inductance du dipole n'est pas primordial. C'est la valeur du produit $M_{af} I_f$ qu'il faut connaître avec précision puisque c'est lui qui fixe les f.e.m. De ce fait nous avons choisi d'approximer la répartition en créneau d'ouverture polaire $2 \delta f$ à une répartition sinusoïdale d'épaisseur constante la densité linéique de courant variant en $K_0 \cos \theta$. Nous avons calculé la self en utilisant une méthode énergétique, calculant successivement l'énergie stockée dans le domaine interne, dans le domaine externe, et enfin dans le bobinage lui-même. Le calcul ne présentant pas de difficulté particulière, nous présentons directement l'expression de L_f en notant $X = \frac{R_{fi}}{R_{fe}}$, $Y = \frac{R_{fi}}{R_b}$ et $Z = \frac{R_{fe}}{R_b}$.

$$L_f = l \cdot \frac{\mu_0 N_f^2 \pi}{4} \cdot \frac{x^2}{1 + x^2} \left\{ [1 + y^2]^2 + 2 \left[\frac{1}{X} - 1 \right] \left[\frac{2}{3} + y^2 + y^4 \right] + x^2 [1 - Z^4] \right\}$$

Calcul des mutuelles entre inducteur et phase :

On cherche à calculer la valeur de la mutuelle inductance entre deux bobines de deux systèmes triphasés différents lorsque l'axe des deux bobines est le même (ce qui correspond donc à la valeur maximum de cette mutuelle). Le calcul est mené dans la référence 14, nous reproduisons simplement le résultat :

$$M = \frac{48 \mu_0 N_a N_f l (1 - y^3)}{\pi^3 (1 - x^2)(1 - y^2)} \cdot \frac{\pi \cos \delta}{\pi - 2\delta} \cdot \left(\frac{x}{y} \right) \cdot \left[\frac{1 - x}{3} + \frac{1 - x^3}{y} \cdot \left(\frac{R_{ae}}{R_b} \right)^2 \right]$$

Calcul des mutuelles entre phases :

On les obtient très rapidement par des relations faciles que nous démontrons et qui supposent, que $\mathcal{L}_m = \mathcal{L}_a/2$, et qu'on peut approximer la décroissance du flux créé par une phase, à une décroissance en $1/r$ (champ dipolaire). En effet, si le champ inducteur est purement dipolaire, le flux subit une décroissance à $\frac{1}{r}$. D'où la relation

$$\frac{M_{af}}{M_{a'f}} = \frac{N_a}{N_{a'}} \cdot \frac{r_{a'}}{r_a} \quad (1)$$

Maintenant notons \emptyset le flux au travers d'une spire d'une phase a' , créé par un courant I dans cette même phase.

$$\frac{3}{2} \emptyset \cdot N_{a'} = L' I$$

compte-tenu de l'approximation $L' = \frac{3}{2} \mathcal{L}_{a'}$.

On peut écrire que $M_{aa'} I = \emptyset \cdot N_a \cdot \frac{r_{a'}}{r_a}$. Dans ces conditions :

$$\frac{\frac{3}{2} M_{aa'}}{L'} = \frac{\frac{3}{2} M_{aa'} I}{L' I} = \frac{\frac{3}{2} \emptyset \cdot N_a \frac{r_{a'}}{r_a}}{\frac{3}{2} \emptyset N_{a'}} = \frac{N_a \cdot r_{a'}}{N_{a'} \cdot r_a} \quad (2)$$

La comparaison de (2) et (1) entraîne (3) :

$$M_{aa'} = \frac{2L'}{3} \cdot \frac{M_{af}}{M_{a'f}} \quad (3)$$

d'où les valeurs des mutuelles maximum entre phases.

Résistance d'une phase :

k_{foi} représente le coefficient de foisonnement, c'est-à-dire le rapport entre la section totale de cuivre et la section totale de bobinage. Dans le cas des écrans massifs, assimilés pour la facilité des calculs à des bobinages triphasés court-circuités, $k_{foi} = 1$ puisque il n'y a pas d'isolation.

La résistance R_a d'une phase a est alors calculée par la Loi d'Ohm, le diamètre des brins élémentaires constituant les bobinages

réels étant faibles vis-à-vis de l'épaisseur de peau à 50 Hz.

$$R_a = \frac{12}{\pi} \frac{\rho N_a^2 l}{k_{foi} (R_{ae}^2 - R_{ai}^2)}$$

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II.

↓ ↘	a	a'	a''	g	f
a	$1,45 \times 10^{-3} \Omega$ $1,45 \times 10^{-3} H$ cyclique	$0,6 \times 10^{-3} H$	$0,264 \times 10^{-3} H$	$0,595 \times 10^{-3} H$	$1,01 \times 10^{-2} H$
a'		$2,66 \times 10^{-3} \Omega$ $0,93 \times 10^{-3} H$ cyclique	$0,272 \times 10^{-3} H$	$0,614 \times 10^{-3} H$	$1,04 \times 10^{-2} H$
a''			$1,45 \times 10^{-3} \Omega$ $0,29 \times 10^{-3} H$ cyclique	$0,435 \times 10^{-3} H$	$0,74 \times 10^{-2} H$
g				$185 \times 10^{-3} \Omega$ $2,14 \times 10^{-3} H$ cyclique	$2,42 \times 10^{-2} H$
f					$1,23 \times 10^{-3} \Omega$ $0,37 H$

TABLEAU II

Résistances, inductances cycliques et inductances mutuelles des différents bobinages

ANNEXE III

CHAMPS DE REACTION D'INDUIT DU STATOR EN REGIME EQUILIBRE ET DESEQUILIBRE

Nous nous proposons dans cette annexe de calculer l'ampleur et la fréquence des champs variables que le stator créé en régime équilibré et déséquilibré au niveau de l'inducteur supraconducteur. Nous allons supposer le stator infiniment long et donc négliger les effets d'extrémité. Nous allons également supposer qu'il est représentable par des nappes de courant infiniment minces (voir figure 1). a est le rayon du stator, ρ et θ les coordonnées cylindriques, θ_e l'angle électrique, K la densité linéique de courant. L'espace est divisé en deux domaines.

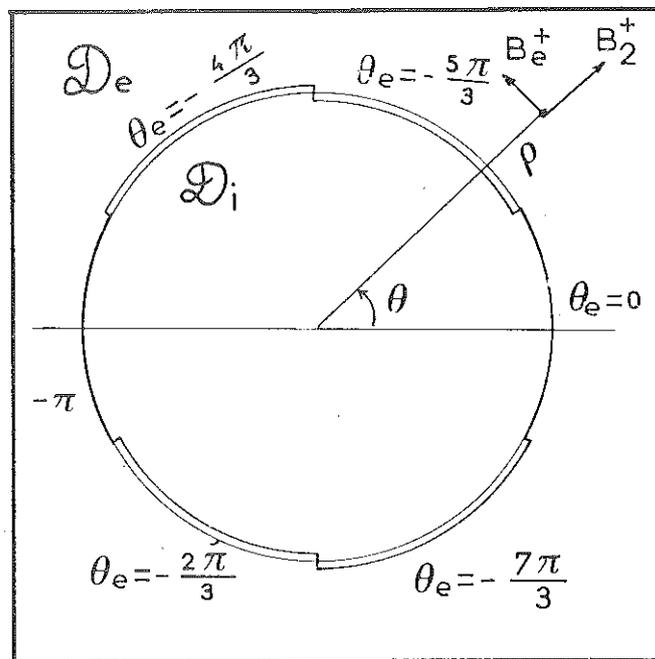


FIGURE 1
Représentation du stator

Le domaine interne D_i pour $\rho < a$ correspondant à l'indice i et Le domaine externe D_e pour $\rho > a$ correspondant à l'indice e . La distribution Linéique de courant peut s'écrire :

$$K = \text{Réelle} [K_0 e^{j(\omega t + \vartheta(\theta))}]$$

soit
$$K = K_0 \cos(\omega t) \cdot \cos(\vartheta(\theta)) - \sin(\omega t) \cdot \sin(\vartheta(\theta))$$

Cas du régime permanent équilibré :

Les fonctions $\cos \vartheta(\theta)$ et $\sin \vartheta(\theta)$ peuvent être décomposées en série de Fourier. Comme on peut le voir sur la figure 2, $\cos(\vartheta(\theta))$ ne donnera que des termes paires en cosinus, et $\sin(\vartheta(\theta))$ que des termes impaires en sinus :

$$\cos \vartheta(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \theta$$

$$\sin \vartheta(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n \theta$$

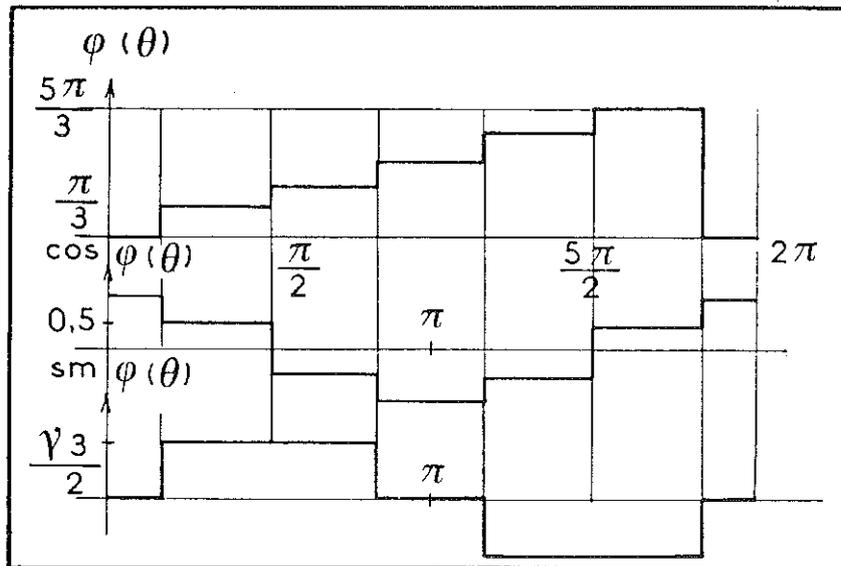


FIGURE 2

Les fonctions $\vartheta(\theta)$, $\cos \vartheta(\theta)$ et $\sin \vartheta(\theta)$

avec

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{\theta}^{\theta + 2\pi} \cos(\vartheta(\theta)) \cdot \cos n\theta d\theta$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{\theta}^{\theta + 2\pi} \sin(\theta(\theta)) \cdot \sin n\theta d\theta$$

Après calcul de ces intégrales, on trouve :

$$a_n = \frac{1 - (-1)^n}{n\pi} \left(\sin \frac{n\pi}{6} + \sin \frac{n\pi}{2} \right)$$

$$b_n = \frac{1 - (-1)^n}{n\pi} \sqrt{3} \cos \frac{n\pi}{6}$$

Nous notons que si n est pair :

$$|a_n| = |b_n| = c_n$$

avec
$$c_n = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left| \cos \frac{n\pi}{6} \right|$$

Ecrivons K d'une manière différente, par exemple sous la forme

$$K = \sum_{n=1}^{\infty} K'_n + K''_n \quad \text{avec} \begin{cases} K'_n = K_0 a_n \cos n\theta \cos \omega t \\ K''_n = K_0 b_n \cos n\theta \sin \omega t \end{cases}$$

Soit V'_n le potentiel scalaire correspondant à la distribution K'_n . Sur D_i comme sur D_e V'_n doit vérifier l'équation $\Delta V'_n = 0$ soit

$$\frac{\partial^2 V'_n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V'_n}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 V'_n}{\partial \theta^2} = 0 \quad (1)$$

Nous allons chercher une solution de la forme $V'_n = f'_n(\rho) \sin n\theta \cos \omega t$, $f'_n(\rho)$ étant une fonction inconnue de l'équation :

$$\frac{\partial^2 f'_n(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f'_n(\rho)}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} f'_n(\rho) = 0 \quad (2)$$

dont les solutions sont de la forme $f'_n(\rho) = A'_n \rho_n + \frac{B'_n}{\rho_n}$, A'_n et B'_n étant des constantes.

Les conditions aux limites sont au nombre de quatre :

(3) si $\rho \rightarrow 0$ $B_i \rightarrow \infty$

(4) si $\rho \rightarrow \infty$ $B_e \rightarrow 0$

(5) si $\rho = a$ $B_{ri} = B_{re}$

$$(6) \text{ si } \rho = a \quad B_{\theta e} - B_{\theta i} = \mu_0 K'_n$$

Il résulte de (3) et (4) des expressions simplifiées du potentiel scalaire sur Di et De :

$$V'_{ni} = A'_n \rho^n \sin n\theta \cos \omega t$$

$$V'_{ne} = \frac{B'_n}{\rho^n} \sin n\theta \cos \omega t$$

Calculons l'induction B à partir du potentiel scalaire de façon à tenir compte de (5) et (6).

$$\vec{B} = - \overrightarrow{\text{grad}} V \quad \text{donc} \begin{cases} B_r = - \frac{\partial V}{\partial r} \\ B_\theta = - \frac{\partial V}{r \partial \theta} \\ B_z = 0 \end{cases}$$

Alors (5) entraîne (7) : $a^{n-1} A'_n = - \frac{B'_n}{a^{n+1}}$

et (6) entraîne (8) : $-n \frac{B'_n}{a^{n+1}} + n A'_n a^{n-1} = \mu_0 K_o a_n$

D'où par résolution du système (7), (8), Les valeurs de A'_n et B'_n :

$$\begin{cases} A'_n = \frac{\mu_0 K_o a_n}{2n} \times \frac{1}{a^{n-1}} \\ B'_n = - \frac{\mu_0 K_o a_n}{2n} \times a^{n+1} \end{cases}$$

On peut mener un calcul similaire pour le potentiel scalaire associé à la distribution K''_n .

On obtient alors :

$$\begin{cases} V''_{ni} = A''_n \rho^n \cos n\theta \sin \omega t \\ V''_{ne} = \frac{B''_n}{\rho^n} \cos n\theta \sin \omega t \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} A''_n = - \frac{\mu_0 K_o b_n}{2n} \times \frac{1}{a^{n-1}} \\ B''_n = + \frac{\mu_0 K_o b_n}{2n} \times a^{n+1} \end{cases}$$

Calculons maintenant B_{nri} et $B_{n\theta i}$ composantes radiale et tangentielle du nème harmonique du domaine interne.

$$B_{nri} = - \frac{\partial V'_{ni}}{\partial r} + \frac{\partial V''_{ni}}{\partial r} \qquad B_{n\theta i} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial V'_{ni}}{\partial \theta} + \frac{\partial V''_{ni}}{\partial \theta}$$

Après calcul on obtient :

$$B_{ri} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_0 K_0}{2} \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1} (-a_n \sin n\theta \cos \omega t + b_n \cos n\theta \sin \omega t)$$

$$B_{\theta i} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_0 K_0}{2} \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1} (-a_n \cos n\theta \cos \omega t - b_n \sin n\theta \sin \omega t)$$

Si nous remarquons que $|a_n| = |b_n| = c_n$, nous obtenons du même coup le module B_{ni} du nème harmonique, dans le domaine interne :

$$B_{ni} = \frac{\mu_0 K_0}{2} \cdot c_n \cdot \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1}$$

Ecrivons également les valeurs des composantes radiales des premiers harmoniques :

$$B_{ri 1} = \left(\frac{\mu_0 K_0}{2}\right) \left(\frac{3}{\pi}\right) \sin(\omega t - \theta)$$

$$B_{ri 5} = \left(\frac{\mu_0 K_0}{2}\right) \left(\frac{-3}{5\pi}\right) \left(\frac{\rho}{a}\right)^4 \sin(\omega t + 5\theta)$$

$$B_{ri 7} = \left(\frac{\mu_0 K_0}{2}\right) \left(\frac{3}{7\pi}\right) \left(\frac{\rho}{a}\right)^6 \sin(\omega t - 7\theta)$$

Ce sont des fonctions de l'espace et du temps. L'inducteur tourne à la vitesse ω . On peut en déduire dans le référentiel tournant lié à l'inducteur la pulsation ω_t des champs variables en faisant $\theta = \omega t$. Comme on peut le voir sur le tableau ci-contre le fondamental tourne au synchronisme avec le supraconducteur. Les harmoniques de rang 5 et 7 créent des champs variables au niveau du supraconducteur à la pulsation 6ω . Les harmoniques décroissent d'autant plus vite avec ρ , que leur ordre est élevé. Ainsi le nème harmonique décroît comme $(\rho/a)^{n-1}$.

n	a_n	b_n	ω_t
1	$3/\pi$	$3/\pi$	0
5	$3/5\pi$	$-3/5\pi$	6ω
7	$-3/7\pi$	$-3/7\pi$	6ω
11	$-3/11\pi$	$3/11\pi$	12ω

Cas du régime permanent déséquilibré :

Il existe de multiples cas de déséquilibre. Les courants peuvent être déséquilibrés en module ou en phase, sur une, deux, ou trois phases. Nous allons uniquement étudier le cas d'un courant déséquilibré en module sur une phase. La densité linéique de courant maximum sur la première phase sera $K_0(1 + \epsilon)$ au lieu de K_0 si nous avons un déséquilibre de ϵ . Il est nécessaire de remplacer dans le calcul précédent la décomposition en série de Fourier de $\cos(\theta(\theta))$ et $\sin(\theta(\theta))$ par celle de nouvelles fonctions notées $C(\theta)$ et $S(\theta)$. Nous voyons que $S(\theta) = \sin(\theta(\theta))$ puisque pour la première phase $\sin(\theta(\theta)) = 0$ pour $-\pi/6 < \theta < \pi/6$ et $5\pi/6 < \theta < 7\pi/6$. La nouvelle fonction $C(\theta)$ est représentée en figure 3.

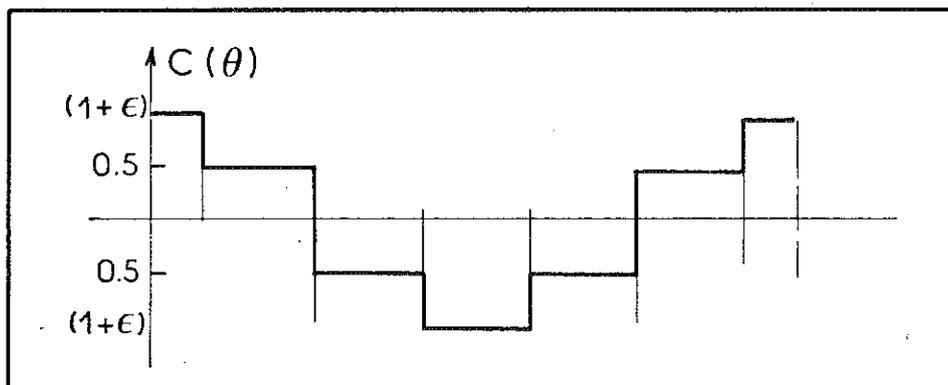


FIGURE 3
La fonction $C(\theta)$

Calculons les nouveaux coefficients de Fourier et notons

les a'_n et b'_n

$$\begin{cases} a'_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{11\pi}{6}} c(\theta) \cdot \cos n\theta \, d\theta \\ b'_n = b_n \end{cases}$$

Après intégration on obtient :

$$\begin{cases} a'_n = \frac{(1 - (-1)^n)}{n\pi} \left(\left(\sin \frac{n\pi}{6} \right) \cdot (1 + 2\varepsilon) + \sin \frac{n\pi}{2} \right) \\ b'_n = \frac{(1 - (-1)^n)}{n\pi} \cdot \sqrt{3} \cdot \cos \frac{n\pi}{6} \end{cases}$$

On obtient ω_t de la même manière que précédemment en écrivant l'expression de la composante radiale et en faisant $\theta = \omega t$. On peut également écrire les expressions des premiers harmoniques :

$$\begin{cases} B_{ri 1} = \frac{\mu_0 K_o}{2} \left[\frac{3}{\pi} \sin(\omega t - \theta) - \left(\frac{\varepsilon}{\pi} \right) \sin(\theta + \omega t) - \left(\frac{\varepsilon}{\pi} \right) \sin(\theta - \omega t) \right] \\ B_{ri 3} = - \frac{\mu_0 K_o}{2} \left[\frac{01}{a} \right]^2 \cdot \left[\frac{2\varepsilon}{3\pi} \right] \cdot [\sin(3\theta + \omega t) + \sin(3\theta - \omega t)] \end{cases}$$

On peut ainsi rassembler les premières valeurs des coefficients a'_n , b'_n et les ω_t dans un tableau :

n	a'_n	b'_n	ω_t
1	$\frac{3}{\pi} + \frac{2\varepsilon}{\pi}$	$3/\pi$	0 et 2ω
3	$\frac{4\varepsilon}{3\pi}$	0	2ω et 4ω
5	$\frac{3}{5\pi} + \frac{2\varepsilon}{5\pi}$	$-\frac{3}{5\pi}$	4ω et 6ω

Dans l'expression de B_{rj} , le terme en $\sin(\omega t - \theta)$ correspond au champ synchrone, et le terme en $\sin(\theta + \omega t)$ au champ inverse. L'harmonique de rang n , est créateur de champs variables au niveau du supraconducteur tournant à la vitesse ω . Ces champs sont pulsés à $(n + 1)\omega$ et $(n - 1)\omega$ relativement à ce supraconducteur. Leur module décroît très rapidement avec le rayon dans le cas des harmoniques de rang élevé puisque la décroissance, dans le domaine interne, est de la forme $(\rho/a)^{n-1}$.

A N N E X E IV

OPTIMISATION THERMO-MECANIQUE DES BOUTS D'ARBRES

Nous nous proposons d'optimiser, dans le cas de la machine classique et dans le cas de la nouvelle machine, les pièces thermiques qui prolongent l'inducteur et dans lesquelles s'établit le gradient thermique entre 4 K et 300 K.

Ces pièces métalliques doivent répondre à des exigences voisines, mais tout de même différentes, suivant la machine considérée. Ces exigences sont triples :

La première est de ne pas dépasser la limite élastique du métal du fait des divers types de contraintes.

La deuxième est d'avoir une flexion pas trop importante de la ligne d'arbre, ou, ce qui revient au même, une première fréquence critique de vibration transversale suffisamment élevée.

La troisième est d'avoir des pertes thermiques par conduction aussi faibles que possible.

Reprenons une à une ces diverses exigences. Les contraintes prépondérantes dans les pièces thermiques sont les contraintes de cisaillement dues à l'accélération centrifuge et celles dues aux couples de court-circuit. Les couples de court-circuit seront de $1,5 \Gamma_N$ pour la machine classique et $0,25 \Gamma_N$ pour la nouvelle machine (voir régimes transitoires). Les contraintes de cisaillement, de traction et de compression dues au moment de flexion dans la poutre, sont faibles vis-à-vis des autres contraintes.

Non seulement, il ne faut pas dépasser la limite élastique du matériau, mais de plus il faut que la ligne d'arbre soit suffisamment rigide. L'excentrement est créateur d'efforts asymétriques sur l'inducteur. De plus la première fréquence critique est inversement proportionnelle à la racine carrée de la flèche. Dans le cas de la nouvelle machine

il est impératif que cette fréquence soit supérieure à 50 Hz. En effet, en cas de transition de l'inducteur, on ne dispose d'aucun moyen de freinage rapide permettant un passage non dommageable de la fréquence critique. Dans le cas de la machine classique, une fréquence critique supérieure à 50 Hz n'est pas une fin en soi, puisque, cette fois, on dispose d'un arbre pour freiner l'inducteur. Cependant, l'exigence de rigidité mécanique de la ligne d'arbre se traduit par les mêmes équations. Nous formulerons donc ces deux exigences voisines par une seule et même inégalité.

Enfin, dans les deux cas, nous souhaitons que les apports de chaleur par conduction le long des pièces thermiques soient aussi faibles que possible.

Mettons sous forme d'équations ces différentes exigences. Nous allons étudier le système mécanique représenté sur la figure 1. Les pièces thermiques de longueur a_1 , rayon r_1 et épaisseur e_1 supportent la frette interne de l'inducteur (longueur a_2 , rayon r_2 , épaisseur e_2). On suppose que la masse M de l'inducteur est uniformément répartie le long de la frette interne, donc sur la longueur a_2 .

La poutre, ainsi placée dans le champ d'accélération de pesanteur g , et supportée par deux appuis simples, présente une déformée statique aisément calculable. La flèche correspondant aux bouts d'arbre est notée δ_1 tandis que la flèche relative à la frette interne est notée δ_2 . Nous noterons E et G les modules d'élasticité en traction et en cisaillement, du matériau utilisé.

Calcul de la première fréquence critique :

Le calcul de la première fréquence critique peut se faire par plusieurs méthodes, toutes approchées. Nous avons choisi la méthode de Rayleigh (réf. 24). La poutre étant décomposée en n éléments, la flèche statique du i ème élément dans le champ g de pesanteur étant y_i , alors que la charge supportée est P_i , on peut exprimer la première pulsation critique sous la forme :

$$\omega_{c\infty} = \sqrt{g \frac{\sum_{i=1}^n P_i y_i}{\sum_{i=1}^n P_i y_i^2}}$$

Si la charge de la frette interne est uniforme et que le découpage est régulier :

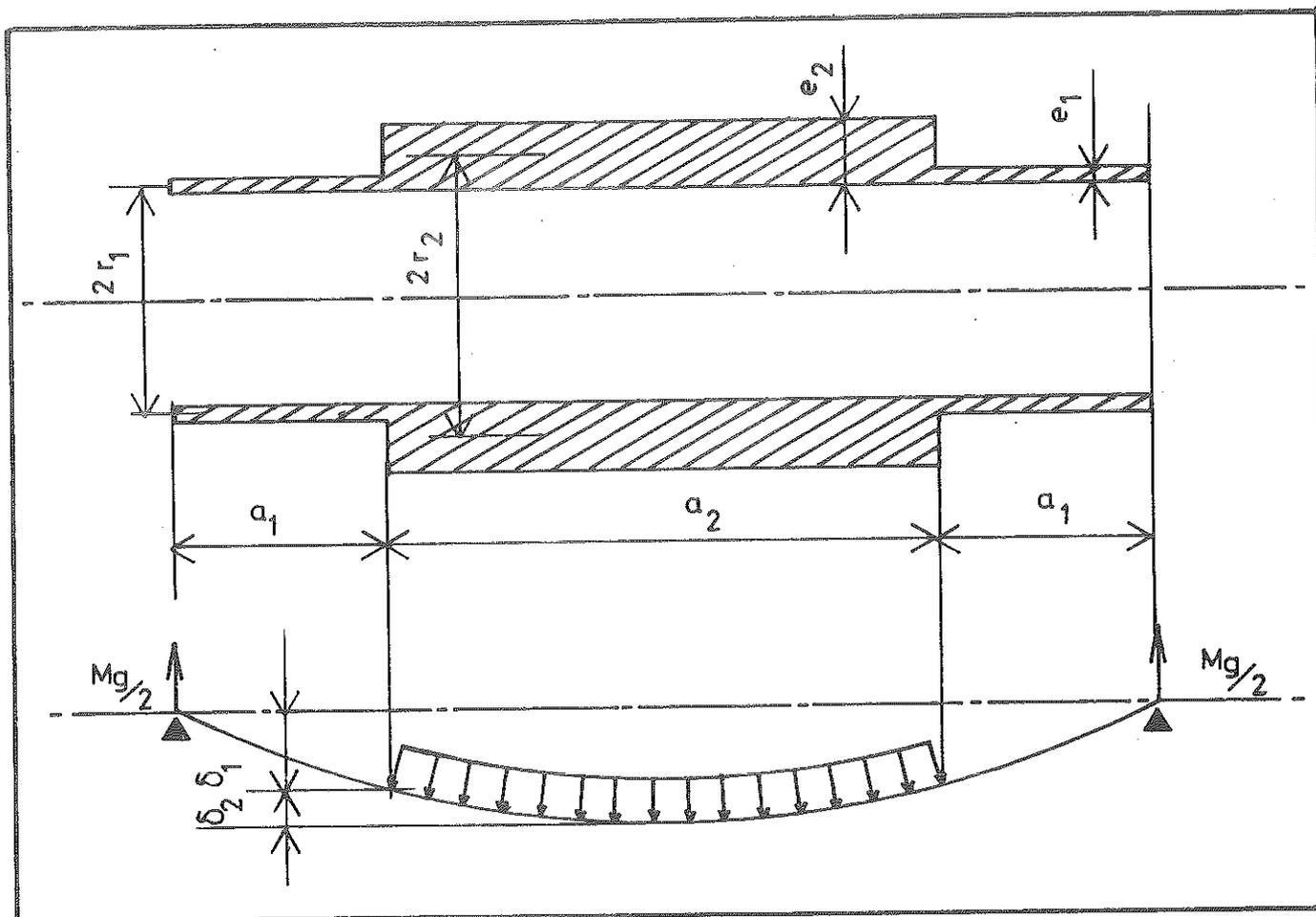


FIGURE 1
Déformée statique de la ligne d'arbre

$$\omega_{c\infty} = \sqrt{g \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{\sum_{i=1}^n y_i^2}}$$

Chaque y_i , flèche d'un des éléments de la frette interne comprend deux termes :

Le terme δ_1 correspondant à la contribution des bouts d'arbre et un terme supplémentaire dû à la flexion de la frette interne.

En définitive, la valeur de l'expression $\sum y_i / \sum y_i^2$ s'obtient en calculant la déformée de la poutre par les méthodes classiques. Nous avons supposé que la déformation due au cisaillement était faible vis-à-vis de celle due à la flexion dans la mesure où $2r_2 \ll a_2$. Dans ces conditions, en faisant l'approximation d'une déformée parabolique de la frette interne :

$$\Sigma y_i / \Sigma y_i^2 = 1 / (\delta_1 + \delta_2 \left[\frac{1}{3} + \frac{\delta_2}{5\delta_1} \right] / \left[1 + \frac{\delta_2}{3\delta_1} \right])$$

On remarque que pour des valeurs de δ_2 allant de $0,5 \delta_1$ à $2 \delta_1$, le terme entre crochet ne varie que de $\pm 10 \%$ autour de $0,4$. D'où le résultat approché suivant :

$$\omega_{c\infty} \approx \sqrt{g(\delta_1 + 0,4 \delta_2)}$$

Les valeurs de δ_1 et δ_2 sont calculées dans la littérature (réf. 25). Si le calcul de δ_2 ne tient pas compte de la déformation de cisaillement, celui de δ_1 la prend en compte dans la mesure où l'optimisation conduit à des valeurs comparables de a_1 et de $2r_1$. Le calcul approché de $\omega_{c\infty}$ suppose la rigidité des paliers infinis. Dans la pratique, cela n'est jamais le cas et la dégradation de cette fréquence est très rapide lorsque la rigidité décroît (réf. 24). Ainsi pour une rigidité nulle $\omega_{c0} = 0,2 \omega_{c\infty}$. Nous introduirons donc un coefficient multiplicateur k variant entre $0,2$ et 1 , prenant en compte l'influence de la rigidité des paliers. D'où l'expression de ω_c , première pulsation critique de la ligne d'arbre placée sur des portées simples de rigidité finie.

$$\omega_c = k \left[\frac{2M a_2^3}{384 E \pi e_2 r_2^3} + \frac{3M}{6\pi E e_1 (2r_1/a_1)^3} \cdot \left(1 + \frac{9 E}{16G} \left(\frac{2r_1}{a_1} \right)^2 \right) \right]^{-1/2}$$

Calcul des contraintes maximales :

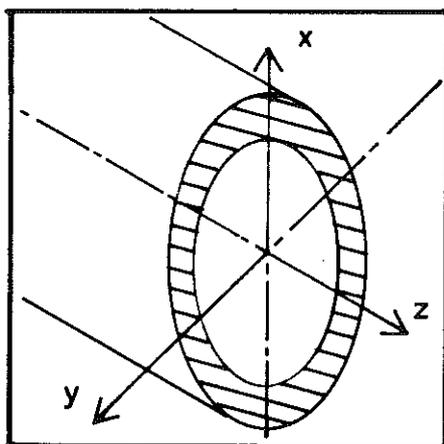


FIGURE 2
Les différentes contraintes
Section des pièces thermiques

Si on considère une section droite des pièces thermiques (voir figure 2) on peut s'intéresser au tenseur des contraintes au point M de cette section suivant les axes Ox , Oy et Oz . Les contraintes dues au moment de flexion et à l'effort tranchant dans la poutre supportant la masse M sont faibles vis-à-vis des contraintes $\sigma_r = \rho \omega^2 r_1^2$ dues à la force centrifuge et

$$\sigma_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r_1^2 e_1}$$

dû à la transmission d'un couple Γ . Même pour $\Gamma = 0,25 \Gamma_N$, on peut écrire le tenseur sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \sigma_r & 0 & \sigma_{\theta} \\ 0 & 0 & 0 \\ \sigma_{\theta} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Après diagonalisation, on obtient le tenseur principal des contraintes, après avoir réduit le problème à un état de contrainte plan. Les deux contraintes principales :

$$\sigma_I = \frac{\sigma_r - \sqrt{\sigma_r^2 + 4\sigma_{\theta}^2}}{2} \quad \text{et} \quad \sigma_{II} = \frac{\sigma_r + \sqrt{\sigma_r^2 + 4\sigma_{\theta}^2}}{2}$$

après composition suivant le cercle de Mohr nous donnent les valeurs maximales des contraintes normales et tangentielles :

$$\begin{cases} \sigma_N = \frac{\sigma_r}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_r}{2}\right)^2 + \sigma_{\theta}^2} \\ \tau_N = \sqrt{\left(\frac{\sigma_r}{2}\right)^2 + \sigma_{\theta}^2} \end{cases}$$

La limite élastique des matériaux est pratiquement toujours mesurée à la traction et notée σ_{elas} . Les limites élastiques pour des efforts exercés en cisaillement et non plus en traction sont approximativement deux fois plus petit.

$$\tau_{elas} \approx \frac{\sigma_{elas}}{2}$$

On en déduit les deux inégalités exprimant que les pièces thermiques ne se déforment pas irréversiblement :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_r}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_r}{2}\right)^2 + \sigma_{\theta}^2} &\leq \sigma_{elas} \\ \sqrt{\left(\frac{\sigma_r}{2}\right)^2 + \sigma_{\theta}^2} &\leq \frac{\sigma_{elas}}{2} (= \tau_{elas}) \end{aligned}$$

La plus contraignante des deux est la deuxième. Si nous notons Γ le couple max que doivent transmettre les pièces thermiques et ρ la densité du matériau qui les compose, alors il faut que

$$\sigma_{elas} \geq 2 \left[\left(\frac{\Gamma}{2\pi r_1^2 e_1} \right)^2 + \left(\frac{\rho \omega^2 r_1^2}{2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Calcul de l'apport de chaleur par conduction :

Nous avons vu que l'apport de chaleur par conduction le long des pièces thermiques est pour la plus grande partie absorbée au niveau du point froid imposé à mi-longueur de l'arbre. Le flux thermique arrivant par conduction au bain d'hélium dépend donc pour une part de la géométrie de l'arbre, et pour une autre part de la température du point froid. La température du point froid est d'autant plus basse que la quantité d'hélium liquide vaporisée est grande, puisque c'est par récupération de l'enthalpie des vapeurs que l'on refroidit l'arbre. En particulier, l'apport de chaleur le long de l'arbre contribue à vaporiser de l'hélium. A ce titre, la température du point froid est une fonction décroissante de l'apport de chaleur le long de l'arbre. Celui-ci est de toute manière proportionnel à la conductance, elle-même proportionnelle à $\frac{e_1 r_1}{a_1}$. En définitive, les pertes W peuvent s'écrire :

$$W = \lambda \left(\frac{e_1 r_1}{a_1} \right) \cdot \frac{e_1 r_1}{a_1}$$

λ étant une fonction décroissante de la variable. Naturellement, cette fonction présente une décroissance plus lente que la puissance 1 de la variable puisqu'il représente en quelque sorte un coefficient de contre-réaction thermique. De toute façon minimiser W , c'est minimiser $\frac{e_1 r_1}{a_1}$.

Calcul d'optimisation :

Nous disposons maintenant d'un système de trois équations. Les deux premières sont des égalités à vérifier, la troisième donne la valeur de W que l'on souhaite minimiser.

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{elas} &= 2 \left[\left(\frac{\Gamma}{2\pi r_1^2 e_1} \right)^2 + \left(\frac{\rho \omega^2 r_1^2}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_c &= k \left[\frac{2Ma_2^3}{384 E\pi e_2 r_2^3} + \frac{8M}{6\pi E e_1 (2r_1/a_1)^3} \cdot \left(1 + \frac{9 E}{16G} \left(\frac{2r_1}{a_1} \right)^2 \right) \right]^{-1/2} \end{aligned} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} W &= \lambda \left(\frac{e_1 r_1}{a_1} \right) \cdot \frac{e_1 r_1}{a_1} \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Grâce à (2), $\frac{2r_1}{a_1}$ peut être exprimé comme une fonction de e_1 et par substitution dans (3), l'on obtient W sous forme d'une fonction de la seule variable e . Un calcul assez long permet de montrer que W est une fonction croissante de e_1 pour les valeurs positives de la variable. Il faut donc pour minimiser W , prendre la plus petite valeur de e_1 compatible avec (1). Cherchons donc la valeur de r_1 qui minimise e_1 dans l'équation (1). Cette valeur sera la valeur optimum et permettra d'en déduire la valeur optimum de r_1 . Après calcul, on trouve :

$\rho \omega^2 r_1^2 \text{ opt} = \frac{\sigma_{elas}}{\sqrt{2}}$
$e_1 \text{ opt} = \frac{\Gamma 2\rho\omega^2}{\pi \sigma_{elas}^2}$

Ces deux valeurs nous permettent d'obtenir la valeur optimale de a_1 , grâce à l'équation (2).

Pour fixer les ordres de grandeur, faisons une application numérique pour deux machines de 1,2 GW, l'une à transmission classique du couple, l'autre à transmission hypersynchrone. Nous prendrons $\sigma_{elas} = 20 \text{ kgf/mm}^2$, $\frac{\omega_c}{k} = 470 \text{ rd/s}$, $\Gamma = 1,5 \Gamma_N$ pour la machine classique et $\Gamma = 0,25 \Gamma_N$ pour la nouvelle machine. Nous supposerons que la température du point froid sur l'arbre est la même dans les deux cas et égale à 60 K. Nous réaliserons les arbres en acier austénitique l'intégrale de conductibilité entre 4 K et 60 K étant $K_4^{60} = 2 \text{ W/cm}$. Les résultats sont présentés ci-après et sont relatifs à un bout d'arbre.

	r _i (cm)	e ₁ (cm)	a ₁ (cm)	W (W)
Machine classique	50	3	150	25
Machine nouvelle	50	0,5	50	12

Les valeurs indiquées dans ce tableau sont purement théoriques. Il n'est pas évident que les pièces soient mécaniquement réalisables en particulier pour le tube de la nouvelle machine, qui doit à la fois assurer un centrage de très grande précision et présenter un rapport épaisseur sur diamètre très faible. L'utilisation de raidisseur, par exemple, peut augmenter la résistance à l'écrasement de ce tube, mais l'utilisation de cette technique complique singulièrement l'usinage. L'utilisation de matériaux à plus haute résistance mécanique modifierait également ces valeurs. Il faut donc les prendre pour ce qu'elles sont, c'est-à-dire des ordres de grandeurs.

A N N E X E V

THERMODYNAMIQUE DE L'HÉLIUM EN ROTATION

Nous nous proposons d'évaluer les variations des variables d'état caractérisant l'hélium liquide et gaz au fur et à mesure qu'il se propage dans la machine, depuis l'injection au joint baïonnette, jusqu'à la récupération du gaz au joint tournant. Une fois ce calcul mené à bien, on en déduit la consommation de la machine.

Dans un premier temps, nous allons écrire les équations caractérisant l'état d'un fluide compressible s'écoulant dans un canal de section constante, entraîné à une vitesse angulaire constante.

Dans un deuxième temps, nous analyserons la nature des transformations que subissent les phases liquides et gazeuses au fur et à mesure de leur progressions dans la machine.

Enfin, nous évaluerons la consommation d'hélium. Cette étude est inspirée de celle de LASKARIS, mais adaptée à une géométrie différente du circuit de refroidissement (réf. 26).

Ecoulement monophasique d'un fluide dans un canal en rotation :

Le système étudié est représenté sur la figure 1. Un fluide monophasique s'écoule dans un tuyau de diamètre hydraulique D_H . Ce tuyau est entraîné en rotation à la vitesse angulaire ω , celui-ci étant perpendiculaire à l'axe de rotation. En un point de coordonnée r , on note v le volume massique, W la vitesse dans le référentiel mobile, p la pression et f la viscosité du fluide. Nous noterons t le temps et S la section du tube, soit $S = \frac{\pi D_H^2}{4}$. On se propose d'établir un système de trois équations à trois inconnues W , v et p . Les trois équations sont l'expression de deux principes et d'une loi. La conservation de la masse, la loi fondamentale de la mécanique $\vec{F} = m\vec{Y}$, et le premier principe de la thermodynamique.

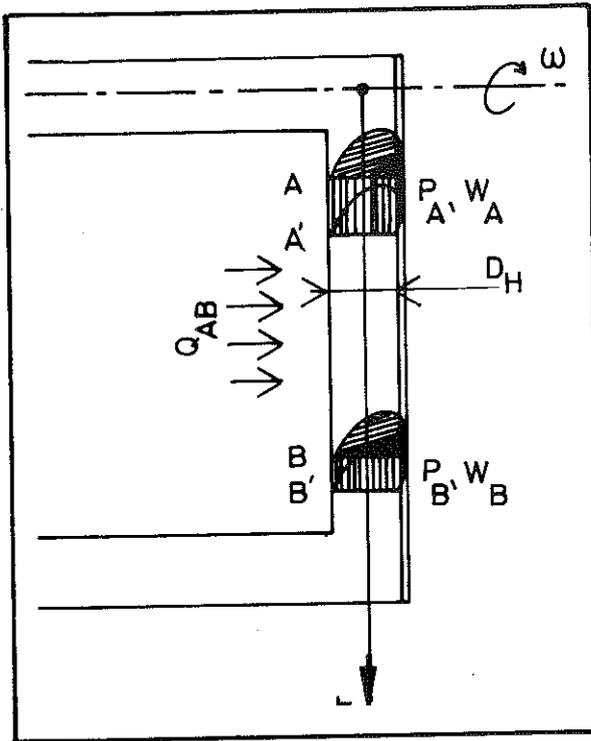


FIGURE 1
Le canal tournant

Ecrivons les équations correspondantes. La conservation de la masse s'écrit rapidement :

$$\frac{dW}{W} = \frac{dv}{v}$$

L'équation de la mécanique peut être écrite pour un petit élément de la colonne de fluide. Soit m la masse de cet élément. Distinguons par des notations différentes les accélérations et vitesses dans le repère mobile (noté sans indice), de leurs homologues dans le référentiel fixe (indice t). L'indice e correspond aux accélération et vitesse d'entraînement du référentiel :

$$\begin{cases} \vec{W}_t = \vec{W}_e + \vec{W} \\ \vec{\Upsilon}_t = \vec{\Upsilon}_e + \vec{\Upsilon} + 2\vec{\omega} \wedge \vec{W} \end{cases}$$

En projection suivant l'axe de r , la relation de la mécanique s'écrit :

$$\int_r [m(\vec{\Upsilon} + \vec{\Upsilon}_E + 2\vec{\omega} \wedge \vec{W})] = \Sigma \text{ forces extérieures}$$

Les forces extérieures sont les forces de pression s'exerçant sur les sections droites du cylindre élémentaire, et les forces de cisaillement dues à la viscosité cinématique f du fluide, et s'exerçant sur la paroi latérale du cylindre élémentaire. Après transformation, l'équation du mouvement s'écrit :

$$-vdp = \frac{2fw}{D_H} dr + WdW - \omega^2 r dr$$

Enfin écrivons la relation qui exprime le premier principe. Intéressons-nous à la variation d'enthalpie d'un élément de fluide entre les instants t et $t + dt$, où il passe de AB à $A'B'$ (voir figure 1).

Soit H l'enthalpie de l'élément de volume allant de A à B et δH sa variation lors du passage en $A'B'$.

$$\delta H = \delta Q + \delta W_{\text{ext}} - \delta E_c$$

δQ représentant la quantité de chaleur reçue par l'élément AB pendant le temps dt , δW_{ext} représentant le travail des forces extérieures à l'exception des forces de pression, et δE_c la variation d'énergie cinétique de l'élément AB . δW_{ext} se réduit au travail des forces de Coriolis.

$$\delta W_{\text{ext}} = \int_A^B \dot{m} dt \cdot 2\omega \frac{dr}{dt} \cdot r\omega dt$$

$$\delta W_{\text{ext}} = \dot{m} dt \omega^2 [r_B^2 - r_A^2]$$

tandis que δE_c s'écrit :

$$\delta E_c = \frac{1}{2} \dot{m} dt [w_B^2 + (\omega r_B)^2] - \frac{1}{2} \dot{m} dt [w_A^2 + (\omega r_A)^2]$$

Il en résulte en utilisant la notation différentielle et en sommant ces diverses expressions :

$$\delta Q = dH - \frac{1}{2} \dot{m} dt \omega^2 [r_B^2 - r_A^2] + \frac{1}{2} \dot{m} dt [w_B^2 - w_A^2]$$

En utilisant des notations légèrement différentes, on peut rassembler les trois équations décrivant l'évolution du fluide.

Soit q_{AB} le flux de chaleur sur AB que divise le débit massique du fluide dans la tubulure, et h l'enthalpie massique du fluide.

I $\frac{dw}{w} = \frac{dv}{v}$

II $-vdp = \frac{2f}{D_H} \cdot w^2 dr + wdW - \omega^2 r dr$

III $q_{AB} = (h_B - h_A) + \frac{1}{2}(w_B^2 - w_A^2) - \frac{\omega^2}{2}(r_B^2 - r_A^2)$

L'hélium dans le cryostat tournant :

Considérons le mode de refroidissement représenté sur la figure 2.

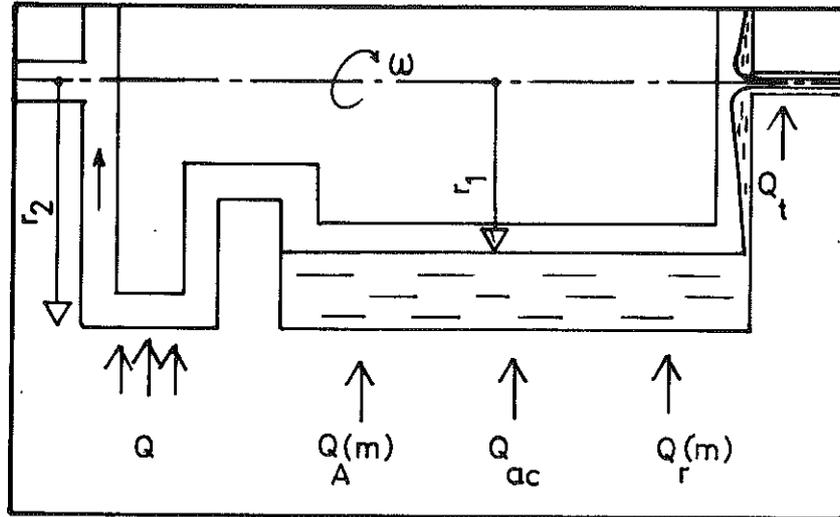


FIGURE 2

Le refroidissement du cryostat

Nous nous proposons de calculer en tout point de la machine les conditions de pression et de température, ainsi que la quantité d'hélium liquide nécessaire au refroidissement.

Un mélange d'hélium liquide et gazeux est introduit axialement. Ce mélange se propage radialement dans un tube qui n'est pas en charge. Le liquide, violemment accéléré, heurte la surface libre du bain au rayon r_1 ; ce qui reste du liquide est vaporisé par les apports de chaleur au bain. L'ensemble des vapeurs est alors dirigé vers un échangeur destiné à refroidir l'écran radiatif et les pièces thermiques. Il reçoit alors au rayon r_2 une quantité de chaleur Q par unité de temps. Une fois réchauffé, le gaz est ramené radialement, puis axialement, à une pression voisine de la pression atmosphérique puisqu'il s'agit de la pression du gazomètre. Suivons sur un diagramme entropie-température (figure 3) l'évolution d'une unité de masse du mélange liquide-vapeur injecté axialement. Le mélange, tout d'abord, est centrifugé dans le tube axial, le liquide formant un anneau autour du noyau gazeux en équilibre avec lui. Nous sommes en (1), les deux phases se séparant suivant (2) pour le gaz et (3) pour le liquide.

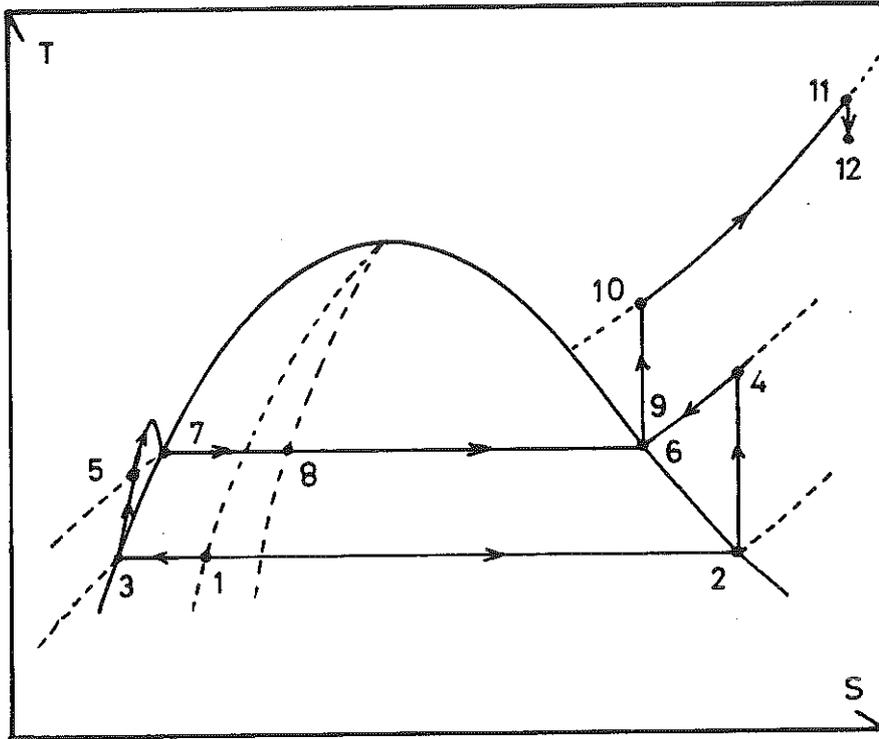


FIGURE 3

*Le cheminement du mélange liquide-vapeur
(Diagramme T,S)*

L'ensemble du gaz et du liquide arrive alors au niveau du tube radial. Le gaz, peu dense, se déplace suffisamment lentement pour que le débit soit considéré comme réversible et suffisamment vite pour que l'équilibre thermique par conduction n'ait pas le temps de s'établir. La transformation adiabatique et réversible est donc isentropique. Le gaz se déplace donc isentropiquement en s'échauffant de (2) à (4). Le bain, lui, est à une température correspondant à l'équilibre liquide-vapeur pour une pression qui dépend uniquement de la géométrie de la machine, du débit de vapeur, et de la pression au gazomètre. Le gaz rejoint donc cette température isobariquement (4) → (6).

Pendant toute cette phase du déplacement le liquide n'est plus en équilibre avec la vapeur se situant au même rayon. Il entreprend une compression adiabatique non réversible de (3) à (5), puis un "splash" radial encore moins réversible et qui le fait passer à une vitesse radiale nulle, la température du liquide s'égalisant avec celle du bain (5) à (7)

(Le splash n'est pas décrit sur le diagramme T,S). L'ensemble de l'opération se solde par la vaporisation d'une partie du liquide : une fraction pour refroidir isobariquement le gaz, l'autre pour absorber la hausse de température du liquide après le choc irréversible sur la surface libre du bain. Notre unité de masse d'hélium injectée suivant l'axe (1) se retrouve donc à la surface du bain dans l'état d'équilibre liquide-vapeur (8), la fraction liquide ayant diminué par rapport à (1). Les apports de chaleur au bain font passer la totalité de l'hélium sous forme gazeuse (8) à (9). Le gaz froid est comprimé isentropiquement jusqu'à l'échangeur situé au rayon r_2 , (9) à (10). La perte de charge dans l'échangeur est faible vis-à-vis de compressions radiales, tout au moins dans le cas d'une grosse machine, si bien que l'on peut considérer que l'échauffement provoqué par Q est isobar (10) à (11). Le gaz chaud est alors ramené isentropiquement sur l'axe de la machine. La densité du gaz chaud est faible, le ΔP qui en résulte étant beaucoup plus faible que lorsque le gaz est froid (11) à (12). En (12), le gaz est à la pression atmosphérique et retourne au gazomètre en s'échauffant si nécessaire.

Après cette analyse qualitative, procédons à une analyse quantitative.

La seule pression connue est celle du point (12), qui est la pression atmosphérique. On sait aussi que si le gaz se détend entre (11) et (12), le ΔP est faible vis-à-vis des autres ΔP dans la machine. On peut donc placer, sans beaucoup d'erreurs (11) sur l'isobar 1 atmosphère. La perte de charge dans l'échangeur étant faible vis-à-vis des autres ΔP , le trajet (10) (11) n'est autre que cette même isobar. (9) est sur la courbe de rosée. La variation d'enthalpie $h_{10} - h_9$ permet de fixer avec unicité le point (10). En effet prenons l'équation III : $q_{10,9} = 0$. Le terme de variation d'énergie cinétique radiale est négligeable devant le terme de variation d'énergie cinétique tangentielle. Pour fixer les ordres de grandeur, pour une consommation de 11 l/h de liquide dans le cas de notre prototype, il faut comparer une vitesse radiale de 13 cm/s à une vitesse tangentielle de 3 000 cm/s. Il est donc justifié de négliger le terme $\frac{1}{2}(w_B^2 - w_A^2)$ vis-à-vis du terme $\frac{\omega^2}{2}(r_B^2 - r_A^2)$. De ce fait :

$$h_{10} - h_9 = \frac{\omega^2}{2} (r_2^2 - r_1^2)$$

La position des points (10) et (9) est alors définie univoquement. Du

même coup nous connaissons la pression sur le bain, et sa température.

Essayons maintenant d'évaluer la position du point (2).

Nous savons que (4) est sur la même isobar que (9). Par ailleurs (2) est sur la courbe de rosée. Les mêmes approximations que précédemment nous permettent de calculer la variation d'enthalpie correspondant à la compression isentropique :

$$h_4 - h_2 = \frac{\omega^2}{2} r_1^2$$

La position des points (2) et (4) est ainsi univoquement définie.

(3) est sur la même isobar que (2) sur le diagramme de Clapeyron.

Pour ce qui est du mouvement du liquide de (3) à (8) on ne peut plus considérer que la canalisation est en charge. Nous avons supposé que le liquide, progressivement accéléré, était plaqué d'un côté du tube et formait une colonne dont la section serait en forme de demi-lune de plus en plus étroite au fur et à mesure que le liquide s'accélère. Cette façon de voir les choses est contestable. Elle présente le mérite de se laisser appréhender par le calcul. L'équation I n'est plus valable tandis que les équations II et III le restent si l'on néglige le frottement visqueux. La pression dans la colonne de liquide est imposée par la colonne de gaz. Dans ces conditions la pression p_5 égale p_6 qui est connue du fait des calculs précédents. De plus la variation d'enthalpie du liquide est donnée par la combinaison de l'intégrale première de II et de III, la viscosité étant négligée.

Pour simplifier, faisons l'approximation :

$$v = v_{\text{moyen}} = 1/\bar{\rho}_{\text{liq}}$$

$\bar{\rho}$ étant la densité moyenne du liquide le long de la colonne.

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{\bar{\rho}_{\text{liq}}} (p_B - p_A) = \frac{1}{2}(W_B^2 - W_A^2) - \frac{\omega^2}{2}(r_B^2 - r_A^2) \\ Q_{AB} = h_B - h_A + \frac{1}{2}(W_B^2 - W_A^2) - \frac{\omega^2}{2}(r_B^2 - r_A^2) \end{array} \right.$$

d'où par élimination :

$$h_B - h_A = Q_{AB} + \frac{1}{\bar{\rho}_{\text{liq}}} (p_B - p_A)$$

Si la transformation de (3) à (5) est adiabatique, alors :

$$h_5 - h_3 \approx \frac{1}{\rho_{\text{liq}}} (p_4 - p_2)$$

Connaissant $h_5 - h_3$ et sachant que (5) est sur l'isobar p_6 , la position de (5) est parfaitement définie.

Essayons d'évaluer la vitesse radiale w_5 de la goutte au sortir du tube radial. Nous supposons nulle la vitesse au début du tube radial, et nous négligerons les frottements. La pression entre (3) et (5) étant imposée par la colonne gazeuse et comme l'équation II nous donne la valeur de w_5 :

$$w_5 \approx \left[\omega^2 r_1^2 - \frac{2}{\rho_{\text{liq}}} (p_4 - p_2) \right]^{1/2}$$

Le terme $p_4 - p_2$ est faible car imposé par le gaz. De ce fait $w_5 \approx \omega r_1$. Donc si l'on néglige les frottements et la mise en charge de la canalisation par le gaz, la vitesse radiale égale la vitesse tangentielle. La goutte décrit alors une spirale logarithmique d'angle directeur égal à 45 ° dans le référentiel fixe.

Elle arrive alors sur la surface libre du bain avec une vitesse radiale w_5 . D'où le splash et la mise en température qui suit. Une partie de la goutte se vaporise pour absorber l'énergie cinétique du splash, l'autre pour refroidir le gaz après compression isentropique. On détermine cette fraction vaporisée en situant le point (8). On sait qu'il est sur l'isobar p_6 . De plus en l'absence de transfert de chaleur et de variation d'énergie cinétique :

$$h_8 - h_1 = \frac{\omega^2}{2} r_1^2$$

D'où la position de (8) et la fraction de liquide vaporisé dans le transport depuis (1).

Détermination de la consommation :

Les diverses arrivées de chaleur sont absorbées par la vaporisation de l'hélium liquide dans les différentes parties de la machine. Certaines arrivées de chaleur sont des constantes :

Q_{ac} → flux de chaleur des amenées de courant refroidies par les vapeurs dues à ce flux.

Q_t → flux de chaleur par conduction et radiation sur tous les tubes qui amènent l'He liquide au bain, y compris le joint baïonnette.

D'autres sont fonction du débit d'hélium gazeux \dot{m} :

$Q_A(\dot{m})$ → flux de chaleur par conduction des pièces thermiques refroidies par l'échangeur.

$Q_r(\dot{m})$ → flux de chaleur dû au rayonnement de l'écran thermique refroidi par l'échangeur.

D'après III le débit total de fluide injecté sera \dot{m}_1 tel que

$$\dot{m}_1 = [Q_{ac} + Q_t + Q_A(\dot{m}) + Q_r(\dot{m})] / [h_6 - h_3 - \frac{\omega^2}{2} r_1^2]$$

Le débit massique vaporisé axialement dans les tubulures notées \dot{m}_2 vérifie :

$$\dot{m}_2 = Q_t / [h_2 - h_3]$$

Le débit massique vaporisé dans le bain d'hélium liquide noté \dot{m}_3 vérifie :

$$\dot{m}_3 = [Q_{ac} + Q_A(\dot{m}) + Q_r(\dot{m})] / (h_6 - h_7)$$

On remarque que $\dot{m}_1 \neq \dot{m}_2 + \dot{m}_3$ du fait du travail des forces de Coriolis. \dot{m} représente le débit massique de vapeur passant dans l'échangeur. C'est donc \dot{m}_1 moins ce qui est destiné à refroidir les amenées de courant, soit $Q_{ac} / [h_6 - h_7]$.

De ce fait, on en déduit IV :

$$IV \quad \dot{m} = \frac{[Q_{ac} + Q_t + Q_A(\dot{m}) + Q_r(\dot{m})]}{[h_6 - h_3 - \frac{\omega^2}{2} r_1^2]} - \frac{Q_{ac}}{[h_6 - h_7]}$$

Le calcul de m passe par la détermination des fonctions $Q_A(\dot{m})$ et $Q_r(\dot{m})$. Si T_2 est la température de l'échangeur, on sait que Q_r varie comme la puissance 4 de T_2 alors que Q_A varie comme une puissance supérieure à l'unité de T_2 . T_2 est lui-même une fonction de \dot{m} . La résolution ne peut

plus être menée alors que pour des fonctions $Q_A(\dot{m})$ et $Q_r(\dot{m})$ connues, donc pour une machine donnée. La résolution en \dot{m} de IV fixe alors la valeur totale \dot{m}_1 de l'hélium à injecter. Naturellement, le résultat dépend beaucoup des fonctions $Q_A(\dot{m})$ et $Q_r(\dot{m})$, donc de l'optimisation thermo-mécanique de la machine considérée.

Cas où r_1 et r_2 sont petits :

A titre d'exemple et pour fixer les ordres de grandeur, faisons une application numérique dans le cas du cryostat de l'alternateur de 500 KW.

$$\omega = 314 \text{ rd/s}, \quad r_2 = 7 \text{ cm}, \quad r_1 = 6 \text{ cm}$$

$$h_{10} - h_9 \approx 0,1 \text{ J/g}$$

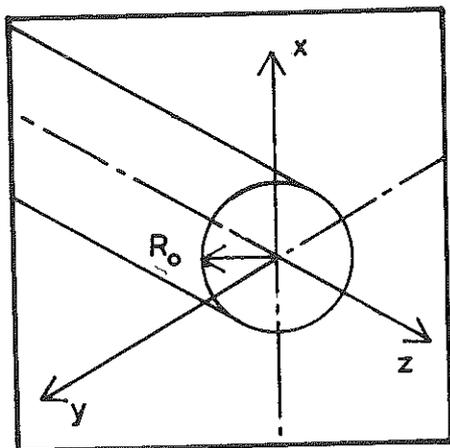
$$h_4 - h_2 \approx 0,25 \text{ J/g}$$

Pour des valeurs aussi faibles des variations d'enthalpie, la pression sur le bain est pratiquement la pression atmosphérique, et la température égale à 4,2 K. Les propriétés physiques de l'He peuvent alors être considérées comme indépendantes du rayon et en particulier on peut faire les calculs de perte en utilisant les valeurs habituelles des chaleurs latentes de vaporisation et des chaleurs spécifiques à pression constante.

A N N E X E VI

CALCUL DES PERTES SUPPLEMENTAIRES AU STATOR

On se propose dans cette annexe de calculer les pertes par courant de Foucault au sein des filaments qui composent les barres statoriques. On ne tiendra pas compte des effets d'extrémité. Les filaments seront supposés circulaires de rayon R_0 petit vis-à-vis de l'épaisseur de peau du matériau à 50 Hz. De ce fait, nous supposerons une pénétration totale du flux dipolaire dans lequel les filaments sont plongés. Les trois composantes de l'induction suivant les axes de la figure 1 sont :



$$\begin{cases} B_x = B_0 \cos \omega t \\ B_y = B_0 \sin \omega t \\ B_z = 0 \end{cases}$$

Déterminons les trois composantes du potentiel vecteur \vec{A} , lié à \vec{B} par la relation :

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

FIGURE 1
Le filament dans le champ tournant

que l'on peut encore écrire sous la forme d'un système de trois

équations à trois inconnues A_x, A_y, A_z :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} = B_0 \cos \omega t \\ -\frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial z} = B_0 \sin \omega t \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

dont la solution est :

$$\begin{cases} Ax = Ay = 0 \\ Az = yB_0 \cos \omega t - xE_0 \sin \omega t \end{cases}$$

On en déduit la valeur de la densité de courant de Foucault $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, σ étant la conductivité du matériau. \vec{E} n'est autre que $-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ d'où l'expression de la densité de courant de Foucault :

$$j = \sigma \omega B_0 \rho \cos(\omega t - \theta)$$

Calculons la densité de courant continu j_1 qui créerait les mêmes pertes au sein du filament. j_1 doit vérifier la relation :

$$\pi R_0^2 \cdot j_1^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} j^2(\rho, \theta, t) \cdot \rho d\theta d\rho \cdot dt$$

Après calcul de l'intégrale, l'on obtient :

$$j_1 = \frac{\sigma \omega B_0 R_0}{2} \quad (\text{densité de courant efficace})$$

Les pertes par unité de volume correspondantes sont notées W :

$$W = \frac{\pi R_0^4 B_0^2 \omega^2}{4\rho}$$

Les pertes joules totales dans le stator, sont dues à la superposition dans le filament de la densité de courant $j(\rho, \theta, t)$ et de la densité de courant uniformément répartie $j_2 \sqrt{2} \cos \omega t$ correspondant au courant débité par le stator sur le réseau. Calculons la densité de courant efficace j_0 créant les mêmes pertes. Elle vérifie :

$$\pi R_0^2 j_0^2 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} [j(\rho, \theta, t) + j_2 \sqrt{2} \cos \omega t]^2 \rho d\theta d\rho dt$$

Soit après intégration :

$$j_0^2 = j_1^2 + j_2^2$$

La densité de perte totale W_t par unité de volume apparaît alors égale à $\frac{j_0^2}{\sigma}$:

$$W_t = \frac{j_0^2}{\sigma}$$

R E F E R E N C E S

- 1) N. DAGALAKIS, J.L. KIRTLEY,
Protection of superconducting field winding for electrical machines
by the use of an inertial free electromechanical shield,
IEEE Transactions on magnetics, vol. MAG-11, n° 2, March 1975.
- 2) M. RENARD,
Brevet d'invention ANVAR n° 7 238 967,
Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures.
- 3) ANDREJ GRGIC
Limitation de la puissance des turbo-alternateurs dipolaires et qua-
dripolaires due aux contraintes mécaniques,
Revue Brawn Boveri, Août 1969.
- 4) C. LEHUEN et A. MARQUET,
Principaux problèmes constructifs et tendances des caractéristiques
d'exploitation des alternateurs à inducteur supraconducteur,
Revue Générale d'Electricité, Octobre 1974, t. 83, n° 10.
- 5) J.L. SMITH, T.A. KEIM,
Application of superconductivity to A.C. rotating machines ;
Superconducting machines and devices large systems applications,
Edited by S. Faner and B.B. Schwartz, Plenum Press, New York and London.
- 6) Y.W. CHANG, C.K. JONES, S. KARPATY, D.C. LITZ, A. PATTERSON, M.S. WALKER,
Development of a 5 mVA superconducting generator, testing and evaluation,
IEEE PES Winter Meeting, New-York, N.Y. January 28 - February 2, 1973.
- 7) J.L. SMITH, Jr, G.L. WILSON, J.L. KIRTLEY, Jr, T.A. KEIM,
Results from the MIT-EPRI 3-MVA Superconducting alternator,
Applied superconductivity conference, Stanford Univ. California,
17-20 August 1976.

- 8) H.O. LORCH,
Feasibility of turbogenerator with superconducting rotor and conventional stator,
Proceedings of IEE, vol. 120, n° 2, February 1973.

- 9) P. THULLEN, J.L. SMITH, H.H. WOODSON,
Economic and operational aspects of the application of superconductors in steam turbine generator field winding,
IEEE power meeting, New-York, January 1970.

- 10) D.L. LUCK,
Electromechanical and thermal effects of Faults upon superconducting generators,
Ph.D. Thesis electrical engineering, MIT, 1971.

- 11) G. RUELLE,
Main problems encountered in the study of cryogenic generators,
Cryogenics, February 1975.

- 12) T.J.E. MILLER, P.J. LAWRENSON,
Penetration of transient magnetic fields through conducting cylindrical structures (with particular reference to superconducting a.c. generators),
to be published in the Proceeding of IEE (1976-1977).

- 13) P. ARNAIL,
Régimes transitoires dans les machines à courant alternatif,
Polycopié du cours de L'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique et de Génie Physique (Institut National Polytechnique de Grenoble).

- 14) P. THULLEN,
Analysis of the application of superconductivity to commercial electric Power generation,
MIT Thesis, June 1969.

- 15) R.J. CORRUCINI,
Properties of materials at low temperature,
Chem. Eng. Progress, 53, June 1957, p 262 Juillet, p 342 août, p 397.

- 16) J. MALDY,
Sur la définition d'un conducteur pour le rotor d'un alternateur supraconducteur,
SEE, Section 12, composants des réseaux d'énergie électrique,
Journée d'étude sur les machines tournantes supraconductrices,
9 décembre 1975.
- 17) J.P. BLEWETT, R.A. BETH,
From shielding for air core magnets at Brookhaven National Laboratory,
Accelerator Dept, Report AADD-119 (1966).
- 18) R. BOISSIER, J. FERRY, G. BRONCA, J. PERROT, P. DUBOIS, J. MALDY,
A.L.E.C., Etude et réalisation d'un dipole supraconducteur pulsé,
Entropie n° 56, Mars-Avril 1974.
- 19) M.N. WILSON,
Superconducting dipoles for beam transport notes prepared for the
GESSS study week at Karlsruhe on October 1st, 1973,
Applied Physics Division, Rutherford Laboratory.
- 20) K. HALBACH,
Field and first order perturbation effects in two dimensional con-
ductor dominated magnets submitted to Nuclear Instruments and Methods,
UCR L-18947 Preprint, July 1969.
- 21) C. GOURDON,
Programme de calculs numériques dans une configuration magnétique complexe,
Association CEA-Euratom, Fontenay-aux-Roses (Seine) France, EUR, CEA, FC,
413, DPh-PFC/SFRC.
- 22) W. DAVID LEE,
Continuous transfer of liquid helium to a rotating dewar,
MIT Thesis June 1970.
- 23) S.V. ODENOV,
Heat transfer and thermal exchange processes in low temperature
current leads,
Cryogenics, September 1973.

- 24) R. BIGRET,
Vitesses critiques de flexion des machines tournantes,
Techniques de l'ingénieur , Mécanique et chaleur, Tome 3, B770.

- 25) S. TIMOSHENKO,
Résistance des Matériaux, Tome 1.

- 26) T.E. LASKARIS,
A two phase cooling system for superconducting A-C generator rotors,
Applied superconductivity conference, Stanford University, California,
17-20 August 1976.

