

# THESE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : MECANIQUE

par

Daniel NELIAS

(Ingénieur INSAL)

ETUDE DU GLISSEMENT  
DANS LES ROULEMENTS A BILLES  
GRANDE VITESSE DE TURBOMACHINE .  
- INFLUENCE DE LA POLLUTION DU LUBRIFIANT -

Soutenue le 17 Novembre 1989, devant la Commission d'Examen :

M. M. GODET           Président

MM. G. DALMAZ       Examineurs

L. FLAMAND

G. LOURADOUR

A. PAUTOT

C. TAYLOR



## INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : R.HAMELIN

Chefs de Département :

G.PERACHON, Professeur	1 <sup>o</sup> Cycle
L.CRONENBERGER, Professeur	Biochimie
N.MONGEREAU, Professeur	Génie Civil et Urbanisme
H.KLEIMANN, Professeur	Génie Electrique
A.LALLEMAND, Professeur	Génie Energétique
C.MARTY, Professeur	Génie Mécanique Construction
M.LALANNE	Génie Mécanique Développement, pi
A.LAUGIER, Professeur	Génie Physique Matériaux
R.ARNAL, Professeur	Informatique

Professeurs :

R.ARNAL	INFORMATIQUE APPLIQUEE
J.BAHUAUD	MECANIQUE DES SOLIDES
B.BALLAND	PHYSIQUE DE LA MATIERE
D.BERTHE	MECANIQUE DES CONTACTS
M.BOIVIN	MECANIQUE DES SOLIDES
H.BOTTA	GENIE CIVIL ET URBANISME (METHODES)
G.BOULAYE	INFORMATIQUE APPLIQUEE
J.BOUSQUET	THERMOCHIMIE MINERALE
J.P.CHANTE	ELECTRONIQUE DE PUISSANCE
M.CHEVRETON	ETUDE DES MATERIAUX
B.CLAUDEL	CINETIQUE ET GENIE CHIMIQUES
L.CRONENBERGER	CHIMIE BIOLOGIQUE
A.DOUTHEAU	CHIMIE ORGANIQUE
L.EYRAUD	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
G.FANTOZZI	GEMPPM*
J.FAVREL	INFORMATIQUE APPLIQUEE
Y.FETIVEAU	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
P.FLEISCHMANN	GEMPPM*
L.FRECON	DEVELOPPEMENT ET LANGAGES INFORMATIQUES AVANCES
R.GAUTHIER	PHYSIQUE DE LA MATIERE
M.GERY	GENIE CIVIL ET URBANISME (EQUIPEMENT DE L'HABITAT)
G.GIMENEZ	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
P.GOBIN	GEMPPM*
M.GODET	MECANIQUE DES CONTACTS
P.GONNARD	GENIE ELECTRIQUE
R.GOUTTE	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
G.GRANGE	GENIE ELECTRIQUE
G.GUENIN	GEMPPM*
C.GUILLAUD	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASONS
G.GUILLOT	PHYSIQUE DE LA MATIERE
C.GUITTARD	DEVELOPPEMENT ET LANGAGES INFORMATIQUES AVANCES
J.L.GUYADER	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
R.HENRY	MECANIQUE DES STRUCTURES

-----  
 \* GROUPE D'ETUDES METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX

...

J. JOUBERT	GENIE MECANIQUE
JF. JULLIEN	BETONS ET STRUCTURES
A. JUTARD	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
H. KLEIMANN	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
J. KOULOUMDJIAN	INFORMATIQUE APPLIQUEE
M. LALANNE	MECANIQUE DES STRUCTURES
A. LALLEMAND	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
P. LAREAL	GENIE CIVIL ET URBANISME (GEOTECHNIQUE)
A. LAUGIER	PHYSIQUE DE LA MATIERE
CH. LAUGIER	PHYSIOLOGIE ET PHARMACODYNAMIE
P. LAVIOLETTE	BIOLOGIE
C. LESUEUR	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
Y. MARTINEZ	INFORMATIQUE APPLIQUEE
C. MARTY	ETUDE DES PROCEDES DE FABRICATION
H. MAZILLE	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
N. MONGEREAU	GENIE CIVIL (GEOTECHNIQUE)
G. MONNIER	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
P. NARDON	BIOLOGIE
A. NAVARRO	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRONNEMENT
H. PACHECO	CHIMIE BIOLOGIQUE
J. P. PASCAULT	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
J. PERA	SOLIDES ET MATERIAUX MINERAUX
G. PERACHON	THERMOCHIMIE MINERALE
M. PERDRIX	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASON
J. PEREZ	GEMPPM*
E. PERNOUX	GEMPPM*
P. PINARD	PHYSIQUE DE LA MATIERE ET PHYSIQUE INDUSTRIELLE
D. PLAY	CONCEPTION ET ANALYSE DE SYSTEMES MECANQUES
P. PREVOT	INFORMATIQUE APPLIQUEE
R. REYNAUD	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
M. RICHARD	ENERGETIQUE ET AUTOMATIQUE
E. RIEUTORD	MECANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUE
R. RIVIERE	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASON
J. ROBERT-BAUDOY	MICROBIOLOGIE
J. ROBIN	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
M. ROLIN	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
J. F. SACADURA	MECANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUE
L. SICARD	MECANIQUE
F. STOEBER	MICROBIOLOGIE
M. THEOLIER	METALLURGIE ET TRAITEMENTS THERMIQUES
J. TUSET	SOLIDES ET MATERIAUX MINERAUX
R. UNTERREINER	TRAITEMENT DU SIGNAL ET ULTRASON
J. VERON	CHIMIE PHYSIQUE APPLIQUEE ET ENVIRONNEMENT
P. VUILLERMOZ	PHYSIQUE DE LA MATIERE

## Directeurs de recherche C.N.R.S. :

P. CLAUDY	THERMOCHIMIE MINERALE
A. GROUILLER	CHIMIE BIOLOGIQUE
M. MURAT	SOLIDES ET MATERIAUX MINERAUX
A. NOUAILHAT	PHYSIQUE DE LA MATIERE

## Directeurs de recherche I.N.R.A. :

M. BONNOT Guy  
M. GRENIER Simon  
M. MENEZO Yves

## Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

M. LAGARDE

à mes chers parents ...



## AVANT-PROPOS

Ce travail a été réalisé avec l'aide de l'Association Nationale de la Recherche Technique dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la REcherche, à TURBOMECA et au Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Unité de Recherche Associée au C.N.R.S. , dirigé par Monsieur le Professeur M. GODET.

Je ne saurais présenter ce travail sans exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur D.BERTHE, de l'I.N.S.A. de Lyon, disparu cette année, pour m'avoir proposé cette étude et pour la grande confiance qu'il m'a témoigné.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. GODET de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Je suis extrêmement sensible à l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur le Professeur C. TAYLOR, de l'Université de Leeds, en acceptant de juger ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur G. DALMAZ, de l'Université Claude Bernard de Lyon, d'avoir accepté la charge d'être rapporteur de cette thèse.

Je remercie Monsieur L. FLAMAND, maître de conférences à l'I.N.S.A. de Lyon, pour l'intérêt constant qu'il a apporté à cette recherche et pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur G. LOURADOUR, de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Paris, pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je tiens à remercier vivement Monsieur A. PAUTOT, Chef du Département Essai de TURBOMECA, pour la possibilité qu'il m'a donnée d'entreprendre cette étude, pour l'intérêt constant qu'il y a apporté, pour les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer et pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je remercie tout particulièrement Monsieur J. ROSSO, Directeur Technique et Commercial de SNFA, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour sa participation au financement de cette recherche.

Je remercie Monsieur A. LAVERGNE, Responsable du Département Hydraulique de **PALL France**, pour les discussions nombreuses et fertiles que nous avons eues.

Je remercie également Monsieur F. NASARRE, Chef du Service Mise au Point Prototypes de TURBOMECA, de m'avoir accueilli dans son service.

Je souhaite exprimer à Messieurs C. GAMARD, Responsable des expertises mécaniques, et G. PUJOL, Responsable des Analyses Maintenance et Pollution, ma sympathie pour leurs encouragements et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués tout au long de cette étude.

Enfin, mes remerciements s'adressent à tous mes collègues de l'I.N.S.A. et de TURBOMECA, en particulier Madame A. PORTE et Monsieur A. MARQUE pour leur gentillesse, Messieurs J.C. CAMBORDE et R. SARROUET pour leur contribution à la partie expérimentale, et Madame M. VAYSSIE pour la présentation de ce mémoire.

# INTRODUCTION

## GENERALE



## ROLE DU ROULEMENT DANS UNE TURBOMACHINE

Les roulements à billes ou à galets tiennent une place importante dans la technologie des moteurs aéronautiques. Leurs qualités : simplicité, faible coût, encombrement réduit, et, l'étendue de leur domaine d'utilisation : vitesse élevée, capacité de charge, plage de température, environnement, en sont les principales raisons. Nous les regroupons en trois catégories par type d'utilisation :

- 1 - Les roulements de ligne d'arbre
- 2 - Les roulements de réducteur
- 3 - Les roulements de boîte d'accessoires.

Nous trouvons dans ces trois groupes, indifféremment: petite à grande vitesse de rotation et, faible à forte charge. La plupart d'entre eux occupe une place vitale dans le fonctionnement des moteurs aéronautiques. Une défaillance peut entraîner un arrêt du moteur en vol.

## PRINCIPALES DETERIORATIONS OBSERVEES SUR LES ROULEMENTS

Derrière une apparente simplicité de construction et de fonctionnement se cache une des premières sources d'incident dans les turbomachines. Ces incidents ont pour origines :

**Les problèmes accidentels** : les coups au montage, le transport (brinelling) ou la corrosion.

**Les problèmes de fonctionnement** : le grippage, la fatigue et l'usure. En particulier, en ce qui concerne les avaries de surface rencontrées en fonctionnement :

- **Le grippage** se rencontre dans les cas où une rupture de film de lubrifiant s'accompagne d'une vitesse de glissement. Cette avarie est très rare dans les turbomachines.

- **La fatigue superficielle** apparaît dans les zones de faible glissement. Elle se manifeste de deux façons :
  - \* par l'apparition **d'écailles** à l'échelle du contact hertzien, qui surviennent dans des contacts chargés, après une longue période d'incubation. Ces avaries sont rencontrées principalement sur les roulements de butée et les roulements de réducteur ;
  - \* par l'apparition de **micro-écailles** à l'échelle des aspérités, même dans des contacts peu chargés, après une période d'incubation plus courte que pour les écailles. Dans le cas des roulements de qualité aéronautique ( finition de surface  $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ ), l'épaisseur du film de lubrifiant devant la hauteur des aspérités rend l'apparition de telles micro-écailles peu fréquente pour les roulements grande vitesse.
- **L'usure** apparaît traditionnellement quelle que soit la valeur du glissement. Il s'agit d'enlèvement progressif de matière à l'échelle des aspérités, issu de différents mécanismes : abrasion et "skidding" ou glissement, adhésion, usure chimique, déformation plastique. En particulier, le phénomène d'usure par glissement, qui s'apparente à du micro-grippage, se manifeste en présence de fort glissement dans un contact EHD faiblement chargé. C'est une source d'ennui qui tend à s'accroître avec l'augmentation des Ndm\*. Cette avarie est caractéristique des roulements grande vitesse peu chargés, c'est-à-dire ceux de ligne d'arbre et de réducteur dans certaines conditions de fonctionnement.

La littérature scientifique sur les avaries de surface dans le contact EHD lisse ou rugueux est très fournie [1, 2, 3], cependant, le phénomène d'usure par glissement est très peu décrit.

## DEVELOPPEMENT DES ROULEMENTS

Il est lié au développement des turbomachines. Il passe par une évolution de la technologie du roulement, du type de lubrification (par la bague intérieure, par brouillard), du lubrifiant (type, pollution) et des matériaux (M 50 NIL, céramique), afin d'accroître leur domaine d'utilisation : vitesse, valeurs extrêmes de la charge, type et quantité de lubrifiant nécessaires.

Les constructeurs souhaitent disposer de roulements capables de vitesse de 3 millions de Ndm ou plus, sans sacrifier la durée de vie.

Toute augmentation du Ndm passe par la résolution du problème de glissement.

---

\* Ndm : produit de la vitesse de rotation en tr/min et du diamètre moyen du roulement

## INTERET DE L'ETUDE SUR LE GLISSEMENT

Au-delà de l'aspect industriel, l'étude du glissement dans les roulements présente un intérêt important du point de vue scientifique :

- Les valeurs des paramètres qui gouvernent le comportement du roulement sont différentes de celles prises en compte dans la littérature. En effet, les ordres de grandeur de ces paramètres dans les contacts bille/bague intérieure sont :

Vitesse de roulement	$\frac{U1 + U2}{2}$	100 m/s
Vitesse de glissement	$U1 - U2$	50 à 100 m/s
Pression hertzienne maximum		0,5 GPa
Epaisseur de lubrifiant		0,6 $\mu\text{m}$

- Les mécanismes d'initiation puis de développement de cette usure ne sont pas connus ;
- Enfin il n'existe pas de solution évidente puisque :
  - \* les progrès dans l'équilibrage des ensembles tournants diminuent la charge radiale sur les roulements de ligne d'arbre,
  - \* et de plus le dimensionnement des roulements de butée ou de pignon menant qui ne tient compte que de l'aspect fatigue hertzienne, provoque un sur-dimensionnement préjudiciable dans les phases de fonctionnement non chargé (il s'agit alors d'un autre mécanisme de dégradation).

## PLAN DE L'ETUDE

L'étude que nous présentons est limitée aux roulements à billes. Toutefois, nous avons mené en parallèle une étude similaire sur les roulements à galets, les points communs étant nombreux (modélisation, mécanisme d'usure).

Les objectifs de l'étude sont les suivants :

- 1) Avoir un modèle théorique pour prévoir le glissement.
- 2) Expliquer les détériorations des surfaces.
- 3) Proposer des solutions au problème du glissement.
- 4) Montrer que la théorie classique de calcul de durée de vie est inadaptée au cas du roulement grande vitesse.

Dans le **Premier chapitre**, nous avons développé un modèle de calcul d'équilibre du roulement, destiné à retrouver le phénomène de glissement observé expérimentalement. Ce modèle est original car il prend en compte la cage dans l'équilibre global du roulement, et la cinématique interne dépend du comportement rhéologique du lubrifiant.

L'équilibre est alors décrit, sous une charge axiale et radiale combinée, en tenant compte, non seulement de la géométrie du roulement et en particulier de sa cage, mais aussi des propriétés rhéologiques du lubrifiant aux différents contacts bille/bague, bille/cage et cage/bague.

Dans le **Second Chapitre**, nous avons étudié le contact bille/chemin de roulement, afin de cerner les paramètres pouvant expliquer les détériorations de surface observées dans la réalité. Il est connu que l'apparition de ces détériorations est repoussée par l'emploi d'un acier rapide M50 de meilleure tenue à la température que celle de la nuance 100 C6, ce qui nous a conduit à étudier les effets thermiques dus au glissement pour un contact parfaitement lubrifié. Les résultats de cette analyse n'ont pas permis de justifier les dégradations.

Dans le **Troisième Chapitre**, nous avons étudié la perturbation de ce contact par la présence d'une particule métallique. Notons que dans le cas d'une particule ou aspérité de taille importante devant l'épaisseur du film de lubrifiant ( $\varnothing 10 \mu\text{m}$  devant  $h = 0,6 \mu\text{m}$ ), il existe peu de littérature scientifique.

Enfin, dans le **Quatrième Chapitre**, après avoir décrit le dispositif expérimental et les développements apportés, nous avons :

- 1 - Déterminé les caractéristiques mécaniques de l'acier rapide M 50 ;
- 2 - Montré le rôle des particules dans l'usure due au glissement ;
- 3 - Montré que le calcul actuel des roulements est inapproprié au cas du roulement grande vitesse.

Pour cela, nous avons fait réaliser des éprouvettes matériaux (Point 1) et des roulements d'essais (Points 2 et 3). Pour effectuer les essais avec des roulements complets, nous avons modifié les bancs d'essais grande vitesse pour contrôler et imposer le niveau de pollution, en développant une technique de comptage de particules.

Après avoir mené à bien nos essais, nous avons comparé les résultats des études théoriques et expérimentales.

## NOMENCLATURE

<b>a</b>	demi-longueur de la zone de Hertz
<b>c</b>	demi-largeur de la zone de Hertz
<b>CC</b>	couple de frottement au contact cage-bague
<b>C</b>	largeur d'un montant de cage
<b>L</b>	demi-épaisseur de la cage
<b>D</b>	diamètre des billes
<b>DC</b>	diamètre des alvéoles
<b>dm</b>	diamètre moyen
<b>e</b>	excentration de la cage
<b>E</b>	module d'Young
<b>E'</b>	module d'Young équivalent
<b>F</b>	force de frottement
<b>FA</b>	charge axiale
<b>FB</b>	force de frottement au contact bille-bague
<b>FC</b>	force centrifuge
<b>FC1</b>	force de frottement au contact bille-cage avant
<b>FC2</b>	force de frottement au contact bille-cage arrière
<b>Fol</b>	force de traînée oléodynamique sur une bille
<b>FR</b>	charge radiale
<b>G</b>	module d'élasticité de cisaillement
<b>G<sub>0</sub></b>	module d'élasticité de cisaillement de référence
<b>h</b>	épaisseur du film d'huile
<b>h<sub>0</sub></b>	épaisseur du film d'huile minimale
<b>h*</b>	constante d'intégration
<b>h<sub>1</sub></b>	distance bille/barrette avant
<b>h<sub>2</sub></b>	distance bille/barrette arrière
<b>j</b>	jeu
<b>k</b>	raideur au contact bille/bague
<b>kf</b>	conductivité thermique du fluide
<b>K</b>	raideur
<b>M</b>	point courant
<b>N</b>	nombre de billes

<b>p</b>	pression
<b>Pd</b>	jeu diamétral
<b>q</b>	pression réduite
<b>Q</b>	charge normale au contact bille/bague
<b>r<sub>i</sub></b>	rayon de courbure des gorges de la B.I.
<b>r<sub>0</sub></b>	rayon de courbure de la gorge de la B.E.
<b>r<sub>ci</sub></b>	rayon intérieur de la cage
<b>r<sub>ce</sub></b>	rayon extérieur de la cage
<b>S</b>	surface
<b>T</b>	température
<b>T<sub>0</sub></b>	température de référence
<b>u</b>	vitesse du fluide, direction x
<b>U</b>	vitesse de la surface, direction x
<b>V</b>	vitesse d'écrasement, direction y
<b>w</b>	vitesse du fluide, direction z
<b>W</b>	portance du contact
<b>W</b>	vitesse de la surface, direction z
<b>WC1</b>	portance au contact bille/cage avant
<b>WC2</b>	portance au contact bille/cage arrière
<b>WFC</b>	portance au contact cage/bague
<b>x</b>	coordonnée largeur du contact (sens du roulement)
<b>x<sub>e</sub></b>	abscisse d'entrée
<b>x<sub>s</sub></b>	abscisse de sortie
<b>y</b>	coordonnée épaisseur du contact
<b>z</b>	coordonnée longueur du contact
<b>α</b>	angle de contact bille/bague
<b>α°</b>	angle de fonctionnement
<b>α</b>	coefficient de piézoviscosité
<b>α'</b>	coefficient de piézoélasticité
<b>α''</b>	coefficient de piézoplasticité
<b>β</b>	inclinaison de l'axe de rotation propre de la bille
<b>β</b>	coefficient de thermoviscosité
<b>β'</b>	coefficient de thermoélasticité
<b>δ</b>	déformation élastique
<b>δ<sub>a</sub></b>	déplacement axial

$\delta_r$	déplacement radial
$\varepsilon$	excentricité relative de la cage
$\gamma$	tenseur de déformation du fluide
$\dot{\gamma}$	taux de déformation
$\phi$	angle de calage (Annexe 3)
$\mu$	viscosité dynamique du fluide
$\mu_0$	viscosité de référence
$\nu$	coefficient de Poisson
$\theta$	coordonnée angulaire du point courant
$\theta_s$	angle de sortie
$\psi$	écart angulaire entre deux billes
$\rho$	masse volumique - coordonnée polaire du point courant
$\tau$	contrainte de cisaillement du fluide
$\tau_0$	contrainte limite élastique
$\tau_{00}$	contrainte limite élastique de référence
$\tau_1$	contrainte limite plastique
$\omega$	vitesse angulaire
$\omega_m$	vitesse angulaire de la cage
$\omega_r$	vitesse angulaire de la bille

### PRINCIPAUX INDICES

<b>1 ou 2</b>	solides 1 ou 2 du contact
<b>i</b>	contact de la B.I.
<b>0</b>	contact de la B.E.
<b>j</b>	bille n° j

### ABREVIATIONS

<b>B.I.</b>	bague intérieure
<b>B.E.</b>	bague extérieure
<b>E.H.D.</b>	élastohydrodynamique
<b>H.D.</b>	hydrodynamique
<b>Ndm</b>	produit de la vitesse de rotation en tr/min et du diamètre moyen en mm



**CHAPITRE 1**

**CALCUL DES  
ROULEMENTS A BILLES**



## **INTRODUCTION**

Dans cette Première Partie, le développement d'un logiciel de calcul de roulement incluant aussi bien l'analyse des contacts lubrifiés bille - chemin de roulement que celle des contacts bille-cage et cage-bague est présenté. Les caractéristiques rhéologiques du lubrifiant utilisé sont issues des travaux du laboratoire de mécanique des contacts de l'INSA de LYON [4, 5]. Les prévisions théoriques sont comparées à des mesures effectuées au banc d'essai.

## POSITION DU PROBLEME

### PROBLEMES SPECIFIQUES DES ROULEMENTS A GRANDE VITESSE

Le développement des turbomachines passe par une réduction des dimensions, une augmentation de la puissance, et donc par conséquence une augmentation des vitesses de rotation. Or, le fonctionnement des roulements à grande vitesse se heurte dès maintenant au phénomène de glissement. Les hypothèses usuelles de contrôle cinématique par la bague intérieure ou la bague extérieure ne sont plus admissibles, les expériences montrant des glissements très importants aux différents contacts bille/bague pouvant aller jusqu'à 100 m/s pour des vitesses d'entraînement de 100 m/s.

Si l'on se réfère aux publications des constructeurs de roulements, appuyées en général par les normes nationales et internationales, par exemple ISO [6], ANSI, etc..., dans toute application, la durée de service d'un roulement s'achève par l'apparition des symptômes de fatigue superficielle, même dans des conditions idéales de fonctionnement. Les normes précisent également les méthodes de calcul de la charge dynamique de base et de la durée pour des roulements soigneusement fabriqués, en acier de bonne qualité, et, pour l'essentiel, d'exécution conventionnelle en ce qui concerne le profil des surfaces en contact roulant. Ces méthodes sont basées sur les recherches effectuées par G. LUNDBERG et A. PALMGREN à la fin des années 30 et au début des années 40 [7]. Les modes de calcul de la charge dynamique de base et de la durée étaient, et restent, représentatifs de la matière et des méthodes de fabrication, de lubrification et d'essais de l'époque. En outre, le mécanisme de la lubrification dans les contacts avec concentration d'efforts n'était pas alors connu de façon précise.

En 1949, GRUBIN et d'autres [8] découvrirent qu'un film lubrifiant devait séparer les surfaces en "contact" roulant, qui dans le cas contraire, auraient été en contact métallique. La révélation de GRUBIN, confirmée expérimentalement en 1960 par SIBLEY et d'autres [9], ne fut pas prise réellement en considération par les fabricants et/ou utilisateurs de roulements avant la fin des années 60. Puis les standards et catalogues de roulements commencèrent à tenir compte du phénomène en introduisant différents facteurs de correction (Figures 1 et 2) de la durée en fatigue calculée selon les formules initiales. On a en même temps introduit des facteurs de correction de la durée pour tenir compte des améliorations de la qualité de l'acier intervenues depuis la publication des standards originels. Cette situation s'est poursuivie pendant toutes les années 70, et a atteint les années 80.

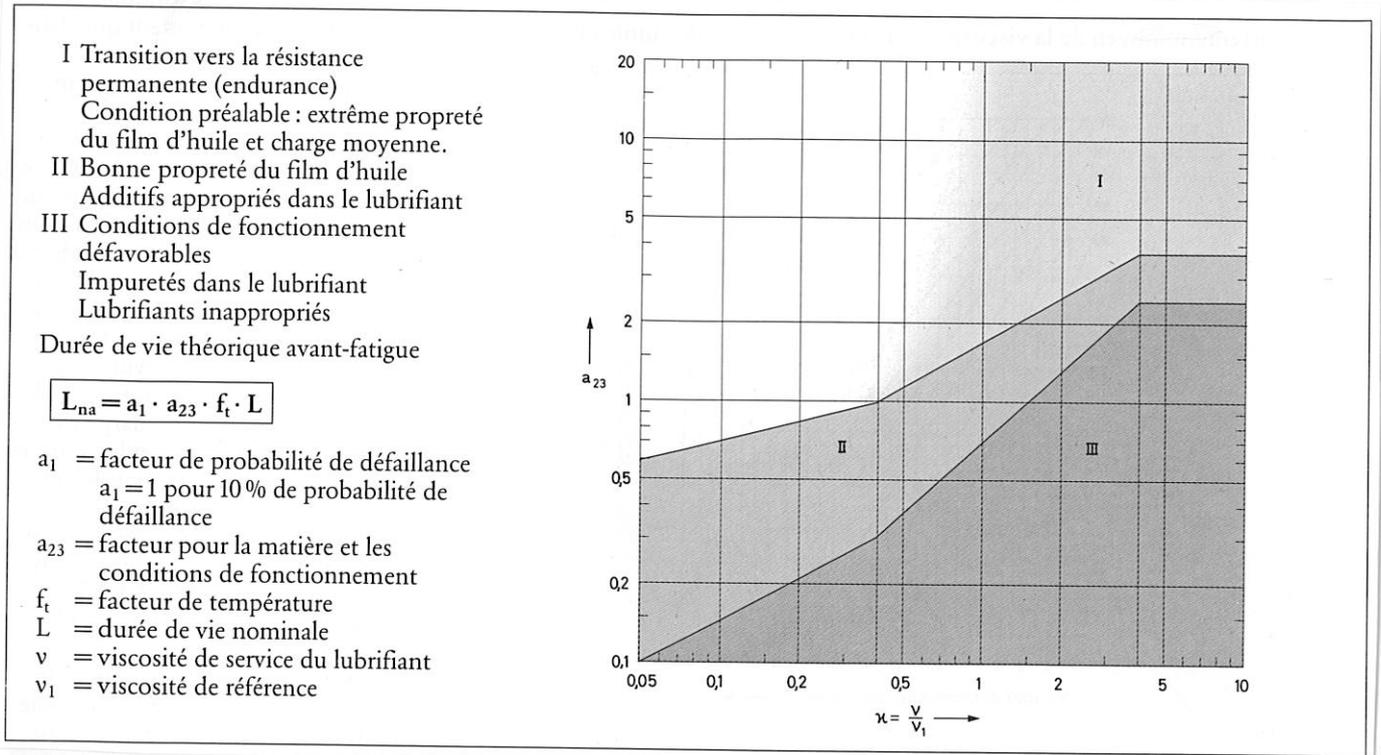


Figure 1 - Calcul de durée de vie corrigée

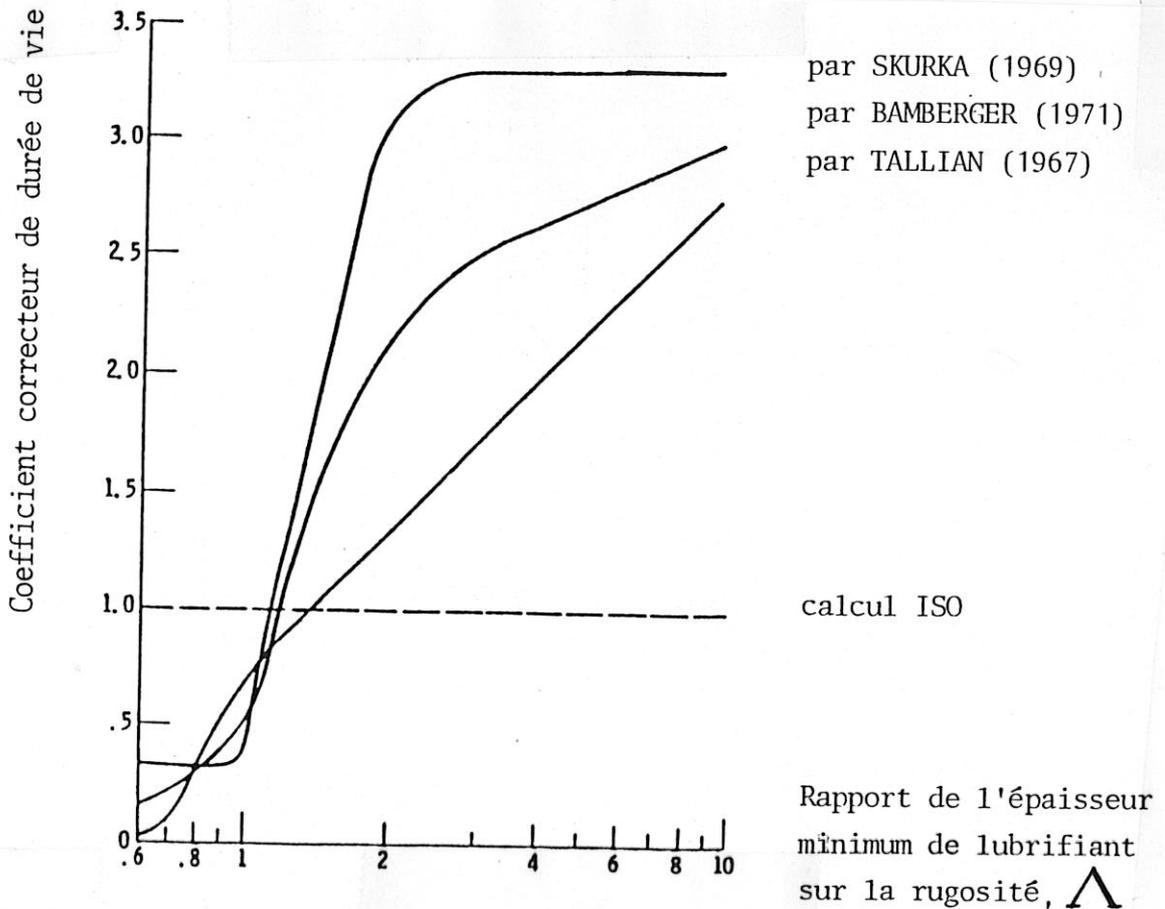


Figure 2 - Coefficient correcteur de durée de vie en fonction de  $\Lambda$

Dans ces calculs prévisionnels la cinématique est posée comme une hypothèse de travail, (pas de glissement global sur un des contacts bille/bague). Ce type d'analyse rend encore de grands services pour les roulements classiques, très chargés, fonctionnant à petite vitesse mais ne permet pas de décrire le roulement de turbomachine peu chargé et fonctionnant à grande vitesse, (jusqu'à 60 000 tr/min, pour un diamètre moyen de 50 mm).

Les vitesses de glissement ont pour conséquences une diminution de la durée de vie du mécanisme et de plus peuvent être à l'origine d'incidents graves, tels la destruction du roulement (phase blanche en surface - grippage). Pourtant, en théorie, la diminution de la charge provoque une amélioration de la résistance à la fatigue (Figure 3). Il existe donc une fenêtre de charge optimum (Figure 4). Le taux de glissement admissible détermine la charge minimum. La résistance à la fatigue détermine la charge maximum.

## LITTERATURE

Depuis 1960 diverses tentatives pour étudier l'équilibre des roulements à grande vitesse ont été entreprises :

- Une première analyse conçue par JONES [10, 11] s'appuyait sur des coefficients de frottement de COULOMB aux contacts bille/bague. Il n'était alors pas possible de prédire le glissement.
- HARRIS [12] introduisit le premier une épaisseur de film de lubrification EHD aux contacts bille/bague, donnée par ARCHARD et COWKING [13], et un coefficient de piézoviscosité. Le phénomène de glissement a alors été retrouvé.
- Les évolutions de ces codes de calcul sont dues aux progrès en EHD : GENTLE et BONESS [14], etc...
- Seul GUPTA [15] s'est intéressé au rôle de la cage. Malheureusement celle-ci n'est pas prise en compte dans l'équilibre global du roulement.

## BUT - ORIGINALITES

Nous souhaitons disposer d'un outil de calcul permettant de prévoir le glissement global dans un roulement de géométrie quelconque.

L'originalité du modèle que nous proposons est de faire intervenir la cage et le lubrifiant dans l'équilibre du roulement. Il décrit donc **tous** les contacts lubrifiés. De plus, il accepte indifféremment charge axiale et/ou charge radiale.

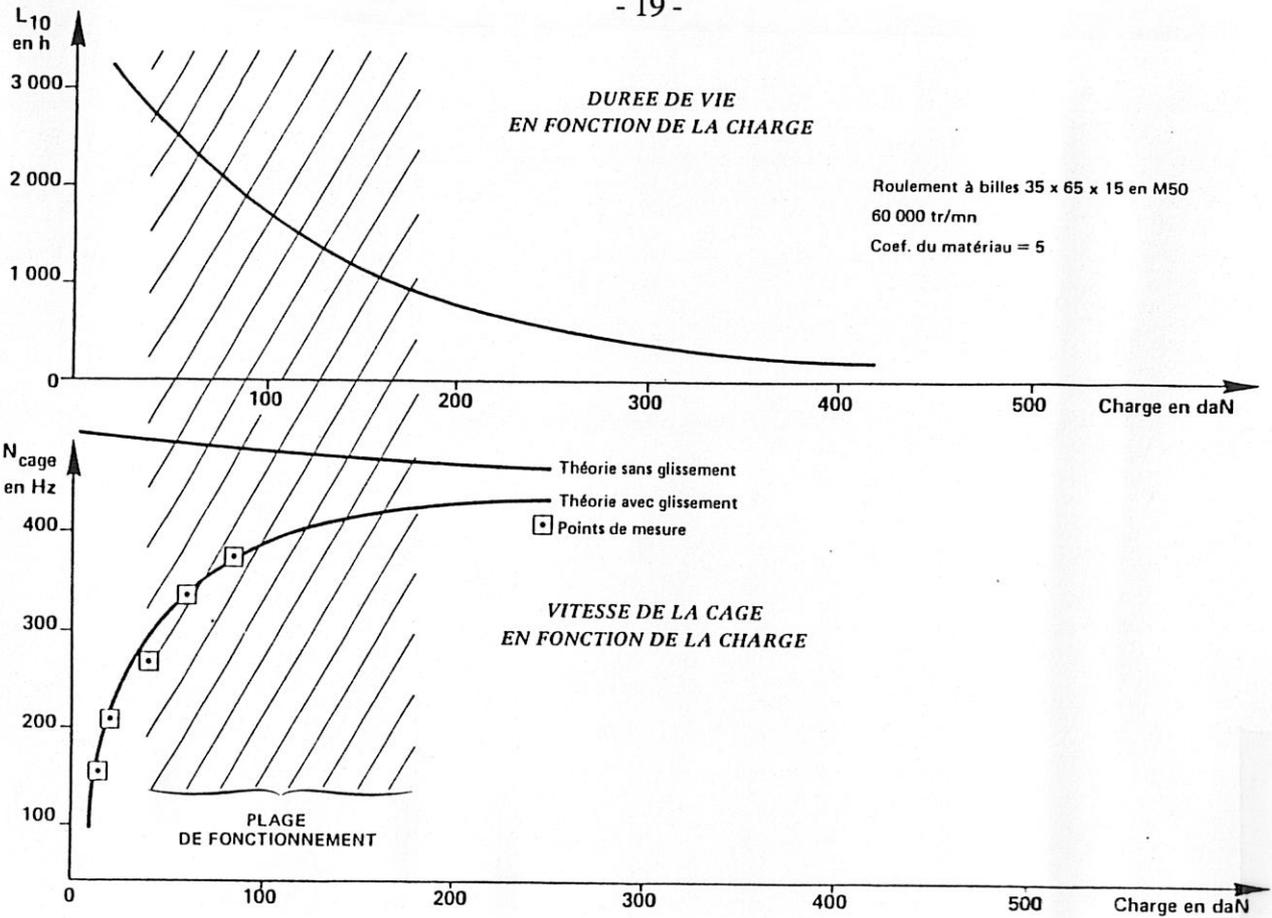


Figure 3 - Durée de vie et vitesse de la cage en fonction de la charge axiale

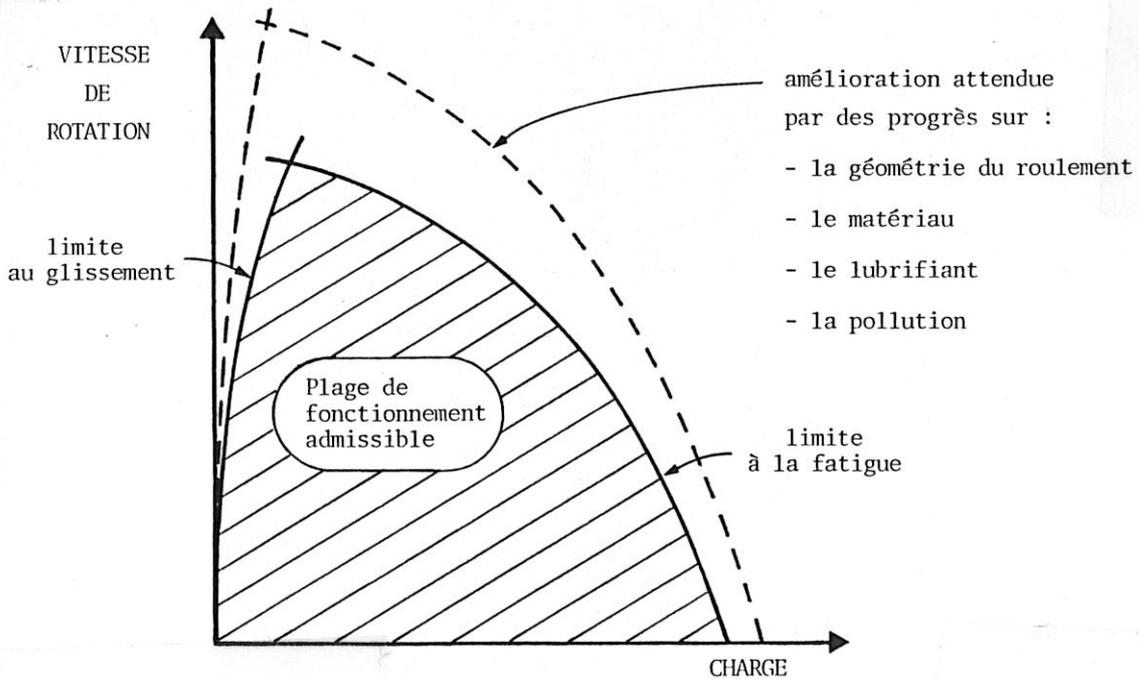


Figure 4 - Plage de fonctionnement admissible

# 1 DESCRIPTION DU ROULEMENT A BILLES

## 1.1 - CARACTERISTIQUES GENERALES

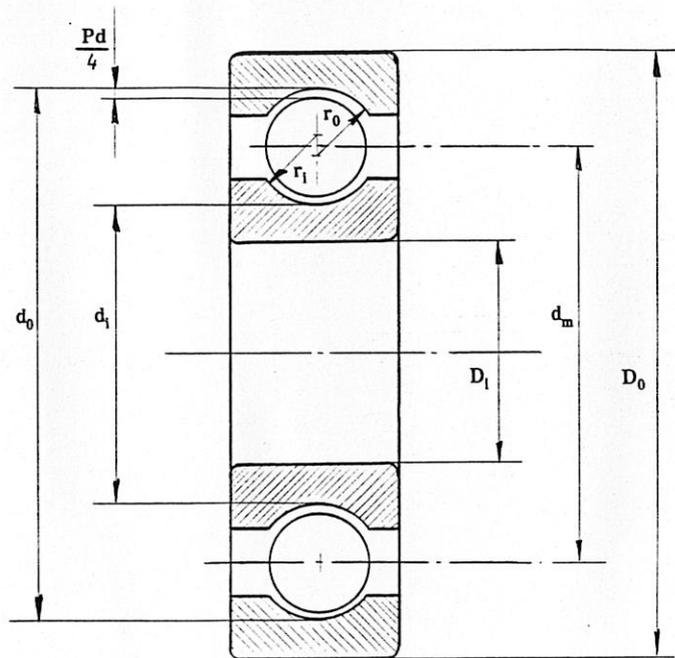


Figure 5 - Géométrie du roulement à double contacts obliques

Le roulement ci-dessus est généralement décrit par les données géométriques suivantes :

- N** nombre de billes
- D** diamètre des billes
- $D_1$**  diamètre intérieur
- $D_0$**  diamètre extérieur
- $d_1$**  diamètre de roulement de la bague intérieure (B.I.)
- $d_0$**  diamètre de roulement de la bague extérieure (B.E.)
- $r_1$**  rayon de la gorge de la bague intérieure (B.I.)

Par la suite nous utiliserons les grandeurs suivantes :

- $d_m = 1/2 (d_1 + d_0)$**  diamètre de roulement moyen
- $Pd = d_0 - d_1 - 2D$**  jeu diamétral
- $f_i = r_1 / D$**  coefficient de courbure de la gorge de la bague intérieure (B.I.)
- $f_0 = r_0 / D$**  coefficient de courbure de la gorge de la bague extérieure (B.E.)
- $B = (f_i + f_0 - 1)$**
- $A = B.D = r_0 + r_1 - D$**  distance entre les centres de courbure des gorges

## 1.2 - CARACTERISTIQUES DE LA CAGE

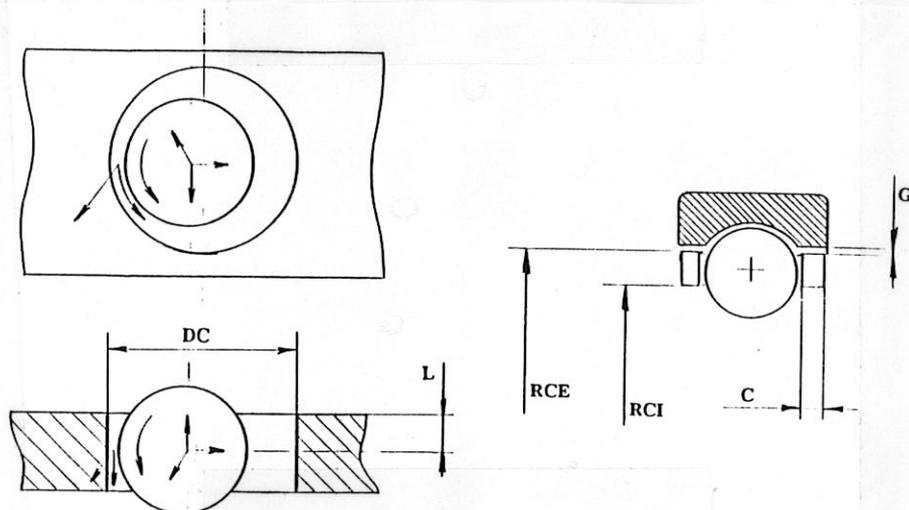


Figure 6 - Schéma de la cage

L'évaluation du rôle de la cage dans le comportement du roulement demande la connaissance des caractéristiques géométriques suivantes :

- C** largeur d'un montant de centrage
- L** demi-épaisseur
- DC** diamètre d'une alvéole
- G** demi-jeu de centrage
- RCE** rayon extérieur
- RCI** rayon intérieur

## 1.3 - ANGLE DE FONCTIONNEMENT $\alpha^\circ$

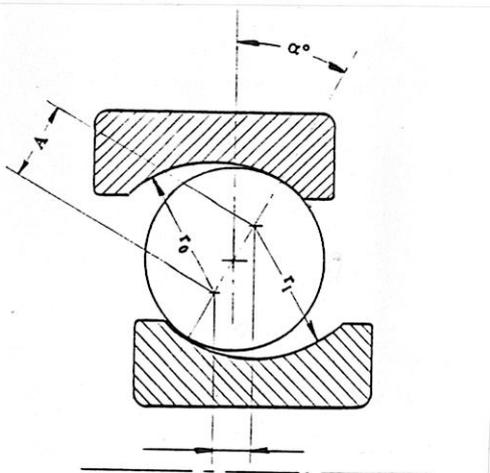


Figure 7 - Angle de fonctionnement  $\alpha^\circ$

Nous avons  $\cos \alpha^\circ = \frac{1/2 A - 1/4 Pd}{1/2 A}$

Donc l'angle de contact d'un roulement au repos est

$$\alpha^\circ = \text{Arcos} \left( 1 - \frac{Pd}{2A} \right)$$

#### 1.4 - CAS DU ROULEMENT EN ROTATION

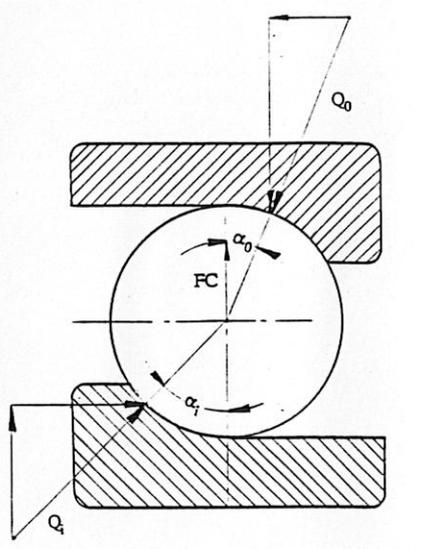


Figure 8 - Angles de contacts  $\alpha_i$ ,  $\alpha_0$

- Avec :
- $Q_i$  Charge normale au contact bille/bague intérieure
  - $Q_0$  Charge normale au contact bille/bague extérieure
  - $\alpha_i$  Angle de contact bille/bague intérieure
  - $\alpha_0$  Angle de contact bille/bague extérieure
  - FC Force centrifuge de la bille

Dans le cas où la force appliquée au roulement se réduit à une charge axiale pure, le roulement est symétrique et les valeurs  $Q_i$ ,  $Q_0$ ,  $\alpha_i$  et  $\alpha_0$  sont les mêmes pour chaque bille, ce qui n'est pas le cas s'il existe une charge radiale.

#### 1.5 - CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Nous étudions le cas d'un roulement à B.E. fixe, chargé axialement et radialement. Les données caractérisant les conditions de fonctionnement sont les suivantes :

- FA force axiale
- FR force radiale
- $\omega_i$  vitesse de rotation de la B.I.

## 1. 6 - CINEMATIQUE DU ROULEMENT

Nous calculons les vitesses linéaires  $U_{10}$ ,  $U_{20}$ ,  $U_{1i}$  et  $U_{2i}$  des surfaces aux contacts bille/B.E. et bille/B.I., ainsi que  $\Delta\Omega$  qui est la vitesse relative de pivotement entre les deux surfaces.

Le pivotement  $\Delta\Omega$  ne peut se produire que pour un seul contact. On dit que la bille est contrôlée par la B.E. lorsque le pivotement bille/B.E. est nul. De même, on dit que la bille est contrôlée par la B.I. lorsque le pivotement bille/B.I. est nul. On peut démontrer que pour des conditions de lubrification normales, le contrôle des billes se fait toujours par la bague extérieure. Ce résultat se retrouve expérimentalement.

Nous négligeons l'effet gyroscopique.

Nous prenons pour origine le centre de la bille.

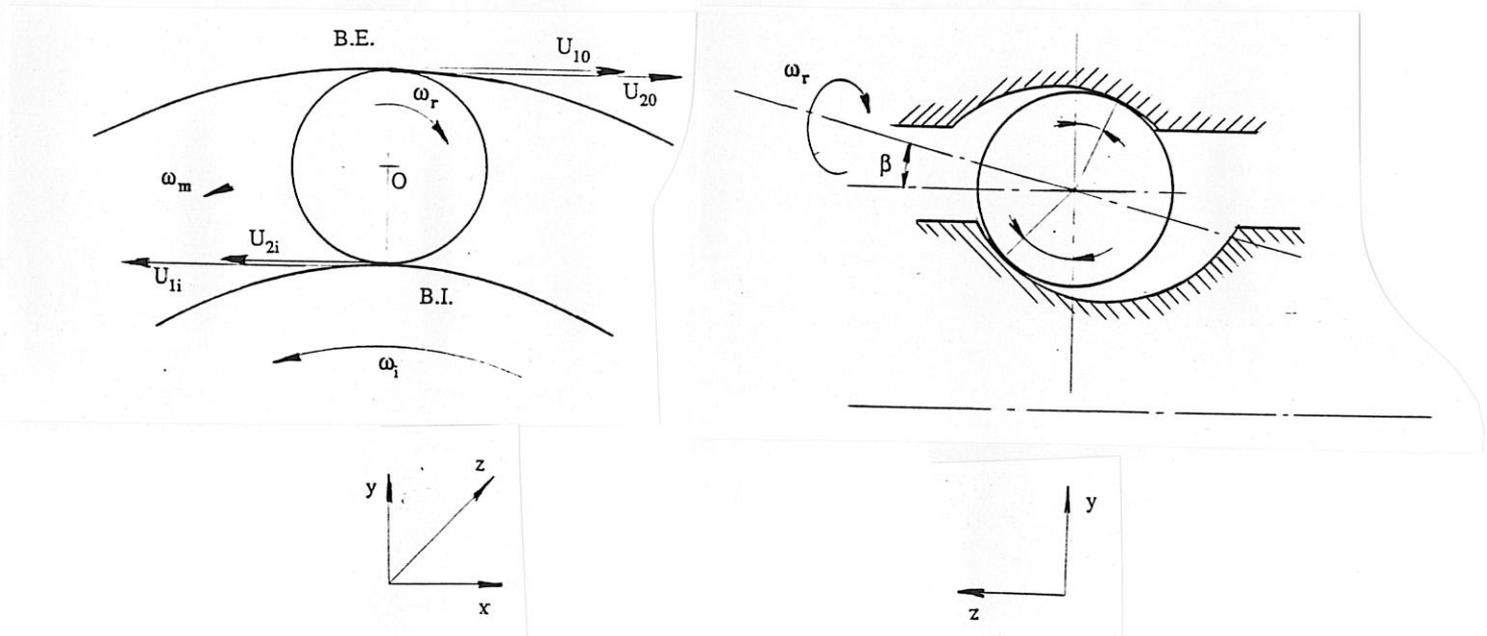


Figure 9 - Cinématique du roulement

Avec :

- $\omega_i$  vitesse angulaire de l'arbre (ou de la B.I.)
- $\omega_m$  vitesse angulaire de la cage (ou vitesse orbitale de la bille autour de l'axe du roulement)
- $\omega_r$  vitesse rotationnelle de la bille autour d'un axe passant par son centre
- $\beta$  angle dans le plan (O, y, z) entre l'axe de rotation propre de la bille et l'axe Oz

En conséquence, d'après l'étude menée par HARRIS [16], nous avons alors **au contact bille/B.E. :**

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{10} = + \left( \frac{d_m}{2} + \frac{d}{2} \cos \alpha_0 \right) \omega_m \\ U_{20} = - \frac{d}{2} \omega_r \cos (\alpha_0 - \beta) \\ \Delta \Omega_0 = 0 = \omega_r \cos \beta \sin \alpha_0 - \omega_r \sin \beta \cos \alpha_0 + \omega_m \sin \alpha_0 = \omega_r \sin (\alpha_0 - \beta) + \omega_m \sin \alpha_0 \end{array} \right.$$

**et au contact bille/B.I. :**

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{1i} = - \left( \frac{d_m}{2} + \frac{d}{2} \cos \alpha_i \right) \omega_i \\ U_{2i} = - \left( \frac{d_m}{2} - \frac{d}{2} \cos \alpha_i \right) \omega_m + \frac{d}{2} \omega_r \cos (\alpha_i - \beta) \\ \Delta \Omega_i = \left( - \omega_r \cos \beta \sin \alpha_i + \omega_r \sin \beta \cos \alpha_i + (\omega_i - \omega_m) \sin \alpha_i \right) \\ \quad = - \omega_r \sin (\alpha_i - \beta) + (\omega_i - \omega_m) \sin \alpha_i \end{array} \right.$$

Alors les vitesses de glissement  $\Delta U_i$  et  $\Delta U_0$  sont :

$$\begin{aligned} \Delta U_0 &= 1/2 \left( \left( d_m + d \cos \alpha_0 \right) \omega_m + d \omega_r \cos (\alpha_0 - \beta) \right) = U_{10} - U_{20} \\ \Delta U_i &= 1/2 \left( \left( d_m - d \cos \alpha_i \right) (\omega_i - \omega_m) + d \omega_r \cos (\alpha_i - \beta) \right) = U_{2i} - U_{1i} \end{aligned}$$

Or nous prenons l'hypothèse d'un contrôle de la bille par la B.E. donc :

$$\Delta \Omega_0 = 0 \Rightarrow \omega_r \sin (\alpha_0 - \beta) + \omega_m \sin \alpha_0 = 0$$

d'où

$$\beta = \text{Arc sin} \left( \frac{\omega_m}{\omega_r} \times \sin \alpha_0 \right) + \alpha_0$$

Comme  $\omega_m \times \omega_r < 0 \Rightarrow \beta < \alpha_0$

**DEUX CAS :**

**Cas a - Pas de glissement**  $\left( \gamma' = \frac{d}{d_m} \right)$

Alors  $\Delta U_0 = \Delta U_i = 0$

Après quelques calculs,  
nous en déduisons les relations  
suivantes :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta &= \frac{\sin \alpha_0}{\cos \alpha_0 + \gamma'} \\ \frac{\omega_m}{\omega_i} &= \frac{1 - \gamma' \cos \alpha_i}{1 + \cos(\alpha_i - \alpha_0)} \end{aligned}$$

$$\frac{\omega_r}{\omega_i} = \frac{-1}{\left( \frac{\cos \alpha_0 + \operatorname{tg} \beta \sin \alpha_0}{1 + \gamma' \cos \alpha_0} + \frac{\cos \alpha_i + \operatorname{tg} \beta \sin \alpha_i}{1 - \gamma' \cos \alpha_i} \right) \gamma' \cos \beta}$$

$$\frac{\omega_m}{\omega_i} = \frac{1}{1 + \frac{(1 + \gamma' \cos \alpha_0)(\cos \alpha_i + \operatorname{tg} \beta \sin \alpha_i)}{(1 - \gamma' \cos \alpha_i)(\cos \alpha_0 + \operatorname{tg} \beta \sin \alpha_0)}}$$

$$\Delta \Omega_i = \left[ (1 - \gamma' \cos \alpha_i) \operatorname{tg}(\alpha_i - \beta) + \gamma' \sin \alpha_i \right] \cdot \frac{\omega_i}{\gamma'}$$

$$\frac{\omega_r}{\omega_m} = - \frac{1 + \gamma' \cos \alpha_0}{\gamma' \cos(\alpha_0 - \beta)}$$

$$\frac{\omega_r}{\omega_i - \omega_m} = - \frac{1 - \gamma' \cos \alpha_i}{\gamma' \cos(\alpha_i - \beta)}$$

**Cas b - Glissement**

Alors  $\Delta U_i \neq 0$

$\Delta U_0 \neq 0$

Donc  $\omega_m$  et  $\omega_r$  deviennent inconnus

### 1.7 - CALCUL DE DUREE DE VIE CLASSIQUE

Le modèle est basé sur les recherches effectuées par G. LUNDBERG et A. PALMGREN [7] à la fin des années 30 et au début des années 40.

L'équation de base dans cette théorie implique que, pour une bague de roulement soumise à une contrainte répétée pendant N cycles, la probabilité de survie en cas de fatigue initiée sous la surface est donnée par :

$$\ln \frac{1}{S} \approx \frac{N^e \tau_0^c V}{Z_0^h}$$

formule dans laquelle  $\tau_0$  est la valeur maximale de la contrainte de cisaillement orthogonale  $\tau_{yz}$  et  $Z_0$  la profondeur à laquelle elle s'exerce. Le volume sollicité V est supposé proportionnel au produit du semi-axe - a - de la surface de contact par  $Z_0$  et par la circonférence de la bague.

La dispersion suit donc une loi de WEIBULL de pente e. Usuellement e = 10/9 pour les roulements à billes standards, et de 1,5 à 2 pour des matériaux de très bonne qualité. Les exposants c et h ont été posés égaux respectivement à 31/3 et 7/3.

Pour une probabilité de survie donnée, associée à un chemin de roulement, est définie la capacité de charge  $Q_c$  qui donne une durée de vie de  $10^6$  révolutions.

Avec la charge appliquée Q et la capacité de charge  $Q_c$ , la durée de vie L en millions de révolutions peut être calculée.

$$L = \left( \frac{Q_c}{Q} \right)^3 \quad \text{L'exposant 3 a été déterminé expérimentalement}$$

avec :

$$Q_{c_i} = 7\,080 \left( \frac{2 f_i}{2 f_i - 1} \right)^{0,41} \frac{(1 - \gamma_i)^{1,39}}{(1 + \gamma_i)^{1/3}} \left( \frac{\gamma_i}{\cos \alpha_i} \right)^{0,3} d^{1,8} N^{-1/3}$$

et

$$Q_{c_0} = 7\,080 \left( \frac{2 f_0}{2 f_0 - 1} \right)^{0,41} \frac{(1 + \gamma_0)^{1,39}}{(1 - \gamma_0)^{1/3}} \left( \frac{\gamma_0}{\cos \alpha_0} \right)^{0,3} d^{1,8} N^{-1/3}$$

[ $Q_c$  en lb et d en inch]

**Pour la bague fixe :**

La charge équivalente est : 
$$Q_{ev} = \left( \frac{1}{NZ} \sum_{j=1}^{j=NZ} Q_j^{10/3} \right)^{0,3}$$

et la durée de vie : 
$$L_v = \left( \frac{Q_{cv}}{Q_{ev}} \right)^3$$

**Pour la bague tournante**

La charge équivalente est : 
$$Q_{e\mu} = \left( \frac{1}{NZ} \sum_{j=1}^{j=NZ} Q_j^3 \right)^{1/3}$$

et la durée de vie : 
$$L_\mu = \left( \frac{Q_{c\mu}}{Q_{e\mu}} \right)^3$$

Si les probabilités de survie des bagues sont identiques

Alors : 
$$L = \left( L_\mu^{-e} + L_v^{-e} \right)^{-1/e}$$

Soit : 
$$L = \left( L_\mu^{-1,11} + L_v^{-1,11} \right)^{-0,9} \quad \text{si } e = 10/9$$

Avec en unités S.I.

$$Q_{c_i} = (7\,080 \times 4,448) \cdot \frac{2 f_i}{2 f_i - 1}^{0,41} (1 - \gamma_i)^{1,39} \left( \frac{d}{d_m} \right)^{0,3} \left( \frac{d}{2,54 \cdot 10^{-2}} \right)^{1,8} \left( \frac{2 \cdot N \cdot (\omega_i - \omega_m)}{\omega_i} \right)^{-1/3}$$

$$Q_{c_0} = (7\,080 \times 4,448) \cdot \frac{2 f_0}{2 f_0 - 1}^{0,41} (1 + \gamma_0)^{1,39} \left( \frac{d}{d_m} \right)^{0,3} \left( \frac{d}{2,54 \cdot 10^{-2}} \right)^{1,8} \left( \frac{2 \cdot N \cdot \omega_m}{\omega_i} \right)^{-1/3}$$

Notons la faiblesse de ce modèle de calcul de durée de vie, qui ne tient pas compte des conditions de lubrification et des qualités de réalisation du roulement.

## **2 EQUILIBRE DU ROULEMENT NON LUBRIFIE - CINEMATIQUE IMPOSEE -**

La détermination de l'équilibre du roulement non lubrifié est une étape indispensable avant d'aborder l'équilibre du roulement lubrifié. Cette analyse est classique et reprend les travaux de JONES [10,11], HARRIS [12,16] et GUPTA [15].

### **2.1 - HYPOTHESES GENERALES**

La résolution de l'équilibre du roulement nécessite un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- Etude quasi-statique : nous négligeons les forces d'inertie sauf la force centrifuge des billes
- Roulement à une rangée de billes
- La géométrie du roulement est symétrique
- Pas de mésalignement entre l'arbre et l'alésage
- Pas de film de lubrifiant
- Pas de glissement, uniquement du roulement pur
- La cage, les bagues intérieure et extérieure sont indéformables
- Les billes sont déformables
- Nous avons une relation entre la charge normale  $Q$  et la déformation  $\delta$  d'une bille.

$$Q = K \delta^{1,5} \quad K \text{ étant la raideur du contact bille-bague [16]}$$

### **2.2 - DEFINITION DE L'EQUILIBRE AVEC UNE CINEMATIQUE IMPOSEE**

Sous l'action des forces axiale et radiale  $F_A$  et  $F_R$ , de leur répartition, et de leurs réactions dans les éléments du roulement, nous pouvons connaître le comportement de celui-ci.

Nous utilisons une analyse quasi-statique, c'est-à-dire que nous étudions l'état d'un roulement à un instant  $t$  en supposant que tous les éléments qui le composent sont en équilibre statique. Cet instant  $t$  est alors considéré comme représentatif de l'état permanent du roulement.

Nous prenons l'hypothèse qu'à cet instant  $t$ , la charge radiale est située à l'aplomb d'une bille. En effet, la localisation de la charge radiale a une influence minimale sur l'équilibre global [17].

### 2.2.1 - Equilibre de la bague intérieure

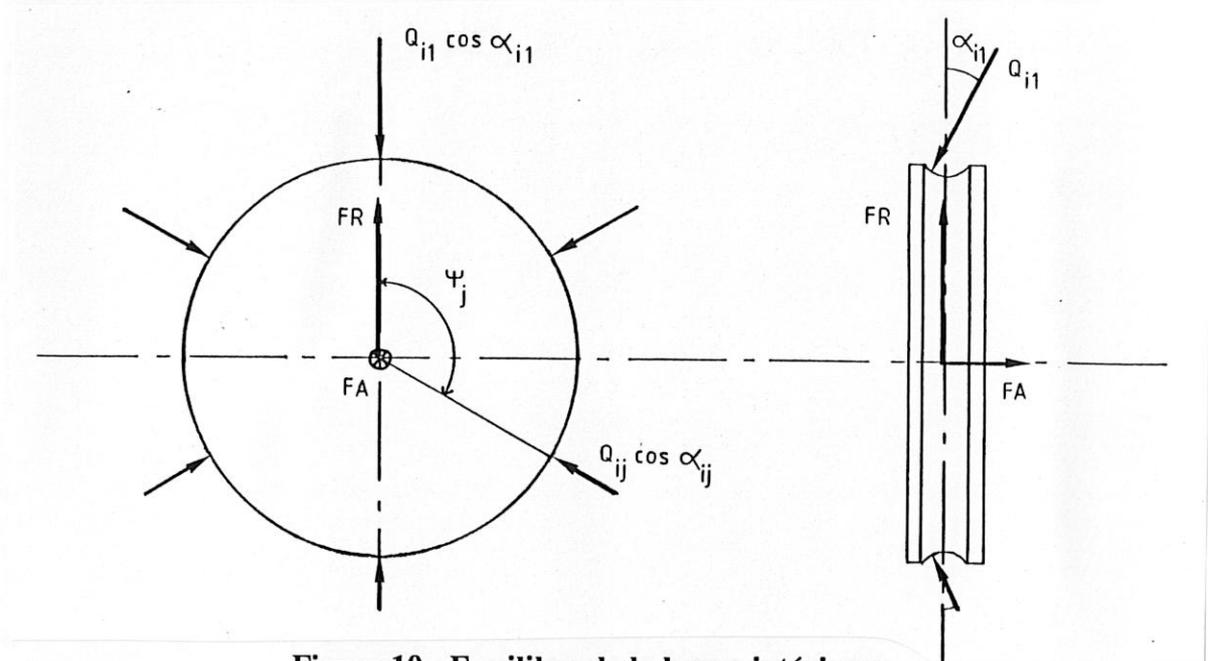


Figure 10 - Equilibre de la bague intérieure

Si la bague est en équilibre statique, on peut écrire que :

$$\sum \vec{F} = \vec{0}$$

$$\sum \vec{M}^{\text{t/O}} = \vec{0}$$

L'équilibre des moments est toujours assuré par le couple moteur qui fait tourner la B.I. donc ne décrit pas l'état du roulement.

Par symétrie, la somme des forces suivant la direction perpendiculaire à FA et FR est nulle.

L'équilibre de la bague intérieure se réduit à 2 équations :

$$FA = \sum_{j=1}^N Q_{ij} \sin \alpha_{ij}$$

$$FR = \sum_{j=1}^N Q_{ij} \cos \alpha_{ij} \cos \psi_j$$

### 2.2.2 - Equilibre d'une bille

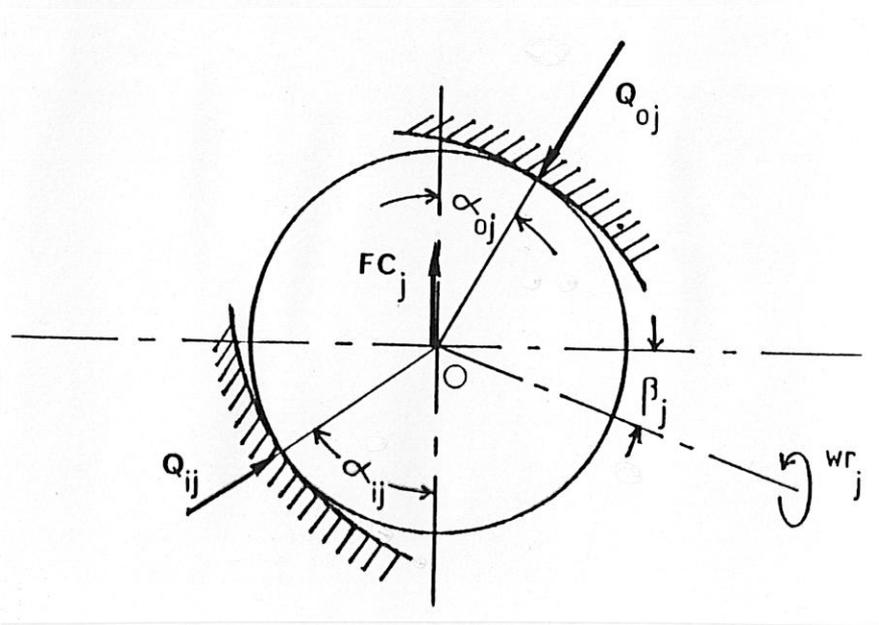


Figure 11 - Equilibre d'une bille

L'équilibre des forces donne :

$$Q_{ij} \cos \alpha_{ij} - Q_{0j} \cos \alpha_{0j} + FC = 0$$

$$Q_{ij} \sin \alpha_{ij} - Q_{0j} \sin \alpha_{0j} = 0$$

Il n'y a pas de moment par rapport à 0 (nous négligeons le moment gyroscopique).

### 2.2.3 - Equilibre de la bague extérieure

Nous étudions le cas d'un roulement à B.E. fixe. La bague est encastrée dans son logement. Les contraintes d'encastrement assurent son équilibre sans influencer le comportement du roulement.

### 2.2.4 - Equilibre de la cage

Le modèle d'un roulement qui fonctionne sans glisser suppose que la cage n'a pas d'effet sur le comportement du roulement.

### 2.2.5 - Relations géométriques

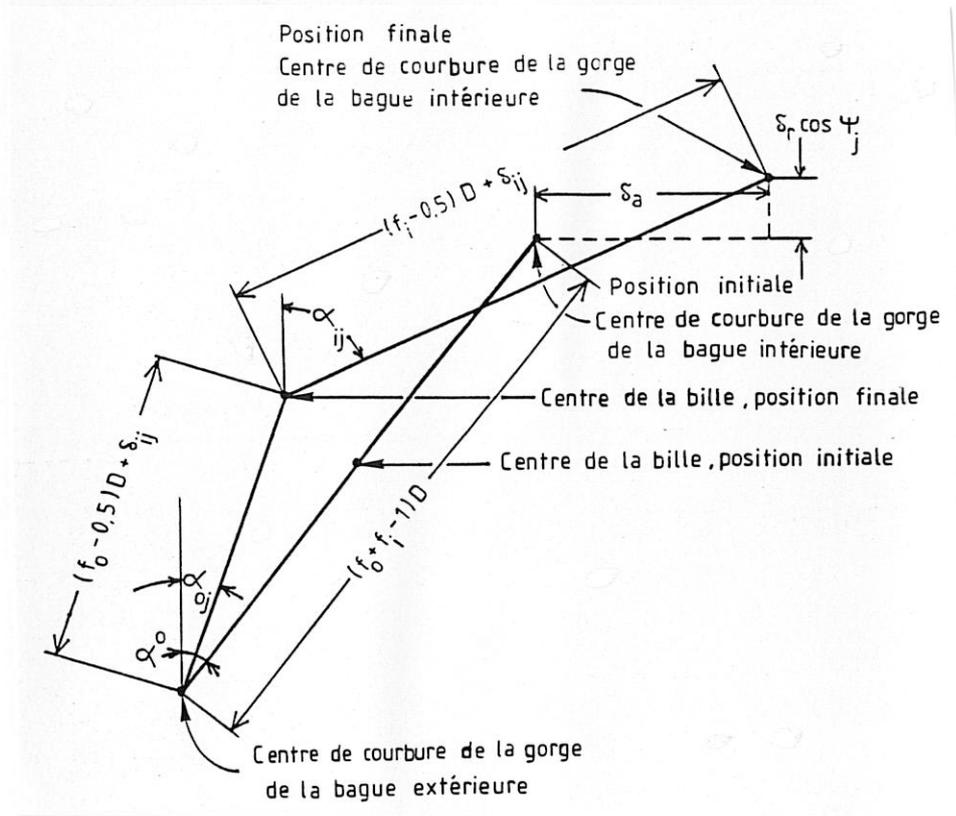


Figure 12 - Déformation au contact bille/bague

Sous l'effet de la charge, les billes se déforment au contact des bagues.

En comparant la géométrie d'un double contact bille n° j/B.I. et B.E. avec et sans charge, nous obtenons :

$$* \left( f_i - 0,5 + \frac{\delta_{ij}}{D} \right) \cos \alpha_{ij} + \left( f_0 - 0,5 + \frac{\delta_{0j}}{D} \right) \cos \alpha_{0j} = (f_0 + f_i - 1) \cos \alpha^0 + \frac{\delta_r \cos \psi_j}{D}$$

$$* \left( f_i - 0,5 + \frac{\delta_{ij}}{D} \right) \sin \alpha_{ij} + \left( f_0 - 0,5 + \frac{\delta_{0j}}{D} \right) \sin \alpha_{0j} = (f_0 + f_i - 1) \sin \alpha^0 + \frac{\delta_a}{D}$$

Avec  $\delta_{ij}$  déformation du contact bille n° j/B.I.

$\delta_{0j}$  déformation du contact bille n° j/B.E.

$\delta_a$  déplacement axial de l'arbre

$\delta_r$  déplacement radial de l'arbre

### 2.3 - DEFINITION DES INCONNUES

Nous avons les relations

$$\begin{aligned} Q_{ij} &= K_i \delta_{ij}^{1,5} \\ Q_{0j} &= K_0 \delta_{0j}^{1,5} \end{aligned} \quad \text{Réf. [16]}$$

$K_1$  et  $K_0$  étant les raideurs respectives des contacts bille n° j/B.I. et bille n° j/B.E. données par la théorie de HERTZ (Annexe 1).

Donc notre système d'équations à résoudre se réduit à **2 équations d'équilibre global** :

$$* \text{ FA} = \sum_{j=1}^N Q_{ij} \sin \alpha_{ij}$$

$$* \text{ FR} = \sum_{j=1}^N Q_{ij} \cos \alpha_{ij} \cos \psi_j$$

**2 x N équations d'équilibre des billes :**

$$* Q_{ij} \cos \alpha_{ij} - Q_{0j} \cos \alpha_{0j} + FC = 0$$

$$* Q_{ij} \sin \alpha_{ij} - Q_{0j} \sin \alpha_{0j} = 0$$

**2 x N relations géométriques :**

$$* \left( f_i - 0,5 + \frac{\delta_{ij}}{D} \right) \cos \alpha_{ij} + \left( f_0 - 0,5 + \frac{\delta_{0j}}{D} \right) \cos \alpha_{0j} = (f_0 + f_i - 1) \cos \alpha^0 + \delta_r \cos \psi_j / D$$

$$* \left( f_i - 0,5 + \frac{\delta_{ij}}{D} \right) \sin \alpha_{ij} + \left( f_0 - 0,5 + \frac{\delta_{0j}}{D} \right) \sin \alpha_{0j} = (f_0 + f_i - 1) \sin \alpha^0 + \frac{\delta_a}{D}$$

Soit finalement  $4N + 2$  équations

$$\text{à } 4N + 2 \text{ inconnues } \quad \delta_a, \delta_r \quad (2)$$

$$\alpha_{0j}, \alpha_{ij} \quad (2N)$$

$$\delta_{0j}, \delta_{ij} \quad (2N)$$

**Remarques -**

- Lorsque sous l'effet d'une charge radiale importante, la bille décolle de la B.I., alors  $\delta_{ij}$  devient négatif et caractérise l'espace entre la bille et la bague,  $Q_{ij}$  est nul.
- Le système d'équations peut être réduit en tenant compte de la symétrie par rapport à la force radiale. Nous avons alors un nombre de billes équivalent qui est :

$$\begin{array}{ll} N/2 + 1 & \text{si } N \text{ pair} \\ (N + 1)/2 & \text{si } N \text{ impair} \end{array}$$

- La force centrifuge FC dépend de la vitesse de la cage, et donc des angles de contact bille/B.I. et bille/B.E. Elle sera donc recalculée à chaque itération.

$$F_c = \frac{1}{2} m d_m \omega_m^2 \quad \text{avec : } m = \frac{1}{6} \pi D^3 \rho \text{ masse d'une bille}$$

$d_m$                       diamètre moyen de roulement

$\omega_m$                       vitesse de la cage

- Pour les roulements grande vitesse, la force centrifuge sur les billes impose une différence d'angle de contact bille/B.I. et bille/B.E., ce qui provoque un phénomène de pivotement entre la bille et la B.I. Le pivotement implique des vitesses de glissement en bout d'ellipse. Ce glissement en bout d'ellipse, lorsqu'il est important, allié à des conditions de lubrification médiocre en regard de l'état de surface, peut être préjudiciable au fonctionnement du roulement.
- La cage également subit l'action de la force centrifuge. Celle-ci provoque une augmentation du diamètre extérieur de la cage que nous n'avons pas modélisée ici.
- Le détail de la méthode est donné par HARRIS [16].

## 2.4 - METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION

Les équations définies précédemment sont non linéaires. Nous utilisons pour les résoudre la méthode de NEWTON-RAPHSON (ou méthode des tangentes).

Soit à résoudre  $m$  équations  $F_i(\dots x_j \dots) = 0$

à  $m$  inconnues  $x_j$

On fait un développement limité au 1er ordre de chacune des équations.

$$0 = F_i(\dots x_j \dots) = F_i(x_{j0}) + \sum_{j=1}^m (x_j - x_{j0}) \frac{\partial F_i(x_{j0})}{\partial x_j} = 0$$

où les composantes  $x_{j0}$  ont une valeur quelconque

d'où à résoudre :

$$\begin{array}{ccc} \left[ \begin{array}{c} \frac{\partial F_i(x_{j0})}{\partial x_j} \\ \phantom{\frac{\partial F_i(x_{j0})}{\partial x_j}} \end{array} \right] & \left[ \begin{array}{c} x_j \\ \phantom{x_j} \end{array} \right] & = & \left[ \begin{array}{c} \frac{\partial F_i(x_{j0})}{\partial x_j} \\ \phantom{\frac{\partial F_i(x_{j0})}{\partial x_j}} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{c} x_{j0} \\ \phantom{x_{j0}} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{c} F_i(x_{j0}) \\ \phantom{F_i(x_{j0})} \end{array} \right] \\ m \times m & m \times 1 & & m \times m \quad m \times 1 \quad m \times 1 \end{array}$$

Une fois résolu ce système linéaire, on prendra la valeur trouvée comme nouveau vecteur initial et on répète le processus. Le processus converge vers la solution du système. On l'arrêtera lorsque la différence entre 2 vecteurs successifs est inférieure à une quantité choisie  $\epsilon$ .

Le système linéaire défini à chaque itération est résolu par la méthode de Gauss, simple et bien connue. Pour résoudre le système  $AX = B$ , la méthode consiste, par manipulation sur les éléments de  $A$  et  $B$ , à obtenir une matrice triangulaire supérieure. Le système se résout alors simplement.

La méthode utilisée converge à condition que le déterminant du jacobien défini à chaque itération soit différent de zéro. Ce cas est toujours vérifié en pratique.

## 2.5 - CONCLUSION

- Ce modèle permet de décrire :
  - \* la répartition des efforts dans le roulement
  - \* la cinématique sans glissementd'après un minimum de données géométriques, indépendamment des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant et pour toutes conditions de fonctionnement : charges axiale et radiale combinées, petite ou grande vitesse de rotation.
- La répartition des charges sur les bagues permet de calculer la durée de vie du roulement, par une méthode classique.
- Un test indique les billes qui fonctionnent avec un point de contact sur chaque demi-bague intérieure (mauvais fonctionnement), voir **Annexe 2**.
- Enfin, connaissant les valeurs instantanées maximums admissibles de la pression de Hertz, de la vitesse de glissement en bout d'ellipse et de la valeur de la séparation, il est possible de déterminer les conditions limites de fonctionnement (critère de résistance au grippage).
- Nous pouvons donc, à partir de cette étude, déterminer un domaine de fonctionnement du roulement :
  - \* du point de vue de la durée de vie classique
  - \* ou en fonction des valeurs maximums admissibles (pression et pivotement).

### **3 EQUILIBRE DU ROULEMENT LUBRIFIE - CINEMATIQUE INCONNUE -**

L'originalité de ce modèle est de faire intervenir la cage et un film de lubrifiant séparateur aux différents contacts, dans le calcul de l'équilibre du roulement. Les vitesses des éléments roulants et de la cage ne sont plus imposées par la cinématique, comme cela est décrit dans le paragraphe précédent. En effet, la présence d'un lubrifiant permet un glissement relatif aux différents contacts, celui-ci est d'autant plus important que les charges sont faibles.

La difficulté de cette modélisation a été de déterminer le système de  $N$  équations à  $N$  inconnues adéquat.

#### **3.1 - HYPOTHESES GENERALES**

Le modèle de calcul d'un roulement, dans lequel l'équilibre est imposé par la cinématique, (roulement pur au contact bille/B.E. et roulement avec pivotement au contact bille/B.I.) ne rend pas compte des phénomènes de glissement observés dans les roulements grande vitesse et faiblement chargés.

Nous modifions les hypothèses décrites dans le Paragraphe 2.1 de la façon suivante :

- présence d'un film de lubrifiant entre les surfaces en contact ;
- la cinématique du roulement n'est plus imposée mais résulte de l'équilibre des forces hydrodynamiques, élastohydrodynamiques et oléodynamiques.

#### **3.2 - DEFINITION DE L'EQUILIBRE AVEC UNE CINEMATIQUE INCONNUE**

Nous reprenons l'équilibre du roulement non lubrifié (paragraphe 2), dans lequel nous prenons en compte les forces de frottement et les portances dues au glissement des surfaces entre elles.

### 3.2.1 - Equilibre de la bague intérieure

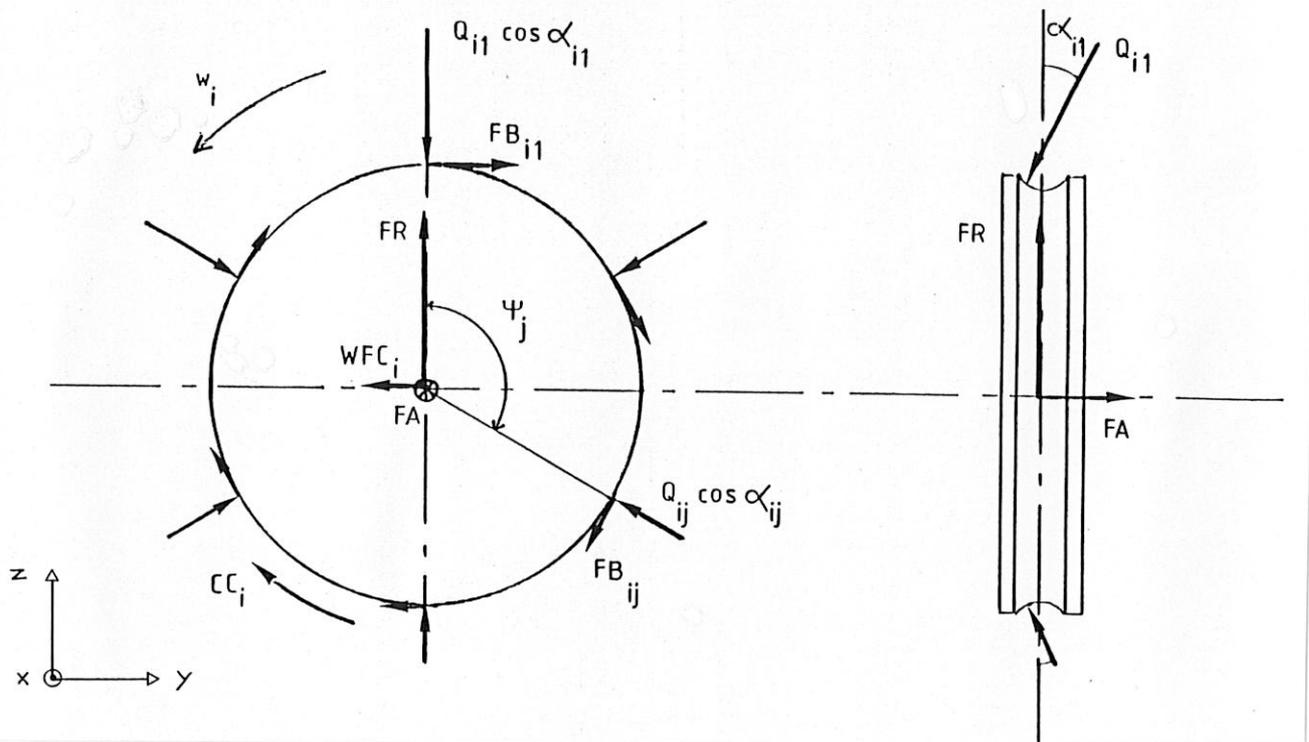


Figure 13 - Equilibre de la bague intérieure

- Par symétrie, les forces de frottement s'annulent selon Oz ;
- Nous négligeons l'effet de la résultante des forces de frottement selon (Oy) devant celui de la résultante des charges normales.

\* **Cas d'un centrage de cage sur la bague extérieure**

Le couple de frottement  $CC_i$  et la portance  $WFC_i$  du contact cage/B.I. sont nuls. Nous n'obtenons donc aucune équation supplémentaire.

\* **Cas d'un centrage de cage sur la bague intérieure**

$WFC_i$  et  $CC_i$  ne sont plus nuls, nous ne connaissons pas le couple moteur donc nous n'avons pas l'équation sur les moments.

Nous négligeons la portance due au contact B.I./cage.

### 3.2.2- Equilibre d'une bille

Le roulement lubrifié nous donne une équation supplémentaire sur l'équilibre des forces selon Ox :

$$FOL + WC_1 - WC_2 + FB_0 - FB_i = 0$$

et une équation sur l'équilibre des moments :

$$FB_0 \cos \alpha_0 + FB_i \cos \alpha_i - (FC_1 + FC_2) \cos \beta = 0$$

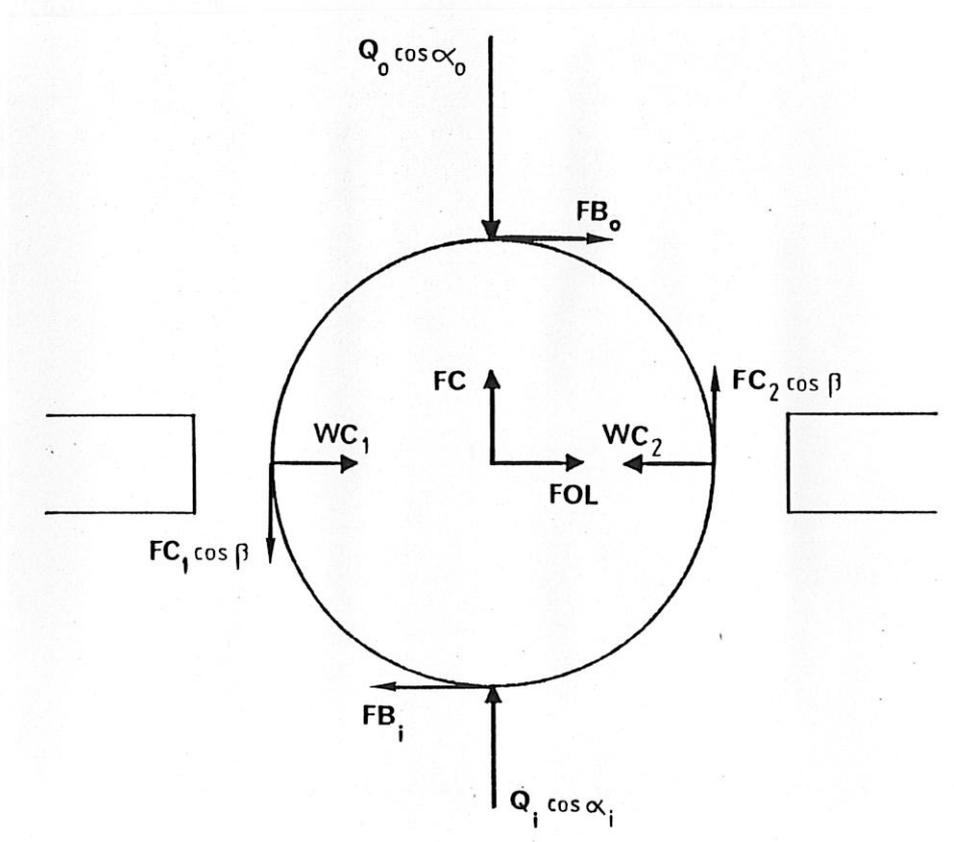


Figure 14 - Equilibre d'une bille

### 3.2.3 - Equilibre de la bague extérieure

Nous étudions le cas d'un roulement à B.E. fixe.

La bague est encastrée dans son logement. Les contraintes d'encastrement assurent son équilibre sans influencer le comportement du roulement.

Nous supposons seulement que la B.E. ne se déforme pas.

### 3. 2.4 - Equilibre de la cage

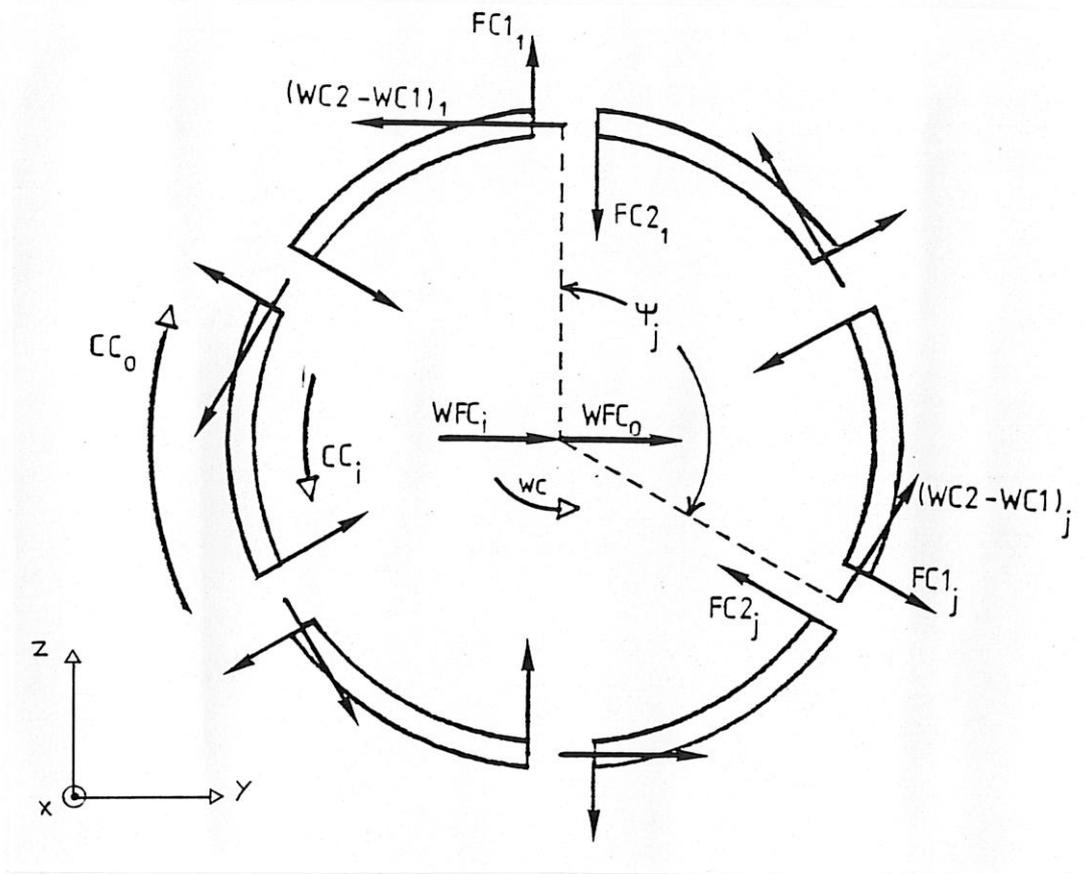


Figure 15 - Equilibre de la cage

Par symétrie, la plupart des forces radiales FC1 et FC2 s'annulent. Leur valeur est toujours faible devant les autres. On négligera donc leur influence.

Par symétrie, le bilan des forces WC1, WC2 est nul suivant  $\vec{z}$

Le bilan des forces sur y s'écrit :

$$WFC_i + WFC_0 + \sum_{j=1}^N (WC2 - WC1)_j \cdot \cos \psi_j = 0$$

La somme des moments par rapport au centre de rotation de la cage s'écrit :

$$CC_i - CC_0 - \sum_{j=1}^N (WC2 - WC1)_j \cdot R_{cage} = 0$$

### 3.2.5 - Relations géométriques

#### 3.2.5.1 - Jeu alvéolaire

Si nous supposons que les forces engendrées par le contact bille/cage ne provoquent aucune déformation, ce qui correspond à l'hypothèse d'un contact hydrodynamique, alors nous pouvons écrire que :

$$DC = H_1 + H_2 + D$$

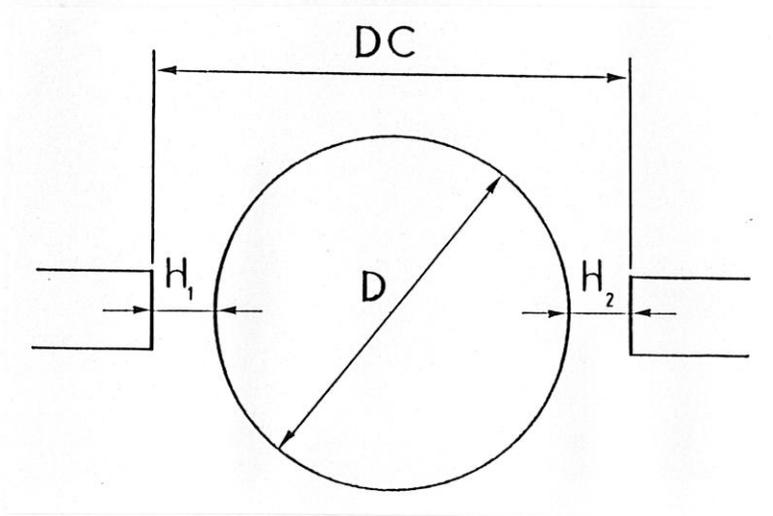


Figure 16 - Jeu alvéolaire

#### 3.2.5.2 - Contact bille/bague

Nous négligeons l'épaisseur des films d'huile devant les déformations. Ceci est vérifié par la suite, c'est-à-dire que le lubrifiant ne modifie pas notablement les angles de contact bille/B.E. et bille/B.I.

Nous gardons donc les relations géométriques du roulement non lubrifié.

### 3.3 - DEFINITION DES INCONNUES

Pour un roulement de N billes, nous avons  $3N + 2$  inconnues déterminées par :

- 2 équations d'équilibre de la cage
- $2N$  équations d'équilibre des billes
- $N$  équations géométriques sur le jeu alvéolaire.

- **2 N équations d'équilibre de la bille :**

$$FOL + WC1_j - WC2_j + FB_{0j} - FB_{ij} = 0$$

- $FB_{0j} \cos \alpha_{0j} + FB_{ij} \cos \alpha_{ij} - (FC1_j + FC2_j) \cos \beta_j = 0$

- **N relations géométriques :**

- $H1_j + H2_j + D = DC$

- **2 équations d'équilibre de la cage :**

- $WFC_i + WFC_0 + \sum_{j=1}^N (WC2 - WC1)_j \cos \psi_j = 0$

- $CC_i - CC_0 - \sum_{j=1}^N (WC2 - WC1)_j \frac{DM}{2} = 0$

soit

$3N + 2$ équations
$3N + 2$ inconnues

à

$\omega_{ij}$

vitesse de rotation des billes

$H1_j$

$H2_j$

épaisseur des films d'huile cage/bille

$e$

Excentration de la cage

$\omega_m$

vitesse de la cage

### **3.4 - METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION**

Nous utilisons la méthode de NEWTON-RAPHSON déjà utilisée et décrite dans le Paragraphe 2.4.

Nous obtenons alors une vitesse de la cage qui est différente de la vitesse théorique sans glissement.

Nous recalculons alors la force centrifuge qui agit sur une bille pour avoir de nouveau les charges et angles de contacts d'après le premier système d'équations. Nous répétons plusieurs fois cette opération.

Le processus converge avec la solution. Nous arrêtons le processus lorsque les charges et les angles de contacts ne sont pas modifiés avec la précision du premier système.

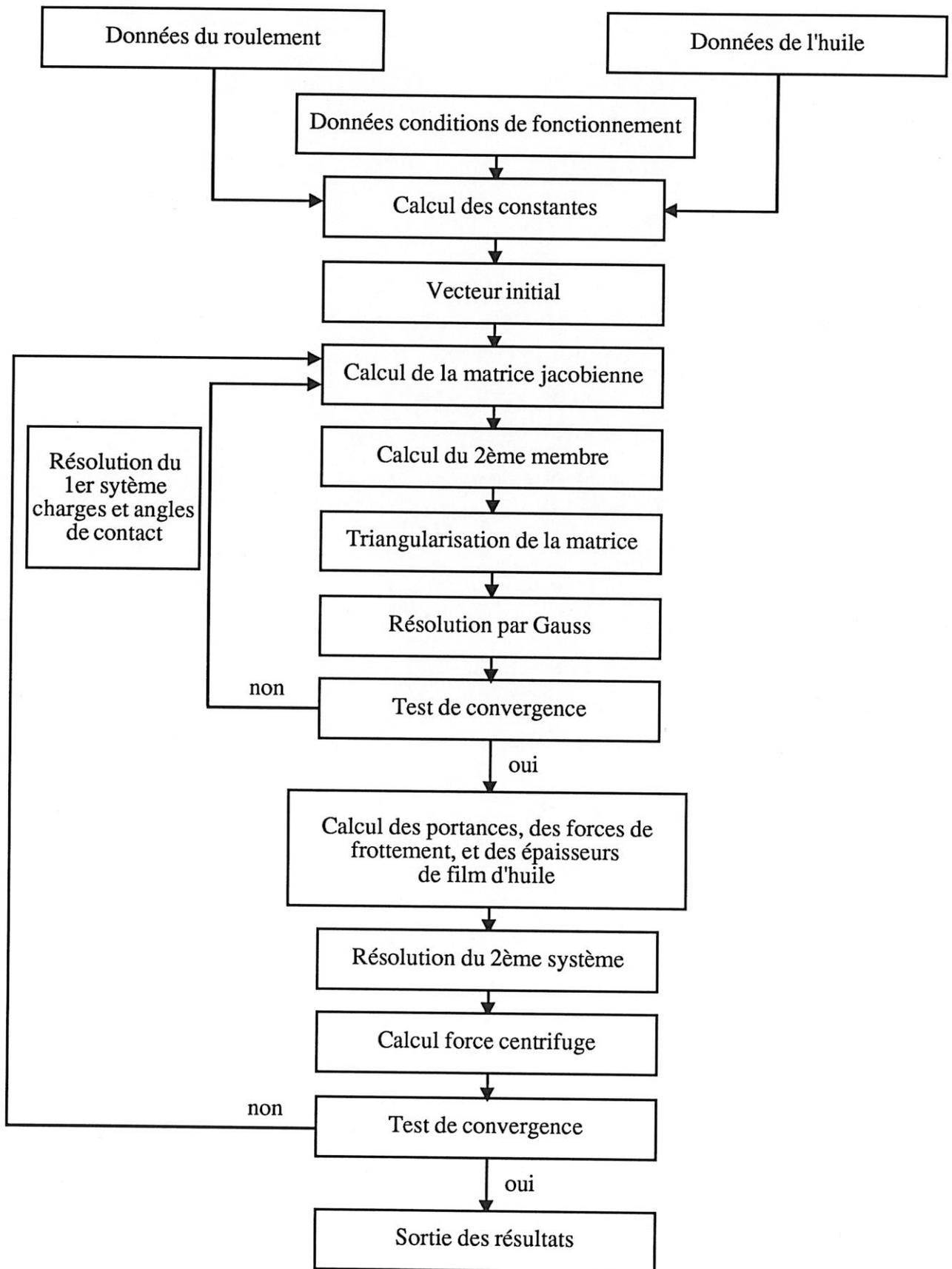


Tableau 1 Organigramme simplifié

### 3.5 - CONCLUSION

Le modèle de calcul du glissement ne prétend pas prévoir exactement le comportement d'un roulement grande vitesse. En effet, la modélisation est tributaire :

**des hypothèses émises :**

- mouvement permanent
- géométrie parfaite et symétrique
- surfaces lisses
- lubrifiant pur obéissant à des lois de comportement ;

**des théories utilisées :**

- modèles isothermes ;

**et de la méconnaissance de certaines données :**

- température de la bague intérieure
- pourcentage d'huile dans le roulement.

Néanmoins, elle permet :

- d'approcher la valeur des forces, épaisseurs de film et autres paramètres des contacts ;
- d'évaluer l'importance des différents paramètres sur le glissement global, d'isoler les plus importants ;
- de comparer le comportement de différents types de roulements et d'évaluer leur sensibilité au glissement.

## 4 MODELISATION DES FORCES H.D. ET E.H.D. UTILES A LA DETERMINATION DE L'EQUILIBRE DU ROULEMENT LUBRIFIE

Après avoir défini les équations qui décrivent l'équilibre des différents éléments du roulement lubrifié, il convient de trouver pour chaque contact, une modélisation des forces hydrodynamiques et élastohydrodynamiques simple et éprouvée. Les contacts cage/bague et bille/cage sont décrits à partir de modèles H.D. avec un fluide newtonien, ce qui permet d'obtenir des solutions littérales et proches de la réalité. Les contacts bille/bague sont décrits à partir d'un modèle E.H.D. et un fluide non newtonien, mais les solutions sont obtenues numériquement pour avoir des résultats proches de la réalité.

### 4.1 - RAPPEL SUR LA MECANIQUE DES CONTACTS

#### 4.1.1 - Equations de base pour un fluide newtonien

Nous appellerons Contact deux surfaces en mouvement, séparées par un film d'huile à l'intérieur duquel apparaît alors un champ de pression et des contraintes de cisaillement. Le champ de pression est responsable de la portance du contact.

Les contraintes de cisaillement génèrent des forces de frottement.

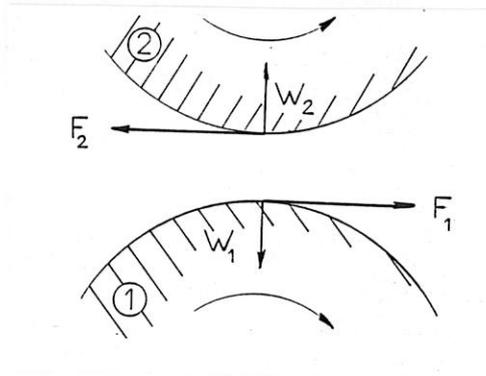


Figure 17 - Schéma général d'un contact

Les caractéristiques de portance et frottement d'un contact dépendent essentiellement de la géométrie et de la cinématique des surfaces, de la nature du film lubrifiant, ainsi que de la température de fonctionnement.

Le film d'huile est considéré comme un milieu continu. Son comportement est décrit par :

- La loi de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

- La loi fondamentale de la dynamique :

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

- La loi de comportement rhéologique qui pour un fluide newtonien s'écrit :

$$\sigma_{ij} = (-p + \lambda \theta) \delta_{ij} + 2 \mu \varepsilon_{ij} \quad (3)$$

- Et la loi de conservation de l'énergie pour un fluide newtonien :

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \alpha T \frac{dp}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( K \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \lambda \left( \frac{\partial u_i^2}{\partial x_i} \right) + \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

Dans ces expressions  $x_i$  et  $t$  sont les variables d'espace et du temps,  $u_i$  les composantes de la vitesse,  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $f_i$  les forces massiques extérieures,  $\sigma_{ij}$  le tenseur des contraintes,  $E$  l'énergie interne,  $K$  le coefficient de conductibilité thermique du fluide,  $T$  sa température,  $p$  la pression,  $\varepsilon_{ij}$  le tenseur des taux de déformation,  $\theta$  le taux de dilatation cubique,  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker et où  $\lambda$  et  $\mu$ , coefficient de Navier, sont des fonctions de l'espace et du temps.

$c_p$  est la chaleur massique à pression constante et  $\alpha = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_p$  est le coefficient de dilatation calorimétrique à pression constante.

#### 4.1.2 - Comportement rhéologique pour un fluide quelconque

Les études expérimentales des fluides visqueux ont montré que leur comportement est décrit par la courbe ci-dessous [4, 5, 18, 19].

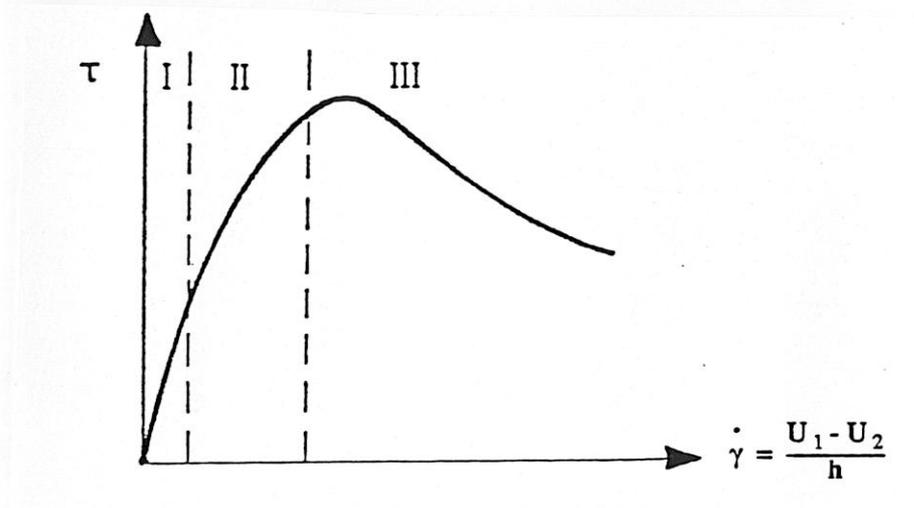


Figure 18 - Allure du taux de cisaillement moyen  $\tau$   
en fonction de la vitesse de déformation

$$\dot{\gamma} = \frac{U_1 - U_2}{h}$$

Les lois rhéologiques les plus simples sont :

- \* la loi visqueuse pour les liquides
- \* la loi élastique pour les solides

Un lubrifiant soumis à de grandes pressions et à de grandes vitesses a des propriétés rappelant celles des liquides et des solides. La loi de comportement est plus complexe. Elle est viscoélastoplastique.

Sur la courbe de la Figure 18, il faut noter trois zones bien distinctes :

La zone I est une zone viscoélastique linéaire dans laquelle l'échauffement du film est négligeable ;

La zone II est viscoélastique non linéaire. Les effets thermiques ne sont plus négligeables. La loi qui lie la contrainte à la vitesse de déformation est non linéaire.

La zone III est viscoélastique non linéaire. L'échauffement dans le film est très important et peut faire chuter la contrainte de cisaillement.

- Pour les faibles glissements, faibles pressions ; l'huile obéit au modèle Newtonien ou visqueux pur :

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad \text{où } \mu \text{ est la viscosité du fluide}$$

- Pour les faibles glissements, fortes pressions ; le comportement est essentiellement élastique :

$$\tau = G \gamma \quad \text{où } G \text{ est le module d'élasticité du fluide}$$

- Pour les forts glissements, faibles pressions ; le comportement est viscoélastique. On peut le décrire avec le modèle de Maxwell :

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{G} \frac{d\tau}{dt} + \frac{\tau}{\mu}$$

- Pour les forts glissements, fortes pressions ; le comportement est plastique

$$\tau = \tau_L \quad \text{où } \tau_L \text{ est la contrainte limite plastique}$$

Le comportement d'un fluide varie également en fonction de la température et du temps de passage du fluide dans le contact.

Une augmentation de la pression a le même effet qu'une diminution de température ou une diminution du temps de passage.

Les recherches menées par différents chercheurs ont conduit à l'établissement de modèles viscoélastoplastiques capables de traduire le comportement du fluide dans toutes les conditions.

Cependant le modèle le plus proche de la réalité actuellement semble être celui défini par JOHNSON et TEVAARWERK [20].

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{G} \frac{d\tau}{dt} + \frac{\tau_0}{\mu} \text{Sh} \frac{\tau}{\tau_0}$$

Pour les contacts sous faibles charges, on pourra toutefois avantageusement utiliser le modèle Newtonien :

$$\tau = \mu \dot{\gamma}$$

Une huile est donc décrite par trois paramètres [21] :

- la viscosité  $\mu$  ;
- un module de cisaillement  $G$  ;
- une contrainte caractéristique qui peut être : soit une contrainte de référence  $\tau_0$ , soit une contrainte limite  $\tau_L$ .

Nous supposons que les variations, avec la pression et la température, de ces différents paramètres rhéologiques sont connues, et peuvent se mettre sous la forme suivante :

- la relation de CHENG [22] :

$$\mu = \mu_0 \exp \left[ \alpha p + (\beta + \gamma p) \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

- [21]

$$G = G_0 \exp \left[ \alpha_G p + \beta_G \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

$$\tau_0 = \tau_{00} \exp \left[ \alpha_{\tau_0} p + \beta_{\tau_0} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

$$\tau_L = \tau_{L0} \exp \left[ \alpha_{\tau_L} p + \beta_{\tau_L} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

avec  $\alpha, \beta, \gamma, \alpha_G, \beta_G, \alpha_{\tau_0}, \beta_{\tau_0}, \alpha_{\tau_L}, \beta_{\tau_L}$  qui sont des constantes qui ne dépendent que du type de lubrifiant utilisé. Elles ont été définies expérimentalement par HOUPERT [4] et GUPTA et les autres [5].

### 4.1.3 - Equation de Reynolds pour un fluide newtonien

Dans le cas du fluide Newtonien, si on suppose que :

- \* l'écoulement est laminaire,
- \* les forces d'inertie et les forces massiques extérieures sont négligeables devant les forces de viscosité,
- \* il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois du contact,
- \* l'épaisseur du film est très faible devant les autres dimensions du contact,
- \* la viscosité et la masse volumique ne varient pas selon l'épaisseur du film

alors l'équation fondamentale de la dynamique associée à la loi de comportement, s'écrit [18] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) &= 6 \rho (u_1 - u_2) \frac{\partial h}{\partial x} + 6 \rho (w_1 - w_2) \frac{\partial h}{\partial z} \\ &+ 6 h \frac{\partial}{\partial x} (\rho (u_1 + u_2)) + 6 h \frac{\partial}{\partial z} (\rho (w_1 + w_2)) \\ &+ 12 \rho V_2 + 12 h \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned}$$

C'est l'équation de Reynolds, exprimée dans le repère lié au contact et représenté ci-dessous :

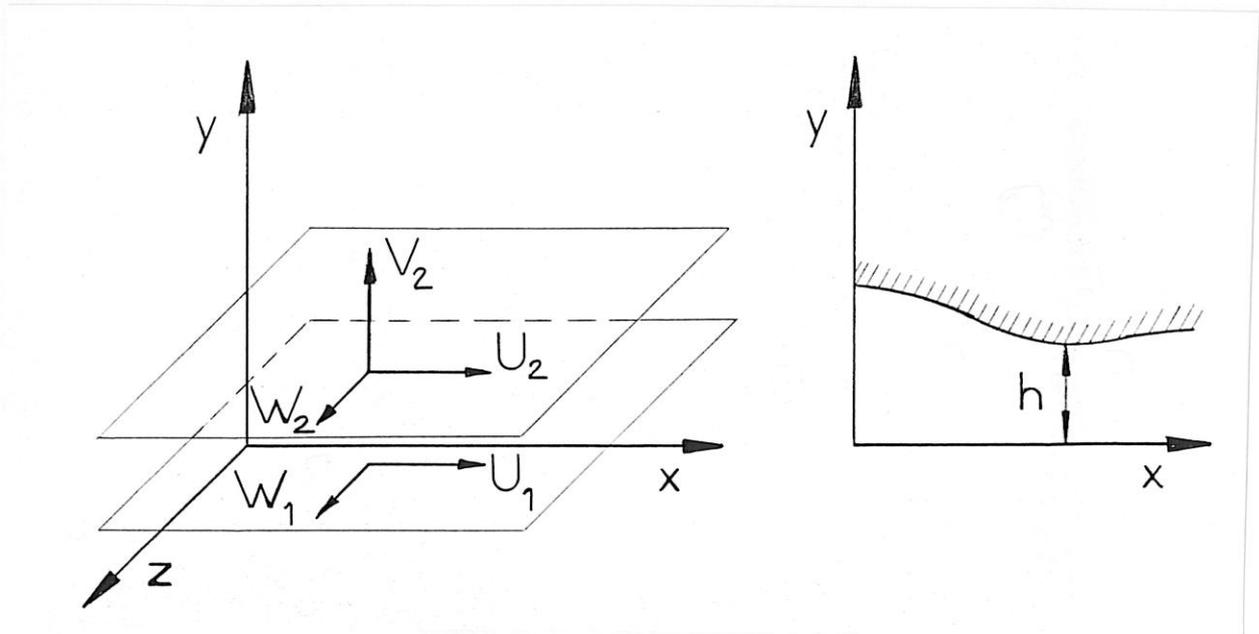


Figure 19 - Système d'axes

Les composantes de la vitesse du fluide  $u$  et  $w$  dans les directions  $x$  et  $z$  s'écrivent :

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \cdot y(y-h) + \frac{h-y}{h} U_1 + \frac{y}{h} \cdot U_2$$

$$w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \cdot y(y-h) + \frac{h-y}{h} W_1 + \frac{y}{h} \cdot W_2$$

On en déduit les contraintes de cisaillement :

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y-h) + (U_2 - U_1) \frac{\mu}{h}$$

$$\tau_{yz} = \mu \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y-h) + (W_2 - W_1) \frac{\mu}{h}$$

La portance et les forces de frottement seront alors :

$$W = \int_s p(x, y) ds$$

$$F_1 = \int_{s_1} \tau_{xy}(x, z)_{y=0} ds$$

$$F_2 = \int_{s_2} \tau_{xy}(x, z)_{y=h} ds$$

## 4.2 - HYPOTHESES GENERALES DE L'ETUDE TRIBOLOGIQUE

Le développement d'un code de calcul rapide et adapté à notre problème, nous amène à poser les hypothèses suivantes :

- Le mouvement est permanent.
- Le lubrifiant est pur et obéit à des lois de comportement.
- L'alimentation est surabondante : tous les contacts sont parfaitement alimentés.
- Le lubrifiant est à pression nulle à l'entrée et à la sortie de tous les contacts.
- Les surfaces sont parfaites (sphériques, parallèles, ...) d'où le centre géométrique et le centre de rotation d'un élément sont toujours confondus.
- La rugosité des surfaces est négligeable.
- La température est supposée uniforme dans les contacts.
- Les variations de masse volumique du lubrifiant à l'intérieur d'un contact sont négligeables.
- L'effet de mésalignement est négligeable.
- Les écoulements de lubrifiant sont laminaires ou turbulents.

### 4.3 - CONTACT CAGE/BAGUE

#### 4.3.1 - Description

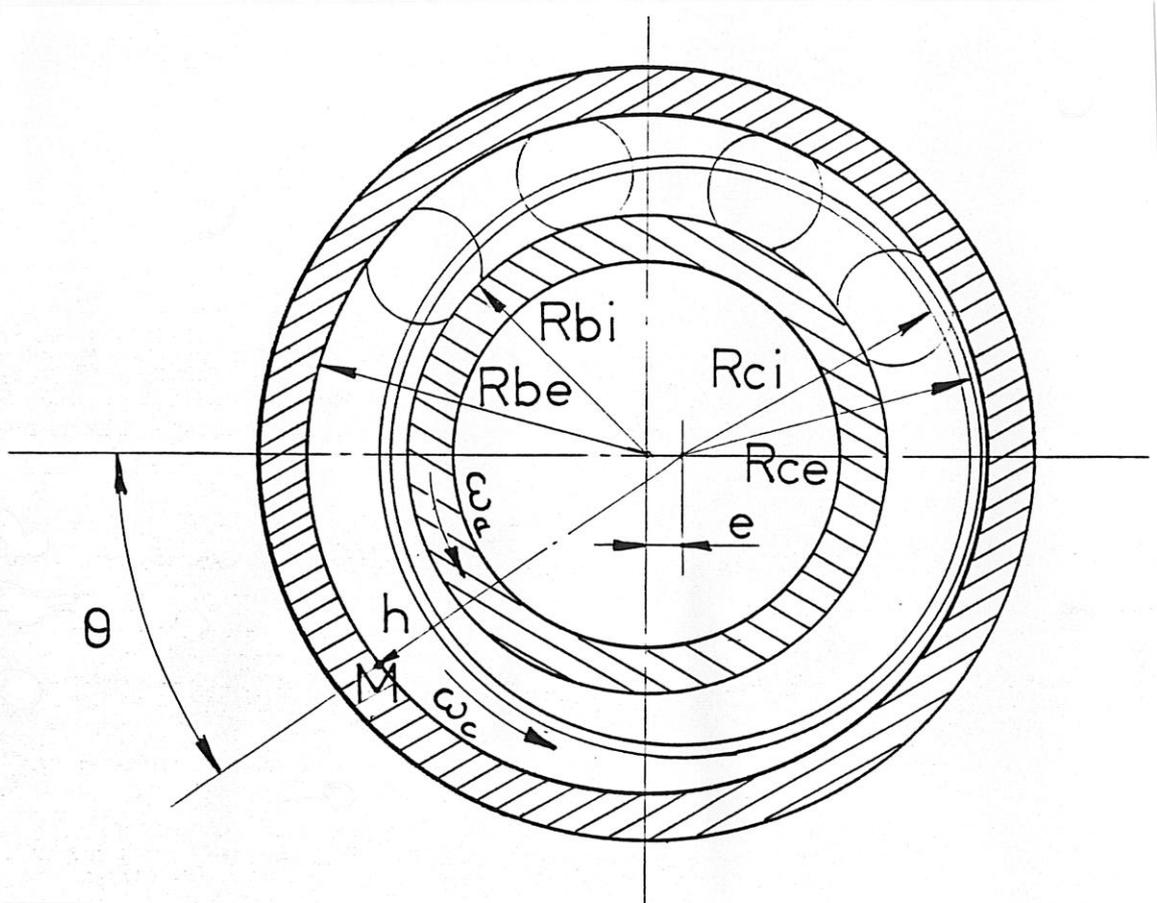


Figure 20 - Schéma du Contact Cage/Bague

#### 4.3.2 - Modélisation hydrodynamique

La cage est centrée sur la bague intérieure ou sur la bague extérieure.

Nous pouvons faire l'hypothèse que ce contact est peu chargé donc que le fluide est newtonien et que les déformations des surfaces sont négligeables.

Nous savons en outre que pour le cas des roulements, le rapport  $L/D$  (longueur/diamètre) est toujours inférieur à  $1/6$ .

Alors ce contact est bien décrit par la théorie des paliers lisses infiniment courts.

**Dans le cas laminaire :**

L'équation de Reynolds s'écrit : 
$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \mu \cdot U \frac{dh}{dx}$$

L'épaisseur du film est : 
$$h = J \left( 1 + \frac{e}{J} \cos \theta \right)$$

Pour un fluide incompressible, les conditions aux limites sur la pression s'écrivent :

- suivant Oz : 
$$\text{et } p \left( \theta, -\frac{L}{2} \right) = p \left( \theta, +\frac{L}{2} \right) = 0$$

- suivant  $\theta$  : nous prenons les conditions aux limites de Gumbel,

$$p(\theta = 0, z) = p(\theta = \pi, z) = 0$$

ce qui revient à négliger dans la solution de Sommerfeld les pressions négatives. Ces conditions impliquent une discontinuité au point  $\theta = \pi$ , elles ne sont pas acceptables physiquement, mais elles permettent d'obtenir des solutions littérales.

La résolution des équations, développée dans l'**Annexe 3**, amène, si :  $\epsilon = \frac{e}{J}$

Charge : 
$$W = \mu \cdot L \cdot U \left( \frac{L}{D} \right)^2 \cdot \left( \frac{R}{J} \right)^2 \frac{\epsilon}{(1 - \epsilon^2)^2} \left[ 16 \epsilon^2 + \pi^2 (1 - \epsilon^2) \right]^{1/2}$$

Couple : 
$$Ca = \frac{\mu U R^2 L}{J} \cdot \frac{\pi \cdot (2 + \epsilon)}{(1 + \epsilon) \sqrt{1 - \epsilon^2}}$$

**Dans le cas turbulent :**

CONSTANTINESCU [18] a montré que l'on pouvait utiliser :

$$\tau_{xy} \Big|_{y=h} = + \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu V}{h} \left( 1 + 0,0012 \Re^{0,094} \right)$$

or, pour un palier infiniment court, on néglige l'effet du gradient de pression, d'où :

$$\text{Couple } Ca_T = Ca \cdot \left( 1 + 0,0012 \Re^{0,094} \right)$$

Cette expression décrit également le comportement laminaire.

**Remarque -**

- Le nombre de Reynolds d'un palier est défini par :

$$\Re = \frac{\rho \cdot V \cdot J}{\mu}$$

l'écoulement est considéré comme turbulent lorsque  $\Re > 1\ 000$

- Dans le cas du roulement, nous avons deux paliers infiniment courts, l'un et l'autre de part et d'autre de la rangée de billes, les forces s'écrivent donc :

au contact cage/bague intérieure :

$$WFC_i = \frac{\mu}{2} (Rbi \cdot w_a - Rci \cdot w_c) \cdot L_c^3 \cdot \frac{e}{J_i^3} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{e}{J_i}\right)^2\right)^2} \cdot \left[ 16 \cdot \left(\frac{e}{J_i}\right)^2 + \pi^2 \left(1 - \left(\frac{e}{J_i}\right)^2\right) \right]^{1/2}$$

$$CC_i = 2 \cdot Rci^2 \cdot L_c \cdot \pi \cdot \mu \cdot (Rbi \cdot w_a - Rci \cdot w_c) / J_i \cdot \left(1 + 0,0012 \Re_i^{0,94}\right) \cdot \frac{\left(2 + \frac{e}{J_i}\right)}{\left(1 + \frac{e}{J_i}\right)} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{e}{J_i}\right)^2}$$

au contact cage/bague extérieure :

$$WFC_0 = \frac{\mu}{2} (Rce \cdot w_d) \cdot L_c^3 \cdot \frac{e}{J_e^3} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{e}{J_e}\right)^2\right)^2} \cdot \left[ 16 \cdot \left(\frac{e}{J_e}\right)^2 + \pi^2 \left(1 - \left(\frac{e}{J_e}\right)^2\right) \right]^{1/2}$$

$$CC_0 = 2 \cdot Rce^2 \cdot L_c \cdot \pi \cdot \mu \cdot Rce \cdot w_d / J_e \cdot \left(1 + 0,0012 \Re_e^{0,94}\right) \cdot \frac{\left(2 + \frac{e}{J_e}\right)}{\left(1 + \frac{e}{J_e}\right)} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{e}{J_e}\right)^2}$$

### 4.3.3 - Remarques

Nous considérons la partie active égale à la moitié de la circonférence (conditions aux limites de Gumbel).

Nous négligeons ici :

- l'influence des chanfreins,
- l'influence de la direction de l'alimentation qui provoque un gradient de pression axiale,
- l'effet d'un mésalignement qui modifie sensiblement les caractéristiques d'un palier,
- le balourd de la cage,
- l'excentration de la bague intérieure due à la force radiale.

Nous constatons déjà que le glissement sera diminué si on augmente  $CC_i$ , par exemple en centrant la cage sur la bague intérieure.

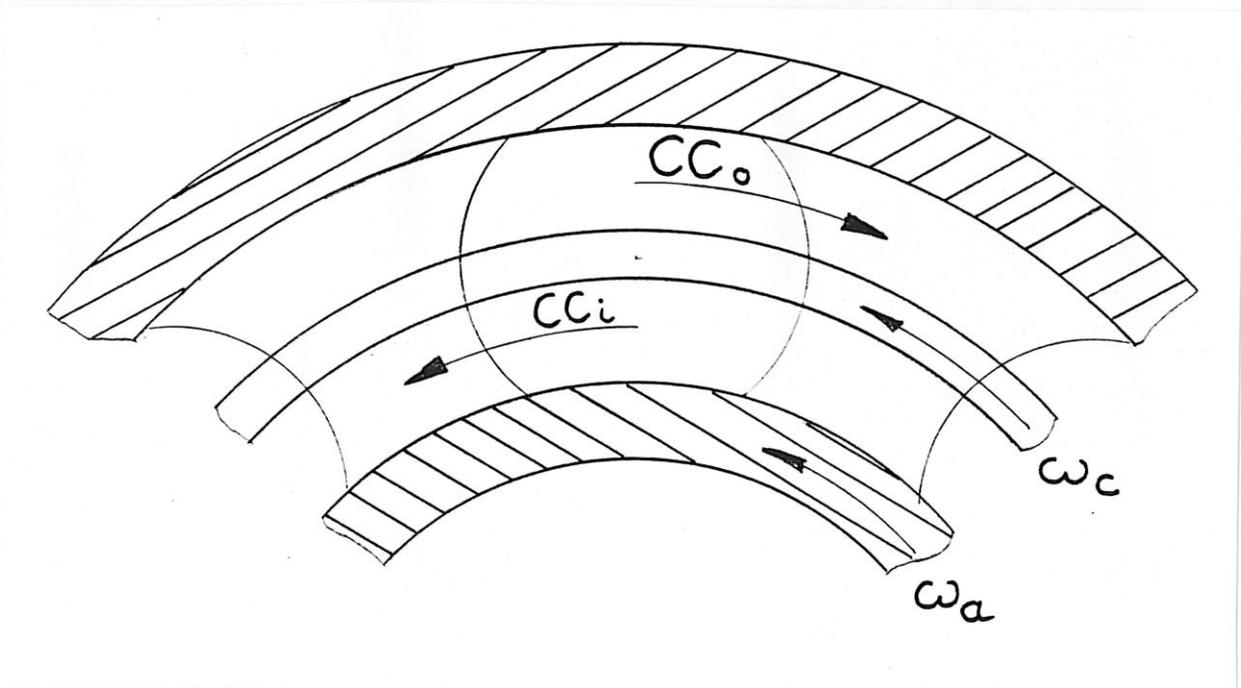


Figure 21 - Couple de frottement agissant au contact Cage/Bague

#### 4.4 - CONTACT BILLE/CAGE

##### 4.4.1- Description

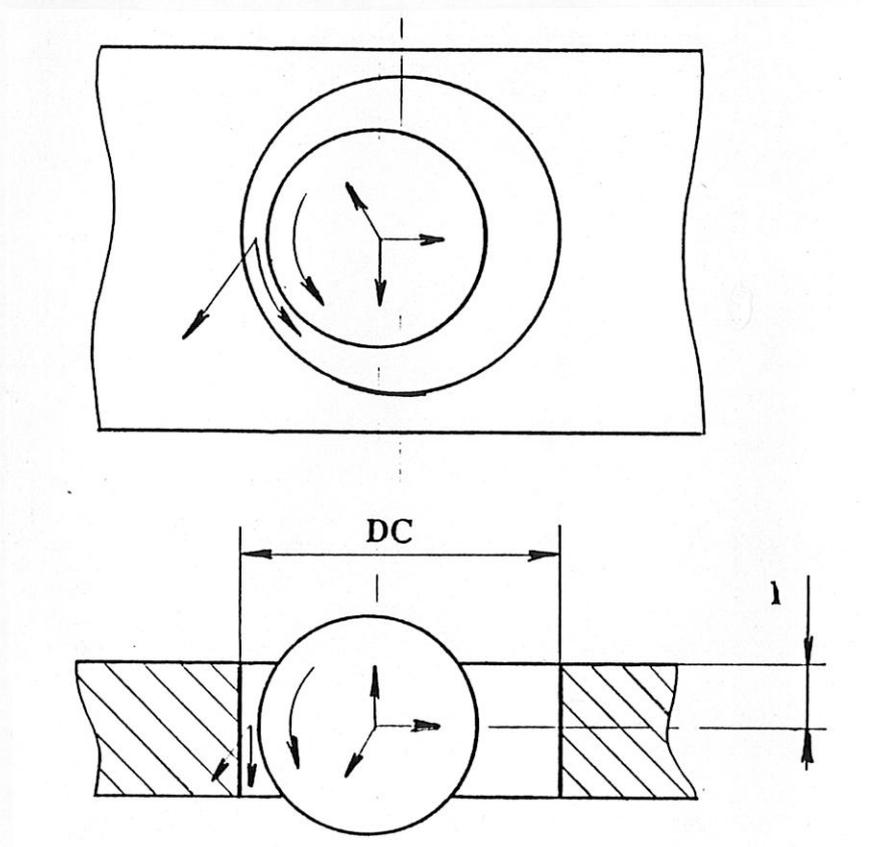


Figure 22 - Schéma du contact Bille/Cage

##### 4.4.2- Modélisation hydrodynamique

La littérature classique établit que les forces de contact bille/cage sont petites devant les forces de contact bille/bague [15]. Toutefois, aux très grandes vitesses, l'hypothèse d'un contact hydrodynamique peut être remise en question.

Par la suite, nous vérifions que pour un large domaine d'utilisation, les pressions dans ces contacts sont faibles, c'est-à-dire que l'hypothèse est justifiée.

Nous avons deux composantes  $\omega_x^{\wedge}$  et  $\omega_z^{\wedge}$  de la vitesse angulaire propre de la bille. L'équation de Reynolds en deux dimensions peut être résolue indépendamment pour chaque composante et les solutions sont ensuite superposées.

4.4.2.1 - Contact tonneau/plan

Pour la composante  $\omega_x$  le problème est identique à celui d'un contact tonneau/plan.

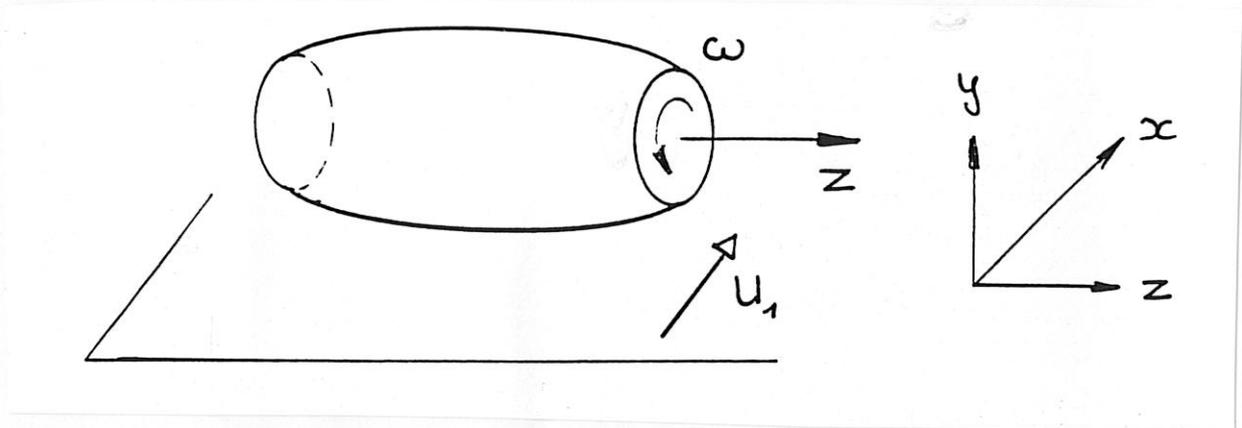
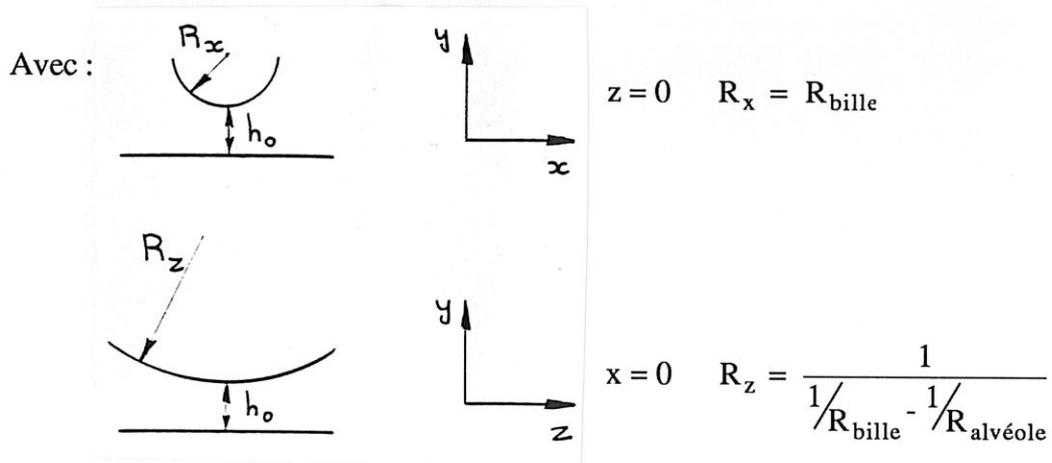


Figure 23 - Schéma d'un contact tonneau/plan



Nous sommes en présence d'un film mince donc compte tenu d'une approximation parabolique de la surface :

$$h(x, y) = h_0 + \frac{x^2}{2 R_x} + \frac{z^2}{2 R_z}$$

L'équation de Reynolds s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6(U_1 - U_2) \frac{\partial h}{\partial x} + 12 V_2$$

Or :  $\frac{V_2}{U_2} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\partial h}{\partial x}$

et  $U_2 \approx R_x \omega$  pour  $\alpha$  petit

Donc 
$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6(U_1 + U_2) \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$= 6(U_1 + R_x \omega) \frac{\partial h}{\partial x}$$

De plus  $U_1 = 0$  dans notre cas

et  $\mu = \mu_0 e^{\alpha p}$  donc en posant  $q = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha p}]$  pression réduite.

L'équation de Reynolds, devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial q}{\partial z} \right) = 6 \mu_0 U \frac{\partial h}{\partial x}$$

avec  $U = R_x \omega$

Avec pour conditions aux limites :

**longitudinale :** entrée  $x = -\infty$   $p = 0$  et  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$

soit  $q = 0$  et  $\frac{\partial q}{\partial x} = 0$

sortie  $x = x_s$   $p = 0$

soit  $q = 0$

**transversale :** en  $z = \pm \infty$   $p = 0$  et  $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$

soit  $q = 0$  et  $\frac{\partial q}{\partial z} = 0$

4.4.2.1.1 - Portance

La solution de KAPITSA [23] de cette équation différentielle est :

$$q(x, z) = \frac{-6\mu_0 U}{3 + \frac{2}{R}} \frac{x}{h^2} \quad \text{avec} \quad R = \frac{R_z}{R_x} \quad x \leq 0 = x_s$$

$$q(x, z) = 0 \quad x > 0 = x_s$$

Cette solution convient mais n'est pas exacte. Elle n'est toutefois pas ridicule car la partie rajoutée n'est pas très importante.

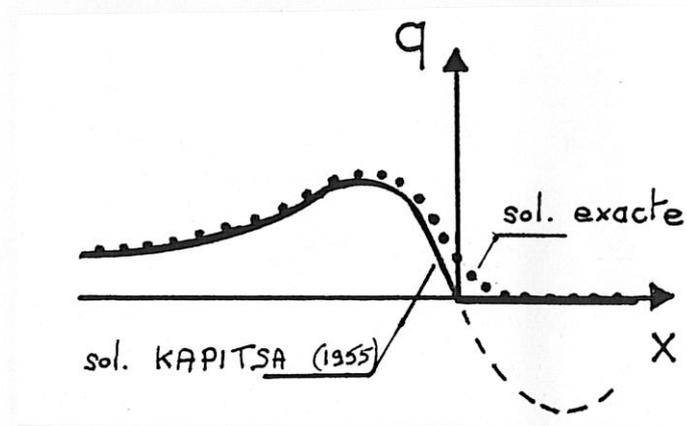


Figure 24 - Pression réduite au contact tonneau/plan

Alors la portance est  $W = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^0 p \, dx \, dz$  les conditions aux limites étant très près de la zone de contact.

Supposons  $p < 1$  GPa alors  $p \approx q$ . Nous vérifierons par la suite que le contact reste toujours peu chargé.

$$\text{Alors} \quad W = 2 \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^0 p \, dx \, dz$$

$$W = -\frac{12\mu_0 U}{3 + \frac{2}{R}} \int_0^{+\infty} \left( \int_{-\infty}^0 \frac{x \, dx}{\left( h_0 + \frac{x^2}{2R_x} + \frac{z^2}{2R_z} \right)^2} \right) dz$$

Soit finalement :

$$W = \frac{6 \mu_0 R_x \pi \sqrt{2 R_z} U}{3 + \frac{2}{R}} \cdot h_0^{-1/2}$$

avec  $R = \frac{R_z}{R_x}$

Cette valeur a l'avantage d'être une solution littérale.

#### 4.4.2.1.2 - Force de frottement

La contrainte de cisaillement est  $\tau_{xy} = \mu \frac{u}{h}$

donc en intégrant sur la zone de contact :

$$F = \int_{-z_1}^{+z_1} \int_{x_e}^{x_s} \frac{\mu U}{h(x, z)} dx dz$$

L'abscisse d'entrée est  $x_e = -1$  (Cf. Figure 22).

Posons :  $\xi = \frac{x}{l}$  ;  $\eta = \frac{z}{l} \sqrt{\frac{R_x}{R_z}}$  et  $L = \frac{1}{\sqrt{2 R_x h_0}}$

les bornes  $[-1, x_s]$  et  $[-z_1, +z_1]$

deviennent  $[-1, \xi_0]$  et  $[-\eta_0, +\eta_0]$

alors 
$$F = 2 \mu U \sqrt{R_x R_z} \int_{-\eta_0}^{+\eta_0} \int_{-1}^{\xi_0} \frac{1}{\left(\frac{1}{L^2} + \xi^2 + \eta^2\right)} d\xi d\eta$$

Soit

$$F = 2 \mu U \sqrt{R_x R_z} \int_{-\eta_0}^{+\eta_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L^2} + \eta^2}} \cdot \left[ \operatorname{Arctg} \frac{\xi}{\sqrt{\frac{1}{L^2} + \eta^2}} \right]_{-1}^{\xi_0} d\eta$$

$$F = 2 \mu U \sqrt{R_x R_z} \int_{-\eta_0}^{+\eta_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L^2} + \eta^2}} \cdot \left( \operatorname{Arctg} \frac{\xi_0}{\sqrt{\frac{1}{L^2} + \eta^2}} + \operatorname{Arctg} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{L^2} + \eta^2}} \right) d\eta$$

$\xi_0$  est tel que  $p(\xi_0) = 0$

Nous reprenons la solution de KAPITSA soit  $x_s = 0$  pour  $p = 0$  donc  $\xi_0 = 0$ .

Enfin, GUPTA [15] montre que dans le cas d'un roulement,  $\eta_0 = 3$  est estimé suffisant.

Nous obtenons donc la force de frottement cage/bille par une intégration numérique.

#### 4.4.2.2 - Effet de palier court

Pour la composante  $\omega_z^{\wedge}$  le problème est identique à celui d'un palier court (Cf. contact bague/cage). Nous obtenons une portance que nous ajoutons à la portance du contact tonneau/plan (Annexe 3).

#### 4.4.3 - Remarques

L'effet principal est dû au contact tonneau/plan. Lorsque l'angle de contact bille/B.E. est important, la portance du contact bille/cage est augmentée par l'effet de palier court, tandis que la force de frottement dans le plan du roulement n'est pas modifiée.

Nous supposons que la cage n'est pas soumise à des forces latérales (ou axiales).

Nous négligeons la traînée oléodynamique sur la cage car la surface frontale des barrettes est très petite devant celle des billes.

## 4.5 - CONTACT BILLE/BAGUE

### 4.5.1- Description

Sous l'effet de la charge, les billes et les bagues se déforiment élastiquement pour créer des surfaces de contact elliptiques.

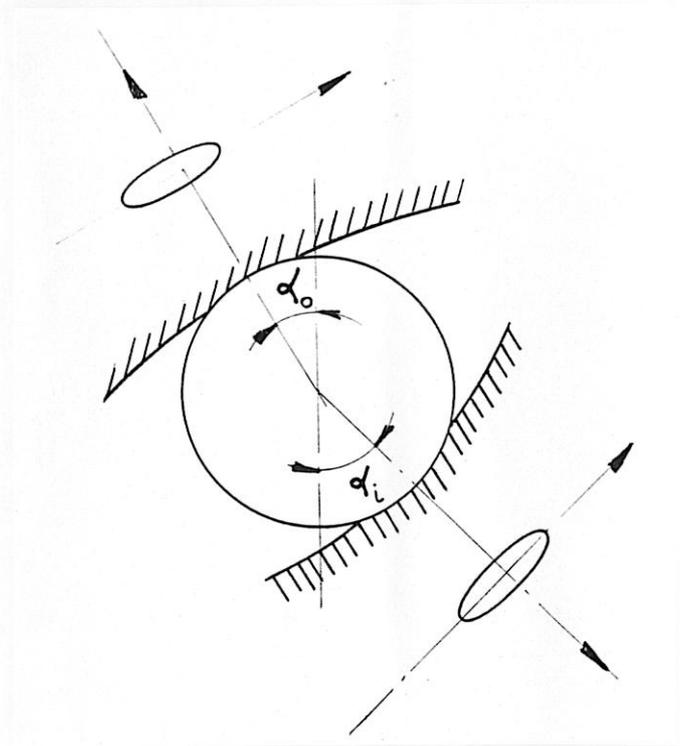


Figure 25 - Schéma d'un contact bille/bague

La détermination de la pression maximale de hertz et des dimensions de l'aire de contact est rappelée en **Annexe 1**.

### 4.5.2 - Modélisation élastohydrodynamique

La théorie de lubrification élastohydrodynamique des contacts elliptiques, tels qu'ils existent entre une bille et un chemin de roulement, permet de déterminer d'une part l'épaisseur du film de lubrifiant et d'autre part la valeur de la force de frottement.

L'étude d'un contact peut se ramener à celui de deux corps solides soumis à une force normale et séparés par un film fluide complet qui est bordé par l'air ambiant. Les deux surfaces des solides sont définies dans le voisinage du contact par leurs formes géométriques et leurs cinématiques, les matériaux sont élastiques et le fluide visqueux.

#### 4.5.2.1 - Epaisseur du film de lubrifiant

Les différentes théories élastohydrodynamiques sont détaillées en **Annexe 4**. Nous nous limiterons dans ce paragraphe au modèle utilisé dans le logiciel de calcul.

##### 4.5.2.1.1 - Paramètres sans dimension

Nous définissons les paramètres sans dimension obtenus à partir de l'analyse dimensionnelle qui caractérisent le fonctionnement permanent et isotherme d'un contact lubrifié lorsque les composantes des vitesses des surfaces  $W_1$  et  $W_2$  sont négligées :

**Paramètre matériau  $G^* = \alpha E$**

où  $\alpha$  est le coefficient de piézoviscosité tel que  $\mu = \mu_0 \exp(\alpha p)$  et  $E$  le module d'élasticité équivalent défini à partir des modules d'Young et des coefficients de Poisson des deux matériaux :

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)$$

**Paramètre vitesse  $U^* = \frac{\mu_0 (U_1 + U_2)}{E R_x}$**

où intervient la somme des composantes des vitesses des deux surfaces  $S_1$  et  $S_2$  dans la direction  $Ox$ .

**Paramètre charge  $W^* = \frac{w}{E R_x L}$**

où  $w$  est la force normale constante appliquée au contact et où la longueur  $L$  représente la largeur  $l$  du galet ou le rayon  $R_x$  de la sphère ou du tonneau.

**Paramètre épaisseur du film  $H^* = \frac{h}{R_x}$**

A ces paramètres s'ajoute un :

### Paramètre de forme C\*

qui est une constante pour un contact donné, mais qui permet de passer du contact linéaire de rayon  $R_x$  et de largeur  $l$  à un contact elliptique de rayon  $R_x$  et  $R_z$  et au contact ponctuel  $R_x = R_z$ . Le paramètre de forme  $C^*$  peut être remplacé par un coefficient correctif traduisant un effet de bord qui correspond à l'écoulement latéral. Cet effet de bord peut être négligé dans la détermination de l'épaisseur du film  $h$  si  $h/L \ll 10^{-3}$ .

#### 4.5.2.1.2 - Epaisseur élastohydrodynamique en régime permanent et isotherme pour une alimentation surabondante

Pour un contact elliptique, l'épaisseur exacte du film au centre du contact est donnée par la relation de HAMROCK et DOWSON [24] :

$$H^*_0 = 1,691 U^{*0,67} G^{*0,53} W^{*-0,067} |1 - 0,61 \exp(-0,73 K)|$$

$$\text{avec } K = 1,03 \left( \frac{R_z}{R_x} \right)^{0,64} > 1$$

#### 4.5.2.1.3 - Correction due aux effets thermiques en régime élastohydrodynamique

CHENG [25] a donné en 1965, une solution plus exacte en tenant compte des effets thermiques à l'entrée du contact.

Il a montré que les effets thermiques occasionnés à l'entrée du contact jouent un rôle non négligeable sur  $H^*_0$  lorsque la vitesse d'entraînement est grande.

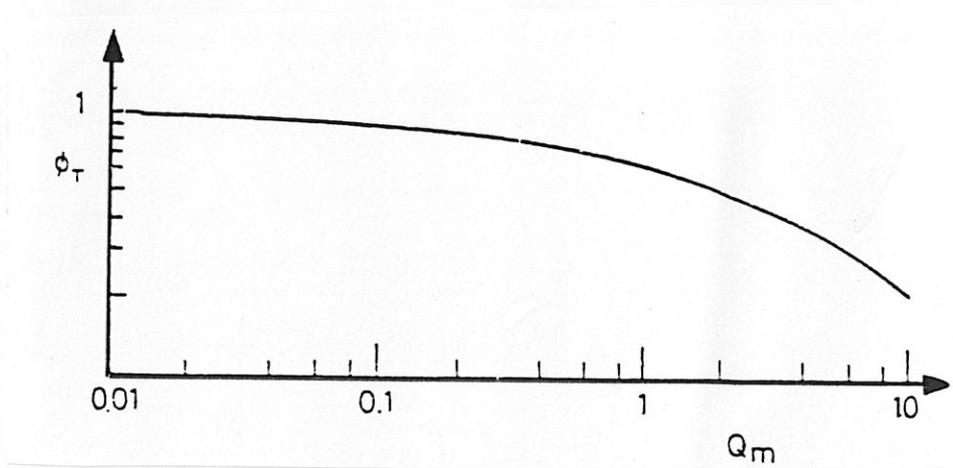
Par contre, la pression reste approximativement hertzienne. Ce résultat s'exprime simplement en faisant intervenir le paramètre de CHENG  $Q_m$  et un coefficient de réduction thermique  $\varnothing_T$ .

Avec :

$$Q_m = \frac{0.433 \mu_0 U^2}{k T (^{\circ}K)}$$

$U$  étant la vitesse moyenne d'entraînement et  $T$  la température à l'entrée du contact, les unités sont en S.I.

La Figure 26 donne la courbe  $\varnothing_T = f(Q_m)$ .



**Figure 26 - Coefficient de réduction thermique  $\phi_T$  fonction du paramètre de CHENG  $Q_m$  [25]**

En posant  $z = \log_{10} \cdot Q_m$ ,  $\phi_T$  peut se mettre sous la forme :

$$\phi_T = 0.6381 - 0.41Z - 0.09898Z^2 + 0.06766Z^3 + 0.03016Z^4 \quad \text{si } Q_m > 0.01$$

Alors l'épaisseur du film sans dimension  $H_0$ , s'exprime en fonction de l'épaisseur du film  $H^*_0$ , calculée à partir de l'expression correspondant au régime isotherme, par la relation  $H_0 = H^*_0 \cdot \phi_T$ .

#### 4.5.2.1.4 - Effet de l'alimentation en lubrifiant

Si la quantité de lubrifiant dans l'entrée du contact est insuffisante, l'épaisseur du film est réduite par rapport à la valeur calculée ci-dessus par le facteur  $\phi_A$  :  $H = \phi_A H_0$

Le facteur  $\phi_A$  dépend de la longueur du domaine rempli d'huile. Il est donné par HAMROCK et DOWSON [26] :

$$\phi_A = \left( \frac{m - 1}{m_0 - 1} \right)^{0,29}$$

avec  $m = \frac{x_e}{a}$  et  $m_0 = 1 + 3.06 \left( \frac{R_x}{a} \right) \cdot H_0^{0.58}$

$a$ ,  $R_x$  et  $H_0$  ont déjà été définis,  $x_e$  représente l'abscisse à partir de laquelle se forme le film d'huile.

Cependant, à ce jour, il n'est pas possible de relier le terme  $x_e$  et par conséquent de déterminer le facteur  $\phi_A$  à partir des caractéristiques du contact, notamment le débit fourni à l'engrènement.

Nous nous contenterons par la suite d'introduire un coefficient arbitraire, décrivant en particulier une alimentation insuffisante au niveau du contact bille/B.I.

En résumé, l'épaisseur du film d'huile  $h$  au centre du contact peut être calculée par l'expression :

$$\frac{h}{R_x} = H = \phi_T \cdot \phi_A \cdot H^*_0$$

#### **4.5.2.2 - Force de frottement**

L'étude des contraintes tangentielles de cisaillement dans un contact lubrifié en régime élastohydrodynamique a été effectuée par de nombreux auteurs [27 à 31]. Les différentes lois de comportement rhéologique proposées tentent de prendre en compte les pressions très élevées existant dans le film (1 à 2 GPa), les temps de passage très courts dans le contact ( $10^{-4}$  à  $10^{-6}$  s), des gradients de vitesse pouvant atteindre  $10^7 \text{ s}^{-1}$  et des variations de températures locales de l'ordre de  $100^\circ\text{C}$ .

L'analyse de JOHNSON et TEVAARWERK [20] conduit à un modèle simple non linéaire de MAXWELL qui permet en régime isotherme d'expliquer la plupart des résultats expérimentaux. Cependant, il faut savoir que pour des vitesses de glissement, de glissement latéral et/ou de pivotement élevées, les effets thermiques dans le film de lubrifiant ne sont plus négligeables.

Le calcul des contraintes tangentielles de cisaillement dans un contact élastohydrodynamique nécessite la connaissance de la géométrie et de la cinématique du contact, de la pression, de l'épaisseur du film, de la température, de la loi de comportement rhéologique et des propriétés caractéristiques du fluide. Tous ces paramètres ne sont pas indépendants.

La sommation de ces contraintes permet d'obtenir d'une part les forces de frottement dans les directions  $x$  et  $z$ , d'autre part le couple de frottement. Le détail de la méthode est décrit **Annexe 5**.

#### 4. 5.3 - Remarques

- Notons que les effets thermiques ne sont plus négligeables lorsque les vitesses de glissement et de pivotement importantes se superposent aux vitesses de roulement. Pour ce faire, il faudrait tenir compte de l'énergie dissipée dans le film d'huile et dans les solides qui bordent le contact. Il existe d'une part le modèle thermo-viscoélastique de DANIELS [32] qui tient compte de la conduction de chaleur au travers de l'épaisseur du film, et d'autre part le modèle thermique de TEVAARWEK [33, 34] qui tient compte également de la convection dans le cas du pivotement. Mais les calculs demandés par un seul de ces contacts font que ces modèles sont difficilement applicables dans le cas de l'équilibre global d'un roulement.
- Les rayons équivalents aux contacts bille/bague sont donnés en **Annexe 1**.
- Les vitesses aux contacts bille/bague sont données au **Paragraphe 1.6**.
- Les caractéristiques rhéologiques du lubrifiant sont données en **Annexe 6**.

#### 4.6 - TRAINEE OLEODYNAMIQUE SUR LES BILLES

Dans un roulement grande vitesse, le mélange air/huile présent génère des forces de frottement qui s'opposent au mouvement des éléments roulants.

Cette force de brassage ou traînée oléodynamique est bien connue des mécaniciens et son expression est donnée par :

$$F_{o1} = \frac{1}{2} \bar{\rho} C_D S V^2$$

avec :  $F_{o1}$  traînée oléodynamique sur une sphère

$S = \pi \frac{d^2}{4}$  surface frontale d'une sphère

$V$  Vitesse orbitale de la cage

$C_D$  coefficient de traînée

$\bar{\rho}$  masse volumique du mélange air/huile

$$\text{Soit } \bar{\rho} = \left[ (\% \text{ huile} \times \rho \text{ huile}) + (100 - \% \text{ huile}) \times \rho \text{ air} \right] \times \frac{1}{100}$$

Les valeurs de  $C_D$  sont fonction du nombre de Reynolds :  $R = \frac{\rho V d}{\mu}$  elles sont données par SCHLICHTIG [35] et reportées sur le graphique 27.

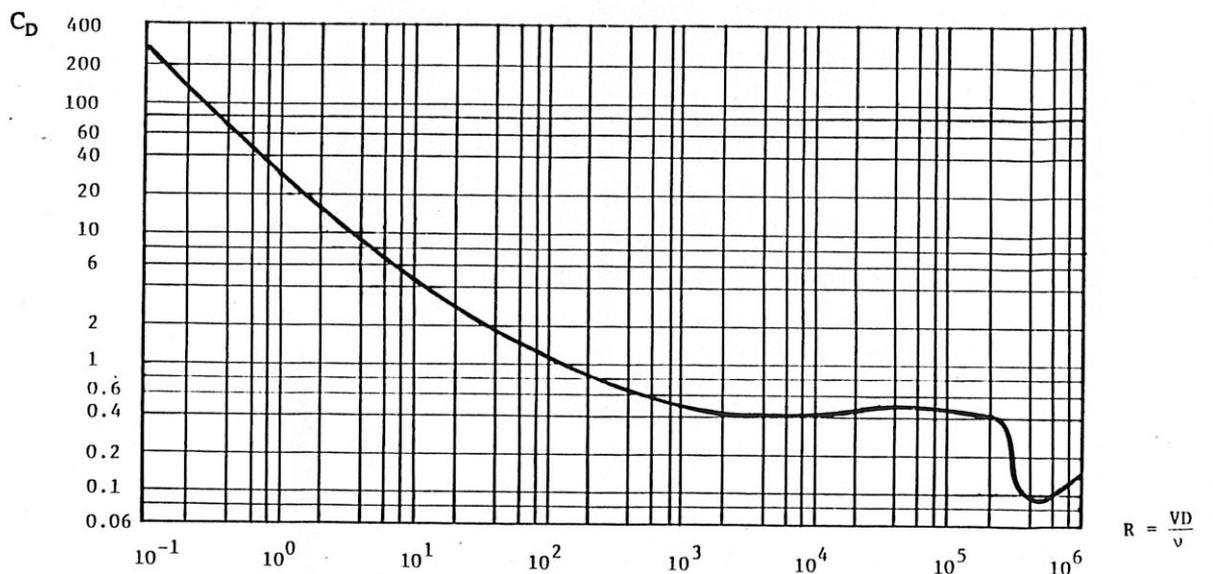


Figure 27 - Coefficient de traînée d'une sphère fonction du nombre de Reynolds [35]

Des programmes de calcul de thermique du roulement tels SHABERTH [36] ou CYBEAN [37] utilisent un paramètre comparable à  $\rho$  : XCAV, qui correspond à la valeur du pourcentage d'huile présent dans le roulement. Ce paramètre est décrit comme étant capital dans la détermination de la puissance dissipée par le roulement. Les auteurs des références [36] et [37] préconisent de prendre un coefficient XCAV inférieur à 5 %. Ceux des références [38] et [39] montrent que généralement des coefficients compris entre 2 et 3 % permettent d'obtenir une bonne corrélation avec les puissances mesurées.

PARKER a fait la synthèse de ces travaux [40], pour différentes vitesses et dimensions de roulements, et pour une lubrification par jet extérieur ou à travers la bague intérieure. Il montre que ce coefficient peut s'écrire sous la forme :

$$\text{XCAV} = 10^7 \times \frac{W^{0,37}}{N d_m^{1,7}}$$

avec N vitesse de l'arbre en tr/min, W débit de lubrifiant à travers le roulement en cm<sup>3</sup>/min et d<sub>m</sub> diamètre moyen en mm.

Exemple :    N = 60 000 tr/min  
                  d<sub>m</sub> =     50 mm  
et                W =     50 cm<sup>3</sup>/min

soit environ 5 % d'un débit incident de 60 l/h. Alors XCAV = 0,9 %.

## 5 VALIDATION DU MODELE DE CALCUL

### 5.1 - COMPARAISON DU MODELE DE CALCUL SANS GLISSEMENT AVEC D'AUTRES MODELES EXISTANTS

Nous avons comparé les résultats de notre modèle de calcul sans glissement avec les programmes "RMS" [41] et "DOREB" [15].

- "RMS" a été développé en 1987 par le GLCS pour le CNES. Il calcule l'équilibre quasi-statique du roulement à billes, et il ne tient pas compte du lubrifiant ;
- "DOREB" a été développé en 1977 par le MTI. Il calcule l'équilibre dynamique du roulement à billes. Le lubrifiant et la cage sont introduits dans ce modèle, mais la cinématique est imposée donc le phénomène de glissement n'est pas retrouvé.

#### Données -

Les caractéristiques principales du roulement sont données dans le tableau ci-dessous :

TYPE	DOUBLE CONTACT OBLIQUE
Dimensions	35 x 65 x 15
Diamètre de billes	7,938 mm
Nombre de billes	16
Angle de contact	31°
Courbure du chemin de roulement BI	52,5 %
Courbure du chemin de roulement BE	51,0 %
Matière	80 DVC 40 (M 50)

Tableau 2

Le lubrifiant utilisé est du type MIL-L-23 699, les caractéristiques rhéologiques sont données par GUPTA et les autres [5]. Les conditions de fonctionnement sont les suivantes :

- Vitesse de la B.I. 50 000 tr/min
- Charge axiale 150 daN
- Charge radiale 50 daN

**Résultats -**

Le tableau ci-dessous permet de comparer les résultats des différents codes de calcul. Nous nous limitons à la bille la plus chargée (au droit de la charge radiale).

		"RMS"	"DOREB"	Notre Modèle
Angle de contact (degrés)	$\alpha_i$ $\alpha_0$	38,280 13,410	37,610 16,800	37,930 16,140
Dimensions de l'ellipse (mm)	$a_i$ $b_i$ $a_0$ $b_0$	0,100 0,750 0,130 1,250	0,097 0,752 0,126 1,243	0,097 0,753 0,128 1,262
Déformation ( $\mu\text{m}$ )	$\delta_i$ $\delta_0$	- -	4,752 6,487	4,740 6,680
Pression maxi de Hertz (GPa)	$P_i$ $P_0$	1,518 1,502	1,523 1,496	1,520 1,520
Epaisseur du film lubrifiant ( $\mu\text{m}$ )	$h_i$ $h_0$	- -	0,290 0,290	0,310 0,300
Vitesse de la cage (tr/min)		-	-	23 439
Vitesse de précession de la bille (tr/min)		22 948	22 530	-
Vitesse de rotation propre de la bille (tr/min)		166 951	164 570	170 283
Spin to roll ratio		-	0,469	0,478
Vitesse de glissement en bout d'ellipse (m/s)		1,664	-	6,420
Durée de vie L10 (heures)		393,8	484,3	398

**Tableau 3 - Comparaison des résultats**

**Conclusion -** Les résultats sont cohérents.

## 5.2 - CORRELATION DU MODELE DE CALCUL AVEC GLISSEMENT AVEC LA VITESSE DE CAGE MESUREE

Pour la validation du modèle de calcul du comportement en présence de glissement, les résultats de ce nouveau logiciel ont dû être comparés à des résultats expérimentaux, faute d'outil de calcul comparable. Nous avons testé, [42], le roulement à billes dont les caractéristiques sont données Tableau 2. Les mesures ont été effectuées sur un banc d'essai roulement grande vitesse. La vitesse de cage est mesurée avec un proximètre.

Le lubrifiant utilisé est la MOBIL OIL JET II (MIL-L-23 699)

Les conditions de fonctionnement sont les suivantes :

- vitesse de la B.I. : 60 000 tr/min
- température d'huile : 80 °C
- coefficient de remplissage d'huile : 0,5 %

La Figure 28 montre une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et la modélisation.

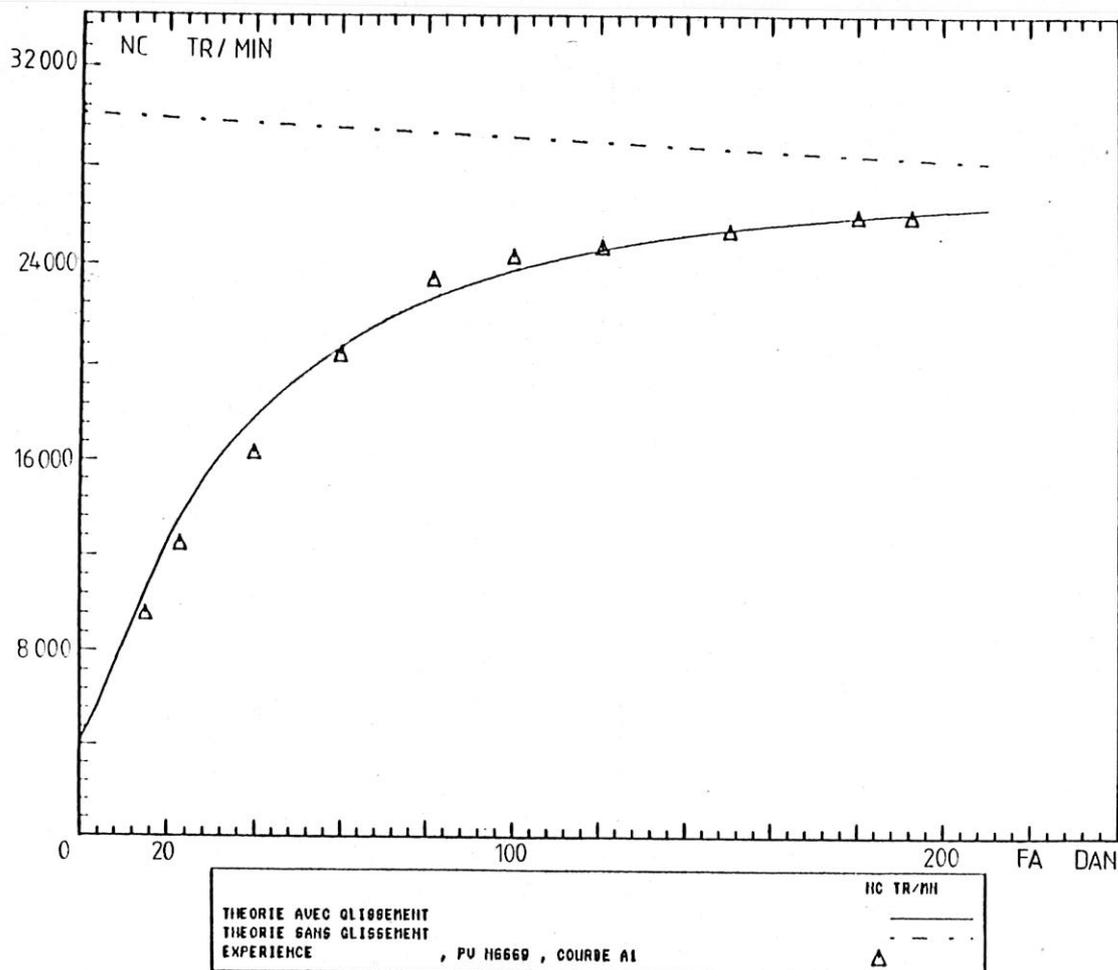


Figure 28 - Vitesse de la cage en fonction de la charge axiale  
Comparaison expérience/théorie

### 5.3 - EXEMPLES DE RESULTATS

Le modèle de calcul nous permet d'évaluer des quantités très difficilement mesurables, dans le cas du roulement complet :

- charge sur les billes,
- pression de Hertz,
- épaisseur du film d'huile,
- vitesse de glissement, de roulement,
- vitesse de pivotement,
- force de frottement,
- puissance dissipée aux différents contacts,
- etc...

Nous présentons ci-dessous deux illustrations :

- 1 - L'étude d'un cas de fonctionnement sous charge axiale ou radiale
- 2 - La puissance dissipée dans le cas d'un fonctionnement réel sur moteur.

Nous montrons que nous avons des résultats cohérents pour de nombreux cas de fonctionnement. De plus, nous retrouvons des résultats connus dans la littérature.

## ILLUSTRATION N° 1 - Etude d'un cas de fonctionnement sous charge axiale ou radiale

### Données -

Etudions le cas du roulement défini Tableau 2 avec les conditions de fonctionnement suivantes :

- vitesse de rotation de la B.I. : 60 000 tr/min
- température d'huile : 80°C
- coefficient de remplissage d'huile : 0,5 %

Le premier exemple présente le cas d'une charge axiale pure variant de 0 à 200 daN (Figures 29 à 32).

Le second celui d'une charge radiale pure variant de 0 à 200 daN (Figures 33 à 38).

### Résultats -

#### *Dans le cas d'une charge axiale (1er exemple)*

La Figure 28 montre une bonne corrélation entre les mesures de la vitesse de la cage et les résultats obtenus par le modèle.

Nous retrouvons la forme des courbes de vitesse de la cage calculées par BONESS [14] ou mesurées par POPLAWSKI [43].

Une exploitation de cette modélisation est présentée sur les Figures 29 à 32.

#### *Figure 29 -*

Le manque de charge axiale se traduit par une vitesse de glissement au contact bille/bague intérieure pouvant atteindre 100 m/s, pour des pressions de Hertz de l'ordre de 0,5 GPa (Figure 30).

#### *Figure 30 -*

Alors que la pression de Hertz au contact bille/bague intérieure n'est pas modifiée par le phénomène de glissement, celle au contact bille/bague extérieure est fortement diminuée. Le calcul classique de durée de vie n'est donc plus valable.

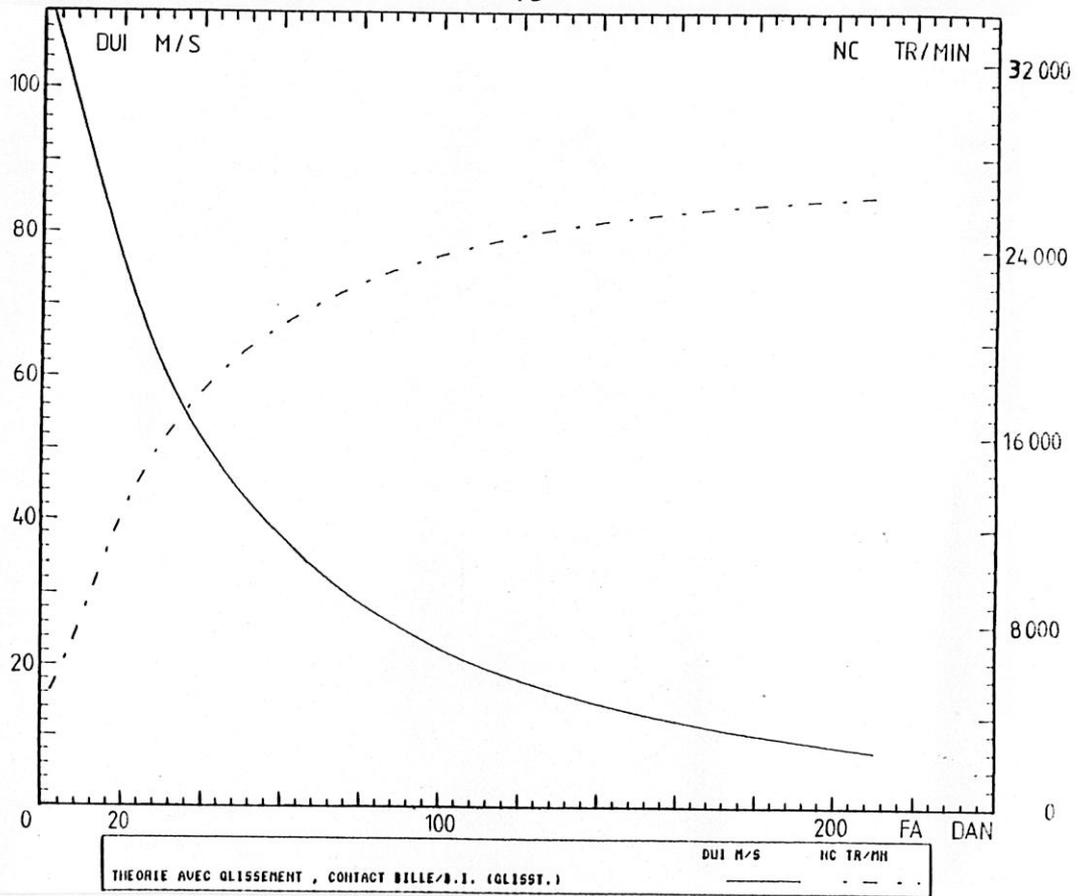


Figure 29 - Vitesse de glissement au contact bille/B.I. en fonction de la charge axiale

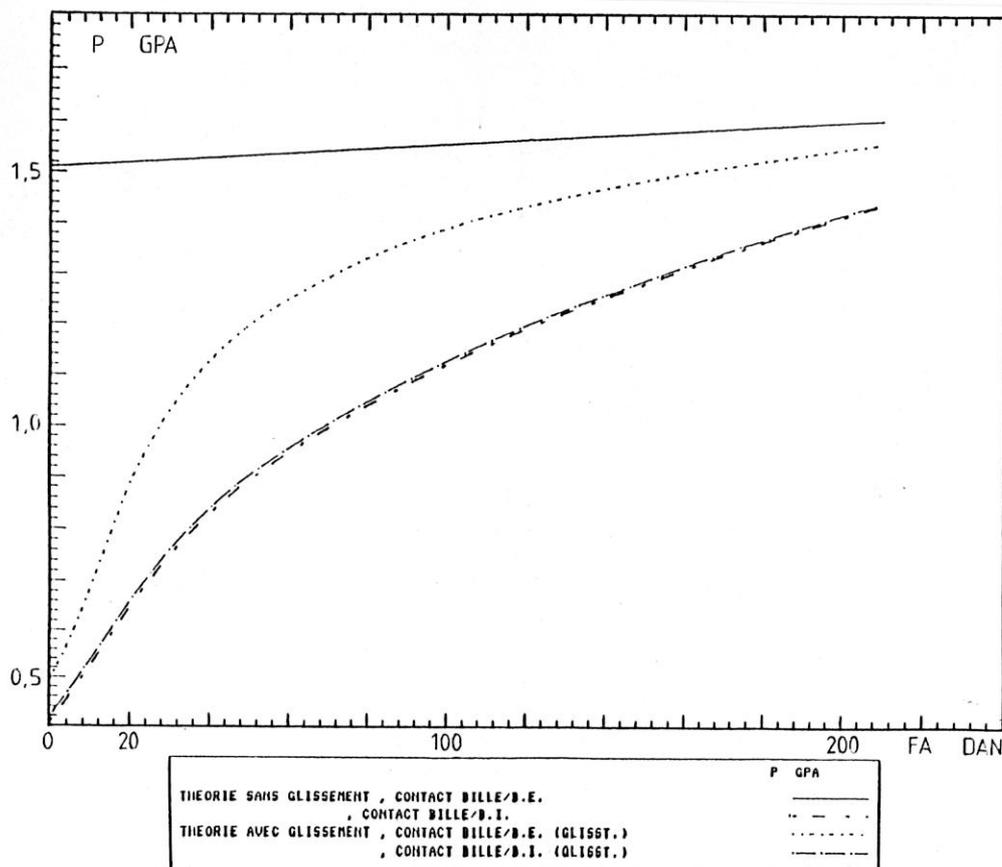


Figure 30 - Pression maximum de Hertz aux contacts bille/B.I. ou B.E. avec et sans glissement en fonction de la charge axiale

**Figure 31-**

Le glissement provoque une légère augmentation d'épaisseur de lubrifiant au contact bille/bague intérieure, et une forte diminution de celui au contact bille/bague extérieure aux très faibles charges (la vitesse de cage étant alors très faible).

**Figure 32 -**

Il est alors possible de calculer l'énergie dissipée dans le roulement. Notons en particulier les points suivants :

- La variation de puissance dissipée suit celle de la vitesse de la cage (Figure 28) ;
- Nous observons un maximum de puissance dissipée au contact bille/bague intérieure, pour une charge de 35 daN. Ce contact devient alors la principale source de chaleur ;
- Les contacts cage/bague et cage/bille représentent une part importante de l'énergie dissipée dans le roulement.

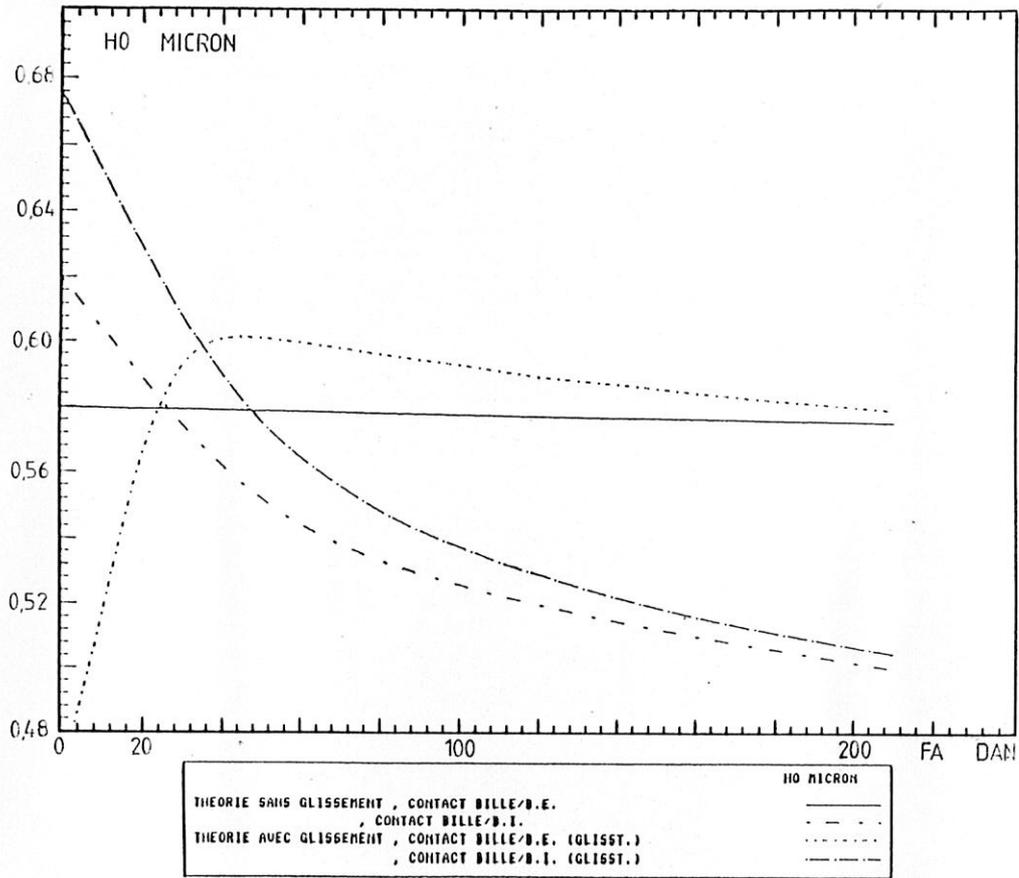


Figure 31 - Epaisseur du film de lubrifiant au centre du contact bille/B.I. ou B.E. avec et sans glissement en fonction de la charge axiale

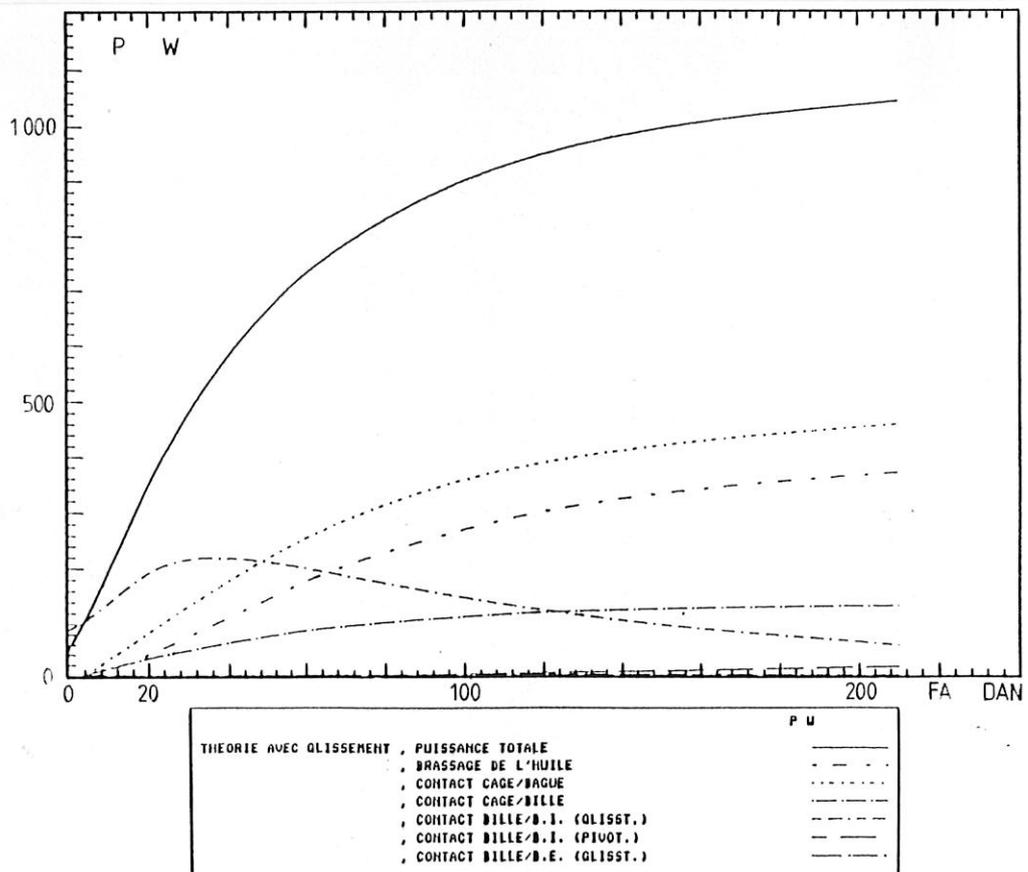


Figure 32 - Puissance dissipée totale et aux différents contacts en fonction de la charge axiale

*Dans le cas d'une charge radiale (2ème exemple)*

Nous retrouvons le phénomène de glissement lorsque la charge radiale diminue (Figure 33). Le comportement du roulement à billes se rapproche alors de celui d'un roulement à galets, cas plus connu et décrit par BONESS [44] et POPLAWSKI [45].

Nous connaissons alors la vitesse de chaque bille (Figure 34) les charges aux contacts bille/bague (Figures 35 et 36), etc... Notons que nous retrouvons des courbes similaires à celles présentées par BONESS [44] et POPLAWSKI [45].

Enfin, de la même façon que pour une charge axiale, nous localisons les sources de chaleur (Figure 37). Notons que la cage joue alors un rôle plus important, en particulier au contact des bagues. En effet, la charge radiale a pour effet d'excentrer la cage en fonctionnement, ce qui augmente la puissance dissipée par effet de palier court. De plus, le chargement radial privilégie la dissipation d'énergie au niveau de la bille qui passe sous la charge (Figure 38).

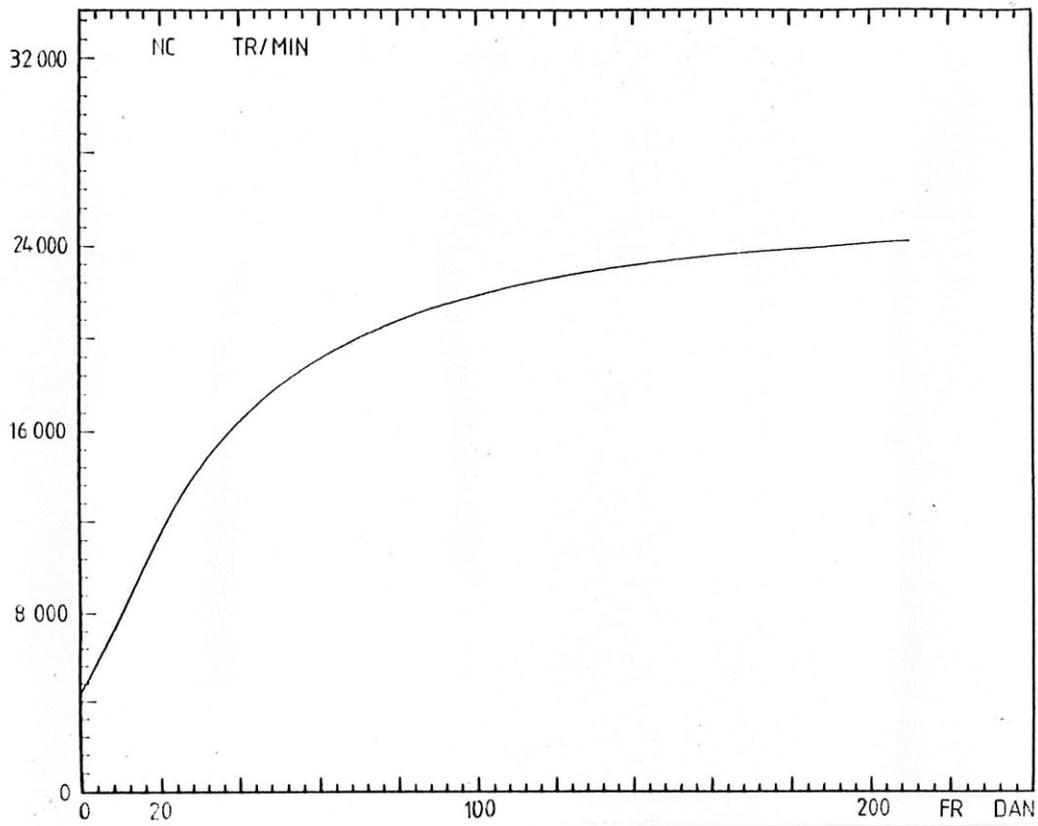


Figure 33 - Vitesse de la cage en fonction de la charge radiale

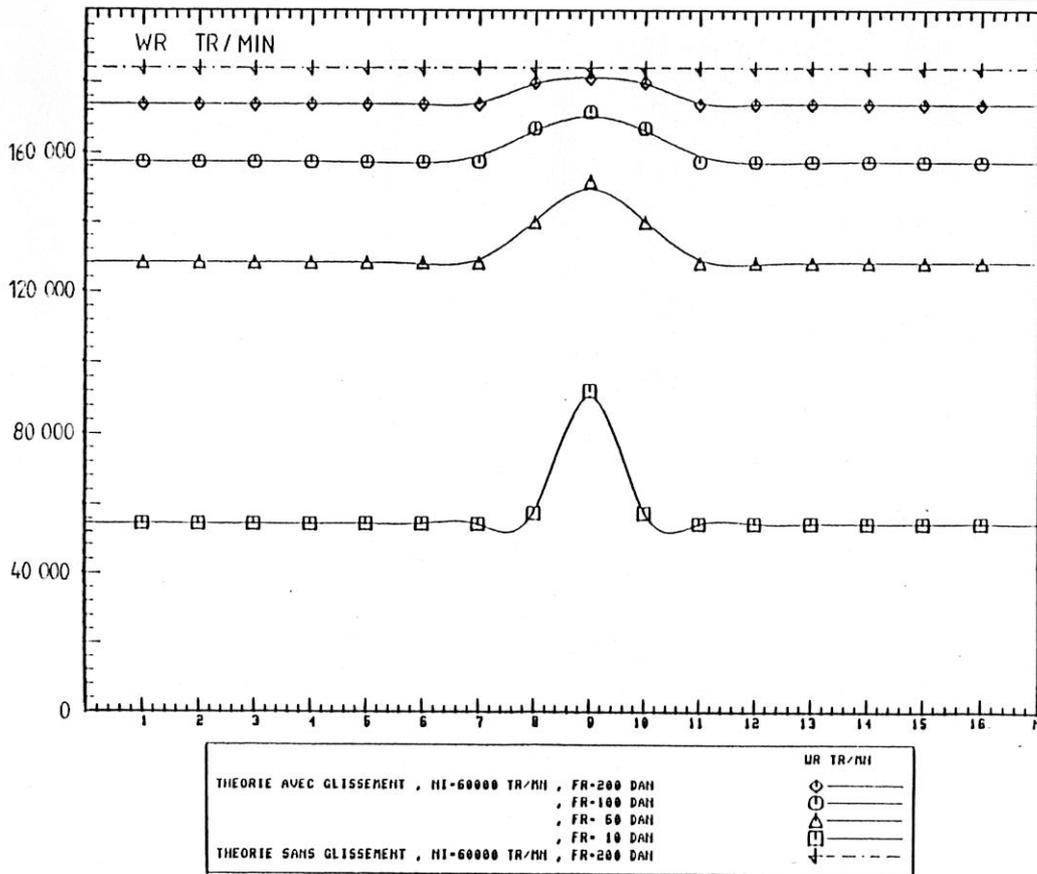
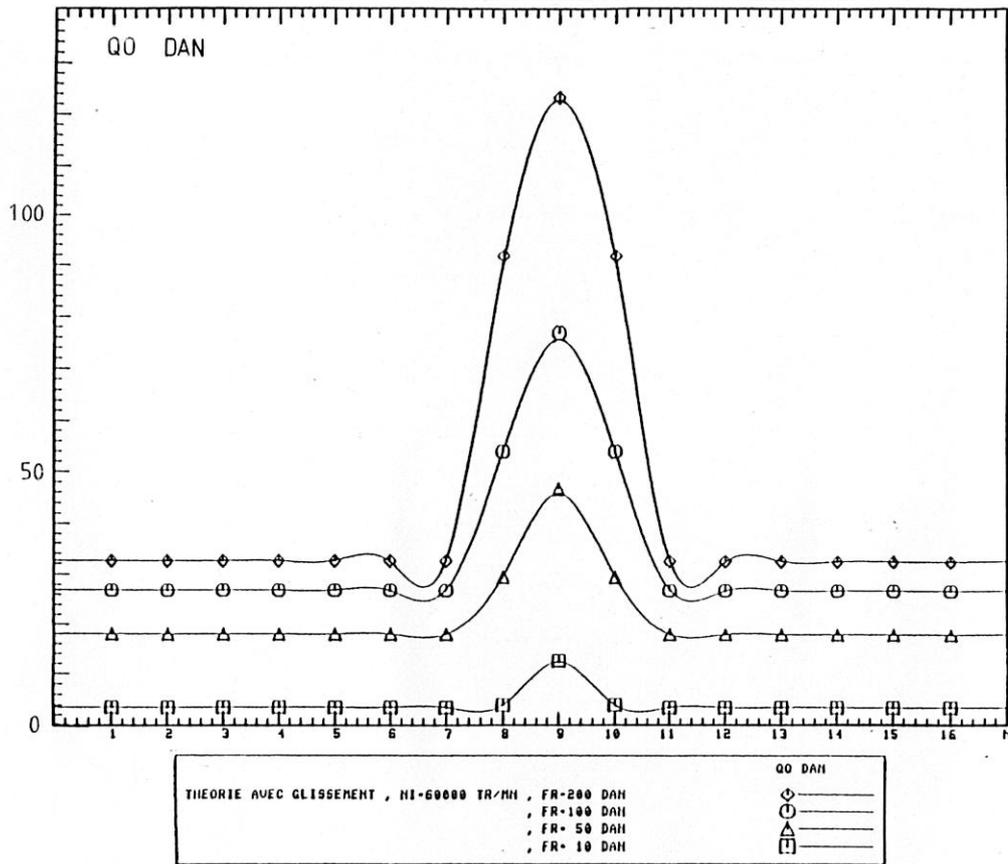
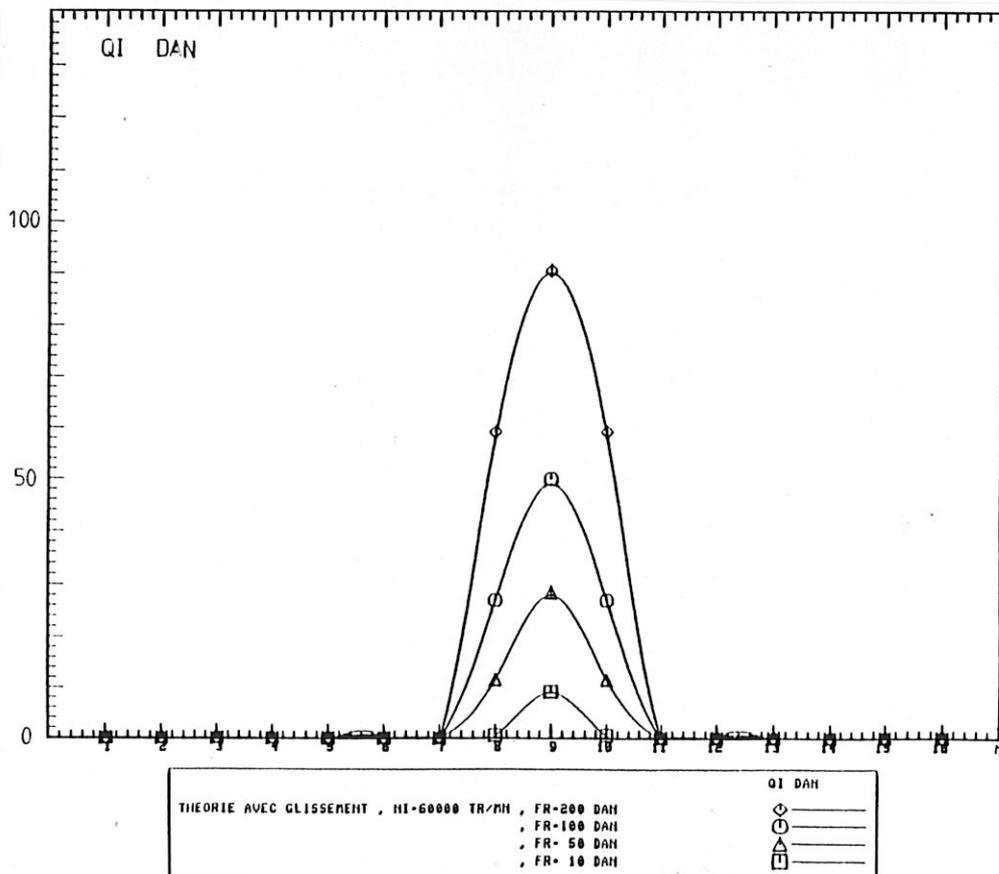


Figure 34 - Vitesse de rotation propre des billes en fonction de leur position et de la charge radiale



**Figure 35 - Charge normale aux contacts bille/B.E.  
en fonction de la position des billes et de la charge radiale**



**Figure 36 - Charge normale aux contacts bille/B.I.  
en fonction de la position des billes et de la charge radiale**

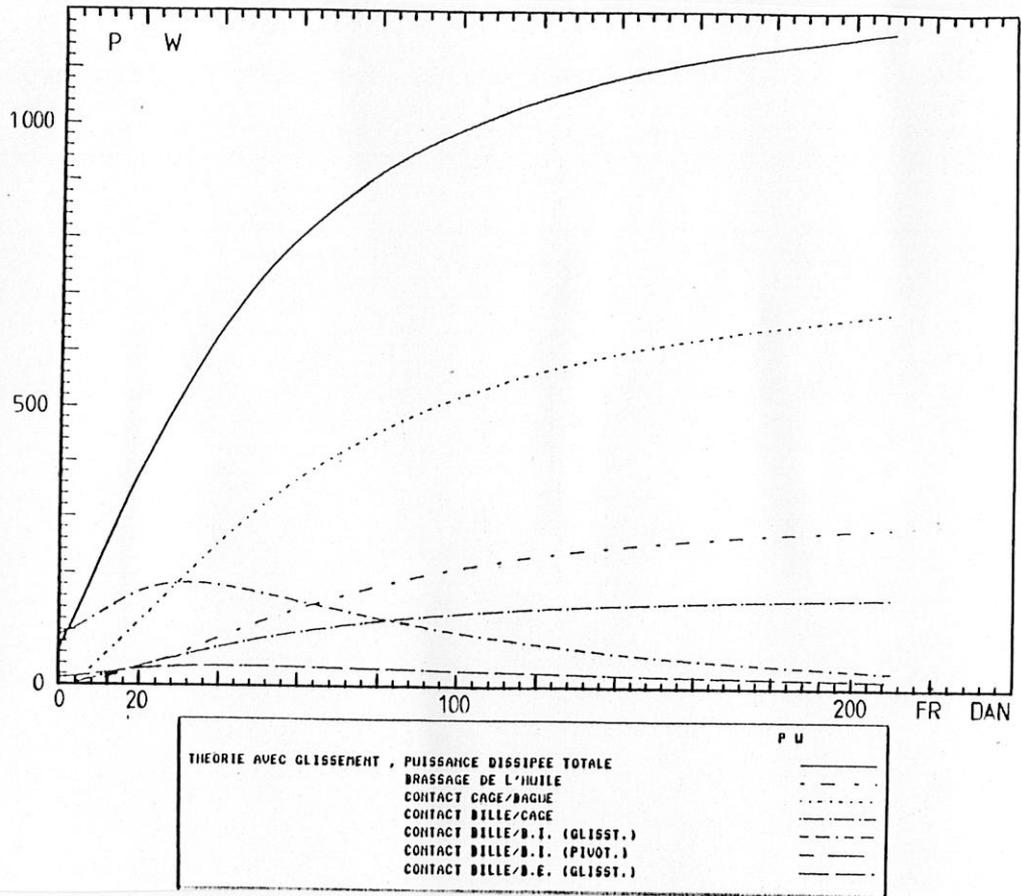


Figure 37 - Puissance dissipée totale et aux différents contacts en fonction de la charge radiale

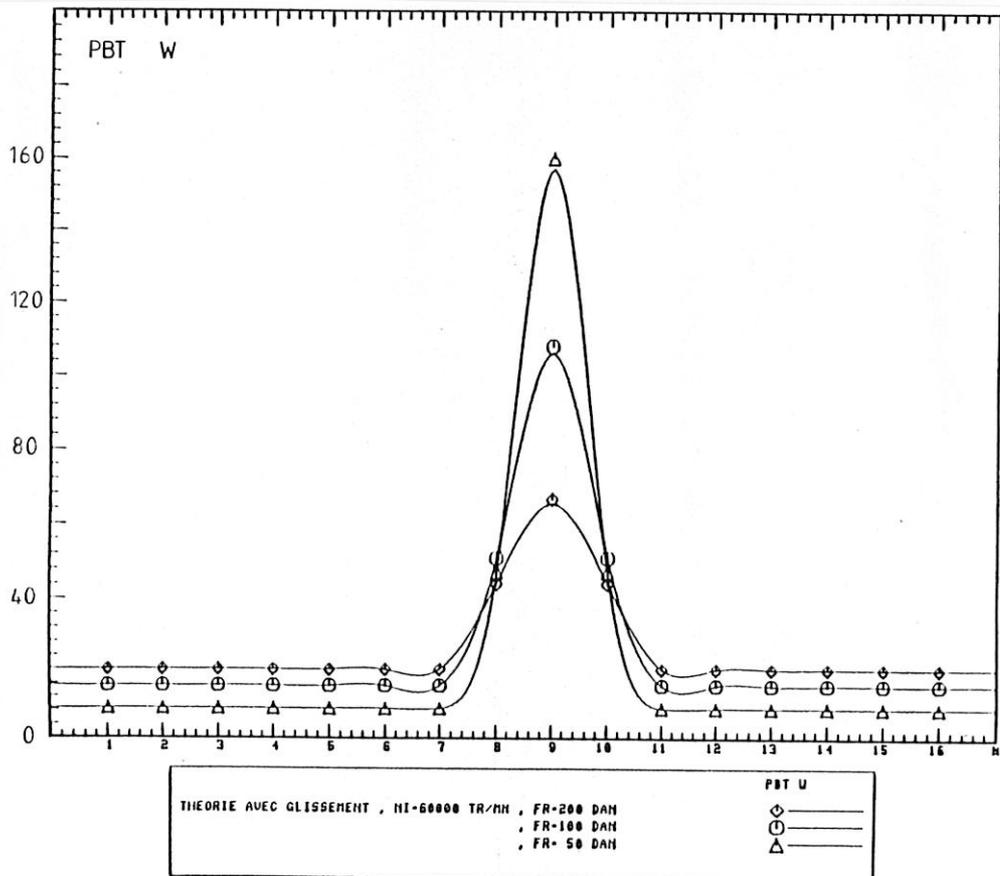


Figure 38 - Puissance dissipée par bille en fonction de leur position et de la charge radiale

## **ILLUSTRATION N° 2 - Puissance dissipée dans le cas d'un fonctionnement réel sur moteur**

### **Données -**

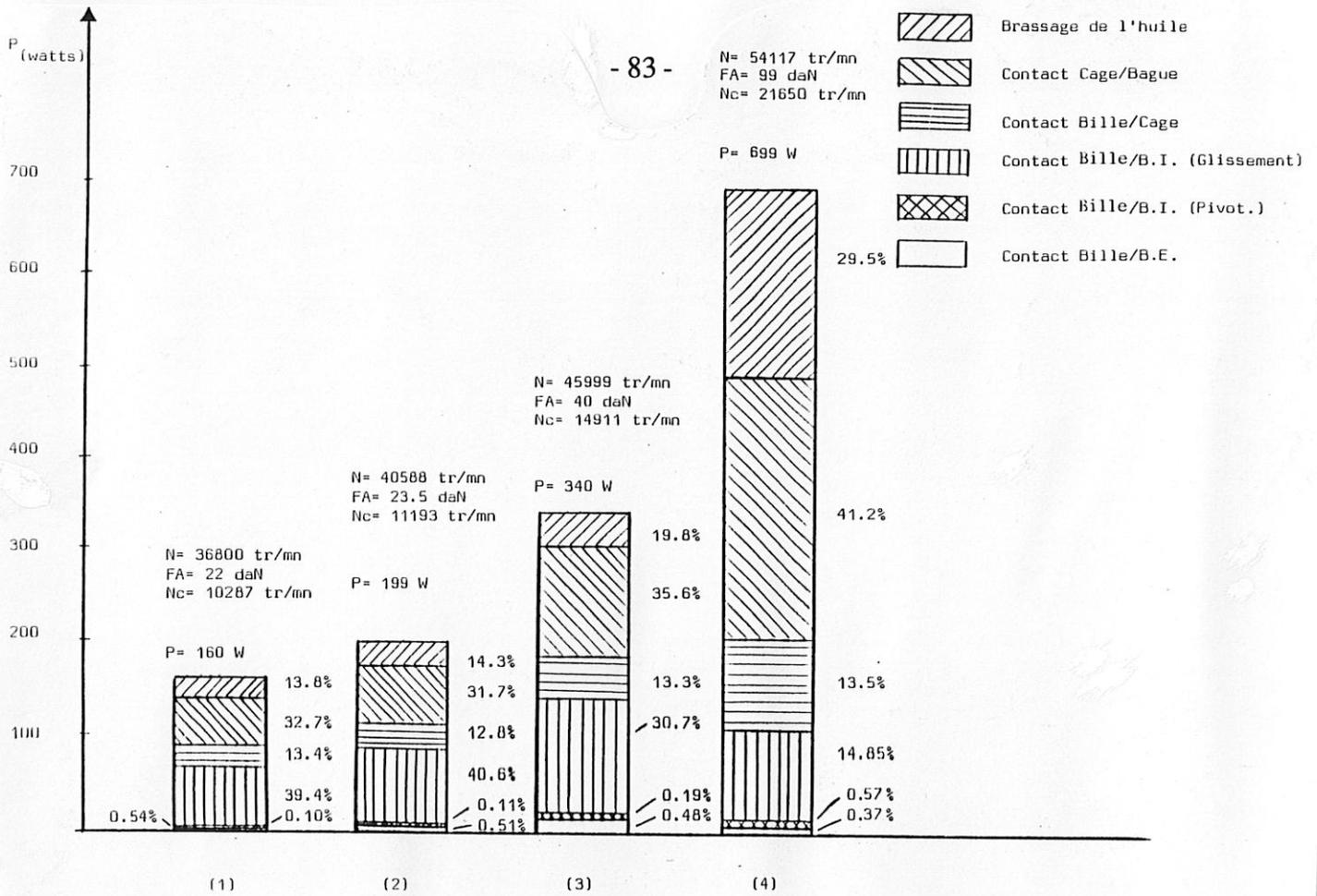
Le roulement défini Tableau 2 correspond à un roulement de butée d'un ensemble tournant générateur de gaz.

La charge axiale sur ce roulement dépend de la vitesse de rotation de l'ensemble tournant générateur de gaz.

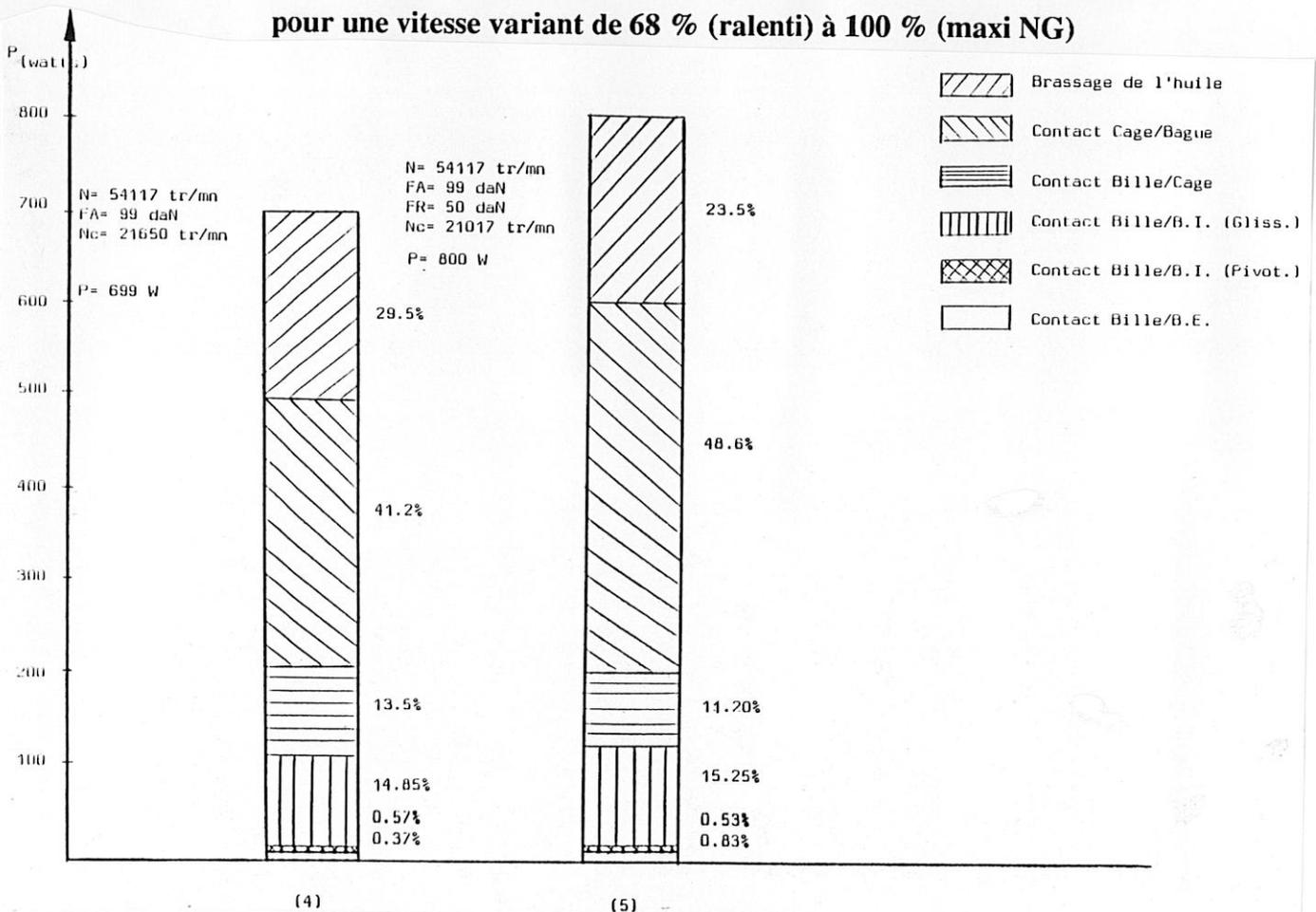
### **Résultats -**

La connaissance de la charge axiale réelle sur le roulement de butée en fonction d'une vitesse variant de 68 % (ralenti) à 100 % (maxi NG) permet de localiser la dissipation d'énergie dans le roulement (Figure 39).

L'existence d'une charge radiale de 50 daN en sus, modifie de manière importante la dissipation d'énergie en particulier au contact cage/bague (Figure 40). Ce résultat s'explique car la charge radiale a pour effet d'excentrer la cage et donc augmente le couple de frottement au niveau des surfaces de contact. Cette charge radiale peut être due à un balourd de l'ensemble tournant.



**Figure 39 - Cas moteur - Localisation de la dissipation d'énergie dans le roulement pour une vitesse variant de 68 % (ralenti) à 100 % (maxi NG)**



**Figure 40 - Cas moteur - Influence d'une charge radiale supplémentaire sur la dissipation d'énergie**

#### 5.4 - JUSTIFICATION DES HYPOTHESES

La mise au point d'un modèle de calcul nous a amené à poser des hypothèses. Les résultats obtenus permettent de justifier à posteriori un certain nombre d'hypothèses.

- Dans les équations d'équilibre, les forces de frottement au contact bille/cage sont de l'ordre de quelques centièmes de newton. Nous pouvons donc les négliger devant la force centrifuge ou les charges normales bille/bague.
- Les épaisseurs du film de lubrifiant sont de l'ordre du 1/10ème  $\mu\text{m}$  aux contacts bille/bague. Les déflexions de la bille sont de l'ordre du  $\mu\text{m}$ . Nous négligeons les épaisseurs du film devant les déflexions des billes.
- La rugosité moyenne des chemins de roulement est inférieure à 0,1  $\mu\text{m}$ . Les épaisseurs de film d'huile sont au minimum de 0,2 à 0,3  $\mu\text{m}$ . Les contacts bille/bague sont donc correctement lubrifiés.
- Les pressions maximums, aux contacts bille/bague sont supérieures à  $10^8$  Pascals, ceci y compris pour des charges axiales faibles. Nous avons un comportement du lubrifiant viscoélastique. Ces contacts sont décrits par la théorie élastohydrodynamique ou E.H.D.
- Les efforts aux contacts bille/cage et cage/bague sont faibles. Ces contacts sont donc décrits par la théorie hydrodynamique ou H.D.

D'autres hypothèses comme l'utilisation d'un lubrifiant absolument pur ou des surfaces géométriques parfaitement symétriques sont nécessaires pour l'établissement d'un modèle de calcul simple.

Les résultats obtenus à partir de ces hypothèses sont cohérents et comparables à l'expérience.

## 5.5 - DISCUSSION

Le logiciel de calcul développé comporte environ 2000 instructions en FORTRAN. L'ordinateur utilisé est un IBM 3081/K, de mémoire 32 Mo et de puissance 7 Mips. Nous ne nous sommes pas attachés à développer des codes de résolution numérique de système d'équations non linéaires, puisque des sous-programmes étaient disponibles dans la bibliothèque scientifique de l'ordinateur.

Le temps CPU nécessaire à la compilation et à l'exécution de 10 conditions de fonctionnement différentes est compris entre 1 minute (charge axiale pure) et 8 minutes (charges axiale et radiale combinées), pour une précision sur les résultats supérieure à 1 ‰.

## CONCLUSION

Nous avons développé un modèle original de calcul du comportement des roulements à billes. Cette modélisation qui fait intervenir la cage dans l'équilibre du roulement, tient compte des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant dans le calcul des portances et des forces de frottement aux différents contacts bille-bague, bille-cage et cage-bague.

- 1 - La modélisation permet de retrouver le phénomène de glissement observé expérimentalement. Une bonne concordance a été observée entre les mesures de la vitesse de la cage et les résultats obtenus par le modèle.  
Il est désormais possible d'isoler les paramètres favorisant le glissement (type de centrage de cage, jeu de centrage, jeu diamétral, nombre d'éléments roulants, courbure des gorges, viscosité, etc...).
- 2 - Par rapport aux autres modèles, le fait de tenir compte de la cage dans l'équilibre global du roulement, nous permet de décrire les contacts cage/bille et cage/bague : portance, force de frottement, épaisseur du film lubrifiant, vitesse de roulement, de glissement, etc...  
Les sources de chaleur ainsi localisées nous montrent le rôle prépondérant de la cage.
- 3 - Le programme de calcul a été testé pour une trentaine de roulements de dimension allant de 15 x 32 x 9 à 70 x 125 x 24, pour des charges axiales et radiales de 10 N à 20 000 N, et des vitesses de 1 000 à 70 000 tr/min.
- 4 - Ce type d'analyse peut s'appliquer au cas du roulement à galets.

**CHAPITRE 2**

**ETUDE THERMIQUE  
D'UN CONTACT  
BILLE/CHEMIN DE ROULEMENT**

**- CAS DU FILM COMPLET -**



## INTRODUCTION

Une détérioration des surfaces au contact bille/chemin de roulement de la bague intérieure est observée expérimentalement, lorsque le roulement peu chargé est sujet à un fort glissement. Dans ce chapitre, nous cherchons une explication d'origine thermique.

**Nous supposons un problème thermique.** En effet :

- 1 - Une vitesse de glissement élevée produit une dissipation de chaleur importante.
- 2 - Un premier remède face au problème du glissement concerne l'amélioration de la tenue mécanique en température de l'acier. Ainsi, l'expérience montre que le passage d'un acier 100 C6 à un acier E 80 DCV 40 (ou M 50), permet de repousser l'apparition de ce type d'avarie de surface [46].

	<b>100 C6</b>	<b>E 80 DCV 40</b>
Température maximale d'utilisation prolongée	200°C	400°C
Température maximale d'utilisation courte durée	250°C	500°C

En conséquence, nous proposons d'aborder le problème de la manière suivante :

- 1 - Détermination par une méthode numérique rapide de l'élévation de température en chaque point du massif (Paragraphe 1).
- 2 - Application au cas du contact bille-bague idéal : film complet (Paragraphe 2).

# 1 CALCUL DU CHAMP DE TEMPERATURE 3D DU A UNE SOURCE MOBILE DE FORME QUELCONQUE

## 1.1 - METHODE DES POTENTIELS

Dans le cas tridimensionnel-stationnaire, pour un massif infini où la température initiale est  $\varnothing(x, y, z)$  et dans lequel on dissipe une puissance  $p(x, y, z, t)$  par unité de volume, la température est donnée par [47] :

$$T(x, y, z, t) = \frac{1}{(4 \pi D t)^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \varnothing(x', y', z') \exp \left[ -\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4 D t} \right] dx' dy' dz'$$
$$+ \int_0^t \frac{1}{(4 \pi D (t-t'))^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x', y', z', t')}{\rho C} \cdot \exp \left[ -\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4 D (t-t')} \right] dx' dy' dz' dt'$$

avec :    D    diffusité thermique,     $D = k / \rho C$   
           $\rho$     densité du solide,  
          C    capacité calorifique du massif,  
          k    conductivité thermique du solide.

## 1.2 - TEMPERATURE "D'ECLAIR" DE BLOCK

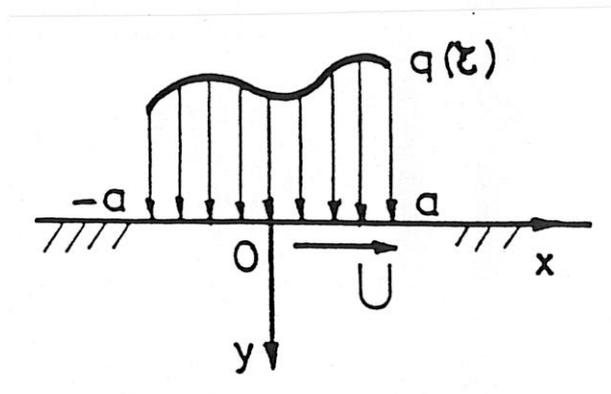


Figure 41 - Source sur un massif semi-infini

Soit une source qui se déplace à une vitesse  $U$  constante sur un massif semi-infini. La conduction se fait suivant  $Oy$  et le régime est stationnaire. Considérons que chaque point de la surface du massif ne subit qu'une seule fois l'attaque de la source.

La théorie des sources donne l'augmentation de températures surfaciques à travers le contact source-massif, dite température d'éclair.

Nous avons donc :

$$\Delta T_{\text{Block}}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi \rho_i C_i k_i U_i}} \int_{-a}^x \frac{q(\xi)}{\sqrt{x-\xi}} d\xi$$

avec :

- $a$  demi-longueur du contact,
- $\rho_i$  densité du solide,
- $C_i$  capacité calorifique du massif,
- $k_i$  conductivité thermique du solide,
- $U_i$  vitesse de la source,
- $q(\xi)$  densité surfacique de la source rentrant dans le massif,
- $i$  indice du massif correspondant.

Cas particulier :  $q(\xi) = q_0 \text{ (Watt/m}^2\text{)}$

Alors :

$$\Delta T_{\text{Block}}(x) = \frac{q_0}{\sqrt{\pi \rho_i C_i k_i U_i}} \int_{-a}^x \frac{d(\xi)}{\sqrt{x-\xi}}$$

$$\Delta T_{\text{Block}}(x) = \frac{2 q_0 \sqrt{x+a}}{\sqrt{\pi \rho_i C_i k_i U_i}}$$

Allure de la température d'éclair de Block :

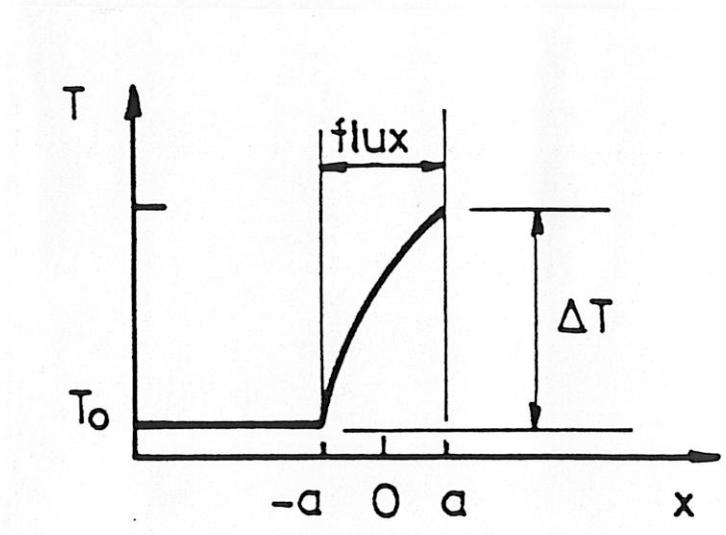


Figure 42 - Température d'éclair de Block

Exemple :

BAGUE DE ROULEMENT	BILLE
$U_1 = 118,6 \text{ m/s}$	$U_2 = 26,2 \text{ m/s}$
$\rho_1 = 7\,870 \text{ kg/m}^3$	$\rho_2 = 7\,870 \text{ kg/m}^3$
$C_1 = 460 \text{ J/K}^\circ\text{kg}$	$C_2 = 460 \text{ J/K}^\circ\text{kg}$
$k_1 = 24 \text{ W/mK}^\circ$	$k_2 = 24 \text{ W/mK}^\circ$
$a = 0,034 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	$a = 0,034 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
$q_0 = 13,8 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$	$q_0 = 13,8 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$
$\Delta T_{\text{bague}} = 12,65^\circ$	$\Delta T_{\text{bille}} = 26,91^\circ$

Tableau 4 - Température d'éclair de BLOCK obtenue avec une source uniforme  $q_0$

### 1.3 - CALCUL DE LA TEMPERATURE PAR SOMME DE SOURCES PONCTUELLES

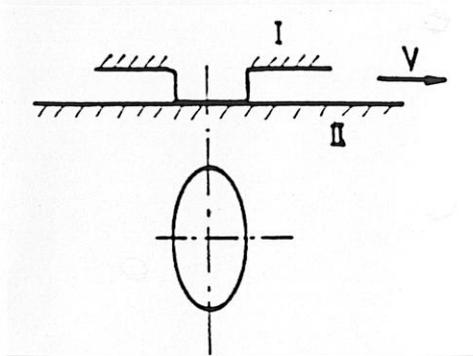
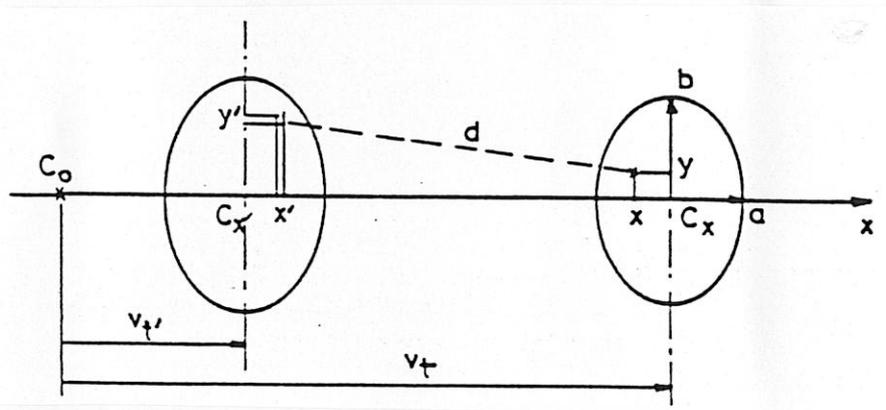


Figure 43 - Source elliptique

Si on considère un seul massif et en agrandissant :



L'élévation de température au point  $x, y, z, t$  donnée par la source au temps  $t$  est :

$$dT(x, y, z, t) = \frac{2 de / \rho C}{[4 \pi D(t-t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{d^2}{4 D(t-t')}\right]$$

Contribution de la source élémentaire  $dx' dy'$  avec :

$$de = q dx' dy' dt'$$

et 
$$d^2 = (y' - y)^2 + (V(t-t') - (x' - x))^2 + z^2$$

Alors :

$$T(x, y, z, t) = \int_0^t \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \frac{2 q(x', y')}{\rho C [4 \pi D(t-t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{d^2}{4 D(t-t')}\right] dx' dy' dt'$$

Mais cette méthode n'est pas intéressante numériquement. En effet, la vitesse de la source étant grande, dans le cas étudié nous avons des contributions aux températures qui sont des pics très pointus de température. Nous aurons alors des temps de calcul très longs, et une nappe de température en surface hérissée de pics.

#### 1.4 - CALCUL DE LA TEMPERATURE CREEE PAR UNE SOURCE MOBILE RECTANGULAIRE

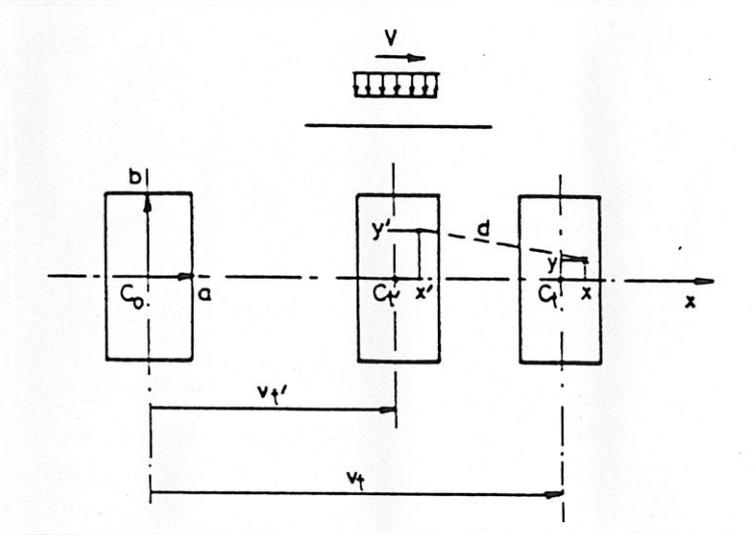


Figure 44 - Source rectangulaire

L'élévation de température au point  $x, y, z, t$  donnée par la source au temps  $t$  est calculée de la manière suivante :

$$d^2 = (y' - y)^2 + (V(t - t') - (x' - x))^2 + z^2$$

avec

$$-a \leq x' \leq +a$$

$$-b \leq y' \leq +b$$

$$dT(x, y, z, t) = \frac{2 de / \rho C}{[4 \pi D(t - t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{d^2}{4 D(t - t')}\right]$$

avec :  $de = q dx' dy' dt'$

Donc

$$T(x, y, z, t) = \int_0^t \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \frac{2q}{\rho C [4 \pi D(t - t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{d^2}{4 D(t - t')}\right] dx' dy' dt'$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2q}{\rho C [\pi]^{3/2}} \int_0^t \left[ \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \exp \left[ -\frac{(y' - y)^2 + [V(t-t') - (x' - x)]^2 + z^2}{4b(t-t')} \right] dx' dy' \right] \frac{dt'}{[4D(t-t')]^{3/2}} \\
 &= \frac{2q}{\rho C [\pi]^{3/2}} \int_0^t \exp \left[ -\frac{z^2}{4D(t-t')} \right] \cdot \underbrace{\left\{ \int_{-a}^{+a} \exp \left[ -\frac{(V(t-t') - (x' - x))^2}{4D(t-t')} \right] dx' \right\}}_J \\
 &\quad \cdot \underbrace{\left\{ \int_{-b}^{+b} \exp \left[ -\frac{(y' - y)^2}{4D(t-t')} \right] dy' \right\}}_I \cdot \frac{dt'}{[4D(t-t')]^{3/2}}
 \end{aligned}$$

Posons  $u = \frac{y' - y}{\sqrt{4D(t-t')}} \quad \text{et} \quad v = \frac{(x' - x) - V(t-t')}{\sqrt{4D(t-t')}}$

Alors :

$$\begin{aligned}
 I &= \int_{\frac{-b-y}{\sqrt{4D(t-t')}} = u_1}^{\frac{b-y}{\sqrt{4D(t-t')}} = u_2} \exp(-u^2) \times \sqrt{4D(t-t')} du \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \sqrt{4D(t-t')} \times [\operatorname{erf}(u_2) - \operatorname{erf}(u_1)]
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 J &= \int_{\frac{(-a-x) - V(t-t')}{\sqrt{4D(t-t')}} = v_1}^{\frac{(a-x) - V(t-t')}{\sqrt{4D(t-t')}} = v_2} \exp(-v^2) \times \sqrt{4D(t-t')} dv \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \sqrt{4D(t-t')} \times [\operatorname{erf}(v_2) - \operatorname{erf}(v_1)]
 \end{aligned}$$

Donc :

$$T(x, y, z, t) = \frac{q}{2\rho C \sqrt{\pi}} \int_0^t [\operatorname{erf}(u_2) - \operatorname{erf}(u_1)] \cdot [\operatorname{erf}(v_2) - \operatorname{erf}(v_1)] \cdot \exp \left[ -\frac{z^2}{4D(t-t')} \right] \cdot \frac{dt'}{\sqrt{4D(t-t')}}$$

Posons  $\Psi = \sqrt{\frac{4D}{V}}$  et  $\varepsilon = \frac{\Psi}{\sqrt{4D(t-t')}}$

Alors :  $t' = t - \frac{\Psi^2}{4D\varepsilon^2}$   $dt' = \frac{\Psi^2}{2D\varepsilon^3} d\varepsilon$

$$u_1 = \frac{\varepsilon}{\Psi}(-b-y)$$

$$u_2 = \frac{\varepsilon}{\Psi}(b-y)$$

$$v_1 = -\frac{\varepsilon}{\Psi}(a+x) - V \frac{\Psi}{4D\varepsilon}$$

$$v_2 = \frac{\varepsilon}{\Psi}(a-x) - V \frac{\Psi}{4D\varepsilon}$$

Finalement :

$$T(x, y, z, t) = \frac{q \Psi}{4 \rho C D \sqrt{\pi}} \int_{\frac{\Psi}{\sqrt{4Dt}}}^{\infty} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{\varepsilon}{\Psi} (b-y) \right] + \operatorname{erf} \left[ \frac{\varepsilon}{\Psi} (b+y) \right] \right\} \\ \cdot \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{\varepsilon}{\Psi} (a-x) - \frac{1}{\Psi \varepsilon} \right] + \operatorname{erf} \left[ \frac{\varepsilon}{\Psi} (a+x) + V \frac{\Psi}{4D\varepsilon} \right] \right\} \exp \left[ -\frac{\varepsilon^2 z^2}{\Psi^2} \right] \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2}$$

Cette intégrale est calculée numériquement en faisant un changement de variable en  $1/\varepsilon$  pour remplacer  $\infty$  par 0.

### 1.5 - CALCUL DE LA TEMPERATURE CREEE PAR LA SOMME DE SOURCES RECTANGULAIRES

Il est possible de discrétiser l'ellipse de contact en la somme de petits rectangles. Il suffit alors de superposer l'effet de chaque source élémentaire. L'addition numérique se fait très rapidement.

### 1.6 - COMPARAISON DES TEMPERATURES OBTENUES PAR RAPPORT A CELLES DE BLOCK

Données :  $\rho = 7\,870 \text{ kg/m}^3$   
 $C = 460 \text{ J/kg.K}^\circ$   
 $k = 24 \text{ W/m.K}^\circ$

Source uniforme :  $q_0 = 13,8 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$  (infinie : BLOCK)  $\text{---}\circ\text{---}\circ\text{---}\circ\text{---}$   
(ou finie : 1 rectangle)  $\text{---}\text{---}\text{---}\text{---}$

Source discrète :  $q = q(x)$  (BLOCK)  $\text{---}\circ\text{---}\circ\text{---}\circ\text{---}$   
 $q = q(x, y)$  (20 x 20 rectangles)  $\text{---}\text{---}\text{---}$

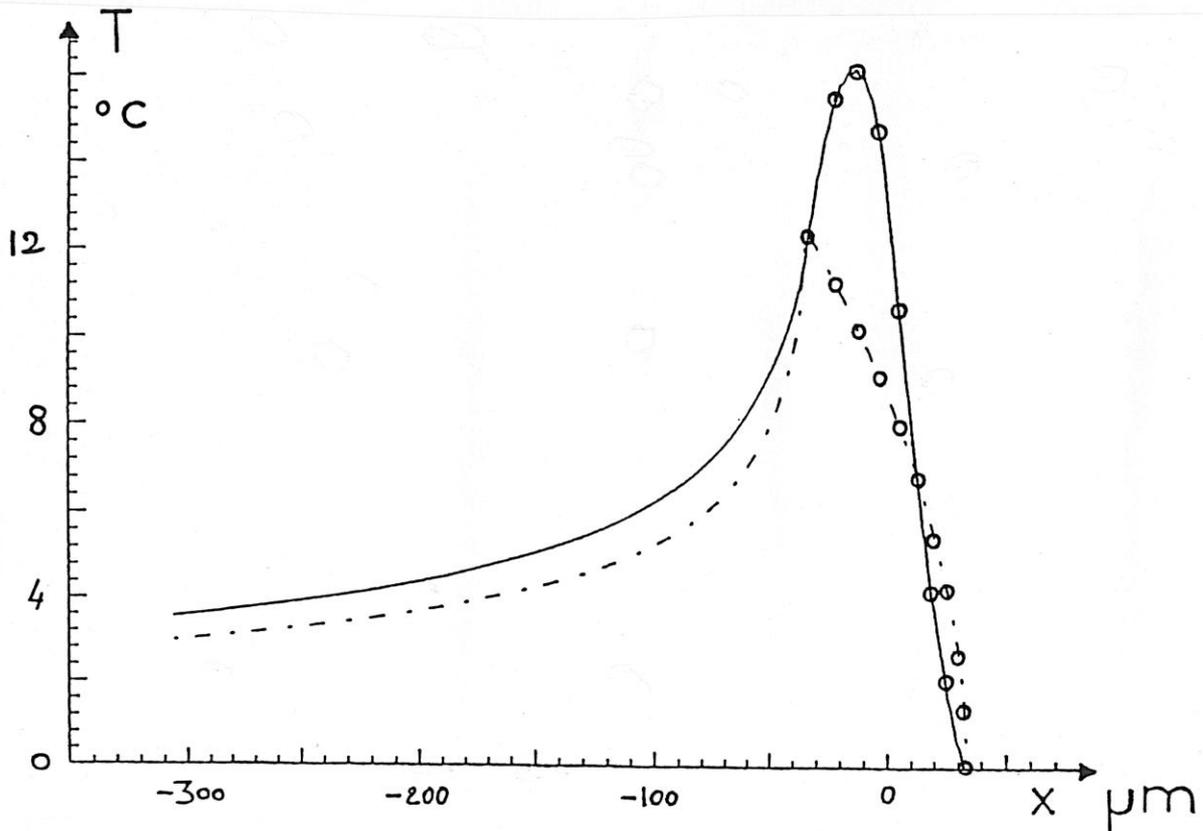


Figure 45 - Comparaison des températures d'éclair selon l'axe du mouvement

Vitesse de la source	Block $q = q_0$	Block $q = q(x)$	1 rectangle $q = q_0$	20 x 20 rectangles $q = q(x, y)$
$U S_1 = 118,6 \text{ m/s}$	$\Delta T = 12,65^\circ$	$16,25^\circ$	$12,42^\circ$	$16,26^\circ$
$U S_2 = 26,2 \text{ m/s}$	$26,91^\circ$	$34,55^\circ$	$26,43^\circ$	$34,51^\circ$

**Tableau 5 - Comparaison des températures d'éclair**

Le profil de température dans le sens du mouvement par la méthode des sources (source de dimension finie) est comparable, dans la zone de contact, à celui de BLOCK (source de dimension infinie), ceci aussi bien pour une source uniforme  $q = q_0$  que pour une source discrétisée  $q = q(x, y)$ . Ce résultat est logique dans la mesure où le contact bille/bague est très allongé, le rapport largeur/longueur étant environ de 8.

La méthode numérique est donc validée.

De plus, dans le cas d'une source discrétisée en somme de sources élémentaires, la température maximum est plus importante que celle donnée par une source constante. Ceci s'explique par le fait que les puissances surfaciques dissipées au centre du contact sont plus importantes que celles dissipées sur les bords. Nous constatons pour la même raison que le point où la température est maximum se déplace vers le centre du contact, alors qu'il était au bord lorsque la puissance dissipée était constante dans tout le contact.

La discrétisation d'une source elliptique en somme de sources rectangulaires nous permet alors de déterminer le champ de température dans les trois dimensions, modèle validé par la théorie de BLOCK, et plus proche de la réalité.

## 1.7 - CONCLUSION SUR LE CALCUL DES TEMPERATURES

En connaissant uniquement les puissances surfaciques entrant dans le massif, leurs répartitions ainsi que la vitesse de la source, il est possible de déterminer la température d'éclair :

- de Block, créée par une source de longueur infinie  $\Delta T = \Delta T(x, 0, 0)$
- créée par une source rectangulaire  $\Delta T = \Delta T(x, y, z)$
- créée par une source elliptique  $\Delta T = \Delta T(x, y, z)$

Les modèles dans le deuxième et troisième cas étant validés par la théorie de BLOCK.

## **2 APPLICATION AU CAS D'UN CONTACT LUBRIFIE BILLE/BAGUE INTERIEURE**

### **CAS ETUDIE :**

Roulement de butée générateur faiblement chargé

Dimensions 35 x 65 x 15

Lubrifiant MOBIL OIL JET II (MIL-L- 23 699)

### **ETAPES MENANT A LA SOLUTION :**

#### **1 - Définition des paramètres cinématiques et rhéologiques dans le contact**

Ils sont donnés par la résolution de l'équilibre du roulement avec glissement.

#### **2 - Calcul des puissances surfaciques dissipées en chaque point de l'ellipse de contact**

Il nécessite la connaissance, de la cinématique du contact (Chapitre- 1 -) et des contraintes tangentielles de cisaillement dans un contact EHD (**Annexe 5**).

#### **3 - Calcul de l'élévation de température en chaque point du massif aux environs du contact**

Nous traitons le cas d'une modélisation par :

- une source rectangulaire uniforme ;
- une source elliptique (somme de sources rectangulaires élémentaires).

En particulier nous discutons la forme des profils et la profondeur de pénétration.

### **RESULTATS :**

Nous comparons la température d'éclair pour la bille et pour le chemin de roulement en tenant compte du coefficient de partage. Enfin nous évaluons l'effet sur le flash température de deux solutions, face à un problème de glissement concret.

## 2.1 - CHAMP DE TEMPERATURE INDUIT PAR UNE SOURCE RECTANGULAIRE

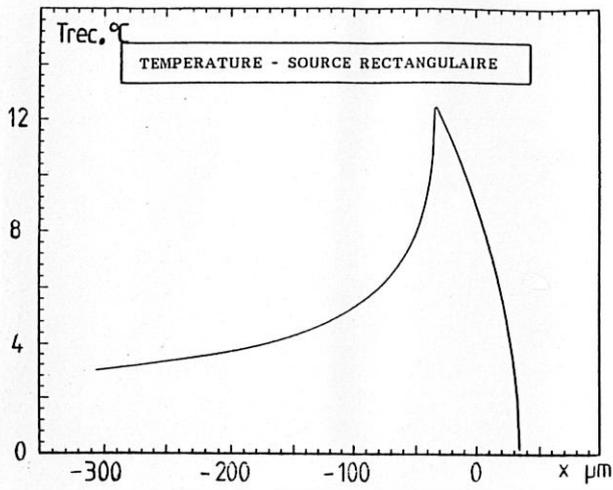


Figure 46a - Profil de température dans le sens du mouvement en  $y = 0$

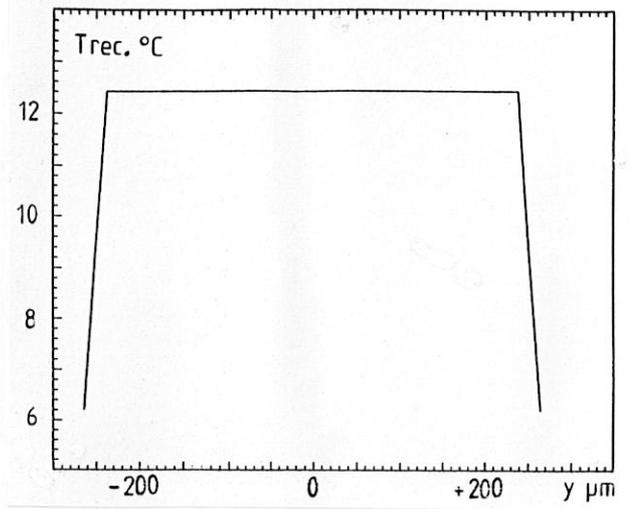


Figure 46b - Profil de température perpendiculairement au mouvement en  $x = -a$

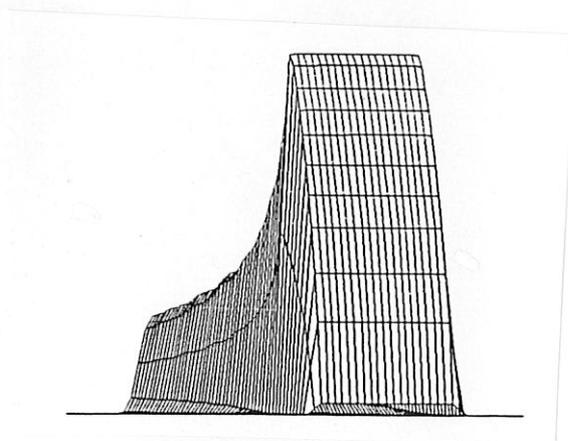


Figure 46c - Vue dans l'espace de la température surfacique ( $z = 0$ )

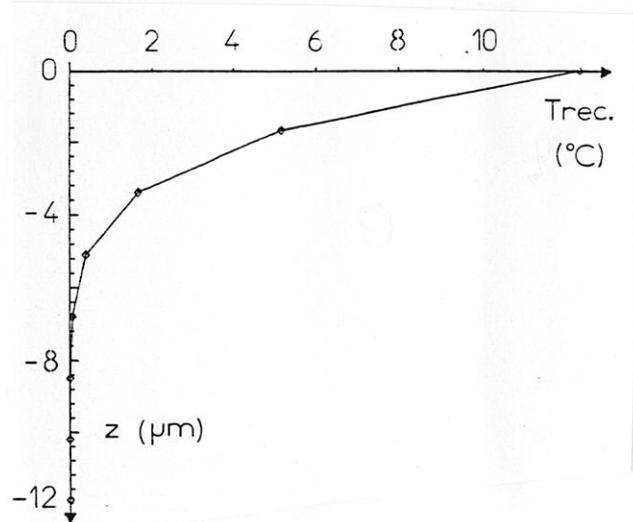


Figure 46d - Profil de température en profondeur  $x = -a$  et  $y = 0$

Figure 46 - Champ de température induit par une source rectangulaire

Les Figures 46a à 46d décrivent le champ de température d'éclair créé par une source uniforme rectangulaire. Les données de cet exemple 1 sont décrites dans le tableau 6.

## 2.2 - CHAMP DE TEMPERATURE INDUIT PAR UNE SOURCE ELLIPTIQUE

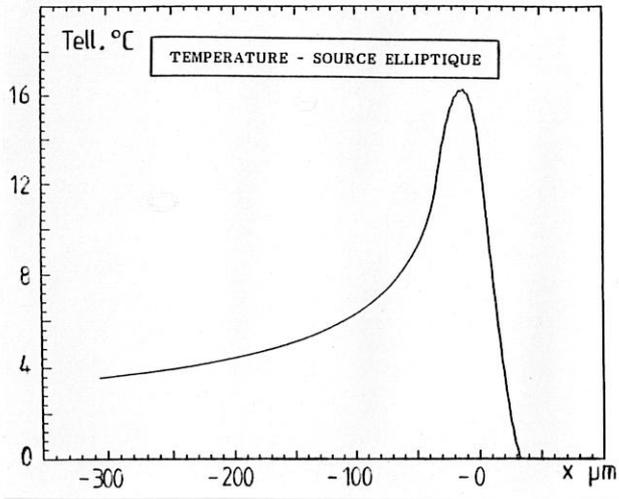


Figure 47a - Profil de température dans le sens du mouvement en  $y = 0$

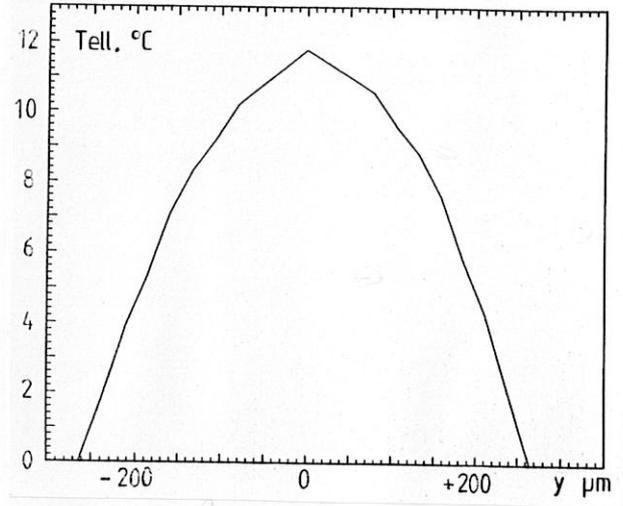


Figure 47b - Profil de température perpendiculairement au mouvement en  $x = -a$

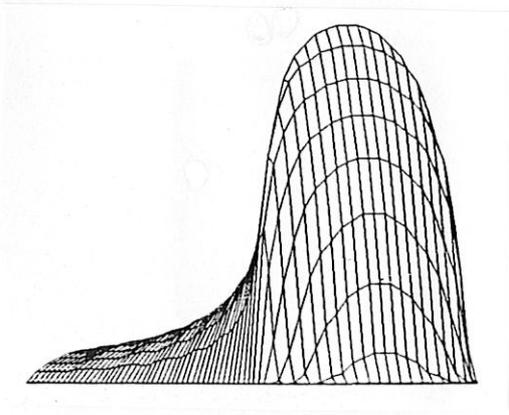


Figure 47c- Vue dans l'espace de la température surfacique ( $z = 0$ )

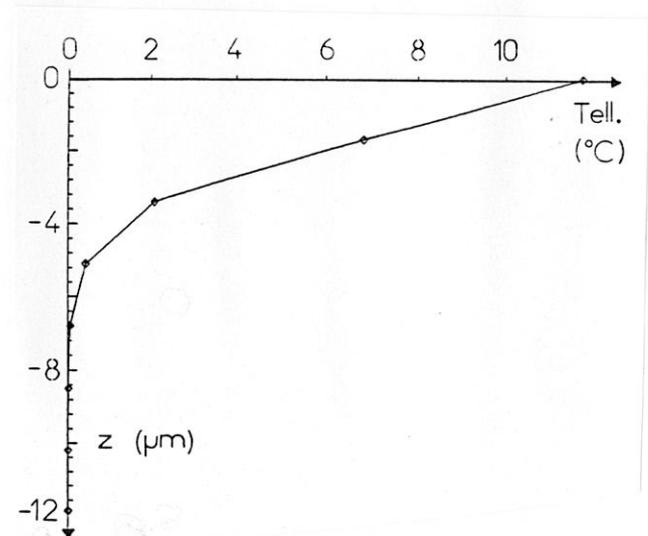


Figure 47d - Profil de température en profondeur  $x = -a$  et  $y = 0$

Figure 47 - Champ de température induit par une source elliptique

Les Figures 47a à 47d décrivent le champ de température d'éclair créé par la somme de sources rectangulaires élémentaires (soit une source elliptique). Les données de cet exemple 1 sont décrites dans le Tableau 6.

### 2.3 - DISCUSSION

- *Comparons les Figures 46a et 47a:*

Le profil de température dans le sens du mouvement (en  $y = 0$ ) a même allure pour une source rectangulaire uniforme (Figure 46a) et une source elliptique discrétisée (Figure 47a).

Toutefois, dans le cas de la source elliptique, le pic de température est plus élevé ( $16,26^\circ$  contre  $12,42^\circ$ ) et ce pic est plus proche du centre du contact :

$$x_{\Delta T_{\max}} = -0,35 a \quad \text{contre} \quad x_{\Delta T_{\max}} = -a.$$

- *Comparons les Figures 46b,46c et 47b,47c :*

Le profil de température dans un plan perpendiculaire à l'axe du mouvement n'est pas satisfaisant dans le cas d'une source rectangulaire uniforme.

Nous retiendrons donc le modèle elliptique pour tout calcul des contraintes thermiques.

- *Profil de température en profondeur (Figures 46d et 47d)*

Il apparaît que l'élévation de température et le gradient de température deviennent négligeables pour une très faible profondeur (de l'ordre de  $15 \mu\text{m}$ ).

Nous en tirons deux conclusions :

- d'une part, la déformation de la surface si l'on tient compte de la dilatation superficielle du massif, est négligeable par rapport aux rugosités naturelles ( $R_a < 0,1 \mu\text{m}$ ) ;
- d'autre part, le massif peut être modélisé comme une plaque mince pour le calcul des contraintes thermiques.

## 2.4 - COMPARAISON ENTRE LA TEMPERATURE D'ECLAIR POUR LA BILLE ET POUR LE CHEMIN DE ROULEMENT

Nous prenons le cas du contact bille/bague intérieure du roulement de butée d'un ensemble tournant générateur de gaz.

Le programme de calcul de roulement décrit précédemment, tenant compte du glissement, nous donne les résultats présentés dans le Tableau 6.

### Premier Point :

Dans le cas où le glissement est faible (2ème et 3ème exemples), les températures d'éclair pour la bille et le chemin de roulement sont très voisines, en effet les vitesses de sources sont presque identiques. Ceci justifie une répartition moitié-moitié de la puissance dissipée au contact, dans les deux massifs.

### Deuxième Point :

Dans le cas où le glissement est important (1er exemple), alors les températures d'éclair sont différentes pour la bille et pour la bague intérieure (les vitesses des sources de chaleur étant différentes). Afin d'obtenir une élévation de température identique, BLOCK conseille de prendre pour coefficient de partage :

$$\alpha = \frac{P_{BI}}{P_{bille}} = \sqrt{\frac{US_{bille}}{US_{BI}}}$$

avec :

$P_t$	=	$P_{bille}$	+	$P_{BI}$
puissance dissipée au contact bille/B.I.		puissance transmise à la bille		puissance transmise à la B.I.

		1er exemple		2ème exemple		3ème exemple	
Type de roulement		Type I		Type I		Type II	
Charge axiale	(daN)	10		100		10	
Nombre de billes		16		16		14	
Centrage de la cage		B.E.		B.E.		B.I.	
Vitesse de la cage	(tr/min)	8 279		23 716		24 738	
Pour chaque contact bille/B.I.							
Charge normale	(N)	10,01		95,18		10,94	
Pression max. de Hertz	(GPa)	0,53		1,13		0,55	
Petit axe de l'ellipse	( $\mu\text{m}$ )	34		72		35	
Grand axe de l'ellipse	( $\mu\text{m}$ )	264		558		272	
Vitesse de la bille	(tr/min)	63 070		175 100		179 200	
Vitesse de roulement	(m/s)	89,42		126,95		126,22	
Vitesse de glissement	(m/s)	96,36		22,64		23,95	
Vitesse de pivotement	(tr/min)	210 500		155 200		185 650	
Epaisseur du film d'huile	( $\mu\text{m}$ )	0,66		0,54		0,62	
Viscosité dynamique moy.	(PL)	0,8		156,9		0,95	
Contrainte limite moy.	(Pa)	$0,13 \cdot 10^6$		$0,3 \cdot 10^6$		$0,13 \cdot 10^6$	
Module de cisaillement moy.	(Pa)	$1,49 \cdot 10^6$		$4,17 \cdot 10^6$		$1,54 \cdot 10^6$	
		<b>B.I.</b>	<b>Bille</b>	<b>B.I.</b>	<b>Bille</b>	<b>B.I.</b>	<b>Bille</b>
Vitesse de la source	(m/s)	118,60	26,20	83,60	72,80	81,20	74,50
$\Delta T$ d'éclair (source elliptique)	( $^{\circ}\text{C}$ )	16,26	34,51	7,00	7,51	1,03	1,08

**Tableau 6 - Elévation de température pour un contact bille-B.I. dans un roulement**

Lubrifiant : MOBIL OIL JET II (MIL-L-23 699)

Dimension des roulements Types I et II : 35 x 65 x 15

Vitesse de rotation de l'arbre 60 000 tr/min

Température d'huile : 80 $^{\circ}\text{C}$

## 2.5 - COMPARAISON DE LA TEMPERATURE D'ECLAIR DE DEUX ROULEMENTS SIMILAIRES

Pour pallier au phénomène de glissement sur un cas précis, deux solutions sont proposées :

- **Problème :**

Usure prématurée du roulement Type I à 60 000 tr/min sous 10 daN de charge axiale (Tableau 6 - Exemple 1).

- **Solution 1 :**

Nous gardons le même roulement mais nous augmentons sa charge axiale pour atteindre 100 daN (Tableau 6 - Exemple 2). Ce qui a pour effet de réduire à 22,64 m/s la vitesse de glissement entre la bille et la B.I. (initialement de 96,36 m/s).

- **Solution 2 :**

Nous choisissons une technologie de roulement moins sensible au glissement, mais toujours de même dimension : roulement Type II (Tableau 6 - Exemple 3), c'est-à-dire 14 billes au lieu de 16 et une cage qui devient centrée sur la B.I. L'effet sur la vitesse de glissement entre la bille et la B.I. est comparable à celui de la première solution, c'est-à-dire que cette vitesse chute de 96,36 à 23,65 m/s.

- **Effet sur les températures :**

Si l'on cherche à réduire le flash température entre les billes et la bague, il faut choisir la solution 2. En effet, bien que la vitesse de glissement et celle de la source soient voisines, la charge normale au contact est très différente :

$$Q_i = 95,18 \text{ N pour la 1ère solution (Tableau 6 - Exemple 2)}$$

$$Q_i = 10,94 \text{ N pour la 2ème solution (Tableau 6 - Exemple 3)}$$

Alors l'effet sur l'élévation de température est important :  $\Delta T = 7^\circ\text{C}$  pour la première solution, et seulement  $1^\circ\text{C}$  pour la seconde.

## 2.6 - CONCLUSION SUR LES RESULTATS

Ces résultats nous indiquent que :

- La modélisation par une source rectangulaire est satisfaisante pour le calcul des températures dans un plan  $y = 0$ .  
Toutefois, ce modèle ne rend pas compte de la réalité dans les trois dimensions, en particulier dans le sens transversal au mouvement de la source. De plus, cette approche rend impossible le calcul des contraintes thermiques.
- La modélisation elliptique nous donne de très bons résultats numériques.
- Le phénomène de pivotement des billes a un effet négligeable devant celui dû au glissement.
- Pour des conditions de fonctionnement qui ont conduit à la détérioration des roulements expérimentalement, le calcul des températures d'éclair ne fait pas apparaître de pics importants, susceptibles de détériorer les massifs ( $\Delta T_{\max} < 30^\circ\text{C}$ ).
- De même, les détériorations dues à la dilatation thermique des massifs, qui pourraient créer surpressions et surcontraintes dans la zone de contact, sont improbables vu la faible profondeur de pénétration de la température ( $15 \mu\text{m}$ ).
- Dans le cas où la vitesse de glissement est peu importante devant celle de roulement, il y a peu de différence entre la température d'éclair de la bille et celle du chemin de roulement. Ce qui justifie à posteriori une répartition de la chaleur 50 % dans chaque massif.
- Par contre, dans le cas où la vitesse de glissement est du même ordre de grandeur que celle de roulement, cette différence de température devient importante. La chaleur dissipée vers le massif bague intérieure est alors supérieure à celle dirigée vers le massif bille. Il faut utiliser un coefficient de partage de la forme :

$$\alpha = \frac{q_1}{q_2} = \sqrt{\frac{u_2}{u_1}}$$

## CONCLUSION

Nous nous sommes intéressés au contact élastohydrodynamique entre une bille et le chemin de roulement de la bague intérieure. Notre démarche a été guidée, d'abord par l'observation de roulement moteur sujet au glissement, puis par les résultats de nos propres essais effectués en parallèle. Nous avons cherché à expliquer les défauts de surface qui apparaissent dans ces contacts lorsqu'ils sont soumis à un fort glissement. Dans le cas d'un film de lubrifiant complet et idéal :

- La faible pression de Hertz qui accompagne le phénomène de glissement, produit une contrainte maximum de cisaillement faible et éloigné de la surface ( $z > 30 \mu\text{m}$ ).
- La vitesse d'entraînement génère une épaisseur de lubrifiant plusieurs fois supérieure à la hauteur des aspérités :  $\left( \frac{U_1 + U_2}{2} \approx 100 \text{ m/s} ; h_0 \approx 0,6 \mu\text{m} \text{ et } R_a < 0,1 \mu\text{m} \right)$
- La vitesse de glissement est importante, mais la viscosité du lubrifiant est faible d'où un coefficient de frottement inférieur à 0,001

A partir :

- 1) des caractéristiques géométriques et cinématiques d'un contact hertzien lubrifié
- 2) d'une loi de comportement rhéologique du lubrifiant,
- 3) des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant,
- 4) d'une modélisation simple pour le calcul du champ de contraintes tangentielles de cisaillement,
- 5) d'une modélisation simple de la source thermique due au glissement des surfaces au contact ;

Nous obtenons un champ de température tridimensionnel dans le massif, que nous avons validé par la théorie de BLOCK. Il apparaît alors que :

- d'une part, la température d'éclair ou élévation de température est maximum en surface et à la sortie du contact, mais elle n'est pas assez importante pour provoquer la détérioration des surfaces de contact, bille ou chemin de roulement de la bague intérieure ;
- d'autre part, la déformation des surfaces de contact due à la dilatation thermique est négligeable. Elle ne peut donc pas être à l'origine des détériorations constatées dans certains roulements sujets au glissement ;
- enfin, les faibles valeurs des températures calculées, tenant compte de l'effet du glissement et du lubrifiant, ne peuvent pas être à l'origine de surcontraintes thermiques.

Il convient donc d'expliquer la détérioration des gorges de bagues intérieures de roulements à billes, soumis à un fort glissement, différemment.



**CHAPITRE 3**

**EFFET DU PASSAGE**

**D'UNE PARTICULE**

**DANS UN CONTACT LUBRIFIE**



## INTRODUCTION

Le chapitre précédent nous a montré que dans le cas d'un film de lubrifiant complet et idéal, le glissement important au niveau du contact bille/B.I. n'engendre pas d'élévation de température de surface suffisante pour expliquer les détériorations observées.

Dans ce chapitre nous décrivons l'effet du passage d'une particule solide dans un contact lubrifié, qui serait à même d'expliquer les détériorations constatées. Les particules en suspension dans le lubrifiant sont souvent plus épaisses que le film E.H.D.

Nous rapellons tout d'abord des généralités sur les sources et les mécanismes de génération de la pollution, puis nous résumons et discutons quelques travaux importants (paragraphe 1).

Ensuite, dans une première approche, nous modélisons la particule comme une aspérité élastique solidaire d'un massif. Nous travaillons en deux dimensions et nous répartissons la charge totale dans le contact, entre le lubrifiant et la particule solide (paragraphe 2). Nous montrons alors que cette approche est limitée aux particules de faible épaisseur et de grande largeur.

Finalement, nous optons pour une modélisation tridimensionnelle, dans laquelle la particule se déforme plastiquement (paragraphe 3). L'analyse est plus séduisante, et nous retrouvons une forme de particules déformées que nous avons observée expérimentalement (voir Chapitre 4).

## 1 POSITION DU PROBLEME

La valeur de la séparation dans un contact EHD est comprise entre 0,1 et 1  $\mu\text{m}$  (roulement, engrenage). Un fût d'huile neuve peut contenir plus de 200 000 particules  $> 5 \mu\text{m}$  par 100 ml (Cf. Figure 48). Les motoristes emploient habituellement des filtres de dimension 30  $\mu\text{m}$  absolu. Il existe donc, dans un circuit de lubrification, un nombre important de particules de taille supérieure à 1  $\mu\text{m}$ .

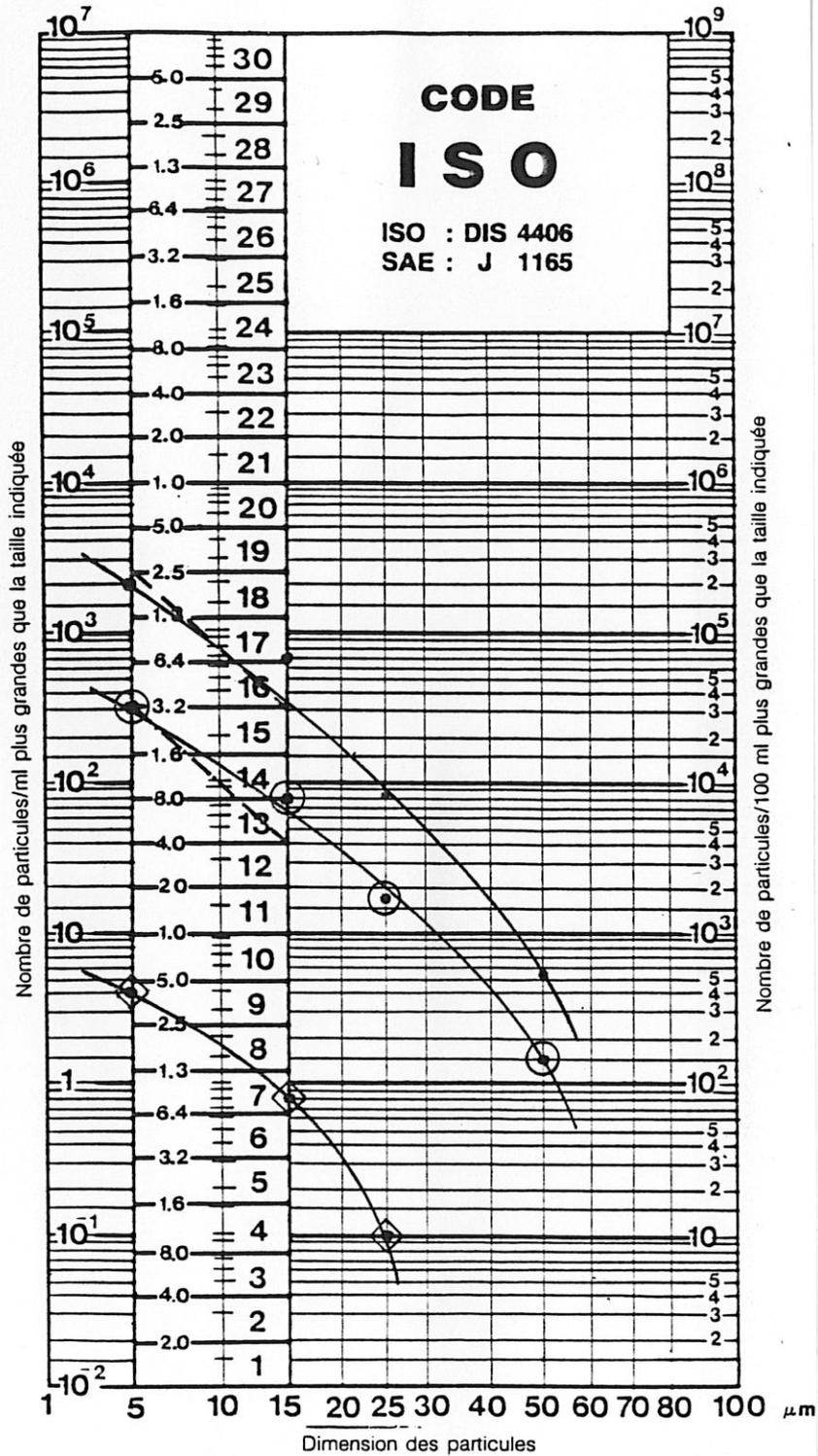
### Fréquence de passage - Cas du roulement

- Soit un contact EHD bille/B.I. de largeur 500  $\mu\text{m}$   
et d'épaisseur 0,6  $\mu\text{m}$   
soumis à une vitesse d'entraînement de 100 m/s

Le débit de lubrifiant circulant dans ce contact est donc :

$$Q = 500 \cdot 10^{-6} \cdot 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 100 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$$

- Soit un lubrifiant contaminé à hauteur de 200 000 particules  $> 5 \mu\text{m}$  par 100 ml.
- Alors 60 particules  $> 5 \mu\text{m}$  sont susceptibles de traverser le contact en une seconde.



- MOBIL OIL JET II
- fût 200 l
- ⊙— bidon 1 l
- ETHANOL
- ◇— filtre 0,45 μm

Figure 48 - Représentation graphique de différents niveaux de pollution

## 1.1 - SOURCES DE POLLUTION

Nous traitons le cas des particules dures. Les principaux types de polluants présents dans un lubrifiant aéronautique sont résumés ci-dessous :

TYPE	SOURCE	GENERATION
1. Particules métalliques	<ul style="list-style-type: none"><li>• Usinage, construction, montage</li><li>• Usure des surfaces, avaries</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Très importante pour les pièces neuves</li><li>• Importante en période de rodage</li></ul>
2. Minéral (ex. Silicium)	<ul style="list-style-type: none"><li>• Interne : sable de fonderie</li><li>• Externe : ingestion en fonctionnement ou durant la maintenance</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Faible et limitée aux pièces neuves</li><li>• Faible à très importante, fonction de l'environnement et du type de moteur (*)</li></ul>
3. Oxydes et Sulfures métalliques	<ul style="list-style-type: none"><li>• Corrosion de surface, des particules en suspension</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Tout au long de la vie du mécanisme fonction de la température et des réactifs chimiques présents dans le lubrifiant</li></ul>

**Tableau 7 - Sources de pollution**

(\*) L'introduction de particules dans le circuit de lubrification des moteurs est favorisée lorsque l'étanchéité est assurée par des labyrinthes pressurisés. En effet, l'efficacité d'un séparateur de particules (IPS) ou d'un filtre anti-sable est limitée aux grosses particules, en cas d'ingestion de corps étrangers par la veine d'air.

## 1.2 - MECANISMES DE GENERATION DE LA POLLUTION

Trois mécanismes d'endommagement, liés aux particules en suspension, ont été établis [48, 49] :

### **L'abrasion**

C'est une usure produite dès le premier passage d'une particule dure dans un contact. Le taux d'usure varie proportionnellement au nombre de particules en contact avec les surfaces, et avec la dureté de celles-ci. Les particules émises ont la forme de spirales, de boucles et de fils pliés [50, 51]. La présence d'un grand nombre de particules de ce type indique un processus d'usure sévère, notamment hors de la période de rodage.

## **La fatigue superficielle**

Les petites particules provoquent surpressions et surcontraintes dans le contact. Elles engendrent des défauts du type micro-écailles. Les plus grosses déforment plastiquement les surfaces (indentation) et les plus dures rayent les massifs. Ces dommages favorisent les avaries de surface.

## **L'adhésion**

Le labourage des surfaces, décrit aussi comme mécanisme de fatigue superficielle, provoque des interactions métal-métal lors des passages suivants. On appelle adhésion ce mécanisme d'usure.

Notons qu'il existe un quatrième mécanisme d'endommagement : **L'érosion**. L'impact des particules provoque une usure proportionnelle à leur énergie cinétique.

NEEDELMAN [52] groupe les paramètres régissant l'usure selon quatre critères :

1 - La dureté -

L'usure augmente avec le rapport des duretés des particules et des surfaces. Elle devient négligeable lorsque ce rapport est plus petit que 1.

2 - Le nombre -

L'usure augmente avec la concentration de particules. Il existe une concentration limite, lorsque celles-ci investissent entièrement le contact.

3 - La taille -

Si une particule, plus épaisse que le film de lubrifiant, entre dans le contact, alors il se produit une usure qui augmente avec le rapport taille de la particule sur l'épaisseur de lubrifiant.

4 - La forme -

Les particules anguleuses provoquent plus de dommage que les particules sphériques. L'usure est plus sévère lors du premier passage.

### 1.3 - CAS DU CONTACT EHD SOUMIS A UN FORT GLISSEMENT

- 1 - Si une particule réussit à passer dans le contact
- 2 - Si son épaisseur est supérieure à celle du film lubrifiant
- 3 - Et si sa dureté est au moins égale à celle des surfaces

Alors le couple pression-vitesse de glissement doit produire, dans certaines conditions, un endommagement des surfaces instantané et irréversible.

Remarquons que l'effet d'une **aspérité** sur un des massifs peut être comparé à celui d'une particule de même dimension et de même dureté que le massif.

### 1.4 - LITTERATURE

#### 1.4.1 - Etude de cas

De nombreux auteurs ont étudiés expérimentalement l'effet de la pollution sur les dégradations de surface de roulement. La conclusion commune à toutes ces études, est qu'une filtration fine contribue à l'augmentation de durée de vie des mécanismes lubrifiés (roulements et engrenages). Il nous a paru intéressant de résumer ci-dessous quelques travaux importants.

#### CAS 1 -

- Mode d'usure : **Contact avec glissement - Usure sévère par abrasion**
- Référence : [53]
- Objectifs : Corréler l'enlèvement de matière au niveau des flancs de rouleaux de roulements coniques, avec la concentration, la taille et la dureté du polluant présent dans le lubrifiant.
- **Données et conditions d'essai**
  - Roulements : Série M 88 000 (Type automobile)
  - Charge axiale : 8 000 N
  - Charge radiale : 0 N
  - Vitesse : 2 700 tr/min
  - Polluants : 1. Poussière de diamant
  - 2. Particules de rectification de roulement
  - 3. Carbure
  - 4. Différentes tailles de particules d'AC Fine Test Dust

Lubrifiant : Différents lubrifiants avec (SAE 80 à SAE 140) et sans additifs extrêmes pressions (SAE 5 W à SAE 50).

• **Résultats**

1. L'usure augmente linéairement avec la concentration du polluant (Figure 49).
2. L'usure augmente avec la dureté du polluant.
3. La taille des particules ne modifie pas de façon significative le taux d'usure.
4. L'usure augmente lorsque le film de lubrifiant décroît (diminution de la viscosité).
5. L'utilisation d'additifs extrêmes pressions donne de forts taux d'usure.

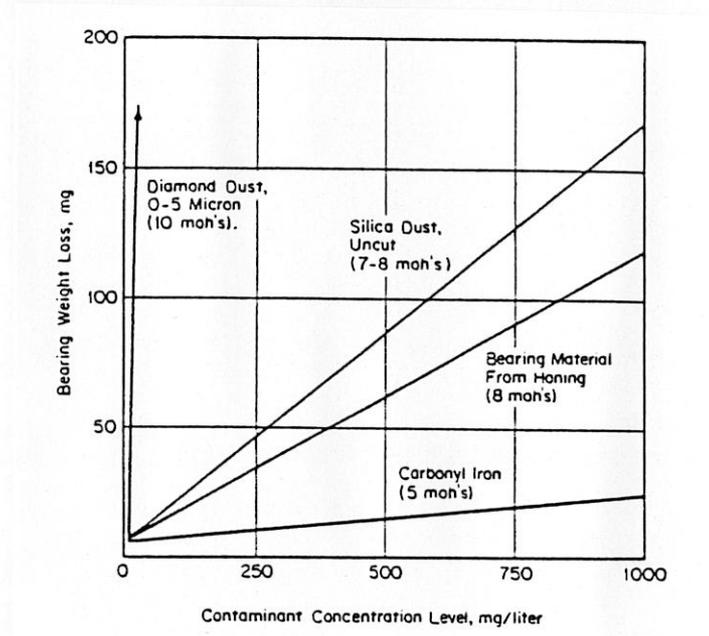


Figure 49 - Usure des flancs de rouleaux de roulement conique [53]

• **Commentaires**

1. L'abrasion est le mécanisme d'usure dominant dans les contacts glissants. Le taux d'usure augmente avec le nombre et la dureté des particules
2. La plupart des particules ont une taille supérieure au micron. L'épaisseur du film de lubrifiant dans les contacts glissants est inférieure à 0,6 micron. Les particules sont laminées dans les contacts roulants avant d'entrer dans les contacts glissants au niveau des flancs de rouleau. La taille initiale des particules n'a donc pas une influence significative. Les particules laminées, d'épaisseur de l'ordre du micron, peuvent rompre localement le mince film de lubrifiant. Le taux d'usure est important.
3. L'association -additifs extrêmes pressions- et -abrasion- a pour effet d'accroître l'usure.

## CAS 2 -

- Mode d'usure : **Contact roulant - Fatigue superficielle**
- Référence : [54, 55 et 56]
- Objectifs : Inclure les effets de la pollution du lubrifiant dans le modèle de calcul de durée de vie des roulements.
- Modèles
  1. Il existe initialement un nombre constant d'indents sur les pistes de roulement, qui n'évolue pas en cours d'essai. On suppose que le polluant n'affecte pas la durée de vie.
  2. Pas de défaut initial, mais il existe une population de particules solides qui reste constante en cours d'essai. Elle produit des défauts de surface microscopiques tout au long de l'essai. Le circuit de lubrification ainsi reproduit, correspond à celui où l'utilisation d'un filtre produit un niveau de pollution constant (Figure 50a).
  3. Initialement ni pollution, ni défaut de surface. Le niveau de pollution croît en cours d'essai, ce qui produit constamment des défauts de surface microscopiques (2 à 10  $\mu\text{m}$ ). Ce modèle reproduit un circuit de lubrification, où le filtre ne contrôle pas la taille de particules étudiée, ou sans filtre (Figure 50b).

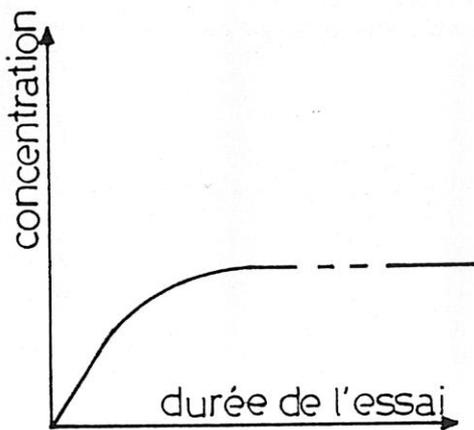


Figure 50a - Stabilisation du niveau de pollution lorsqu'un filtre contrôle la taille des particules

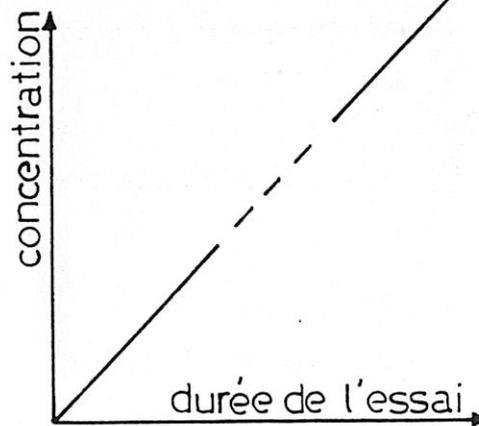


Figure 50b - Evolution du niveau de pollution en l'absence de filtre

- **Résultats**

Les données expérimentales sont comparées aux prédictions de durée de vie des trois modèles.

1er modèle - Pas de corrélation

2ème modèle - Bonne corrélation avec la durée de vie  $L_{10}$  d'un roulement, avec par exemple un circuit de lubrifiant fermé et filtré.

3ème modèle - Bonne corrélation avec la durée de vie  $L_{10}$  d'un roulement, dans le cas d'une lubrification à la graisse (graisse retenue par des flasques dans le roulement).

Il est démontré que, le modèle classique de calcul de durée de vie [6], est inadapté au cas du roulement à billes à gorges profondes dans des conditions d'extrême propreté du lubrifiant. Les temps d'essai sont 40 fois supérieurs à la durée de vie théorique  $L_{10}$ , sans aucune défaillance de roulement. Les essais sont interrompus pour des raisons de temps.

### CAS 3 -

- Mode d'usure : **Contact roulant très chargé - Fatigue superficielle et Usure sévère par abrasion**
- Référence : [57]
- Objectifs : Etudier l'endommagement et les défaillances de roulements à billes, en fonction du taux de pollution et du niveau de filtration.
- **Données et conditions d'essai**
  - Roulements à billes : CVD 52 100 AISI (100 C6)
    - 65 mm de diamètre intérieur
    - billes de 7,94 mm
  - Lubrifiant : MIL-L-23 699
  - Polluants : 88 % Carbon graphique Test Dust
    - 11 % AC Coarse Test Dust
    - 1 % Particules métalliques < 44  $\mu\text{m}$

Lots de 8 roulements

Vitesse : 15 000 tr/min

Température d'huile : 74 °C

Pression maxi de Hertz : 2,41 GPa (contact bille/B.I.)

Epaisseur du film de lubrifiant : 0,373  $\mu\text{m}$

Rapport de l'épaisseur de lubrifiant sur la rugosité : 3,3

Le polluant est injecté en amont du filtre d'essai à raison de 170 mg toutes les 10 minutes. Les différents niveaux de filtration sont donnés Tableau 8.

Numéro d'essai	Dimension absolue du filtre ( $\mu\text{m}$ )	Usure par heure et par roulement	
		en masse (mg)	relative
1	49 (sans ajout de polluant)	3,1	1,0
2	3	5,9	1,9
3	30	10,0	3,2
4	49	13,0	4,2
5	105	276,0	89,0

**Tableau 8 - Tableau récapitulatif des essais, d'après la Réf. [57]**

• **Résultats**

1. La masse de l'usure diminue avec une filtration fine ou un faible taux de pollution (voir Tableau 8).
2. Le nombre d'avaries de fatigue de surface diminue avec une filtration fine ou un faible taux de pollution.
3. Le rodage des pistes de roulement s'améliore avec une filtration fine.
4. La filtration fine réduit l'endommagement et la perte de matière des surfaces.
5. La filtration à 105  $\mu\text{m}$  montre une usure très importante.
6. Une filtration à 49  $\mu\text{m}$  engendre micro-écaillage et écaillage des pistes de roulement.

- **Commentaires**

- 1 Cette étude met en évidence deux mécanismes d'endommagement des chemins de roulement, produits par les particules. Dans le cas d'une pollution importante, le mécanisme dominant est l'usure abrasive. Ce type d'usure conduit alors rapidement à la destruction du roulement. Par contre, si le niveau de pollution diminue, alors l'usure abrasive disparaît et l'on voit apparaître des avaries par écaillage. Les écailles proviennent des défauts de surface (indents) créés par les particules dans les contacts roulants.
- 2 L'utilisation d'acier à roulement de meilleure qualité, tend à diminuer le nombre d'inclusions sous la surface. Les avaries de contact sont alors principalement issues des défauts en surface. La durée de vie dépend donc directement du taux de pollution et du niveau de filtration.

#### **1.4.2 - Bilan**

Bien que les bases de calcul de la durée de vie soient connues depuis longtemps, les analyses approfondies des détériorations des roulements intervenues lors du fonctionnement [53 à 59], montrent que l'on a pas suffisamment tenu compte des influences de la pollution et de la filtration. Il importe donc d'éclaircir l'influence des particules sur la durée de vie des mécanismes lubrifiés, non seulement pour les charges élevées comme c'était le cas habituellement, mais également pour de faibles charges.

Pour des **particules de petites dimensions**, on peut se ramener à la modélisation d'une aspérité sur l'une des surfaces dans le contact EHD. Ce type d'approche a fait l'objet de nombreuses études [60 à 67]. L'aspérité est rigide [60] ou élastique [60 à 63, 66, 67], avec des caractéristiques mécaniques identiques à celles des massifs. La détermination du champ de pression perturbé et de la géométrie déformée passe par la résolution de l'équation de Reynolds [60, 61, 63]. Le couplage des effets élastique et hydrodynamique limite la résolution au cas bidimensionnel. La superposition des contraintes de Hertz conduit à une perturbation des champs de pression et de contrainte [62]. En introduisant un coefficient de frottement de Coulomb, Mc COOL [66, 67] détermine le flash température induit par l'aspérité.

De manière générale on arrive ainsi à montrer qu'il existe des surcontraintes plus proches de la peau du massif.

Pour des **particules de plus grandes dimensions**, l'hypothèse d'une déformation élastique de la particule ne peut plus être retenue. Les travaux de SAYLES et IOANNIDES[68] sont à ce titre intéressants : il est possible de corréler la forme des indents de surface observés par WEBSTER [65, 69] et la dureté des particules.

La composition des effets normaux et tangentiels à l'entrée du contact permet de laminer la particule (écoulement plastique de la matière). Celle-ci provoque alors une déformation des surfaces de la forme :

$$y_{\max} = \frac{2 PR (1 - \nu^2)}{E} \quad (\text{ROARK [70]})$$

- avec
- R le rayon de l'aire de contact
  - P la pression uniforme égale à la dureté de la particule
  - E le module d'élasticité
- et
- $\nu$  le coefficient de Poisson

Ce type d'analyse est en cours de développement.

Elle doit permettre de montrer que :

1. Il est possible de prendre en compte le passage d'une particule de taille importante.
2. Une particule provoque des dommages même dans des contacts peu chargés.
3. Réduire la taille et le nombre de particules en agissant sur la filtration n'est pas la seule solution. Il faut tenir compte de la dureté et de la ductibilité de celles-ci.

## 2 MODELISATION BIDIMENSIONNELLE D'UNE PARTICULE ELASTIQUE

Nous décrivons les effets du passage d'une particule élastique dans un contact E.H.D.. La modélisation s'appuie sur les déformations élastiques de la particule et des massifs. La répartition de la charge entre la particule et le lubrifiant est déterminée en fonction de l'épaisseur minimum de lubrifiant autour de la particule.

### 2.1 - HYPOTHESES

- La particule est fixée à l'un des massifs.
- Les caractéristiques mécaniques de la particule sont identiques à celles du massif sur lequel elle est fixée.
- Il ne se forme pas de micro-contact E.H.D. entre la particule et le massif opposé.
- Les massifs sont semi-infinis. Dans la mesure où les deux corps sont élastiques, il faut :
  - \* que les pentes des surfaces soient faibles ;
  - \* que l'aire de contact soit petite devant les autres dimensions des corps. Il faut notamment que les corps se déforment comme des massifs et non pas comme une poutre ou une plaque.
- Ne sera pris en compte que le contact normal. Le contact tangentiel ne sera pas étudié, pour des raisons de temps et de simplification.
- La charge globale supportée par le contact bille/bague est la somme de la charge supportée par le lubrifiant et de celle supportée par la particule.
- La charge supportée par le lubrifiant est issue de la théorie E.H.D.
- La théorie du contact sec nous donne la charge sur la particule.

### 2.2 - DESCRIPTION DE LA METHODE

Le code de calcul utilise essentiellement un module de contact normal. Ce module de contact normal reprend les grandes lignes de l'algorithme de J.J. KALKER publié en 1982 [71, 72], il est dû aux travaux de A. CARNEIRO (1987) [73] et présenté en **Annexe 7**.

Les données du problème sont :

- les données relatives à la géométrie initiale. Il s'agit de la distance entre les deux massifs en chaque point de la discrétisation ;
- les caractéristiques mécaniques des matériaux ;
- la charge normale appliquée sur les deux corps.

Les sorties du programme sont :

- la géométrie finale du contact global ;
- le champ de pression final ;
- l'aire et la pression moyenne du contact sec particule/massif.

L'algorithme de résolution est articulé autour de 4 phases :

- une phase d'initialisation
- une phase de calcul de la charge E.H.D.  
Il s'agit de calculer la charge supportée par le lubrifiant connaissant l'épaisseur minimum entre les deux massifs dans la partie lubrifiée .
- une phase de définition de la géométrie déformée sous l'effet du lubrifiant et de la charge résiduelle appliquée sur la particule ;
- un test de convergence sur la forme finale du profil de géométrie déformée.

### **2.3 - RESOLUTION DU PROBLEME**

Cet algorithme s'articule autour d'un processus itératif qui tend à affiner la répartition de charge contact sec/contact lubrifié. Ainsi, le programme est terminé lorsque l'aire de contact reste constante, et que le profil déformé final est identique au profil précédent.

Le processus converge après 5 ou 6 itérations sur la répartition de charge. Cet algorithme permet d'accéder aux résultats suivants :

- géométrie déformée du contact global ;
- champ de pression total ;
- aire de contact sec et pression moyenne dues à l'interaction particule/massif opposé.

L'organigramme de résolution est présenté dans le Tableau 9.

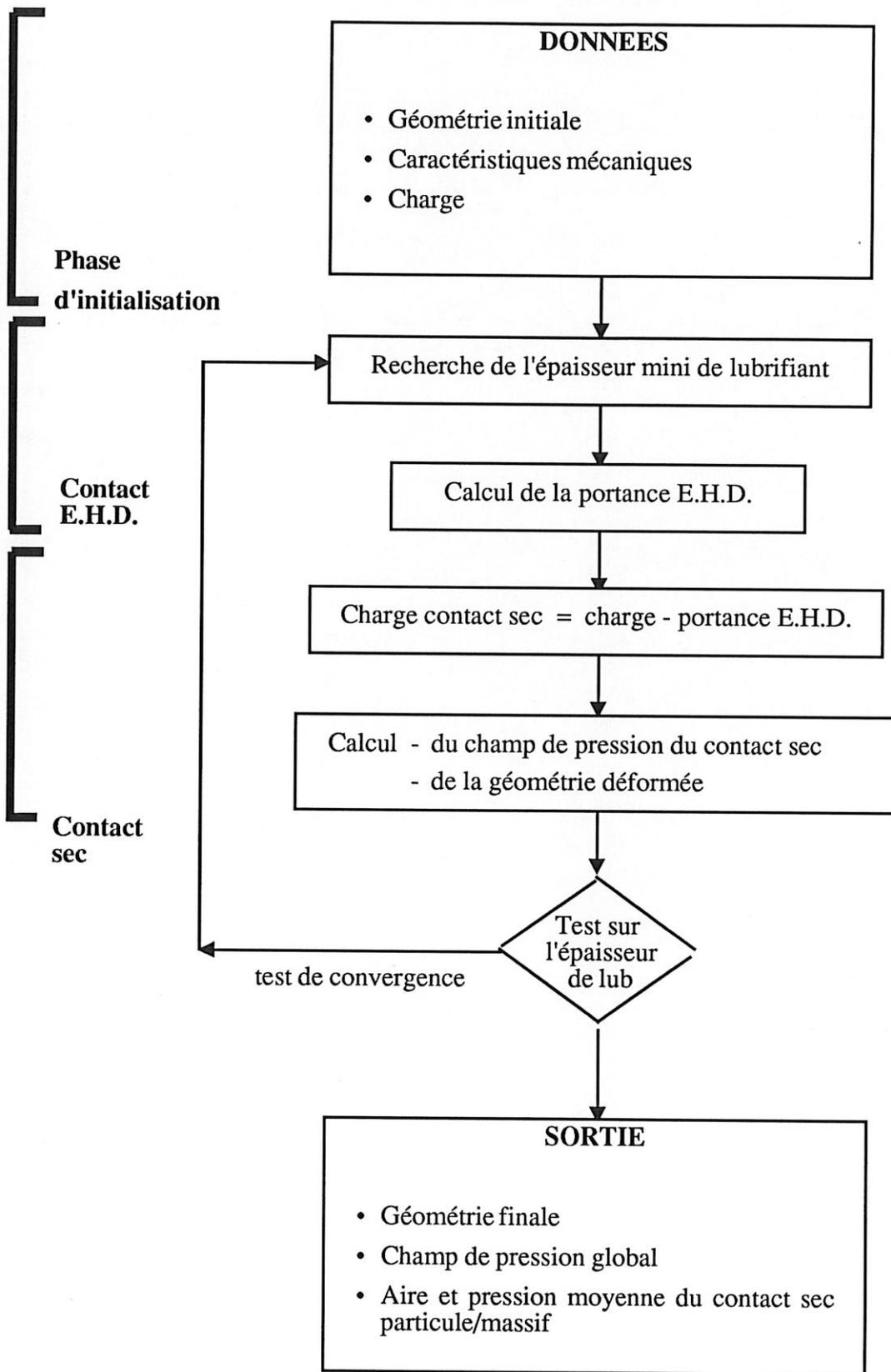


Tableau 9-

## 2.4 - RESULTATS

### 2.4.1 - Données

Nous reprenons les données d'un contact bille/chemin de roulement de la bague intérieure, relatives à l'exemple n° 1 décrit Chapitre 2 (Cf. Tableau 6 p. 104).

Puis nous superposons à la géométrie initiale le profil d'une particule, supposée fixée sur l'un des massifs au centre du contact. La Figure 51 décrit la géométrie initiale dans le cas d'une particule plate, épaisse d'un micron et longue de 10  $\mu\text{m}$ .

Nous étudions dans ce qui suit l'influence de ces particules sur :

- la géométrie déformée ;
- le champ de pression global ;
- la température d'éclair sous la particule.

### 2.4.2 - Résultats

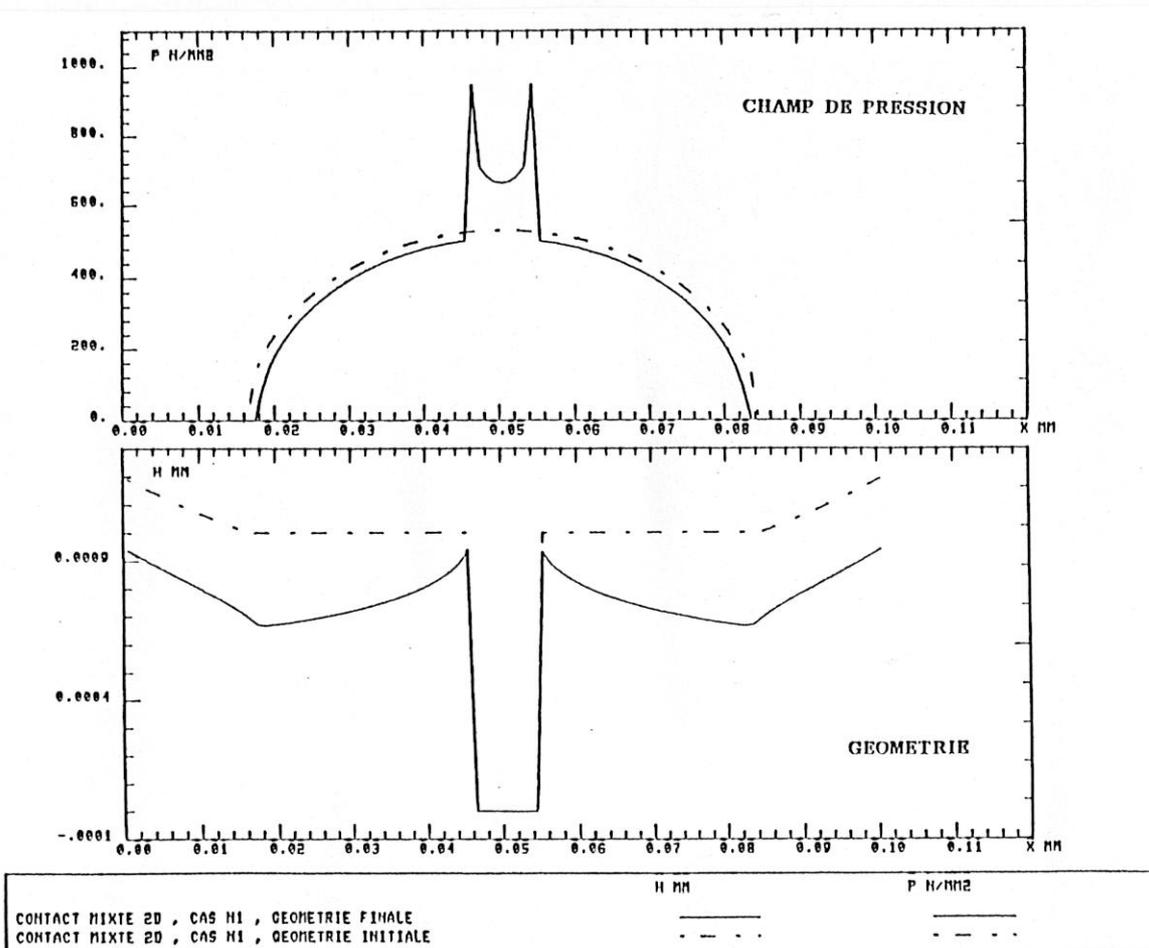


Figure 51 - Modèle élastique 2D  
Allure du champ de pression et de la géométrie déformée

## Géométrie déformée

La Figure 51 représente le profil déformé au contact. L'échelle des ordonnées est très dilatée. Notons que si la particule est faiblement écrasée (de l'ordre de 5 % de son épaisseur), l'enfoncement du massif est lui important (30 % de l'épaisseur de cette particule).

## Champ de pression

La Figure 51 montre l'évolution du champ de pression. Initialement, la pression dans le contact lubrifié est supposée hertzienne. Le passage d'une particule diminue la charge supportée par le lubrifiant, et engendre des surpressions sous la particule. La forme des oreilles de pression aux bords de la particule rappelle celles d'un contact élastique poinçon-plan. Il est évident que ces pics de pression peuvent devenir très importants, en particulier si la particule est épaisse ou étroite. Nous avons représenté Figure 52, la valeur maximum de cette pression, en fonction de l'épaisseur et de la longueur de la particule.

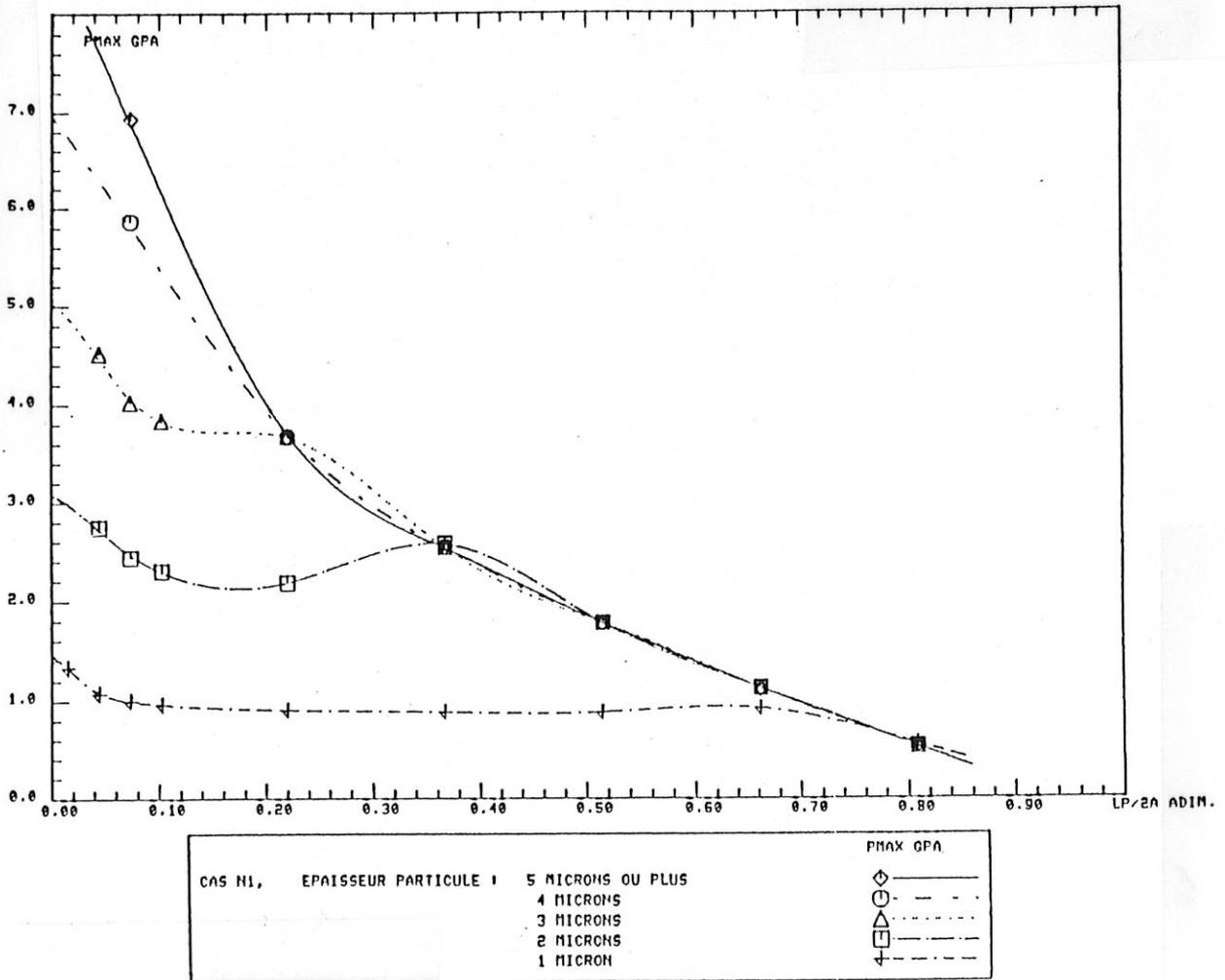


Figure 52 - Modèle élastique 2D  
Pression maximum en fonction des dimensions de la particule

L'hypothèse d'un contact élastique suppose que la pression maximum est inférieure ou égale à la contrainte limite élastique. Nous définissons ainsi un domaine de validité de ce modèle, en fonction de la limite d'élasticité de la particule (Figure 53).

Il apparaît que l'application de ce modèle est restreint au cas de particules peu épaisses, y compris pour les plus dures. En effet, prenons l'exemple d'une particule épaisse de  $4 \mu\text{m}$  et dont la largeur (LP) correspond à 10% de la largeur totale du contact (2A). La figure 53 montre que la pression maximum atteinte est supérieure à 4 GPa. L'hypothèse d'une déformation élastique n'est alors plus valable.

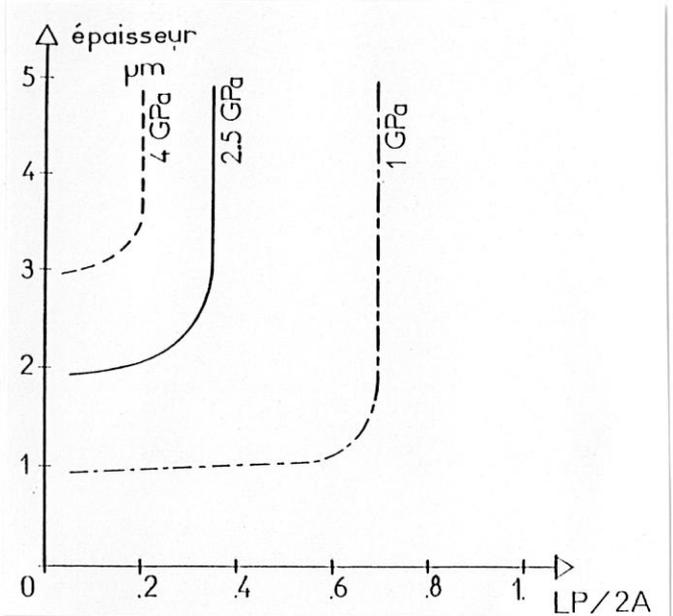


Figure 53 - Modèle élastique 2D  
Domaine de validité en fonction  
de la limite d'élasticité

### Charge sur la particule

La répartition de la charge entre la particule et le lubrifiant est décrite par la Figure 54. L'épaisseur de la séparation étant initialement égale à  $0,66 \mu\text{m}$ , les particules d'épaisseur nettement supérieure ( $\geq 5 \mu\text{m}$ ) supportent 100 % de la charge normale totale.

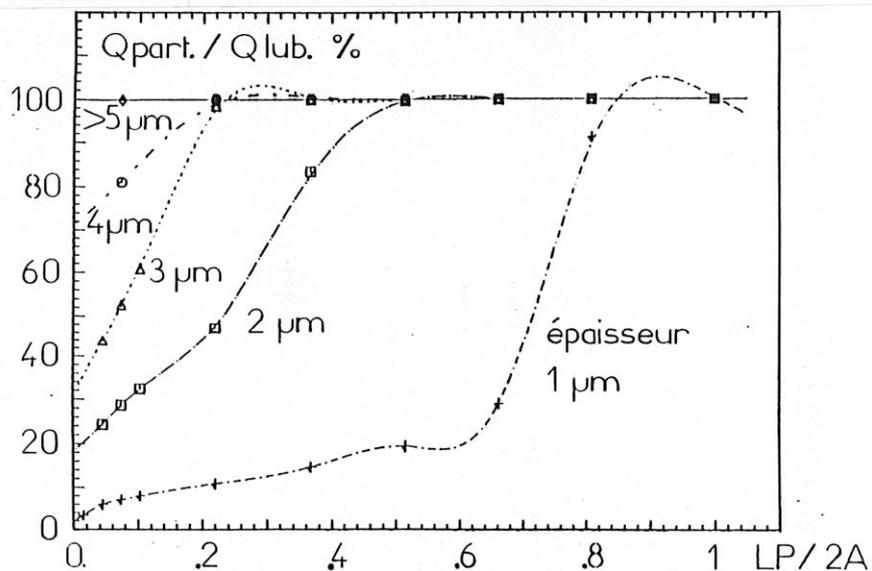


Figure 54 - Modèle élastique 2D  
Répartition de la charge entre la particule et le lubrifiant

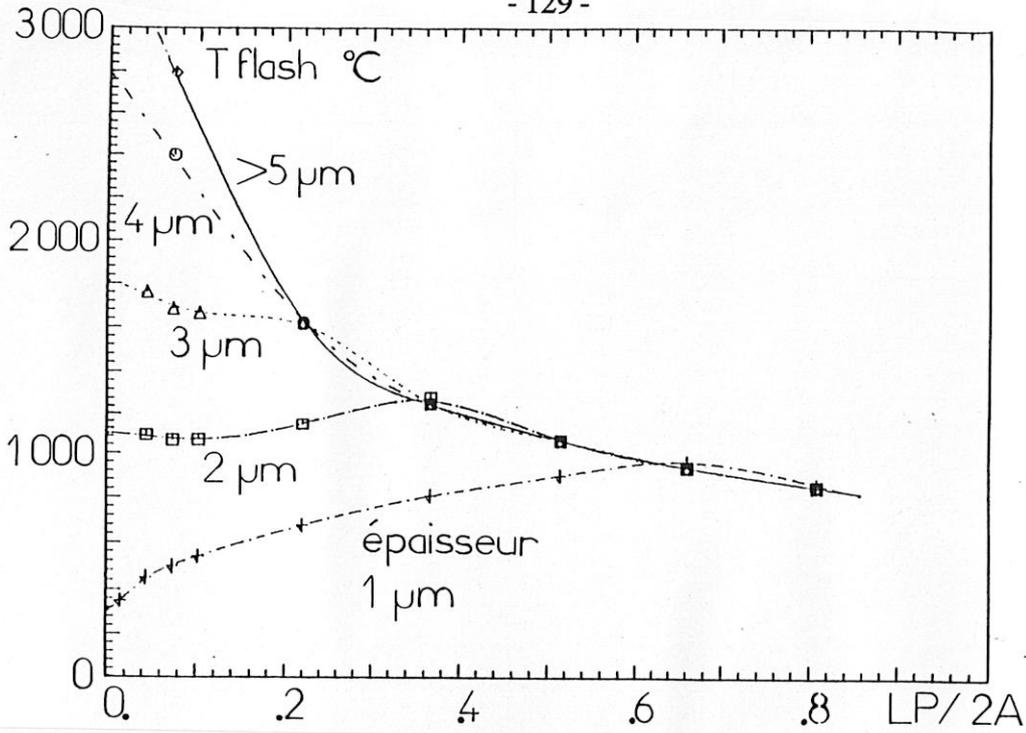


Figure 55 - Modèle élastique 2D

Flash température en fonction des dimensions de la particule

### Flash température

En moyennant la pression sous la particule, nous calculons l'élévation de température. La vitesse de la source est égale à la vitesse de glissement ( $U_1 - U_2$ ), le coefficient de frottement est pris égal à 0,1. La Figure 55 donne la température d'éclair pour des particules épaisses de 1 à 5  $\mu\text{m}$ . Notons que la température n'augmente plus au passage de particule d'épaisseur supérieure à 5  $\mu\text{m}$  (soit 7,5 fois le film lubrifiant).

Il est désormais possible de déterminer les dimensions maximums admissibles de la particule, en fonction de la température (Figure 56). Deux limites sont présentées :

$$\Delta T \leq 500^\circ\text{C} \text{ et } \Delta T \leq 1000^\circ\text{C}$$

(à comparer aux limites de validité du modèle Figure 53).

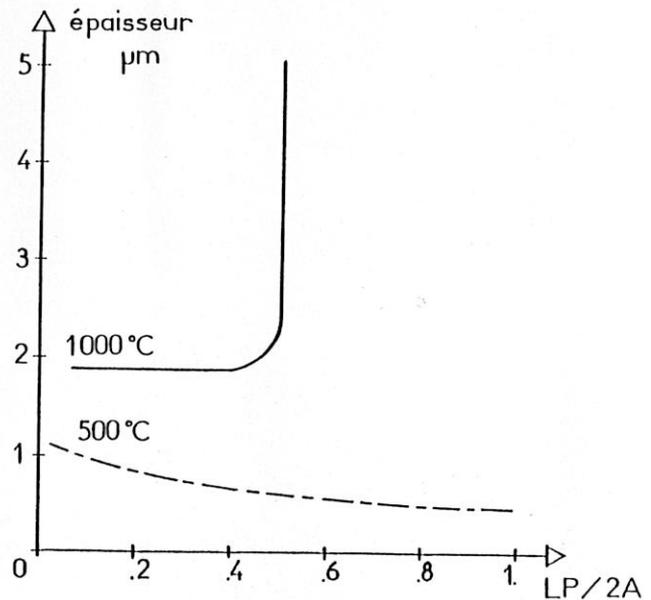


Figure 56 - Modèle élastique 2D

Dimension maximum admissible de la particule en fonction de la température limite

## 2.5 - CONCLUSION

Pour des faibles rapports épaisseur particule / épaisseur lubrifiant, compris entre 1 et 3, la charge est répartie sur le lubrifiant et la particule. Dès que l'épaisseur de la particule est plus importante, le contact se réduit à un contact sec particule/massif.

Nous retrouvons la forme classique du champ de pression d'un contact poinçon/plan. La pression maximum est rapidement supérieure à la limite élastique du matériau. Il se produit une plastification des bords de la particule.

Pour des petites dimensions, l'effet de flash température peut dépasser 1 000°C (Figure 55). Cette température est très localisée à la surface. En effet, pour de telles vitesses de glissement, la température, pour une profondeur de l'ordre du dixième de la largeur de la surface (égale à la longueur de la particule), est divisée par 100.

Nous concluons par les points suivants :

1. La contrainte limite élastique restreint ce modèle aux particules de très petite hauteur (Figure 53).
2. Même dans ce cas, le couplage des effets thermiques et élastiques, en particulier à de très faibles profondeurs (de l'ordre de quelques microns), peut tout à fait expliquer les destructions de surface observées.

## **3 MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE D'UNE PARTICULE PLASTIQUE**

### **3.1 - INTRODUCTION**

Le modèle que nous avons développé décrit l'écoulement plastique de la particule, sous l'effet des efforts qui lui sont imposés au cours de son passage dans un contact. L'analyse que nous avons suivie est comparable à celle de SAYLES et IOANNIDES [68]. L'originalité de cette étude est la validation expérimentale, puisque l'utilisation d'un polluant de forme sphérique et de matière identique à celle des massifs, permet de comparer la déformation de la particule obtenue par le modèle et celle observée expérimentalement. La difficulté dans le modèle est de déterminer la valeur de la contrainte normale limite, à partir de laquelle la particule solide s'écoule plastiquement.

Compte tenu :

- 1) Des limitations d'un modèle purement élastique (Cf. Figure 53, p. 128, Paragraphe 2.4.2) ;
- 2) Des observations expérimentales relatives à la forme des particules, après leur passage dans les contacts (Cf. Réf. [53] ; Cf. Figure 93, p. 201, Chapitre 4).

La nécessité d'un modèle plastique paraît évidente.

#### **Zone plastique à fond de fissure**

La présence d'une zone plastique à fond de fissure, décrite dans de nombreux ouvrages de mécanique de la rupture, a fait l'objet de plusieurs descriptions. DUGDALE [74] suppose que dans la zone plastique détendue R, la contrainte normale est égale à la limite d'élasticité  $\sigma_0$ . Cette hypothèse est reprise par BARENBLATT [75] et IRWIN [76].

#### **Contact macroscopique d'une sphère sur un plan en régimes élasto-plastique et plastique**

Ce type de contact a été étudié par BOWDEN et TABOR [77, 78].

Quand la charge  $F$  croît, les déformations augmentent de telle sorte qu'au point critique  $C$ , la limite d'élasticité du matériau peut être atteinte, voire dépassée. Le critère de dépassement peut être choisi de diverses façons (VON MISES, TRESCA). En appliquant le critère de VON MISES, on trouve que la déformation plastique dans le matériau du plan commence lorsque la pression moyenne  $p_m$  atteint la pression limite :

$$p_c = 1,1 \sigma_0$$

$\sigma_0$  : limite d'élasticité en traction pure.

Le massif se déforme ensuite de façon élasto-plastique. Une augmentation de la charge  $F$  se traduit dès lors par une extension des zones plastifiées.

Tant que la zone plastifiée ne possède pas de surface libre, les déformations plastiques restent limitées par l'espace élastique contigu. Dès que la zone plastifiée atteint la surface libre, l'écoulement plastique proprement dit peut débiter. On remarque toutefois que la charge peut encore être très notablement accrue. Il s'en suit une extension des zones plastifiées.

Il n'y a pas de frontière nette entre les régimes élasto-plastique et plastique. On considère que la plastification est totale quand la pression ne varie pratiquement plus avec la charge appliquée. HENCKY (1923) et ISHLINSKY (1944) ont montré qu'à ce moment :

$$p_m \approx 2,8 \sigma_0$$

Cette pression est identique à la dureté Brinell  $H$  de la surface.

Quand la plastification est totale, l'aire de contact varie alors proportionnellement avec la charge :

$$\frac{F}{S} = H$$

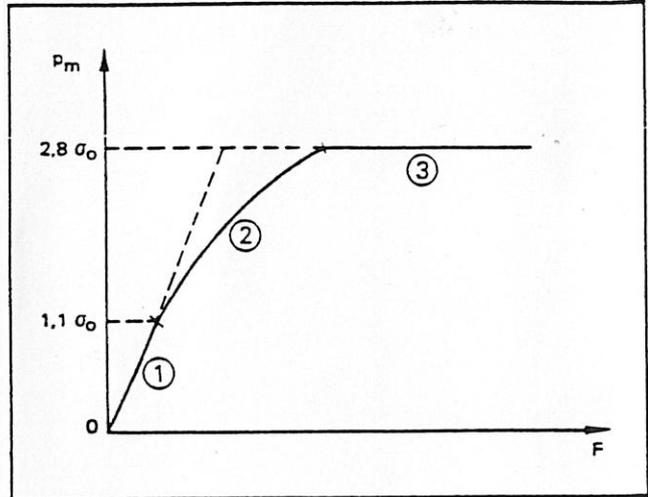
Ces relations ne sont valables que dans le cas où  $\sigma_0$  ne varie pas, c'est-à-dire quand le matériau du massif est non écrouissable.

La Figure 57 présente les trois zones de déformation dans un tel matériau.

Dans le cas où le matériau subit un écrouissage, il en résulte une modification de la limite élastique  $\sigma_0$  dont il faut tenir compte. TABOR a montré que l'aire réelle de contact au lieu d'être proportionnelle à la charge appliquée  $F$  dans la zone plastique, varie comme  $F^{4/5}$ , en raison de l'écrouissage.

En fait, mis à part peut-être le cas du cuivre recuit et de certains matériaux qui s'écrouissent fortement sous charge, la plupart des surfaces des matériaux sont déjà écrouies par l'usinage et les traitements mécaniques préalables, si bien que l'augmentation de la limite d'élasticité lors d'une mise en charge est faible.

Figure 57 - Les trois zones de déformation d'un matériau, d'après [77, 78]



- ① : zone de déformation élastique :  $0 \leq p_m \leq 1,1 \sigma_0$
- ② : zone de déformation élasto-plastique :  $1,1 \sigma_0 \leq p_m \leq 2,8 \sigma_0$
- ③ : zone de déformation plastique :  $p_m \approx 2,8 \sigma_0$

### Effets tangentiels

Les contraintes tangentielles de cisaillement, présentent lors du laminage d'une particule et tout le long du passage de la particule dans le contact, s'ajoutent aux contraintes normales. Alors il est facile de montrer que la valeur de la contrainte normale nécessaire à l'écoulement plastique de la particule, est inférieure à la dureté de la particule [68].

Le modèle plastique qui est décrit ci-dessous ne tient pas compte des effets tangentiels. Nous tabulerons nos résultats en fonction de la valeur de la contrainte normale limite  $\sigma_p$ , gouvernant l'écoulement plastique de la particule.

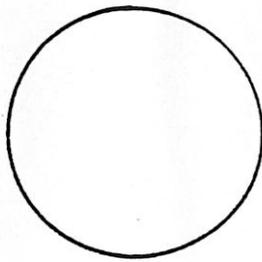
- $\sigma_p = 1$  GPa correspond à une particule molle
- $= 2,5$  GPa correspond à une particule dure
- $= 4$  GPa correspond à une particule très dure

### 3.2 - HYPOTHESES

Le polluant utilisé expérimentalement est de forme sphérique. Dans le modèle la particule sera donc initialement sphérique. Afin de simplifier la résolution de notre problème, nous sommes amenés à poser les hypothèses suivantes :

- Les deux massifs se déforment élastiquement
- La particule s'écoule plastiquement.

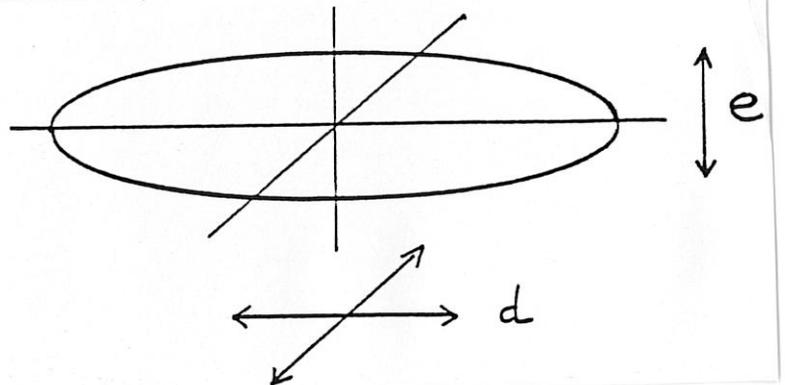
A l'entrée du contact



Sphère  $\varnothing d_0$

$$V_0 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_0}{2}\right)^3$$

Dans le contact



Ellipsoïde de révolution

$$V = V_0 = \frac{\pi}{6} d^2 e$$

- Il y a conservation de la matière :  $V = V_0$  donc  $d = \sqrt{\frac{d_0^3}{e}}$
- Nous supposons que la plastification est atteinte lorsque la contrainte normale est égale à une limite plastique  $\sigma_p$ . Nous considérons alors que la pression ne varie plus avec la charge appliquée : la particule se déforme et seule l'aire de contact plastique augmente.

### 3.3 - DESCRIPTION DE LA METHODE

Le massif se déforme élastiquement. Nous décrivons les déformations par la théorie de Hertz d'un contact ellipsoïde de révolution/plan. Le plan simule un contact EHD bille/bague, pré-déformé par la pression de Hertz initiale.

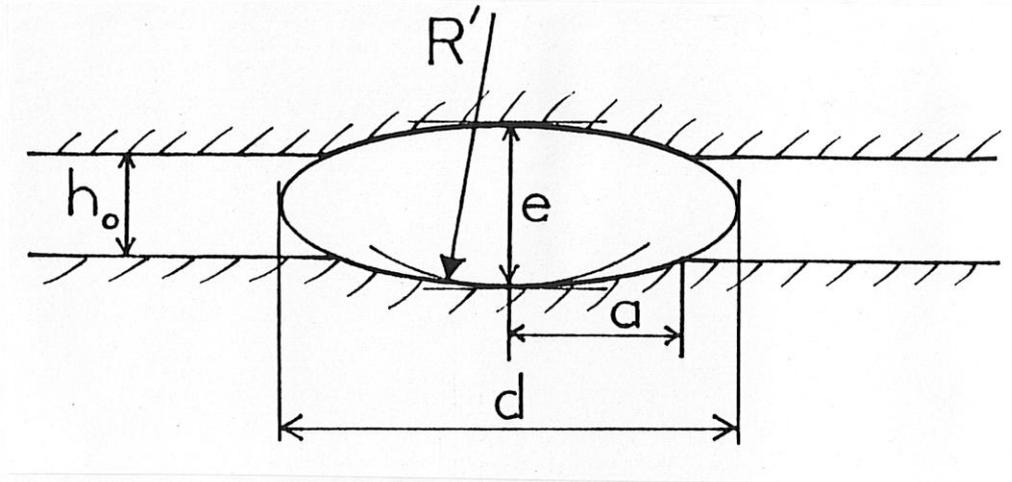


Figure 58 - Modèle plastique 3D  
Géométrie de la particule déformée

$$\delta = e - h_0 \quad \text{(I) Déflexion totale des massifs}$$

$$W = \pi a^2 \sigma_p \quad \text{(II) Charge plastique sur la particule écrasée}$$

$$W' = \pi a^2 (\sigma_p - p_{\text{Hertz}}) \quad \text{(III) Surcharge élastique sur le plan}$$

(Les dimensions de la particule étant petites devant l'ellipse de contact EHD, nous supposons uniforme la pression EHD initiale au droit de la particule).

L'ellipsoïde de révolution est décrit par son diamètre  $d$  et son épaisseur  $e$ . La conservation du volume (initialement une sphère de diamètre  $d_0$ ) implique la relation  $d = \sqrt{\frac{d_0^3}{e}}$  (IV)

Il est facile de montrer que le rayon équivalent à une sphère au sommet de la particule déformée est :  $R' = \frac{d^2}{2e} = \frac{d_0^3}{2e^2}$  (V)

La théorie de Hertz nous donne alors les relations suivantes :

$$\delta = \left( \frac{9 W'^2}{16 R' E^{*2}} \right)^{1/3} \quad \text{(VI)}$$

$$a = \left( \frac{3 W' R'}{4 E^*} \right)^{1/3} \quad \text{(VII)} \quad \text{avec} \quad E^* = \left( \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}$$

Combinons les relations (III), (V) et (VII) :

$$\text{alors :} \quad W' = \left( \frac{3 d_0^3}{8 E^* e^2} \right)^2 \cdot \left[ \pi (\sigma_p - p_{\text{Hertz}}) \right]^3 \quad \text{(VIII)}$$

Reprenons les équations (I), (VI) et (VIII) :

$$\text{alors :} \quad \boxed{e - h_0 = \frac{9}{32} \frac{d_0^3}{e^2} \frac{1}{E^*} \left[ \pi (\sigma_p - p_{\text{Hertz}}) \right]^2}$$

La résolution de cette équation permet de déterminer l'épaisseur  $e$  de la particule déformée. Il s'agit de trouver par dichotomie la solution  $e$  comprise entre  $h_0$  et  $d_0$ .

$$h_0 < e < d_0$$

La géométrie de la particule déformée dépend principalement de la contrainte normale limite  $\sigma_p$ .

### Illustration

Le cas étudié correspond au contact bille/B.I. décrit Tableau 6, p. 104, (exemple n° 1).

Rappel :  $h_0 = 0,66 \mu\text{m}$   
 $p_{\text{Hertz}} = 0,53 \text{ GPa}$

Le rapport de forme  $d/e$  obtenu est représenté Figure 59, en fonction du diamètre  $d_0$  de la particule initialement sphérique, et pour différentes valeurs de la contrainte normale limite  $\sigma_p$ .

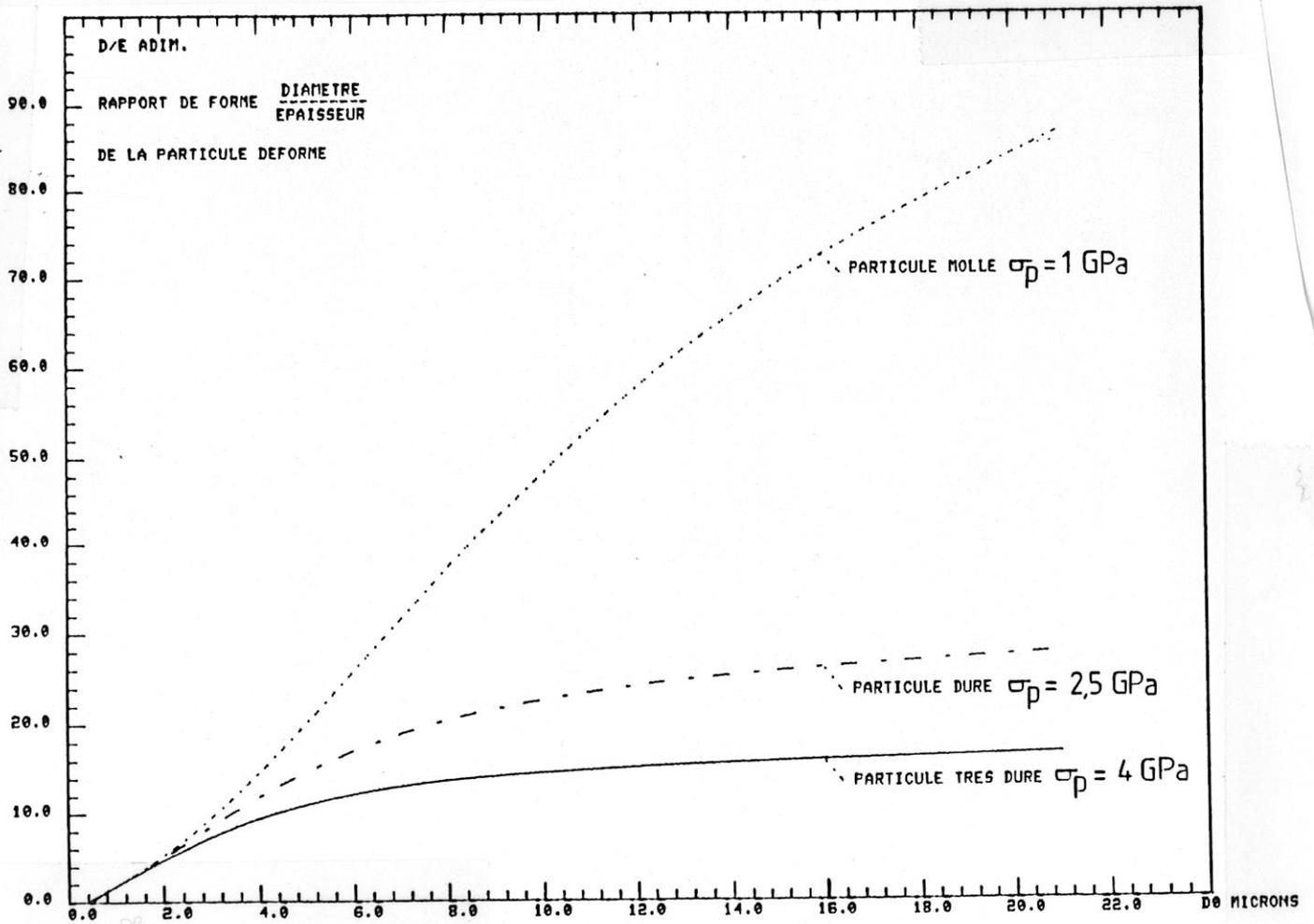


Figure 59 - Modèle plastique 3D

Rapport de forme  $d/e$  en fonction du diamètre initial  $d_0$   
pour différentes valeurs de la contrainte normale limite  $\sigma_p$

#### Note -

Dans la partie expérimentale décrite ultérieurement, l'observation des particules déformées montre une bonne concordance avec le modèle où  $\sigma_p \approx 2,5 \text{ GPa}$  (Figure 93, p. 201).

### 3.4 - RESULTATS

#### Effet d'une particule sur les contraintes

La Figure ci-dessous décrit le pic de pression présent au droit de la particule dans le cas où celle-ci à un diamètre initial de  $5 \mu\text{m}$  et lorsque sa contrainte normale limite est  $\sigma_p = 2,5 \text{ GPa}$ .

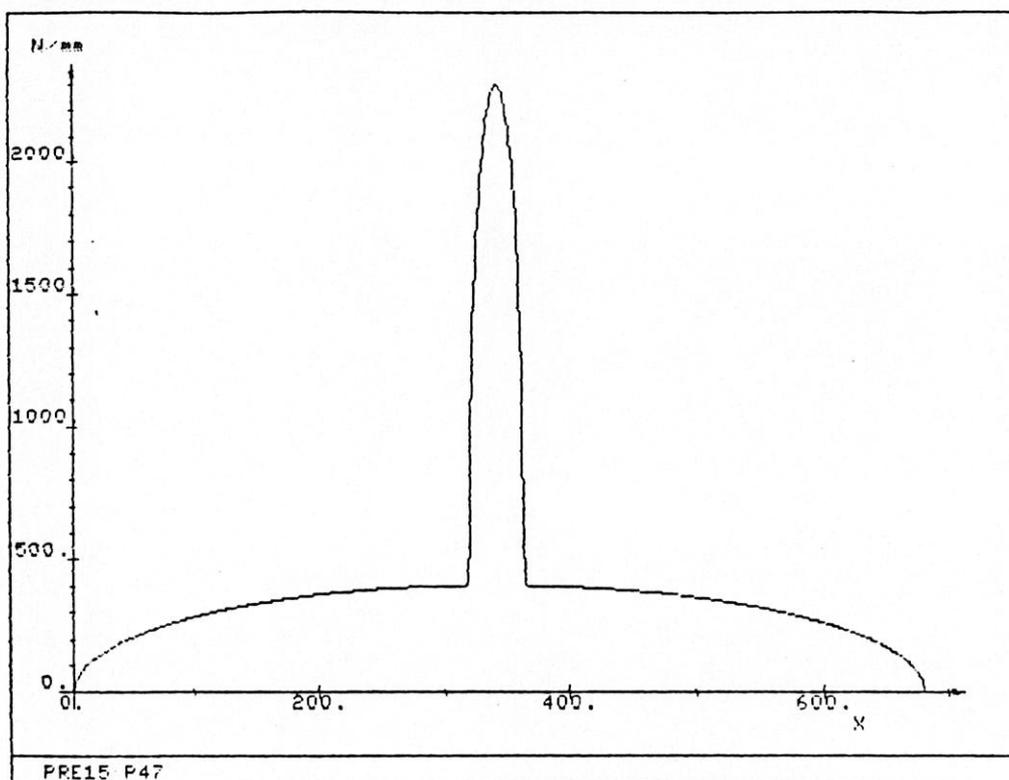


Figure 60 - Pic de pression sous la particule

$$d_0 = 5 \mu\text{m}$$

$$\sigma_p = 2,5 \text{ GPa.}$$

Alors qu'en l'absence de particule la contrainte maximum de cisaillement dans le massif est égale à  $160 \text{ N/mm}^2$  à une profondeur de  $25 \mu\text{m}$  environ (voir Figures ci-contre), la présence de la particule a pour effet de rapprocher de la surface cette contrainte maximum tout en l'augmentant. La contrainte maximum de cisaillement devient alors égale à  $600 \text{ N/mm}^2$ , et cela à une profondeur de  $1,5 \mu\text{m}$  seulement.

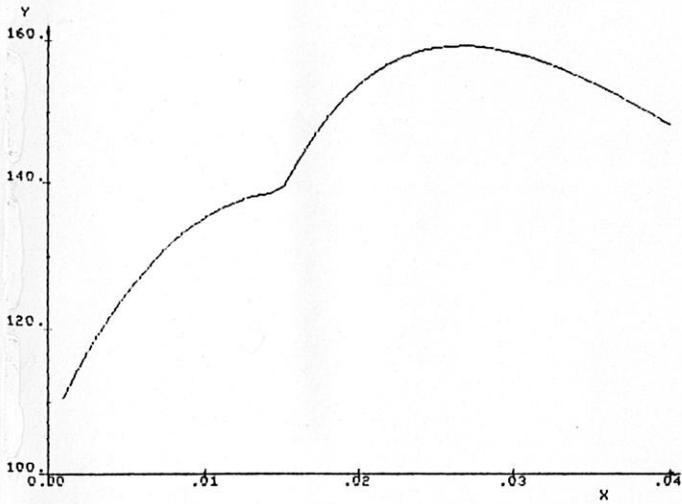


Figure 61a -  $\tau_{xy}$  fonction de la profondeur

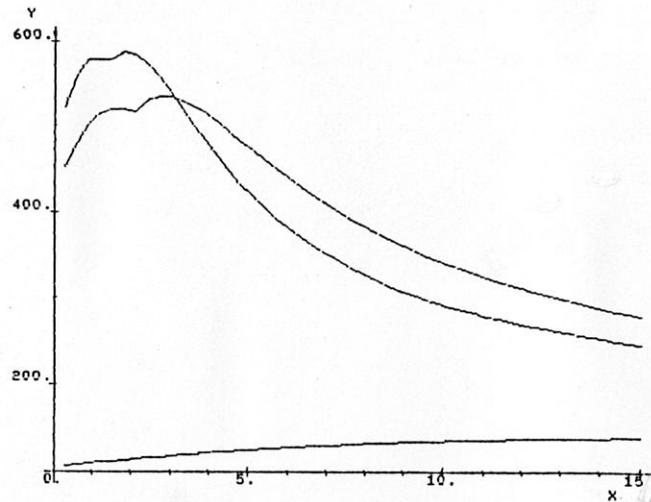


Figure 62a -  $\tau_{xy}$  fonction de la profondeur

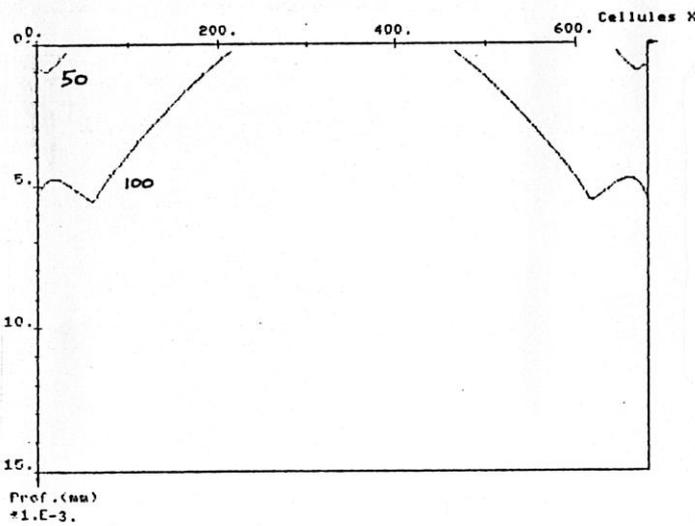


Figure 61b- Isocontraintes

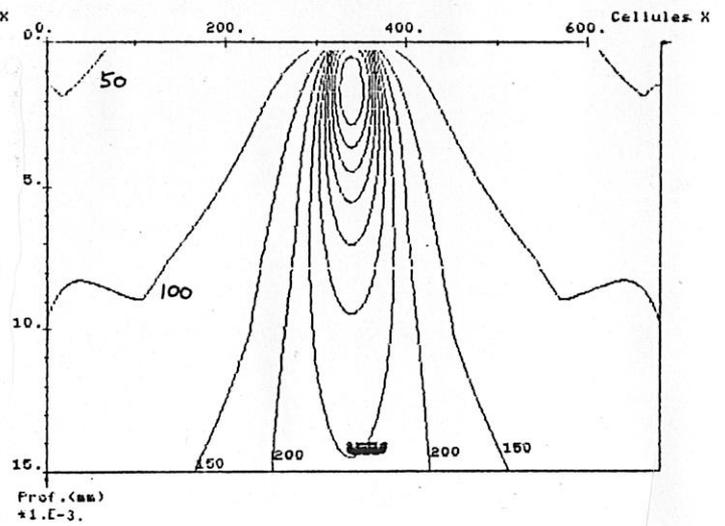


Figure 62b - Isocontraintes

Figure 61 - Film de lubrifiant complet  
(Absence de particule)

$$z = 25 \mu\text{m}$$

$$\tau_{\text{max}} = 160 \text{ N/mm}^2$$

Figure 62 - Film de lubrifiant perturbé  
par la présence d'une particule

$$z = 1,5 \mu\text{m}$$

$$\tau_{\text{max}} = 600 \text{ N/mm}^2$$

### Effet d'une particule sur le flash température

Nous savons que la vitesse de glissement au contact bille/B.I. augmente lorsque la charge axiale sur le roulement diminue. La figure ci-dessous montre que l'augmentation de la vitesse de glissement (diminution de la charge), se traduit par un accroissement de la température d'éclair.

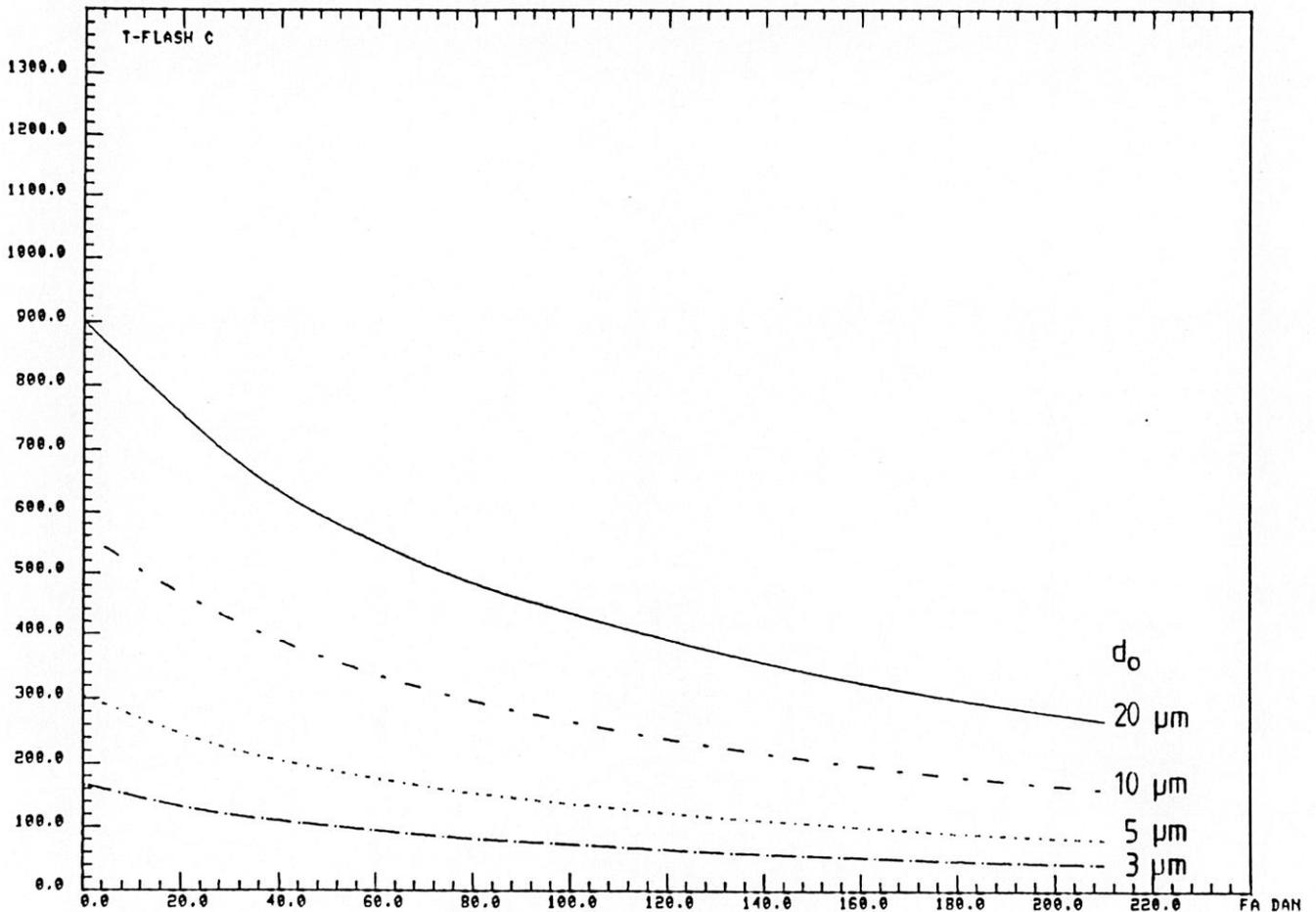


Figure 63 - Modèle plastique 3D

Evolution de la température d'éclair au contact bille/B.I. fonction de la charge axiale FA et du diamètre initial de la particule  $d_0$  pour une contrainte normale limite  $\sigma_p = 2,5 \text{ GPa}$

Il est évident que les conditions de fonctionnement critiques sont à faible charge. Par la suite, nous nous replaçons dans le cas où  $FA = 10 \text{ daN}$  (Cf. Exemple n° 1, Tableau 6, p. 104).

L'importance du flash-température dépend du diamètre initial  $d_0$  et de la contrainte normale limite  $\sigma_p$  (Voir Figure 64). Remarquons qu'une particule de diamètre  $d_0 = 10 \mu\text{m}$  et de contrainte limite  $\sigma_p = 2,5 \text{ GPa}$  produit un flash comparable à une particule d'environ  $5 \mu\text{m}$  de diamètre pour une contrainte limite  $\sigma_p = 4 \text{ GPa}$ . Dans le cas général, les températures atteintes ne dépassent donc pas la température de trempage ( $1100^\circ\text{C}$ ).

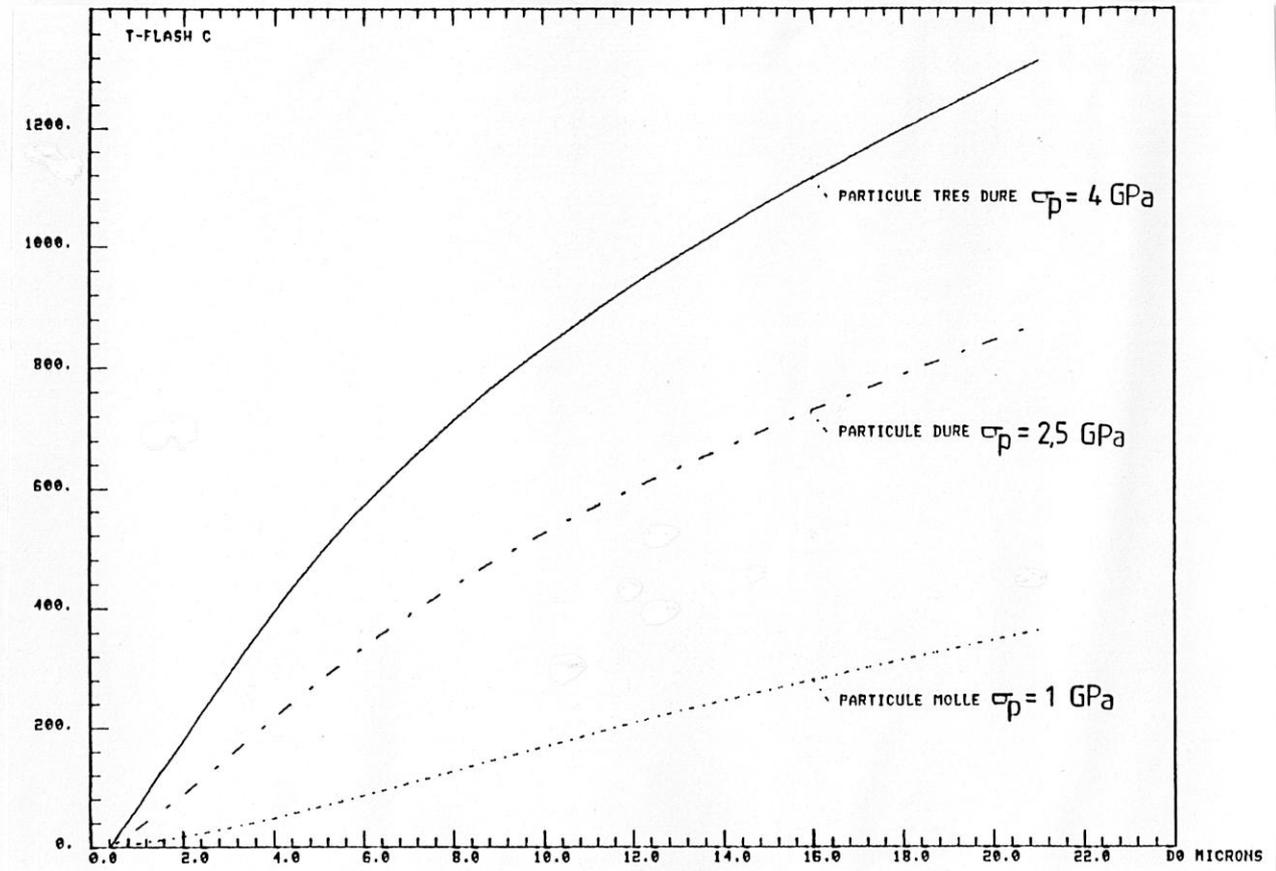


Figure 64 - Modèle plastique 3D

Flash température fonction du diamètre initial  $d_0$  et de la contrainte normale limite  $\sigma_p$

Le calcul des températures en profondeur montre que la température devient inférieure à 1% de celle de la surface, pour une distance  $z^*$  de la surface égale à :

$$z^* = \frac{\text{largeur de la source}}{10} ; \frac{\Delta T_{z=0}}{\Delta T_{z^*}} \approx 100 .$$

L'effet de flash température est donc très superficiel (Cf. Figure 65).

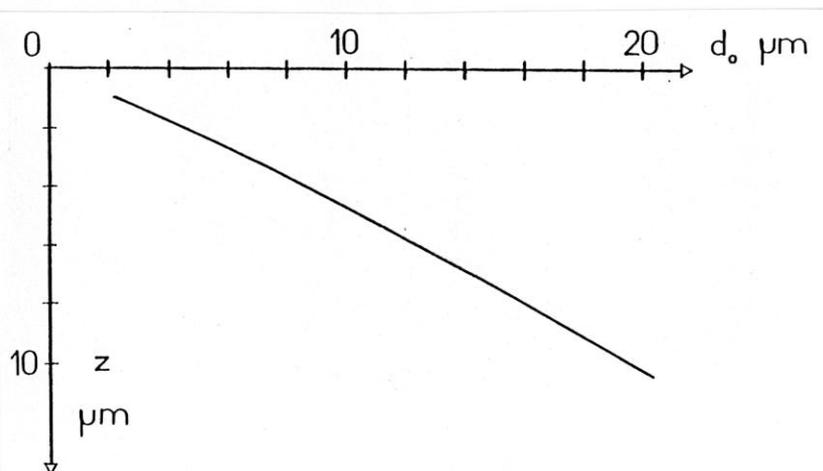
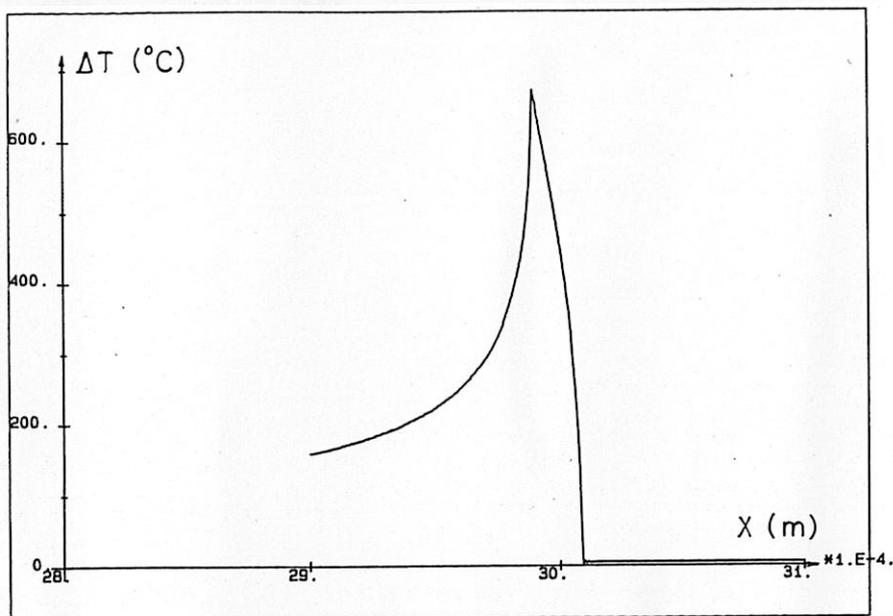


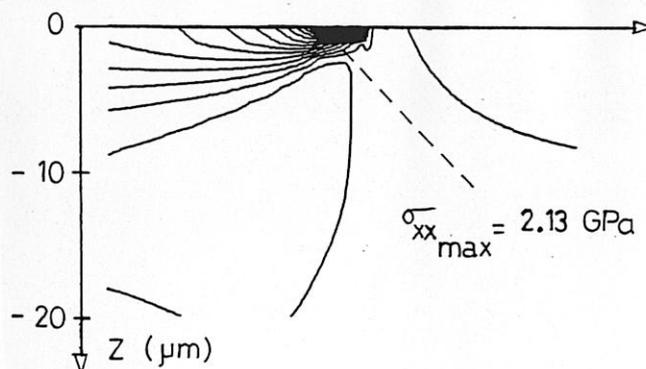
Figure 65 - Modèle plastique 3D

Profondeur à laquelle  $\Delta T$  est divisé par 100

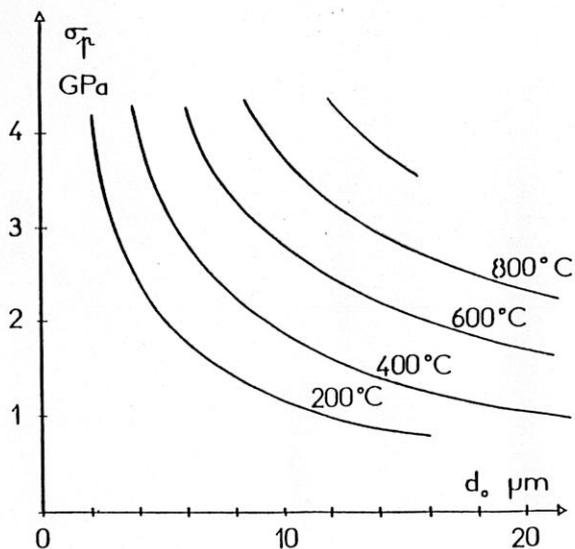
Nous en déduisons l'allure des contraintes thermiques en fonction de la profondeur (Figure 66), et les courbes d'isotherme d'éclair en surface fonction du diamètre initial de la particule  $d_0$  et de la contrainte limite  $\sigma_p$  (Figure 67).



**Figure 66 - Modèle plastique 3D**  
**Contrainte thermique fonction de la**  
**profondeur**



**Figure 67 - Modèle plastique 3D**  
**Isotempérature d'éclair en surface,**  
**fonction du diamètre initial**  
**de la particule  $d_0$**



### 3.5 - CONCLUSION

Les résultats de la modélisation tridimensionnelle, dans laquelle les particules se déforment plastiquement, permettent d'expliquer les détériorations de surface observées :

Vu l'importante élévation de température produite dans la couche 0 - 5  $\mu\text{m}$ , et les chutes des propriétés mécaniques qui en résultent (contrainte limite élastique, contrainte de rupture, fragilité).

Vu la superposition dans cette couche 0 - 5  $\mu\text{m}$  :

- des contraintes tangentielles de cisaillement dues au glissement à l'interface particule/massif ;
- des surcontraintes dues au contact normal particule/massif ;
- des contraintes thermiques ;
- des contraintes résiduelles qui sont d'environ 750 MPa en surface (Voir **Annexe 8**).

Vu le sens de variation des sollicitations :

- les températures et les contraintes thermiques augmentent avec la vitesse de glissement ;
- les températures et les contraintes augmentent avec la dureté de la particule ;
- les contraintes maximums remontent vers la surface lorsque les particules ont une taille qui diminue ou une dureté qui augmente.

Nous avons montré que le passage dans un contact EHD, sous fort glissement, même faiblement chargé, d'une particule dure et de petite dimension (5 ou 10  $\mu\text{m}$ ), peut produire au niveau de la peau du massif un dépassement instantané de la contrainte de rupture.

## CONCLUSION

Nous avons décrit les effets d'une perturbation d'un film de lubrifiant par une particule, dans le cas d'un contact faiblement chargé et soumis à un fort glissement. L'analyse des résultats montre que :

- Le passage d'une particule, d'un diamètre aux environs de 10  $\mu\text{m}$ , peut provoquer des "flash température" en surface jusqu'à 500°C ou plus. Cette élévation de température a pour effet de diminuer les caractéristiques mécaniques de la surface.
- La superposition des efforts normaux et tangentiels sous la particule, des contraintes thermiques et des contraintes résiduelles maximums en surface, permet de montrer qu'il existe, quelques microns sous la surface, une zone où les contraintes sont susceptibles d'atteindre la limite de rupture. Une détérioration se produirait alors instantanément.
- Selon cette explication, l'apparition du dommage dépend essentiellement de quatre critères :
  - \* vitesse de glissement,
  - \* dureté de la particule,
  - \* dimensions de la particule,
  - \* qualités thermomécaniques de la surface du massif.

**CHAPITRE 4**

**ETUDE EXPERIMENTALE**



## INTRODUCTION

L'étude expérimentale s'est déroulée à TURBOMECA, pour se rapprocher des conditions de fonctionnement réelles, en profitant du savoir-faire et du matériel existant. Elle est le fruit d'une coopération avec les Sociétés SNFA et PALL et d'une collaboration interne à l'Entreprise entre différents services ; S.A.E.S. et S.M.R. (Département Matériaux et Techniques Associées), et S.M.P. (Département Programmes).

Il s'agissait de :

- retrouver expérimentalement le phénomène de glissement ;
- retrouver les détériorations observées sur moteur ;
- confirmer ou infirmer l'hypothèse selon laquelle la pollution est à l'origine de ces destructions de surface ;
- montrer que la théorie classique de durée de vie n'est plus valable.

Pour cela, nous avons eu besoin:

- d'un lot de 40 roulements identiques, d'un même lot matière, de même traitement thermique ;
- d'éprouvettes de M 50 pour caractériser le lot matière utilisé ;
- de bancs d'essais pour les essais de skidding et pour les essais d'endurance ;
- d'un polluant adéquat ;
- de circuit de lubrification avec ou sans pollution pour ces essais ;
- d'un système de comptage de particules, par classe de taille, afin de contrôler la pollution.

Les aspects originaux de cette étude sont les suivants :

- **La matière des roulements :**

Acier M 50 (80 DCV 40)

- **La vitesse :**

60 000 tr/min pour un diamètre moyen de 50 mm, soit 3 Millions de Ndm

- **Les conditions de lubrification :**

MOBIL OIL JET II (MIL-L-23 699)

Le niveau de pollution est contrôlé.

- **Le polluant :**

Particules de M 50 (matière des roulements), de forme sphérique.

Nous utilisons le polluant par classe de taille (le niveau de pollution n'est pas donné par un seuil de filtration).

Trois années ont été nécessaires pour mener à bien cette étude. Le déroulement dans le temps, de ce travail, est rapporté Tableau 10. Il s'est déroulé autour de quatre phases :

- 1 - Une phase de préparation au cours de laquelle nous avons défini et précisé le plan d'essai. Des essais préliminaires ont permis d'évaluer les temps d'essais et d'appréhender des problèmes futurs.
- 2 - Une phase de construction de bancs d'essais. Nous nous sommes équipés en matériels: on nous a fabriqué des roulements et des éprouvettes, puis nous avons réalisé, mis au point et validé les bancs d'essais.
- 3 - Une phase d'essais proprement dite.
- 4 - Enfin une phase d'analyse et d'interprétation des résultats.



# 1 DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAIS

## 1.1 - BANC D'ESSAI

### 1.1.1 - Principe

C'est un dispositif adapté aux essais d'endurance. Deux bancs identiques ont été réalisés, chacun peut accueillir une ou deux poupées d'essai de deux roulements, soit une capacité totale de test de 8 roulements.

#### Pour chaque banc nous imposons :

- une vitesse de rotation : de 0 à 60 000 tr/min
- une charge axiale par roulement : de 0 à 600 daN
- un type d'huile
- une température d'arrivée d'huile : de 20 à 120 °C
- un débit d'huile par roulement : 0 à 120 l/h
- un niveau de filtration : 3 ou 50 µm

#### Nous mesurons :

- la température de la B.E. de chaque roulement
- la vitesse de la cage du roulement (par capteur optique ou par proximètre)
- les vibrations de chaque poupée d'essai
- la durée d'essai.

#### L'essai est interrompu par une des procédures de sécurité :

- Pression eau refroidissement mini (huile ou servitude)
- Pression huile servitude mini
- Pression huile graissage roulement mini
- Pression air du piston de charge sur les roulements, **mini et maxi**
- Niveau de vibrations maxi
- Survitesse.

### 1.1.2 - Description

Chaque banc est constitué :

- d'un moteur électrique 20 KW avec variateur
- d'un multiplicateur
- de deux poupées d'essai roulements
- d'un circuit de graissage des servitudes avec refroidissement
- d'un circuit de graissage des roulements
  - \* avec un circuit secondaire de refroidissement
  - \* et un circuit secondaire de chauffage.

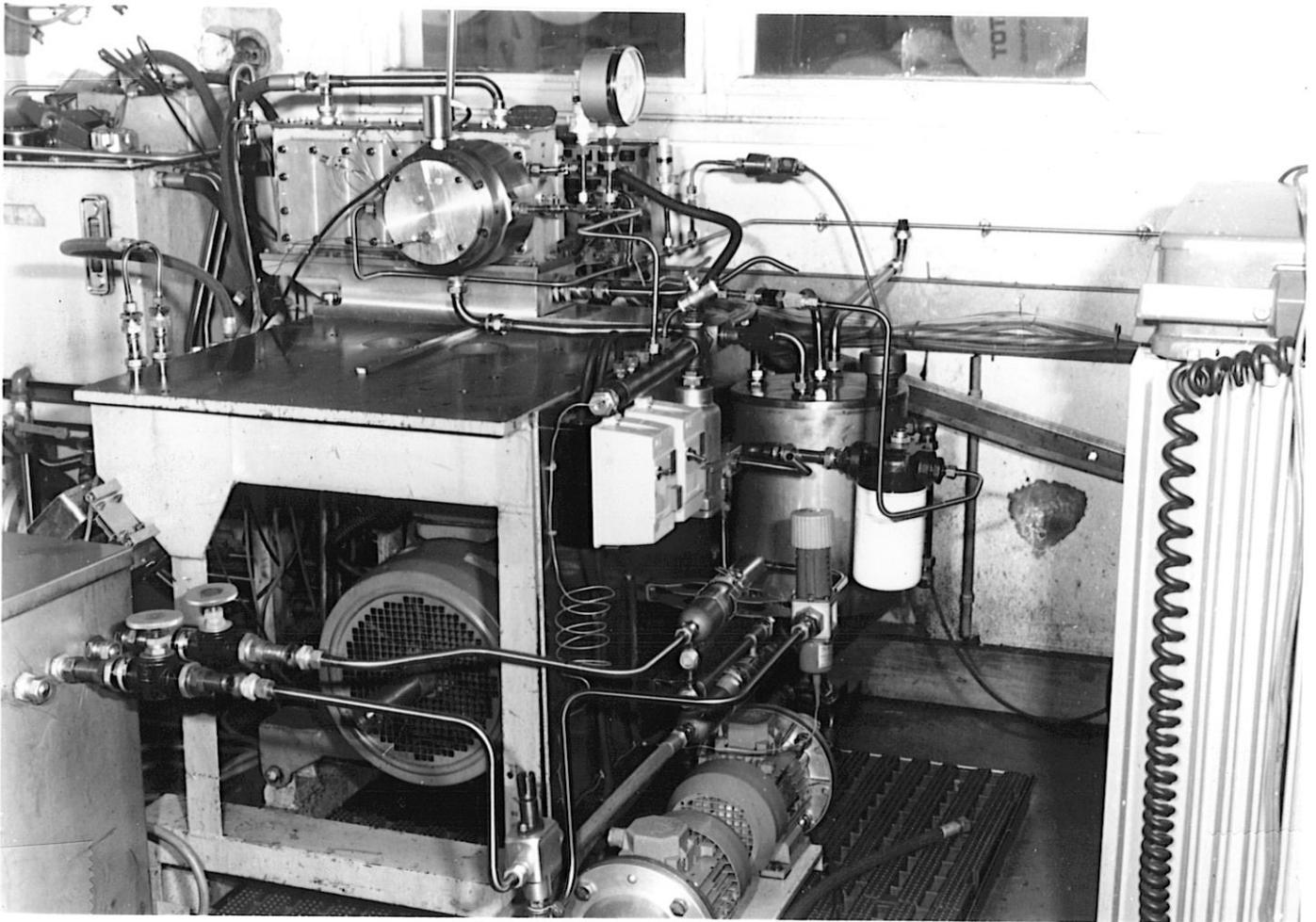
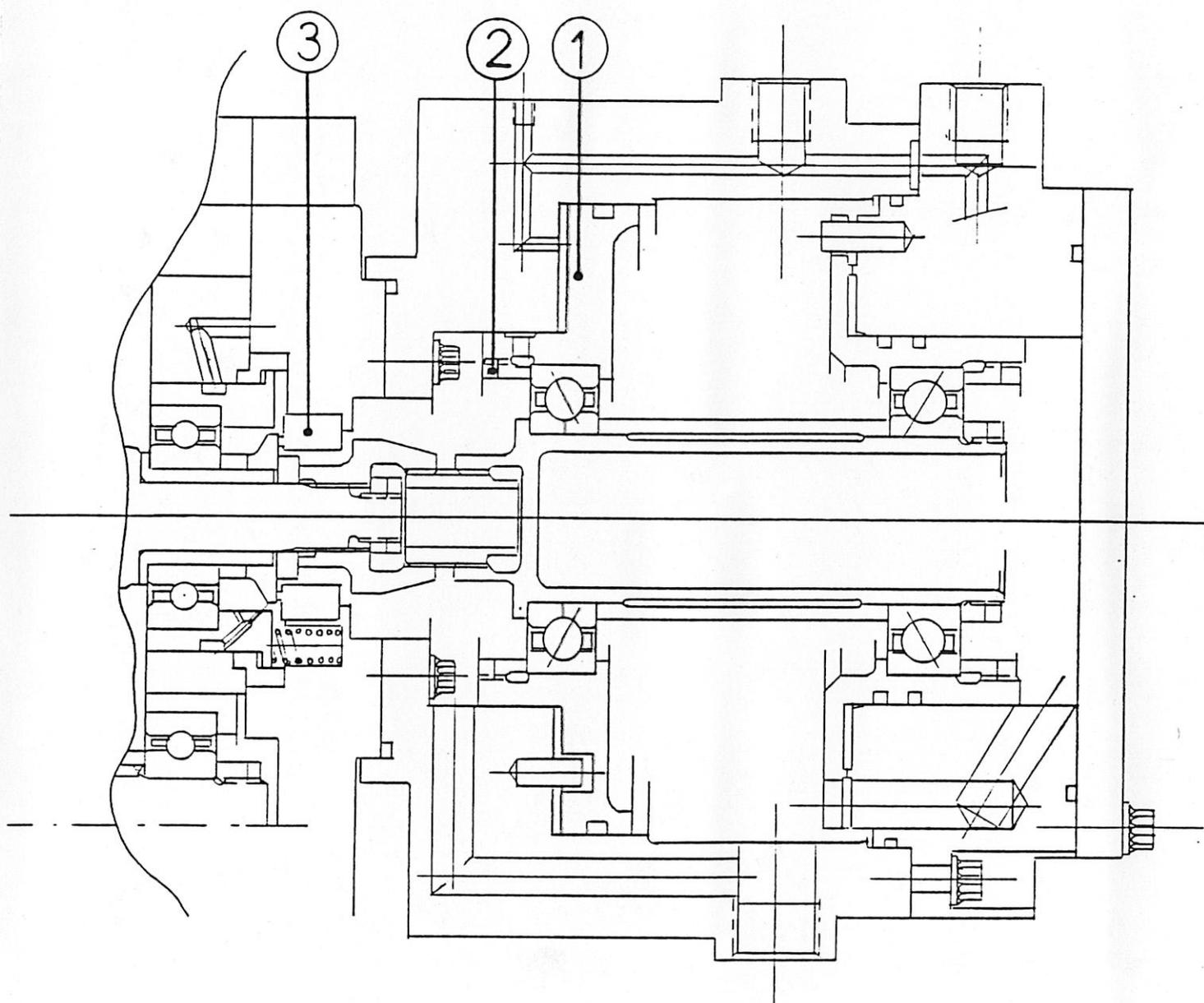


Figure 68 - Photo du banc d'essai



**Figure 69 - Schéma du banc d'essai - Partie mécanique**

La charge axiale sur les roulements s'applique par l'intermédiaire d'un piston à air (1). Le graissage des roulements s'effectue par un gicleur (2) à deux jets tangents  $\text{Ø } 0,8$ . Les circuits de lubrification roulements et multiplicateur sont indépendants, l'étanchéité est assurée par des joints soufflet à garniture graphite (Sealol)(3).

Le circuit de lubrification des roulements est particulièrement soigné, il fait l'objet d'une description détaillée dans le paragraphe suivant.

## 1.2 - CIRCUIT DE LUBRIFICATION

### 1.2.1 - Principe

Ce circuit est destiné à lubrifier les roulements d'essais. Il a été conçu, réalisé et validé en étroite coopération avec la Société PALL (en particulier Monsieur A. LAVERGNE\*).

#### Objectifs -

- Lubrifier les roulements avec un débit constant et une température donnée ;
- Possibilité de dépolluer l'huile et de maintenir une filtration fine (filtre 3  $\mu\text{m}$ ) ;
- Permettre de garder un taux de pollution.

### 1.2.2 - Description

Il est constitué (Figure 70) :

- d'un réservoir cylindro-conique, pour éviter la sédimentation des particules
- d'une pompe à engrenages
- d'un premier circuit secondaire de refroidissement à eau
- d'un second circuit secondaire de chauffage à huile, couplé avec une vanne thermostatique qui régule la température
- d'un by-pass pour régler le débit
- d'un filtre de dépollution de 3  $\mu\text{m}$  ( $\beta = 75$ ) ou d'un filtre de protection 50  $\mu\text{m}$
- d'une prise de prélèvement à boisseau sphérique pour minimiser la génération de particules lors des prélèvements
- de récupération par gravité
- de tuyauteries en inox de petit diamètre, de manière à avoir un grand nombre de Reynolds ( $\Re > 4\ 000$ ) afin d'éviter que les particules adhèrent aux parois.

---

\* Mr. A. LAVERGNE : Responsable Département Hydraulique

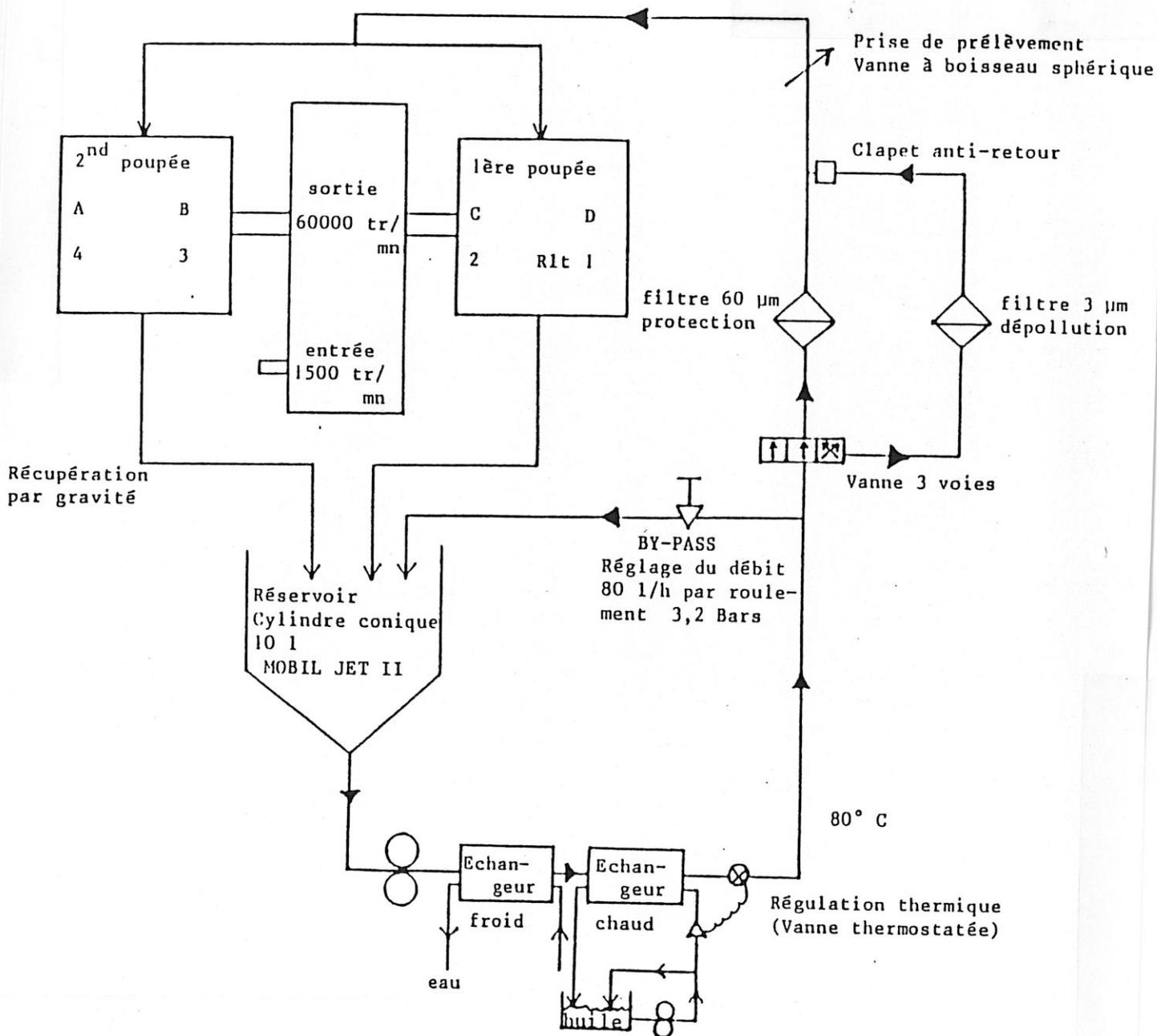


Figure 70 - Schéma du banc d'essai -  
Circuit de lubrification à niveau de pollution contrôlé

### 1.2.3 - Validation du circuit de lubrification

Avant de commencer la série d'essais sur les roulements, nous avons vérifié l'influence des composants sur l'histogramme de pollution particulaire.

Nous avons procédé à trois types d'essais de contrôle :

- Circulation d'huile dans la pompe seule (génération de particules, broyage de la pollution ingérée) ;
- Circulation d'huile dans la pompe et les poupées immobiles (influence des labyrinthes et des zones d'huile mortes) ;
- Circulation d'huile dans la pompe et les poupées en mouvement (influence des organes en mouvement).

Les nombreux comptages de particules montrent alors qu'il n'y a :

- Pas de génération interne de particule (pompe) ;
- Pas de source de pollution extérieure ;
- Pas de sédimentation de particules donc absence de zone morte ;
- Pas de modification de l'histogramme par passage dans la pompe et les poupées en mouvement.

En particulier la pompe ne produit pas de particules, ne fragmente pas le polluant présent. Nous avons réalisé un circuit de lubrification capable de garder un niveau de pollution donné, et de dépolluer le lubrifiant pour maintenir une filtration fine.

## 2 PRISE EN COMPTE DE LA POLLUTION

### 2.1 - POSITION DU PROBLEME

#### Dimension des polluants et répartition granulométrique

La pollution particulaire qui intéresse les systèmes hydrauliques possède une échelle granulométrique comprise entre quelques micromètres et plusieurs centaines de micromètres ( $\mu\text{m}$ ).

La résolution de l'œil humain est d'environ  $4/100$  mm ou  $40 \mu\text{m}$ . Le diamètre moyen des cheveux humains est d'environ  $7/100$  mm ou  $70 \mu\text{m}$ . Plus de 90 % des polluants présents dans un système hydraulique ont une taille comprise entre 5 et  $15 \mu\text{m}$  (Figure 71).

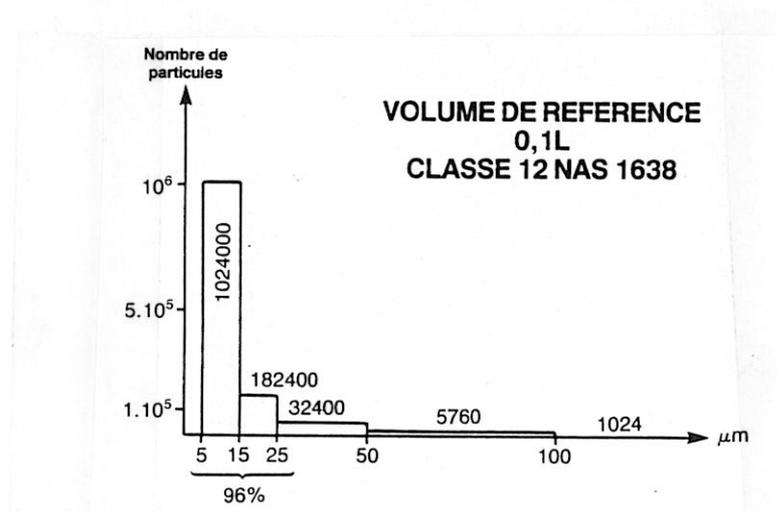


Figure 71 - Pollution type d'un système hydraulique

Il existe en général, dans un volume donné de fluide, 1 000 fois moins de polluants de taille supérieure à  $100 \mu\text{m}$  que de polluants ayant une taille comprise entre 5 et  $15 \mu\text{m}$  (NAS 1638).

#### Chaque système de lubrification est pollué

En général 100 litres de fluide d'un système contiennent de 1 à 5 milliards de particules de taille supérieure à  $1 \mu\text{m}$ . Ces particules sont divisibles en deux catégories :

- les boues microniques ( $0 - 5 \mu\text{m}$ )
- les copeaux et débris.

La plupart des systèmes sont pollués à un degré qui dépend de leur conception, de la durée d'utilisation, du type et de l'efficacité des filtres et systèmes de purification utilisés.

## **Sources de pollution**

Il existe quatre sources principales de pollution. L'importance de chaque source de pollution dépend de la conception du matériel, de l'environnement de fonctionnement et des méthodes d'entretien appliquées.

Pollution de construction présente dans filtres, fluides, flexibles, pompes, tuyauteries, réservoirs, blocs forés, etc...

Pollution générée :

- par les composants en mouvement, engrenages, roulements, etc...
- par oxydation des surfaces
- par oxydation et décomposition du fluide.

Pollution ingérée durant l'entretien :

- durant les démontages, remontages
- durant les pleins et appoints.

Pollution ingérée de l'environnement :

- par manque d'étanchéité vis-à-vis de l'atmosphère
- lors de l'ouverture des réservoirs.

## **Mécanismes de génération de la pollution**

Une des principales sources de pollution est celle générée au sein du système lui-même. Ce processus interne est accéléré par la pollution solide déjà présente dans le système. NEEDLEMAN [52] recense six mécanismes de génération de particules :

- l'usure par abrasion
- l'adhérence
- la fatigue
- l'usure par corrosion
- l'usure par cavitation
- l'érosion.

## Efficacité de filtration

Terminologie utilisée :

- **Efficacité absolue** : Diamètre en micromètre de la plus grande particule solide sphérique qui passe dans un filtre dans des conditions données (Norme AFNOR E 48676).
- **Efficacité nominale** : Grandeur arbitraire, donnée par le fabricant pour indiquer le degré de filtration (spécification CETOP RP 100).
- **Rapport de filtration** : Rapport entre le nombre de particules de dimensions supérieures à une dimension donnée, qui rentrent dans l'élément filtrant au nombre qui en sort. L'énoncé de ce rapport est associé à une méthodologie définie : Normes ISO 4572 et AFNOR E 48676.

		VALEUR $\beta$ POUR $X, \mu\text{m}$ ( $\beta_x$ )	EFFICACITE EN % POUR DES PARTICULES $> X, \mu\text{m}$	COMPTAGE EN AVAL DU FILTRE LORSQUE 1.000.000 DE PARTICULES SONT PRESENTES EN AMONT
FILTRE DE SECURITE $X = 10$	1	0	1.000.000	
	1,5	33	670.000	
	2	50	500.000	
	20	95	50.000	
	50	98	20.000	
	75	98,7	13.000	
	100	99	10.000	
	200	99,5	5.000	
FILTRE DE DEPOLLUTION	750	99,87	1.333	
	1.000	99,90	1.000	
	10.000	99,99	100	

Tableau 11 - Signification du Beta ( $\beta$ ) sur le niveau de pollution final

## Méthodes de contrôle de la pollution

KHALIFA [50] a recensé les méthodes habituelles d'analyse des débris d'usure et les informations qu'elles produisent. Elles sont listées dans le Tableau 12.

Méthode	Taille des particules détectées (µm)	Mesure de concentration	Identification du type de métal	Etude de la morphologie	Etude de la taille	Limitation
Analyse spectrométrique des huiles	0,5 - 10 0,5 - 7 0,5 - 5 0,65 - 8	Excellent	Excellent	---	---	Taille forme
Inspection des pièges magnétiques	25 - 400 30 - 500 50 -	Très bon si automatique	Bon pour le fer	Bon	---	Limitée aux métaux ferreux
Inspection des filtres	400 +	Bon	Modéré	Bon	---	---
Comptage des particules	1 - 100 limitée par la taille du capteur	Excellent	---	---	Excellent	Composition et morphologie
Ferrographie	1 - 60 0,020 - 60 1 - 30	Bon	Bon avec micro-analyse	Excellent	Bon	---

**Tableau 12 - Comparaison des différentes méthodes d'analyse des débris d'usure [50]**

Seule la méthode par comptage des particules permet de connaître avec précision la concentration et la répartition par taille.

## 2.2 - COMPTAGE DES PARTICULES

### 2.2.1 - Technologies existantes

Il existe trois techniques de comptage : Optique , Photoélectrique ou Laser. Nous discutons ci-dessous des principaux avantages et inconvénients de ces différentes technologies.

#### **OPTIQUE**

##### *Principe -*

- Un volume donné de liquide est filtré par une membrane ;
- Les particules sont observées sur la membrane au travers d'un microscope ;
- Le comptage est manuel ou automatique ;
- L'automatisation est obtenue en couplant le microscope à un traitement d'image [Caméra + Processeur d'image + Micro-ordinateur].

##### *Principaux avantages :*

- Les particules peuvent être toutes ou partiellement visualisées ;
- En particulier la morphologie peut être étudiée ;
- Un fort grossissement permet d'observer de très petites particules ;
- Pas de problème de comptage de bulles d'air ou de gouttes d'eau ;
- Le couplage avec un système de traitement d'image performant permet le tri des particules en fonction de la forme, la taille, la luminosité, etc...

##### *Inconvénients :*

- Prix élevé, de l'ordre de 500 KF, du système de comptage avec traitement d'image ;
- Travail en salle blanche car la précision est limitée par l'environnement du prélèvement et du comptage ;
- L'analyse s'effectue uniquement à partir de prélèvements ;
- La préparation des membranes est délicate ;
- Lenteur du comptage : exemple : 15 minutes pour les particules de 5 à 500  $\mu\text{m}$ , et le temps augmente si la taille observée diminue.

## PHOTOELECTRIQUE

### *Principe -*

- Les particules sont comptées une par une devant une cellule photoélectrique ;
- Elles défilent soit toutes devant le capteur, type "HIAC" ; soit partiellement, type "ROYCO" (Cf. Figure 72) ;
- Le comptage peut s'effectuer sur un circuit en ligne ou par prélèvement ;
- Les performances du comptage sont liées à l'électronique.

### *Avantages :*

- Prix modéré, de l'ordre de 200 KF ;
- La méthode est normalisée ;
- Rapide :
  - \* en ligne → acquisition directe instantanée
  - \* par prélèvement → technique simple et normalisée ;
- Le système est adapté à nos besoins : le comptage est possible dans l'huile synthétique.

### *Inconvénients :*

- La concentration du polluant est limitée. Au-delà il est nécessaire de procéder à une dilution ;
- Il ne faut pas de bulles d'air, pas de vibrations ;
- Il est nécessaire de régulièrement procéder à une vérification des mesures en effectuant un comptage sur membrane ;
- Le discernement des classes de taille est parfois délicat :

### Exemples :

- \* 2 particules peuvent n'être vues que comme une seule plus grosse,
- \* n particules de diamètre  $\emptyset < 5 \mu\text{m}$  peuvent être vues comme une particule de diamètre  $\emptyset > 5 \mu\text{m}$ .

Bref, le système dépend des performances de l'électronique.

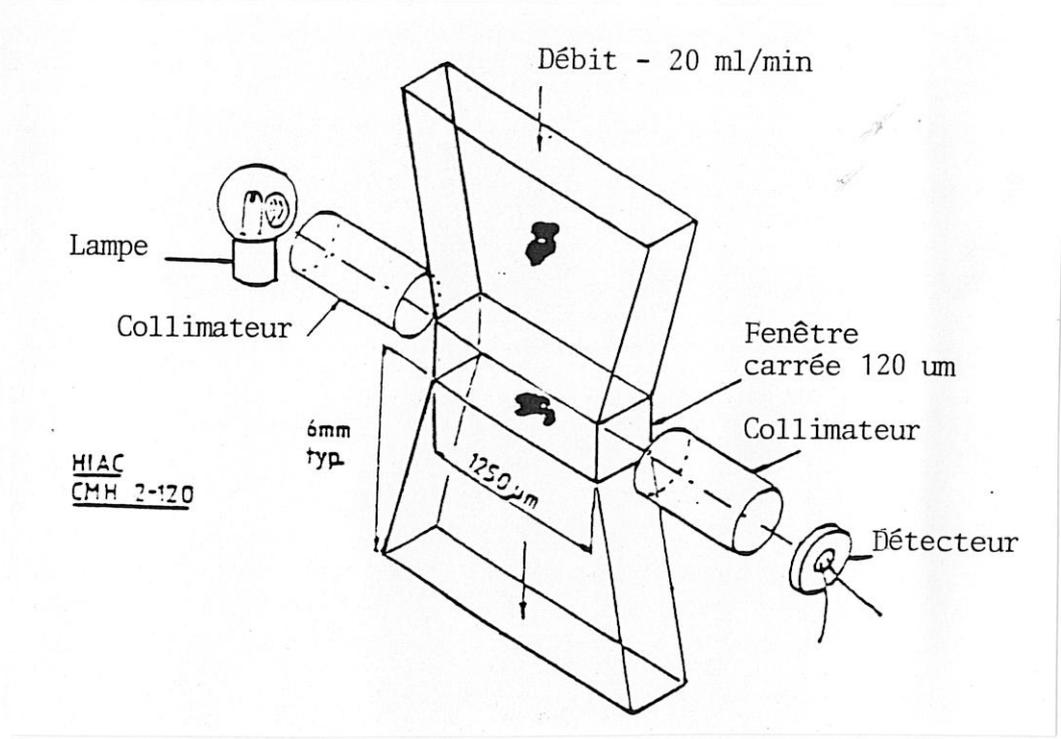


Figure 72.a - Senseur type "HIAC" : les particules défilent toutes devant la cellule

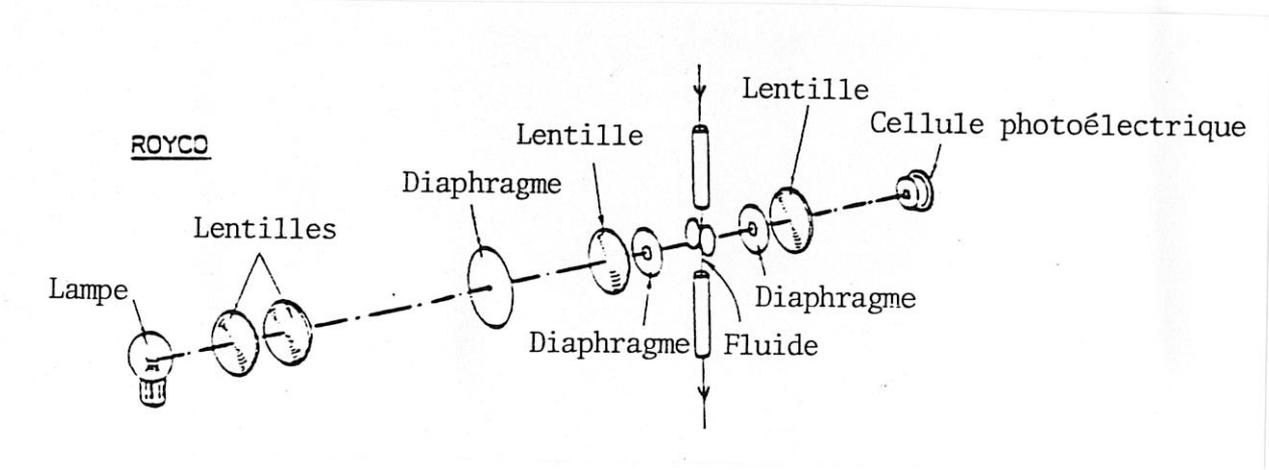


Figure 72.b - Senseur type "ROYCO" : les particules défilent partiellement devant la cellule

Figure 72 - Schéma de principe de deux types de senseur photoélectrique

## LASER

Le LASER est principalement utilisé pour le comptage des particules solides dans les gaz (granulométrie), et le comptage des particules liquides dans les gaz (aérosol). Il permet de détecter des particules de dimension inférieure au micron.

Ces dispositifs à LASER sont couplés à une électronique pour permettre le traitement mathématique de l'information. Le système complet est très onéreux (prix supérieur à 500 KF).

L'expérience dans le domaine du comptage des particules solides dans les liquides est très limitée (application au liquide type médical mais pas au fluide hydraulique).

### 2.2.2 - Choix d'un compteur

Notre choix s'est donc porté sur un compteur à principe photoélectrique. Nous nous sommes équipés d'un compteur HIAC Série 4100 associé à un capteur HR 120 HA.

- **Senseur :** "HR 120 HA"  
Taille des particules : de 2 à 120  $\mu\text{m}$   
Concentration limite : 6 000 part./ml  
Calibration ACFTD : ISO 4402
- **Echantillonneur :** "ABS" (comptage par prélèvement)  
Il permet l'analyse d'une huile 5 cst entre 20 et 80°C sans dilution préalable.
- **Compteur :** "Série 4100"  
Il permet le choix de six classes de taille.  
Le comptage s'effectue par classe et cumulé.

### 2.2.3 - Méthode de comptage

Deux méthodes de comptages :

- en ligne
- par prélèvement puis comptage sous échantillonneur, ont été évaluées.

Si une méthode de comptage en ligne donne plus d'informations sur la pollution en temps réel, elle induit aussi de plus grandes sujétions, notamment un bain thermostaté permettant de maintenir un débit constant au travers de la cellule et la mise en place d'un programme d'acquisition de données.

D'autre part, les vitesses d'injection de l'huile dans les roulements atteignent 14 m/s. Une telle vitesse moyenne d'un jet de fluide dans une atmosphère gazeuse provoque inévitablement un entraînement d'une quantité importante de gaz par le fluide. Or, si tout fluide est susceptible de dissoudre une certaine quantité d'air sans changement appréciable de ses caractéristiques (volume, aspect, compressibilité), au-delà de cette quantité, il devient trouble et l'air se comporte comme s'il était indépendant de l'huile. Du point de vue du comptage automatique de particules, un tel milieu contenant deux fluides non miscibles donnent systématiquement des résultats erronés. En effet, les microbulles d'air sont identifiées par la cellule de comptage comme des particules. Ceci conduit généralement à des comptages iniques, voire même à une saturation du système de comptage.

Ceci nous a conduit à opter pour une procédure de détermination du niveau de pollution par "prélèvements, puis comptage automatique". Une telle procédure permet de s'affranchir des problèmes de mélange air-huile, car l'échantillonneur est équipé pour un dégazage par mise sous vide du fluide avant comptage ; elle permet aussi de valider la méthode de prélèvement et de comptage automatique par réalisation de comptage microscopique du même échantillon et autorise la saisie des informations qualitatives tant sur la nature des polluants, que sur le type et la forme des particules qui peuvent être générées par le système.

### **Méthode de comptage automatique par prélèvement**

L'huile utilisée est un ester d'acide gras obtenu suivant la réaction :



La dilution de l'échantillon est donc réalisée à l'alcool (éthanol). Le comptage est effectué sur 20 ml de fluide dilué.

L'essai à blanc est réalisé à partir d'éthanol conditionné en bouteille plastique. Le niveau de pollution de ce fluide, suivant la NAS 1638, est une Classe 1.

La méthode de comptage automatique des particules solides est réalisée selon la Norme AIR 3520/B. Le compteur a été préalablement calibré selon la Norme ISO 4402. Les prélèvements sont effectués lorsque le système est en fonctionnement selon la Norme AFNOR E 48.650. Le fluide est recueilli dans un flacon propre, conditionné suivant AFNOR E 48.654. Enfin, le résultat du comptage est représenté graphiquement selon ISO DIS 4406.

## 2.3 - POLLUANT

### 2.3.1 - Choix de la pollution

Il est difficile de reproduire artificiellement dans un banc d'essai, la pollution réelle d'un moteur. En effet, celle-ci dépend du type de moteur (avec réducteur ou pas, étanchéité par des labyrinthes pressurisés ou non) et de l'environnement. Ainsi, un moteur évoluant au Moyen-Orient ne peut pas être comparé au même opérant en Europe.

Plusieurs types de contaminants étaient disponibles :

- Silice normalisé (ACFTD)
- $\text{Si O}_3$  ou  $\text{Al}_2\text{O}_3$  calibré jusqu'à  $0,06 \mu\text{m}$
- Particules de rectification de M 50 (voir Figure 73)
- Particules sphériques de M 50, utilisées dans la métallurgie des poudres (voir Figure 74).

Les particules de  $\text{Si O}_3$  ou  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (rares dans les moteurs) et de rectification (dimensions trop importantes) sont écartées de notre choix.

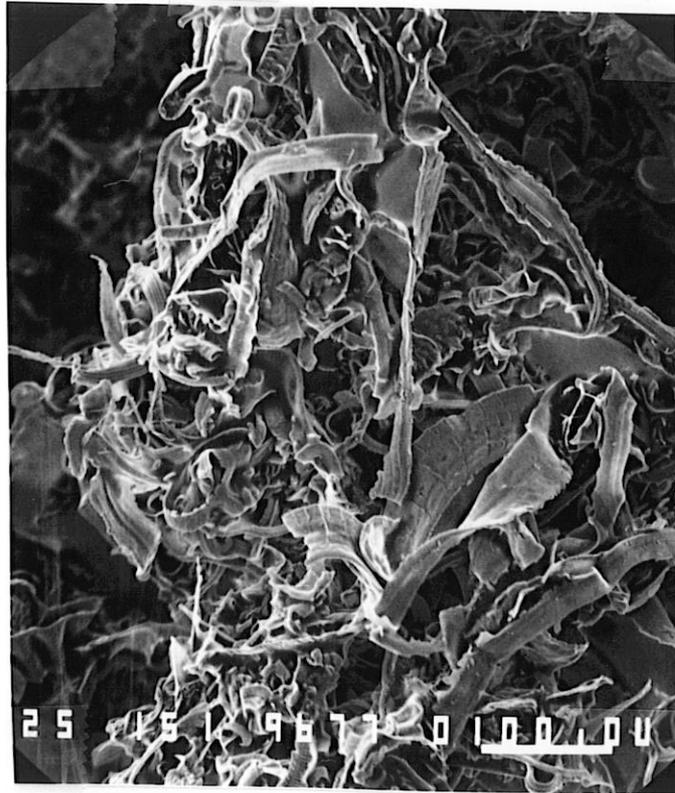
Habituellement les études utilisent l'ACFTD (sable calibré) mais cette poudre :

- est très dure
- se fragmente
- et ne se trouve pas dans tous les moteurs.

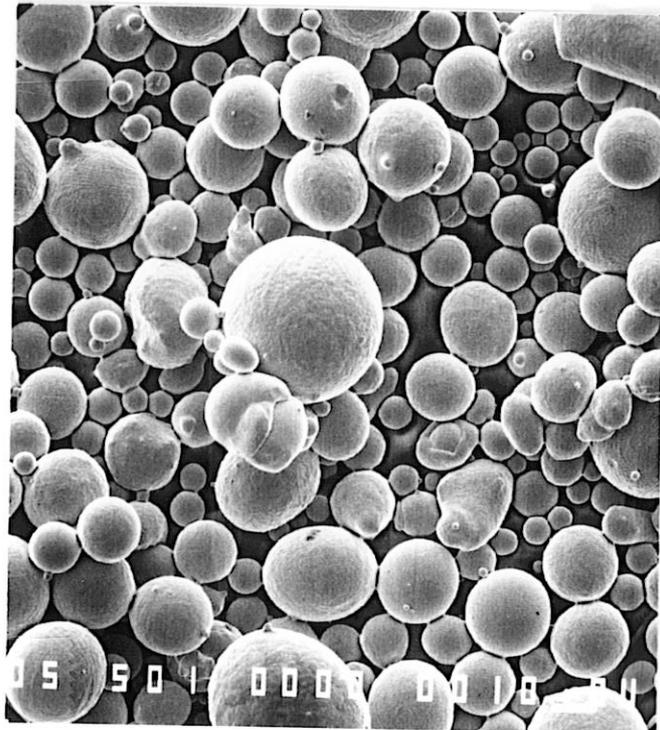
Nous avons choisi la poudre de M 50 :

- particules sphériques de diamètre compris entre 3 et  $50 \mu\text{m}$
- granulométrie proche de l'ACFTD (Cf. Tableaux 13, 14 et 15)
- caractéristiques matériaux identiques à celles des roulements d'essai.

Ces particules sphériques et métalliques peuvent être modélisées. De plus, elles sont déformables, donc il est possible de suivre la vie d'une particule.



**Figure 73 - Particules de rectification (M50)**



**Figure 74 - Poudre de M50**

**Tableaux 13, 14 et 15 - Comparaison entre la distribution en taille des particules de M 50 et celles d'ACFTD - Compteur HIAC APC**

Particule Taille	M 50		ACFTD	
	Nombre	%	Nombre	%
2	102,186	100	139,688	100
3	74,929	73,3	99,181	71
5	38,387	37,6	51,699	36,9
7	23,132	22,6	29,398	21
10	13,576	13,3	14,391	10,3
15	6,909	6,76	5,523	3,9
20	3,682	3,61	2,548	1,8
30	1,157	1,13	750	0,54
40	660	0,65	287	0,21
50	159	0,16	129	0,09
60	36	0,03	65	0,05
70	10	0,01	35	0,02

**Tableau 13 - Nombre de particules et pourcentages de celles plus grandes qu'une taille donnée - pour 1 mg/l**

Particule Taille	M 50		ACFTD	
	Nombre	%	Nombre	%
2-3	27,257	26,6	40,507	25
3-5	36,542	35,8	47,482	34
5-7	15,255	14,9	22,301	16
7-10	9,556	9,4	15,007	10,7
10-15	6,667	6,5	8,868	6,4
15-20	3,227	3,2	2,975	2,1
20-30	2,525	2,2	1,798	1,3
30-40	497	0,5	463	0,33
40-50	501	0,5	158	0,1
50-60	123	0,12	64	0,05
60-70	25	0,02	29	0,02

**Tableau 14 - Distribution en nombre de particules et pourcentages par intervalle de taille - pour 1 mg/l**

Intervalle de taille	Microscope		HIAC	
	Nombre	%	Nombre	%
5-10	206,400	60,4	24,181	64
10-15	57,000	16,7	6,667	17,6
15-25	63,000	15,4	4,559	12,9
25-50	15,540	4,5	1,891	5,0
50+	60	0,02	159	0,04
Total > 5	342,000	100	37,757	100

**Tableau 15 - Comparaison entre un comptage au microscope et par le compteur HIAC-APC pour la poudre de M 50**

### 2.3.2 - Préparation du polluant

Le polluant, acier M 50 en poudre, est préparé, avant ingestion dans le circuit de lubrification, selon la méthode suivante :

- 1 - Démagnétisation
- 2 - Déshydratation
- 3 - Etuve à 150°C pendant 2 heures.
- 4 - Tamisage à 5, 15, 20, 32 et 40 microns.
- 5 - Le polluant est mélangé à l'huile neuve dans un récipient de 20 ml, puis plusieurs fois rincé à l'huile neuve (bidon de 1 litre).

## 3 PRISE EN COMPTE DU MATERIAU [79]

### 3.1 - INTRODUCTION

L'amélioration de la technologie des roulements grande vitesse nécessite une meilleure connaissance du comportement mécanique monotone et cyclique du matériau en particulier dans le cas de l'alliage E 80 DCV 40 DFV ou M 50.

L'utilisation du modèle de calcul de durée de vie proposé par IOANNIDES [80] permet de relier les résultats expérimentaux à une valeur de contrainte limite de fatigue, fonction du matériau, de ses qualités de réalisation et de la température.

### 3.2 - MATIERE ET TRAITEMENTS THERMIQUES

La matière : E 80 DCV 40 DFV a été fournie par SNFA sous forme de barre Ø 53 mm. Coulée : E3607 (AUBERT & DUVAL).

Les éprouvettes ont été ébauchées par TURBOMECA ; les éprouvettes de traction ont été finies par TURBOMECA ; celles de flexion rotative ont été finies par SNFA pour obtenir la même finition de surface que sur les roulements. Les traitements thermiques ont été réalisés par SNFA, même gamme que pour les roulements SPX 35/4.

Les relevés de rugosité sont visibles sur la Figure 75. Sur éprouvette on a Ra de 0,1 à 0,25  $\mu$ . Sur piste de roulement Ra = 0,065  $\mu$ . On constate une rugosité relativement moins bonne sur les éprouvettes de fatigue.

**Dureté  $H_{RC} = 62,5$**

**Microstructure :** Les examens ont été effectués sur une coupe axiale. Les clichés sont visibles sur les Figures 76a et 76b. La taille de grain est d'indice 8 à 9 AFNOR. Les carbures ont une taille et une répartition conforme à la spécification TURBOMECA, cette taille est cependant plus élevée que sur les livraisons habituelles. Les plus gros carbures de forme cubique sont riches en Zirconium.

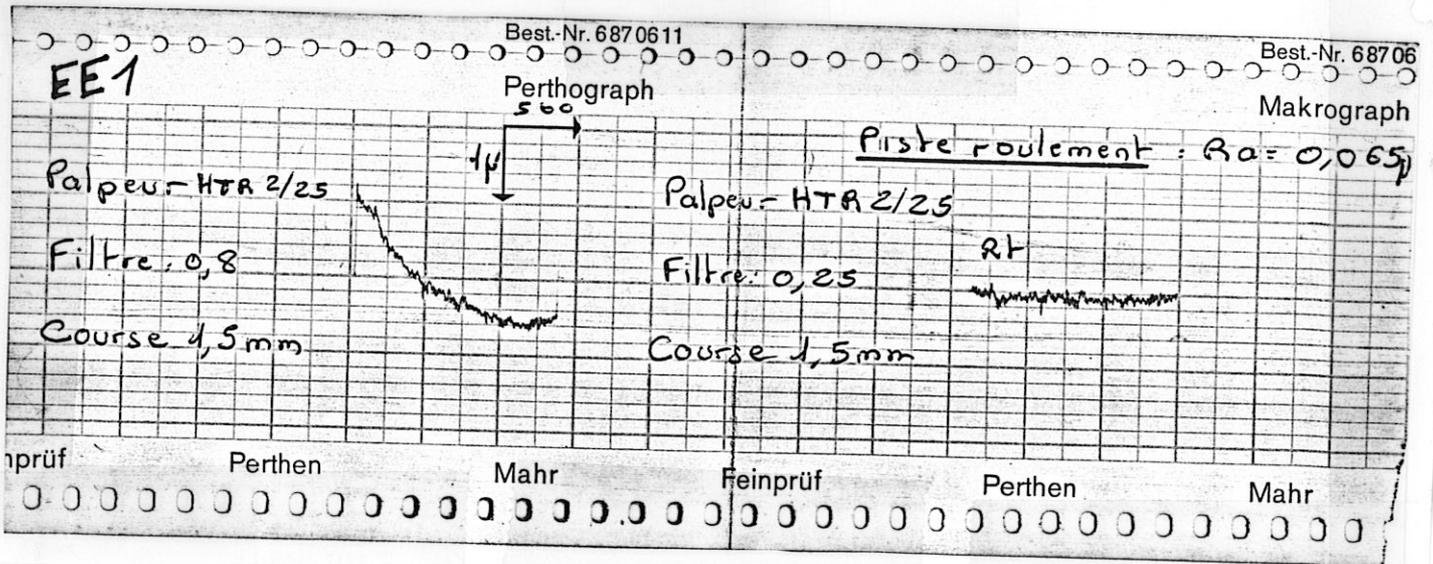
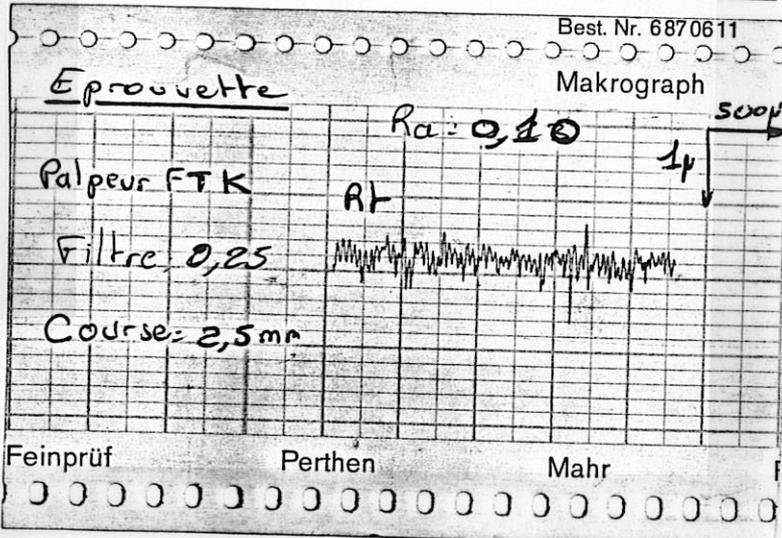
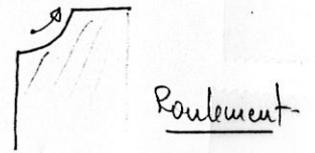
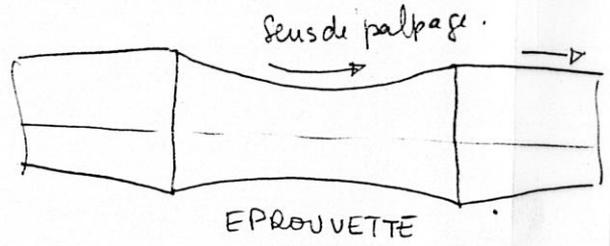
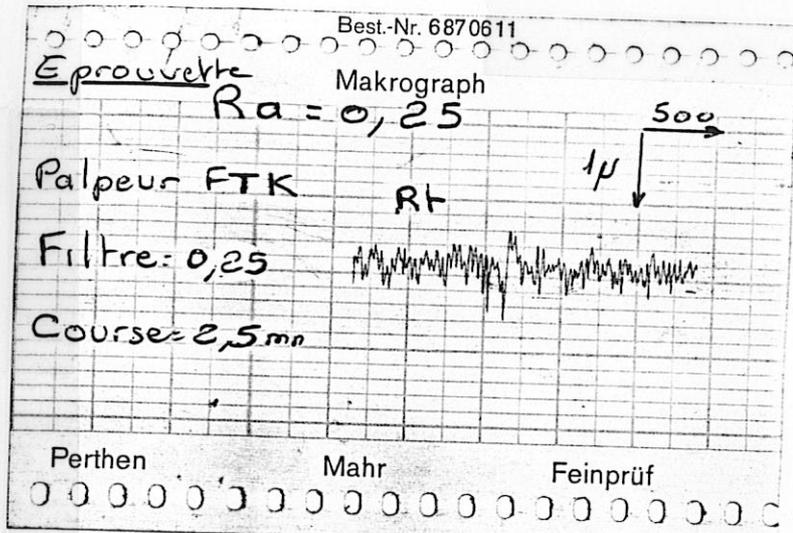
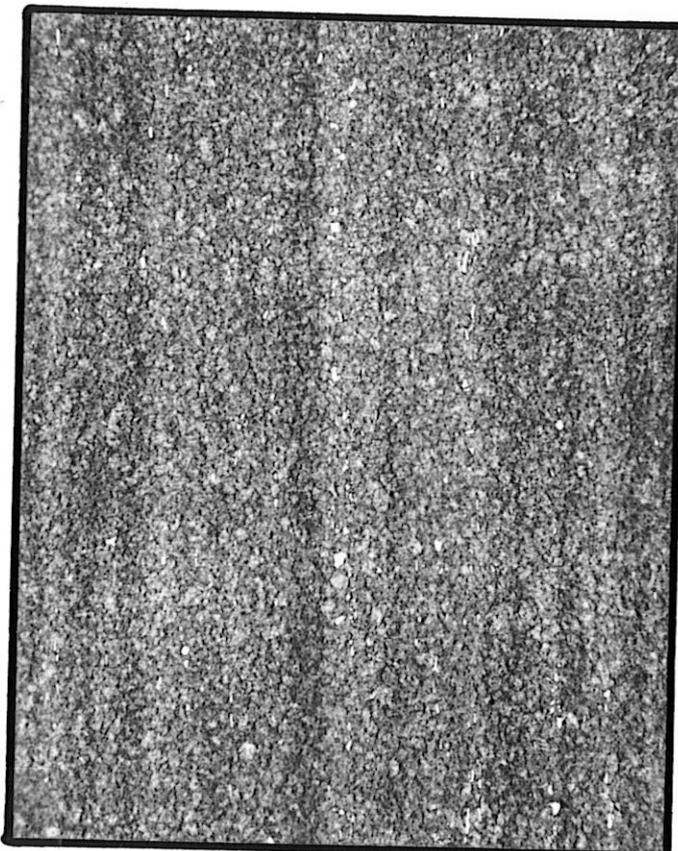
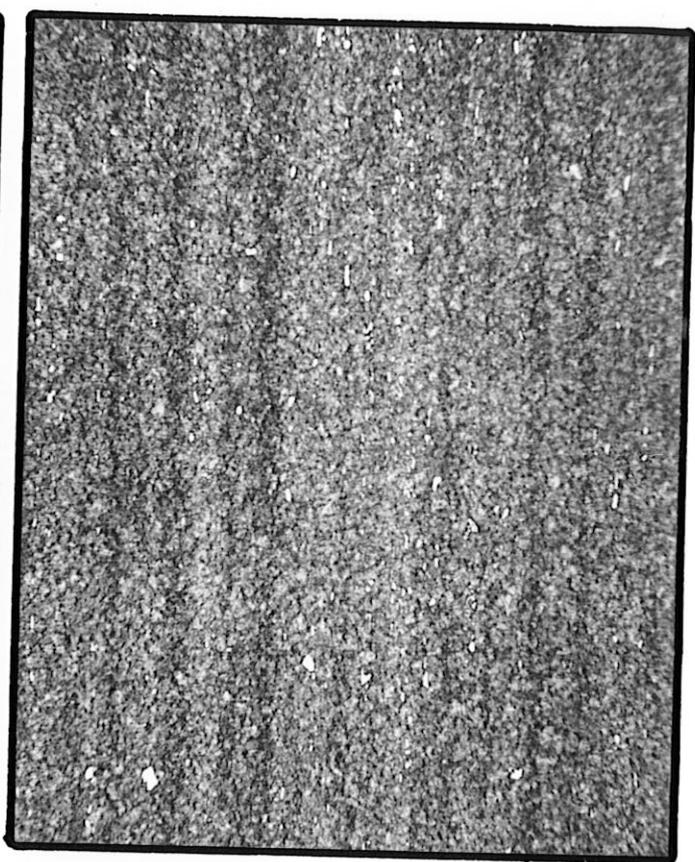


Figure 75 - Comparaison de l'état de surface des éprouvettes de flexion rotative et des gorges de roulement

BARRE     $\varnothing$  53 mm    80DCV40    SNFA    Coulée: E 3607



x 100

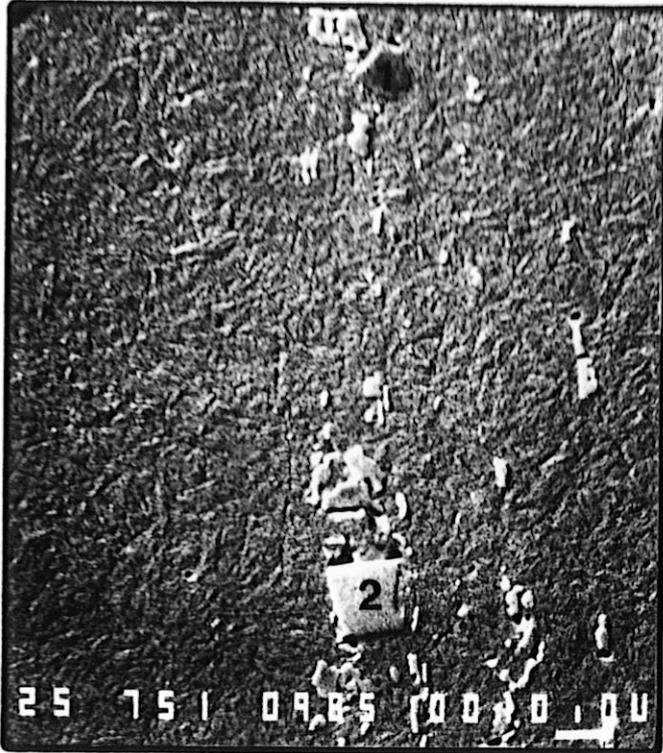


x 100



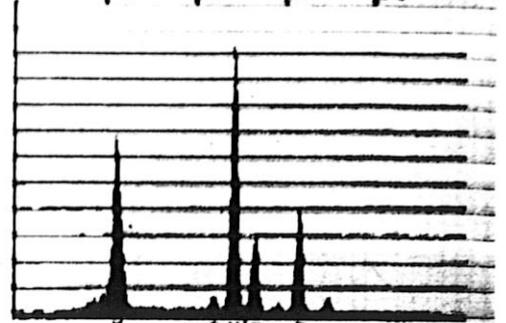
x 500

Figure 76a - Microstructure de l'alliage M50

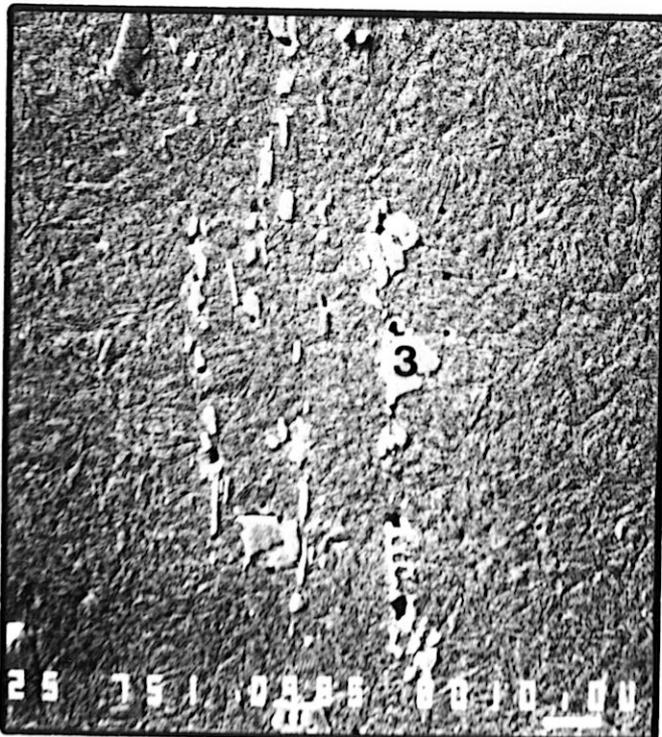


1

31-AUG-88 13:56:24 EDAX READY  
 RATE: 3656CPS TIME 68LSEC  
 80-20KEV:10EV/CH PRST: OFF  
 A: M50 GRIS B:  
 FS= 3102 MEM: A FS= 200  
 02 04 06 08

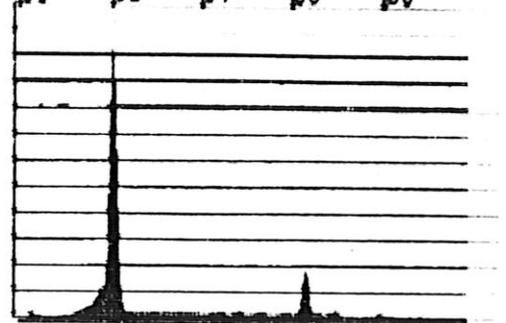


CURSOR (KEV)=85.168 EDAX



2

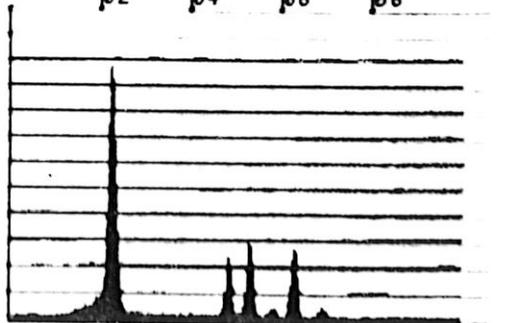
31-AUG-88 13:50:12 EDAX READY  
 RATE: 3776CPS TIME 91LSEC  
 80-20KEV:10EV/CH PRST: OFF  
 A: M50 ROSE B:  
 FS= 7103 MEM: A FS= 200  
 00 02 04 06 08



CURSOR (KEV)=85.888 EDAX

3

31-AUG-88 13:59:36 EDAX READY  
 RATE: 3803CPS TIME 71LSEC  
 80-20KEV:10EV/CH PRST: OFF  
 A: M50 BLANC B:  
 FS= 4852 MEM: A FS= 200  
 02 04 06 08



CURSOR (KEV)=85.168 EDAX

Figure 76b - Microstructure de l'alliage M50

### 3.3 - CARACTERISTIQUES DE TRACTION

Nous n'avons pas trouvé dans la littérature des informations sur le comportement en traction de l'alliage M 50. Ceci est lié à deux raisons :

- Difficulté d'effectuer des essais de traction sur des matériaux ayant un domaine de plasticité très réduit (cas des aciers à roulement) ;
- Les principales sollicitations étant liées aux contacts superficiels, les informations disponibles portent sur la compression et la dureté.

Afin de compléter les informations sur le M 50 nous avons lancé une caractérisation en traction pour deux sens de prélèvement. Les éprouvettes ont été prélevées dans la barre à mi-rayon et en sens axial (A) ou transversal (T).

Température	Sens	R MPa	RO,2 MPa	A %	Observations
Ambiante	A	1 941	-		Rupture fragile
	T	2 776		2,69	
200°	A	2 566	2 420	5,30	
	T	2 544	2 399	6,10	
250°	A	2 464	2 333	6,50	
	T	2 508	2 376	6,10	
300°	A	2 457	2 332	6,90	Rupture fragile
	T	1 753	-	-	

**Tableau 16 - Caractéristiques de traction**

Nous constatons un comportement fragile à la température ambiante. A 200 et 250°C la chute des caractéristiques mécaniques est très faible avec cependant une ductilité sensible. A 300°C la fragilité réapparaît pour le sens de prélèvement travers. Cette fragilité est probablement liée à un phénomène de revenu.

Il faut souligner la faible influence de la température sur la résistance et la limite élastique. Ceci ne correspond pas aux indications résultant des essais de dureté [81] (Voir Figure 77).

Sur la Figure 78, on peut voir les faciès fractographiques de l'éprouvette de traction rompue à la température ambiante. On note la présence de quelques facettes clivées.

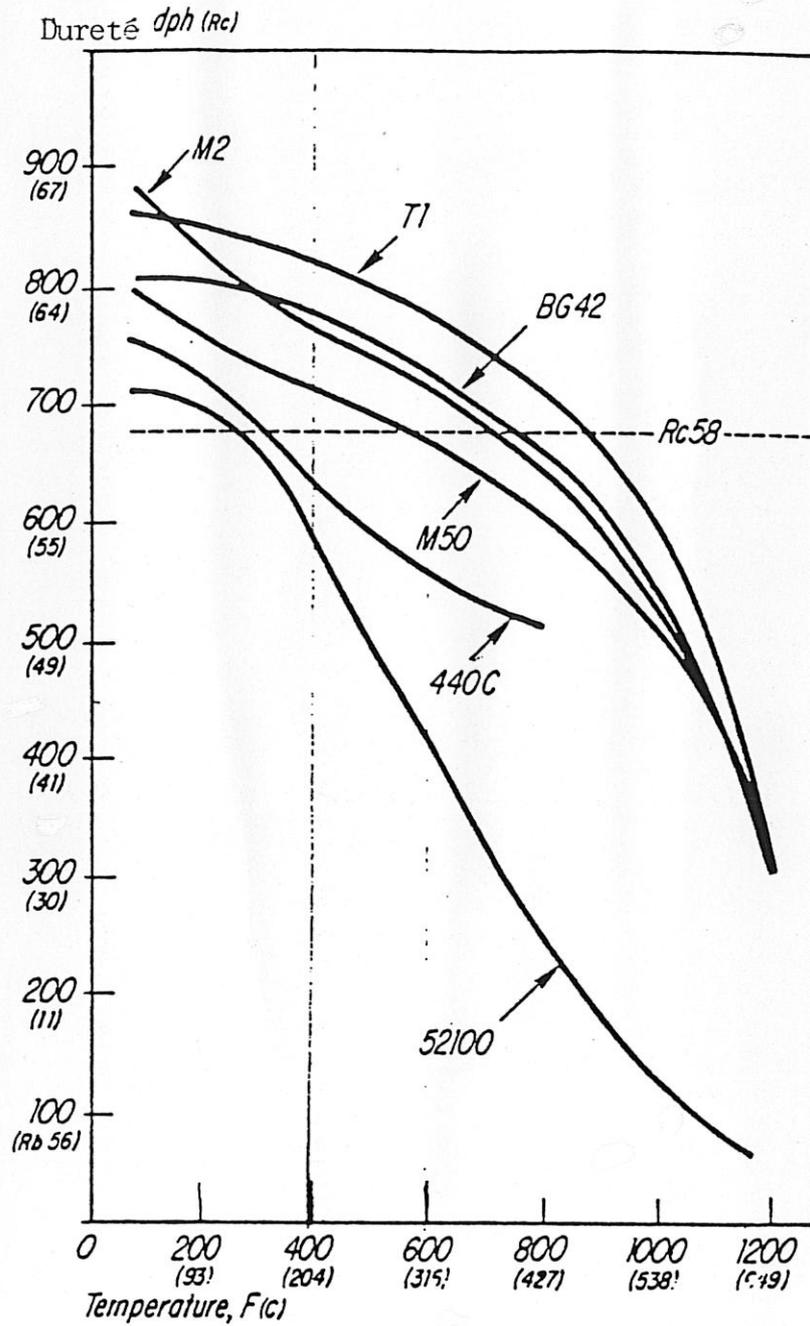


Figure 77 - Dureté en fonction de la température pour différentes nuances d'acier à carbone.  
Rc 58 indique la température maximum que peuvent supporter roulements ou engrenages soumis à des pressions de 2 100 MPa [81]

Eprouvette de traction en M50 - 175 -  
R = 2776 MPa ; A% = 2,69

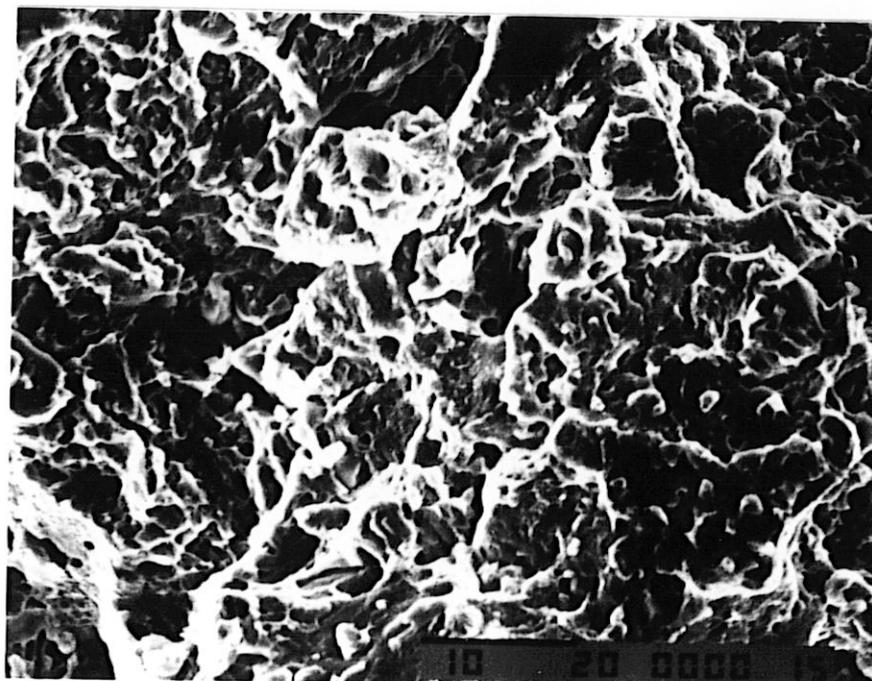
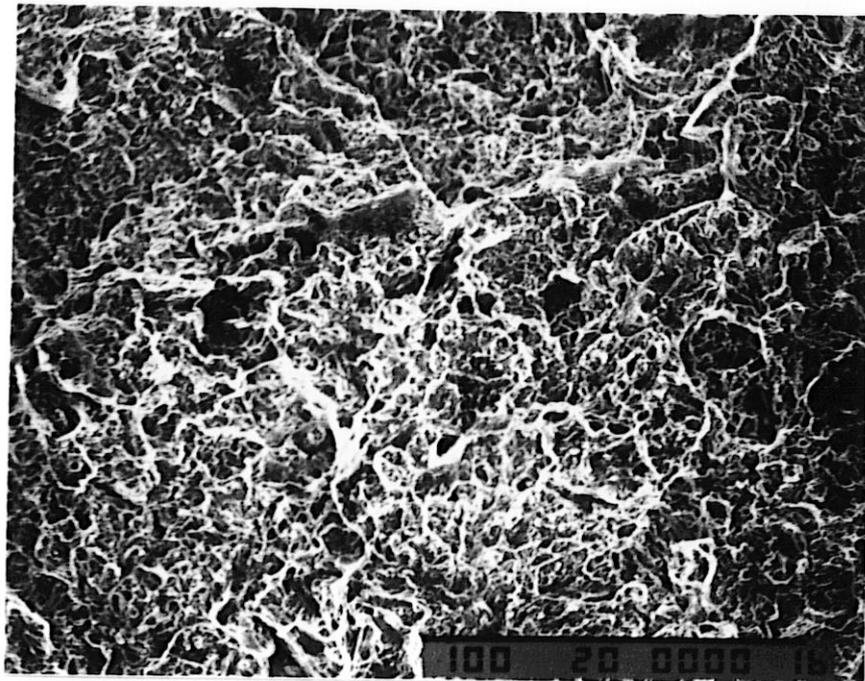


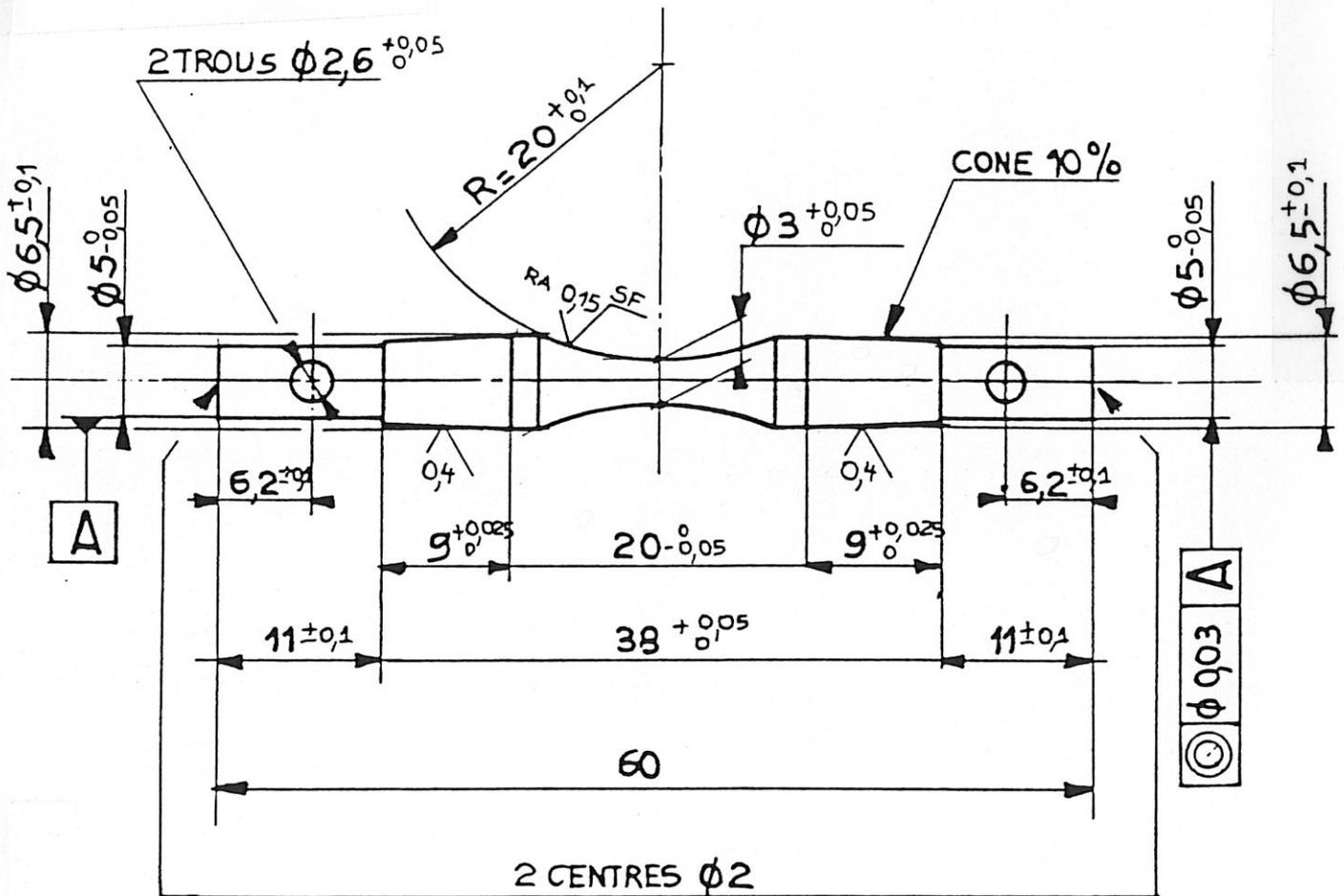
Figure 78 - Photo de l'éprouvette de traction rompue  
à la température ambiante

### 3.4 - COMPORTEMENT EN FATIGUE (FLEXION ROTATIVE)

Les éprouvettes ont été prélevées à mi-rayon et en sens axial dans la barre. Le plan de l'éprouvette est reporté sur la Figure 79.

Conditions d'essais : Fréquence : 50 Hz

$$R = \frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}} = - 1$$



état de surface  $\sqrt{0,8}$  sauf indication

Figure 79 - Epreuve de flexion rotative

## Fatigue à la température ambiante

Ces valeurs sont reportées dans le Tableau 17 et sous forme graphique sur la Figure 81. Nous constatons une limite d'endurance assez mal définie pouvant être estimée à 875 MPa. Cette valeur est logique pour un acier durci à cœur (Voir Figure 80). Il faut cependant noter que cette valeur est inférieure à celles obtenues avec le E 16 NCD 13 cimenté ou le PYREOWEAR 53 cimenté. Dans les mêmes conditions d'essai, leur limite d'endurance est de 1 050 à 1 100 MPa [82, 83].

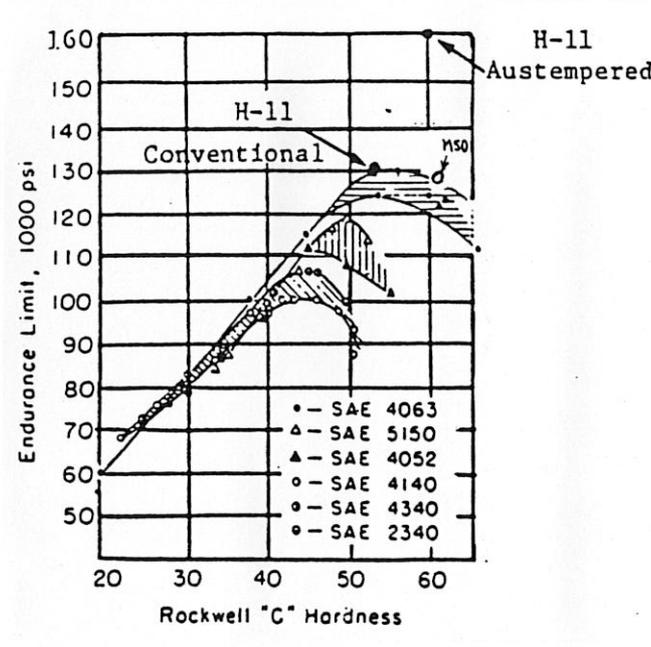


Figure 80 - Relation entre la dureté et la contrainte limite de fatigue pour quelques nuances d'acier [84]

## Fatigue à 200°C

Ces résultats sont reportés dans le Tableau 18 et sous forme graphique sur la Figure 82 avec les résultats obtenus à l'ambiante.

Les deux populations de résultats sont très voisines sauf dans le domaine des très grands nombres de cycles. La limite d'endurance à 200°C n'a pu être déterminée avec précision, elle apparaît probablement pour un nombre de cycles très élevé ( $> 10^8$ ). Ceci peut être attribué à l'oxydation.

Il convient de remarquer que même pour les très grandes durées de vie, la dispersion des résultats est faible. Nous constatons sur le diagramme de Weibull de la Figure 83 obtenu à 200°C avec 13 essais sous 854 MPa, que la durée de vie moyenne  $E_{50}$  est de  $10^7$  cycles et que la durée pour 10 % d'éprouvettes rompues est  $E_{10}$  :  $4,5 \cdot 10^6$  cycles.

Repère	Contrainte MPa	Cycles à rupture
1	1200	262 100
2	1100	1 671 900
3	1000	1 297 400
8	1000	12 799 400
9	1150	698 200
7	1245	266 500
5	1020	8 103 700
6	1000	4 760 800
4-1	900	9 044 200
10	1060	2 277 000
18	960	1 570 200
20	960	4 017 000
21	900	18 356 000
26	900	> 60 111 100
4	1304	183 000
3-1	900	> 64 367 100

**Tableau 17 - Fatigue à la température ambiante**

Repère	Contrainte MPa	Cycles à rupture
13	1245	69 100
19	960	1 927 500
12	1100	778 100
17	1200	165 500
14	1150	201 400
11	1040	1 169 300
15	1000	2 295 800
16	900	8 932 300
30	806	16 303 200
25	854	8 215 800
28	854	1 161 800
24	854	16 630 100
8-1	854	5 039 200
5-1	854	11 284 700
2-1	854	5 215 900
22	854	11 907 000
23	854	8 707 900
29	854	11 393 400
27	854	12 291 900
9-1	854	6 954 200
6-1	854	6 321 100
7-1	854	15 299 300

**Tableau 18 - Fatigue à 200°C**

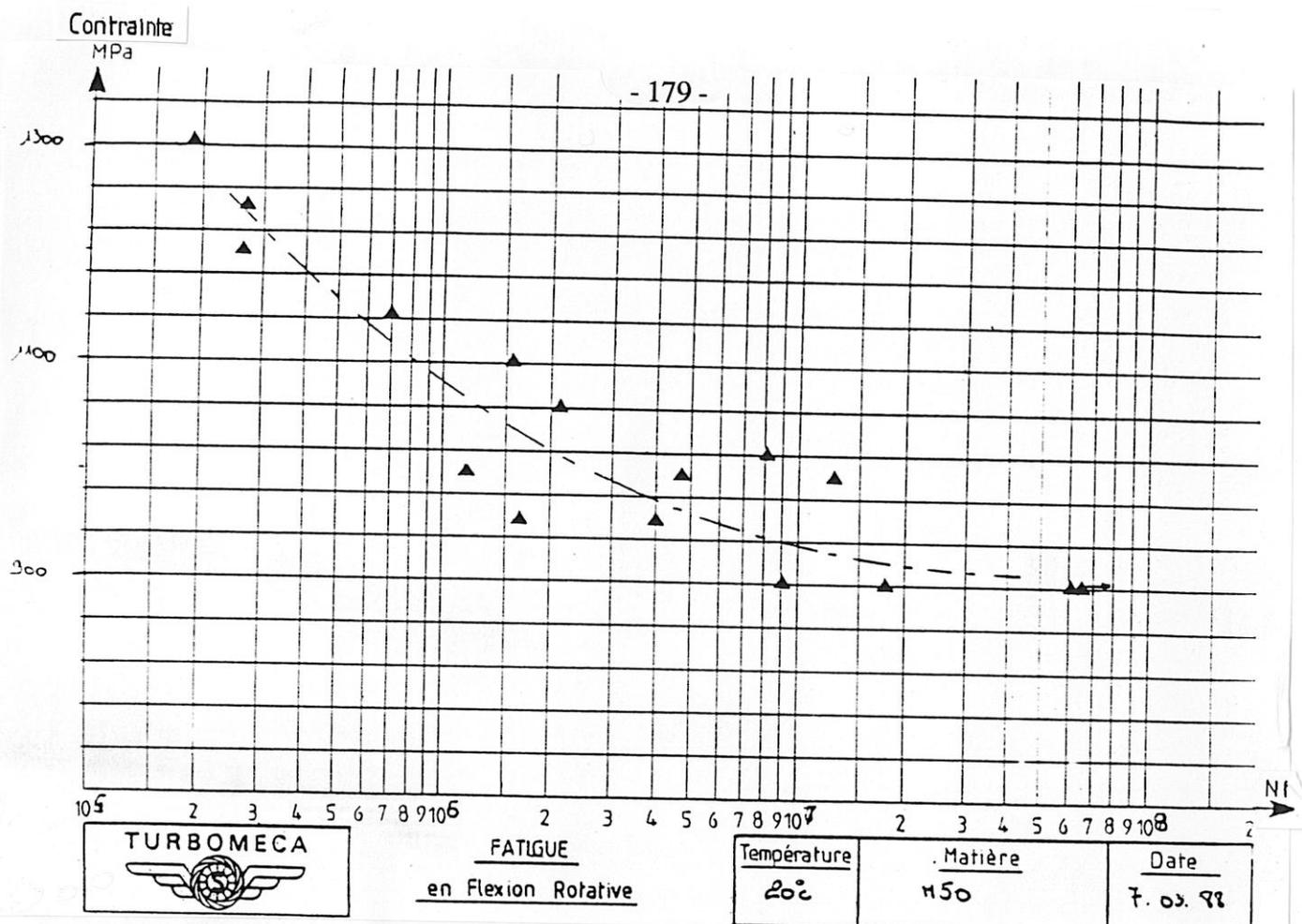


Figure 81 - Fatigue en flexion rotative à la température ambiante

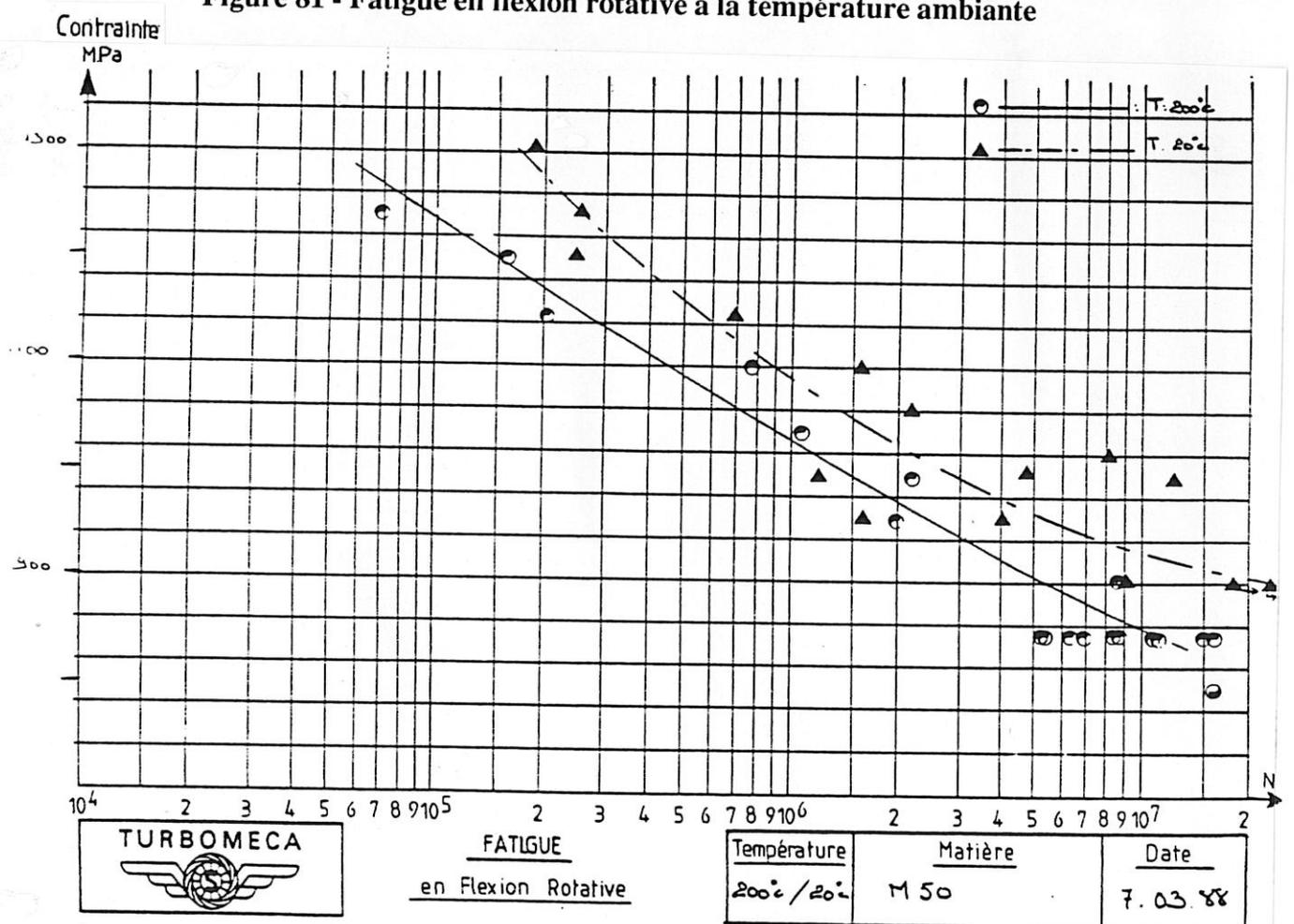


Figure 82 - Fatigue en flexion rotative à 200°C

Matériau: M50	Contrainte: 854 MPa
Origine:	Température: 200°C
Fournisseur:	

### FLEXION ROTATIVE

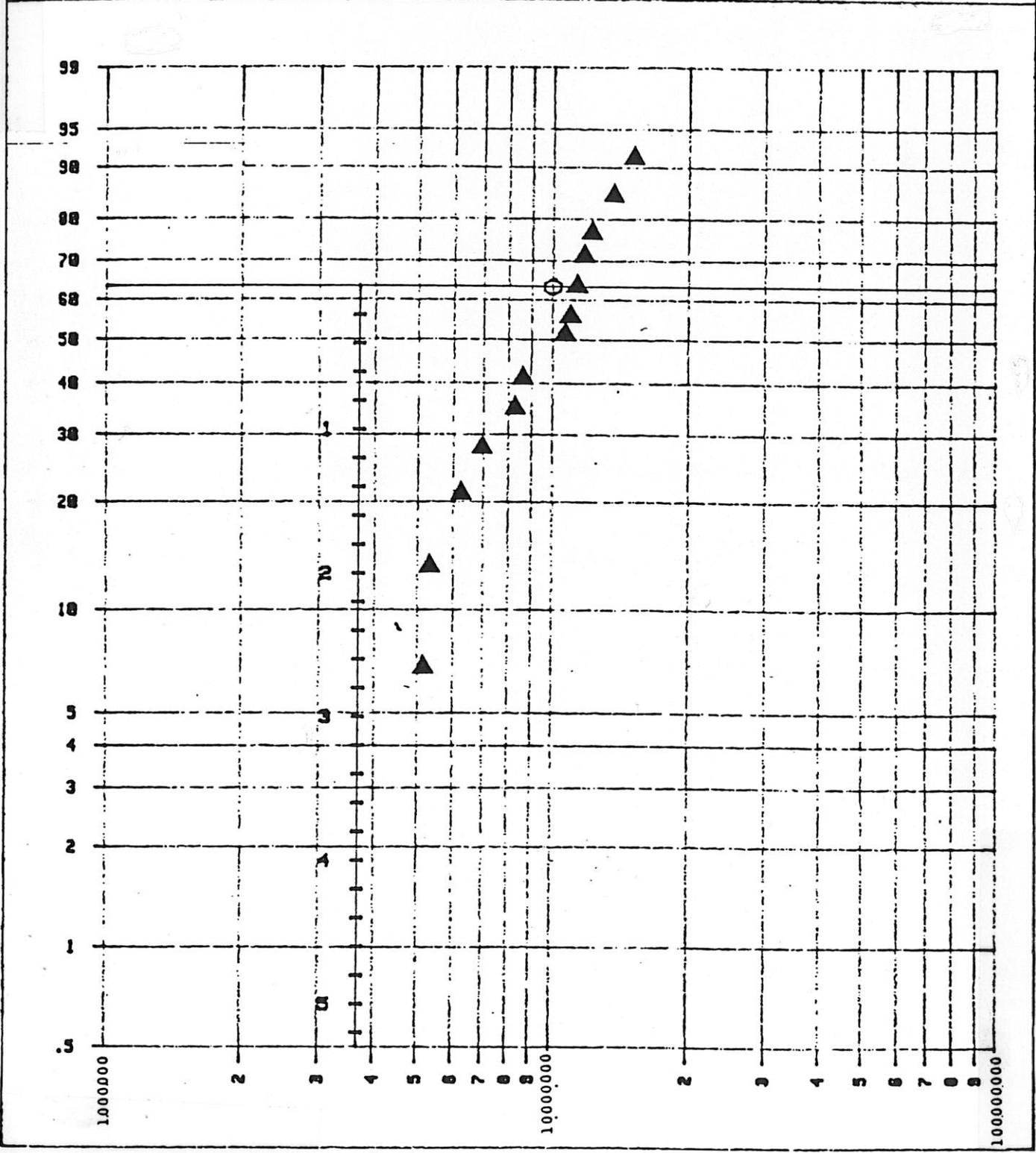


Figure 83 - Diagramme de Weibull à 200°C sous 854 MPa

### 3.5 - VALEUR DE LA CONTRAINTE LIMITE DE FATIGUE

Le nouveau modèle de calcul de durée de vie de roulements proposé par IOANNIDES [80] demande la connaissance de caractéristiques matériaux représentatives des conditions de fonctionnement et de réalisation (température, état de surface, nombre, taille et hétérogénéité des inclusions).

La formule (15) de la référence [80] :

$$\ln \frac{1}{S} \approx A N^e \int_{V_R} \frac{(\sigma - \sigma_u)^c}{z'^h} dV \quad (15) \text{ Réf. [80]}$$

Avec :	S	Probabilité de survie
	A	Constante matériau
	$\sigma_u$	Valeur de limite de fatigue du matériau
	$\sigma$	Contrainte du critère de fatigue
	$z'$	Profondeur moyenne avec pondération de contrainte
	$V_R$	Volume à risque où $\sigma > \sigma_u$

est utilisée comme approximation pour les aciers homogènes de très haute qualité, pour comparer les durées calculées et obtenues expérimentalement, pas seulement pour les roulements mais aussi pour d'autres éléments typiques (éprouvettes) des essais de fatigue. Les valeurs de c, e et h sont celles de la référence [7].

Dans notre cas, les résultats d'essai de flexion rotative nous permettent d'évaluer les paramètres matériaux A et surtout  $\sigma_u$ .

Dans les essais de flexion rotative, le champ de contrainte est approximativement uniaxial et le critère de fatigue généralement accepté est la contrainte normale alternée. La section des éprouvettes varie (voir Figure 79) et l'intensité de la contrainte alternée  $\sigma_z$  peut s'exprimer à l'aide d'un système de coordonnées polaires  $r, \theta, z$  avec :

$$\sigma_z = \sigma_0 R_0^3 \frac{r}{\left[ R_0 + R_c - \sqrt{R_c^2 - z^2} \right]^4} \quad (16) \text{ Réf. [80]}$$

où  $\sigma_0$  est la contrainte maximale se produisant à la surface de la plus petite section. En utilisant la formule (15), la durée  $L_{10}$  en flexion rotative (fatigue de cycle élevé) peut être tirée de :

$$\ln \frac{1}{S} = 2 \pi \bar{A} N^e \int_{z_L}^{z_L} \int_{R_L}^{R_S} \frac{(\sigma_z - \sigma_u)^c}{z'^h} r dr dz \quad (17) \text{ Réf. [80]}$$

où  $R_S$  est le rayon variable de surface et  $R_L$  et  $z_L, -z_L$  respectivement le rayon et les distances  $z$  qui délimitent le volume à risque. Le facteur de pondération  $z'$  dans le sens radial est calculé pour chaque section de la manière décrite précédemment, c'est-à-dire comme profondeur moyenne avec pondération de contrainte.

$$z' = \frac{\int_{R_L}^{R_S} (\sigma_z - \bar{\sigma}_u) (R_S - r) dr}{\int_{R_L}^{R_S} (\sigma_z - \bar{\sigma}_u) dr} = \frac{1}{3} (R_S - R_L) \quad (18) \text{ Réf. [80]}$$

Des comparaisons entre données expérimentales obtenues à partir d'éprouvettes de dimensions  $R_0 = 3 \text{ mm}$  et  $R_c = 20 \text{ mm}$  et résultats calculés en ordinateur en partant de l'équation (17) sont présentés à la Figure 84.

Les exposants  $c$ ,  $e$  et  $h$  ont été posés égaux respectivement à  $31/3$ ,  $10/9$  et  $7/3$  selon la théorie de LUNDBERG-PALMGREN [7]. Nous avons effectué une étude paramétrique avec différentes valeurs de la limite de fatigue  $\sigma_u$  (Noter que deux points seulement sont nécessaires pour la détermination des deux inconnues  $A$  et  $\sigma_u$ ). La constante de proportionnalité  $A$  est tirée d'un couple de valeurs expérimentales  $\sigma$  et  $L_{50}$  ; nous déterminons ainsi un point de référence, qui est le point commun à toutes les courbes calculées de la Figure 84. Ces courbes, une pour chaque  $\sigma_u$ , sont des courbes de Wöhler théoriques. Il ressort de cette figure que la meilleure concordance est obtenue pour  $\sigma_u = 300$  MPa.

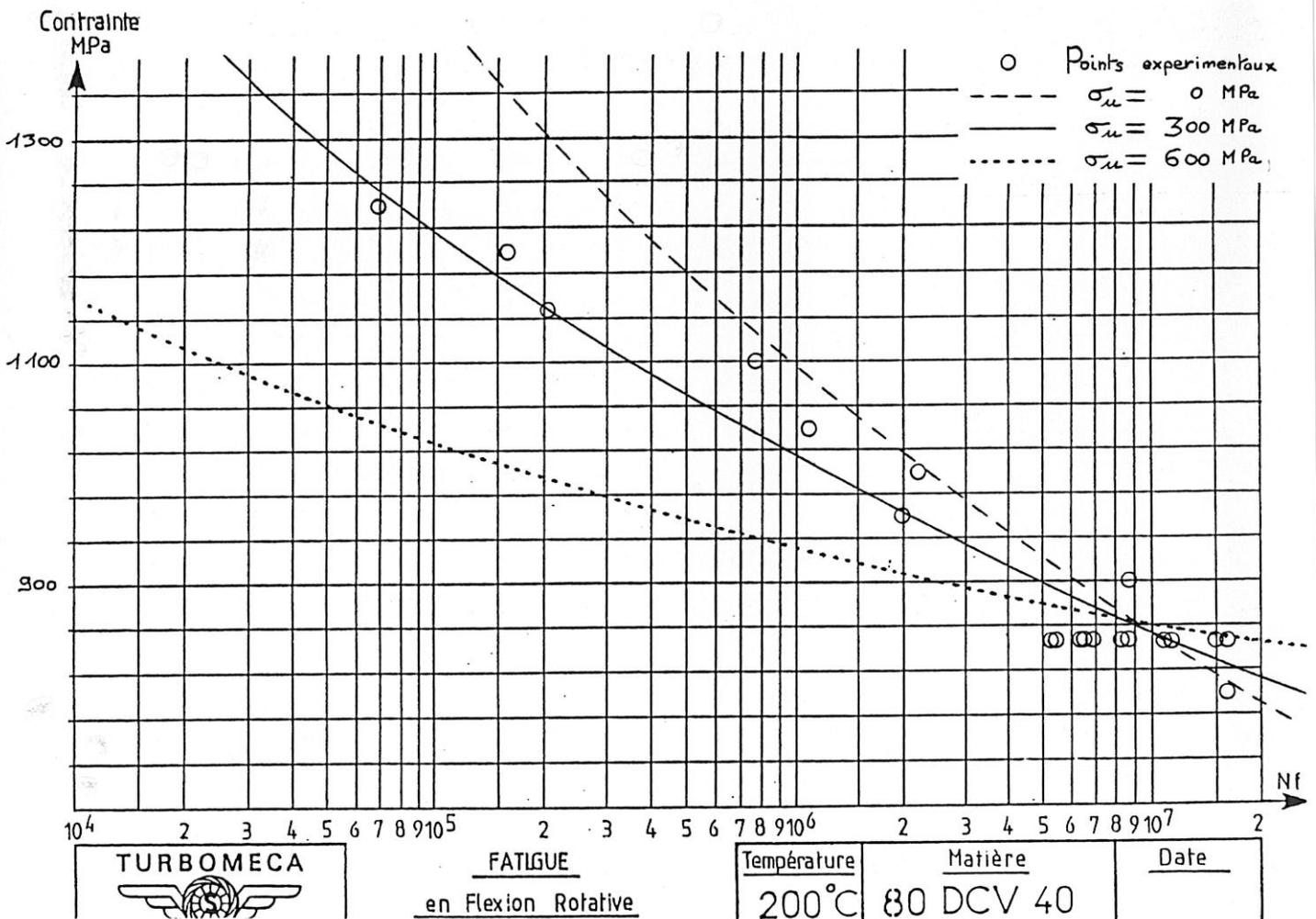


Figure 84 - Comparaison entre la durée de vie  $L_{50}$  mesurée et calculée

### 3.6 - CONCLUSION

Cette étude a permis de quantifier les propriétés en traction et en flexion rotative de l'alliage M 50.

Nous avons constaté une faible influence de la température sur la tenue en traction (entre 20 et 250°C).

#### **A la température ambiante :**

- La limite d'endurance en flexion rotative est atteinte entre  $10^7$  et  $5.10^7$  cycles pour une contrainte de 875 MPa ;
- La contrainte correspondant à la limite d'endurance est inférieure de 20 à 25 % à celles des nuances cémentées E 16 NCD 13 et Pyrowear 53.

#### **A 200°C**

- Pour  $10^8$  cycles, il n'apparaît pas encore de véritable limite d'endurance. Ceci pourrait être lié au phénomène d'oxydation ;
- Une comparaison avec un modèle théorique permet de montrer que la contrainte limite de fatigue se situe aux alentours de 300 MPa.

## 4 ESSAI AVEC GLISSEMENT (Faible Charge)

### 4.1 - INTRODUCTION

Dans ces essais nous étudions l'influence de la pollution sur l'apparition des dégradations de surface. Cette détérioration superficielle, bien connue dans les turbomachines, est décrite sur les Figures 85.a à 85.d.

Elle apparaît très rapidement (en quelques heures) sur les roulements à billes ou à galets, grande vitesse et faiblement chargés. Généralement, l'enlèvement de matière qui suit détruit le roulement par augmentation des jeux dans le roulement, diminution des diamètres de billes ou de galets, etc... Parfois aussi, les défauts de surface favorisent les écaillages (Figure 86).

Dans un premier temps nous reproduisons aux bancs partiels, le faciès des défauts observés sur moteur.

Puis nous déterminons le seuil d'apparition des détériorations.

Enfin, nous étudions le rôle des particules sur l'apparition du défaut.



Figure 85a - Détériorations par glissement

Zone brillante



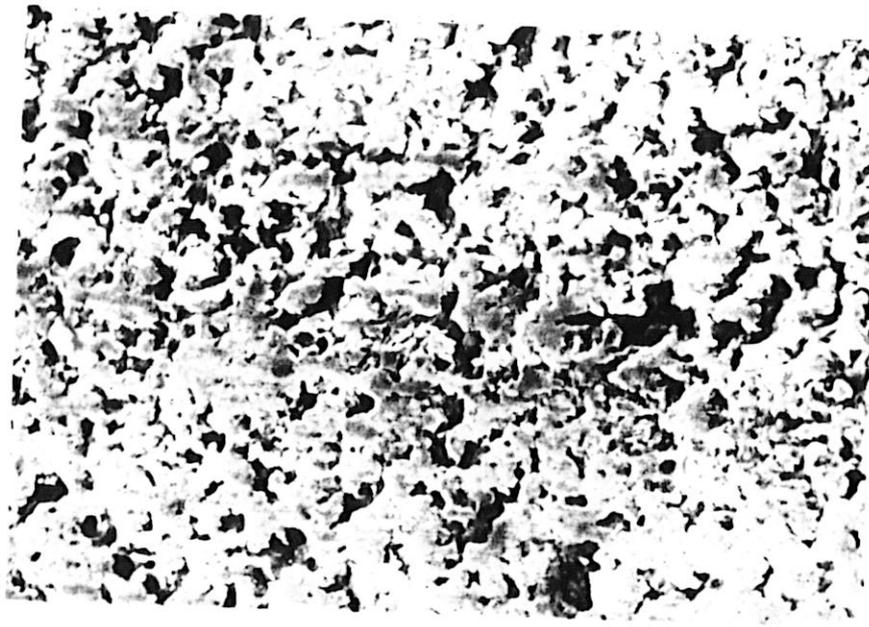
Zone mate

Figure 85b - Détériorations par glissement

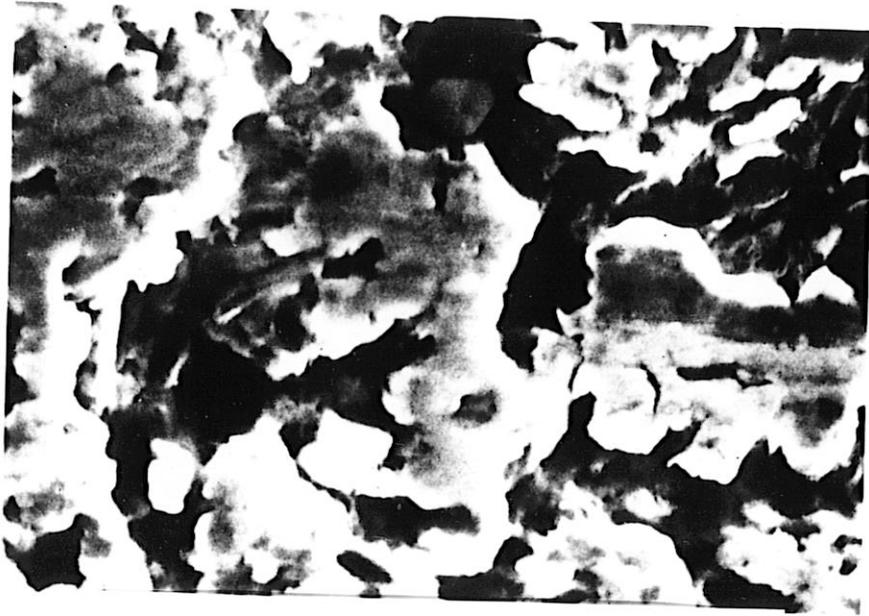
X200



x 500

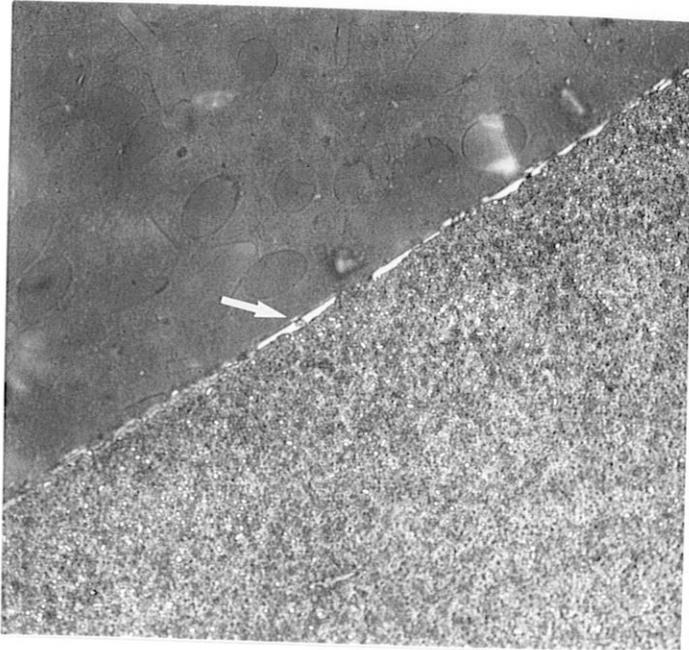


x 750

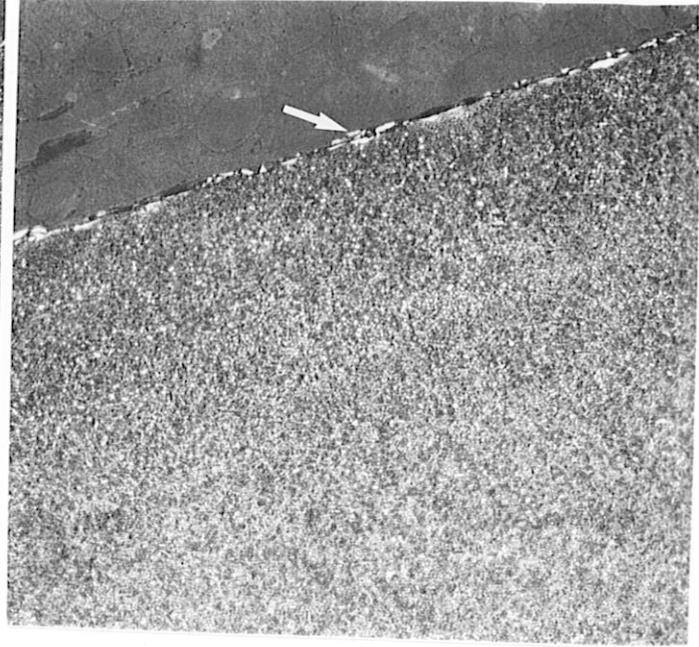


x 3500

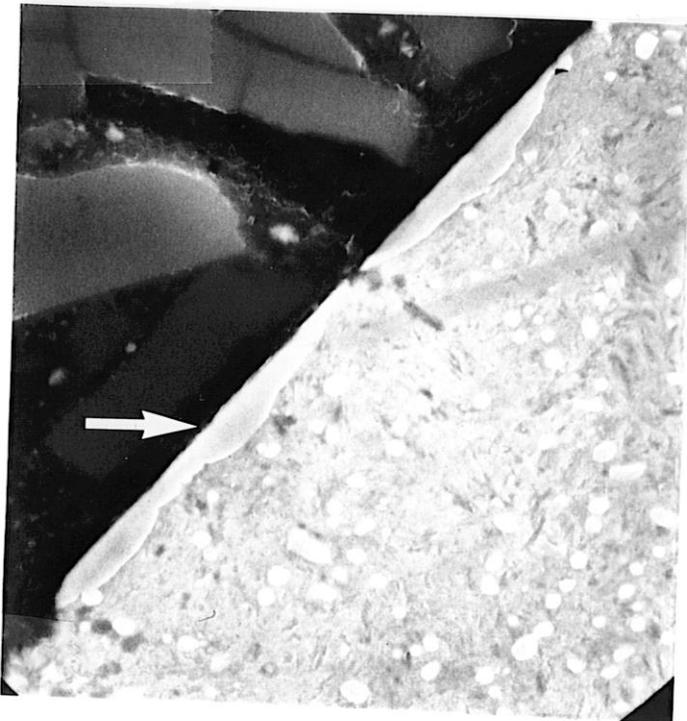
Figure 85c - Détériorations par glissement



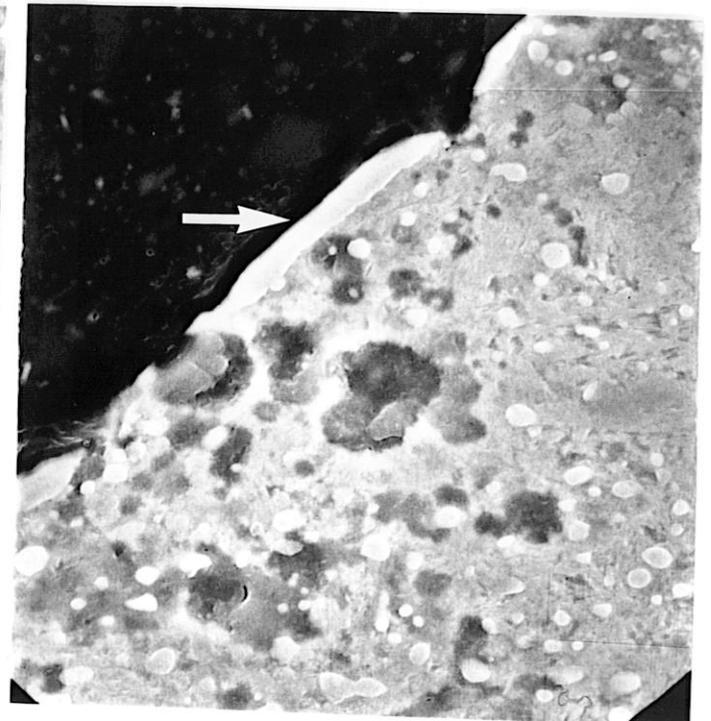
x 500



x 500

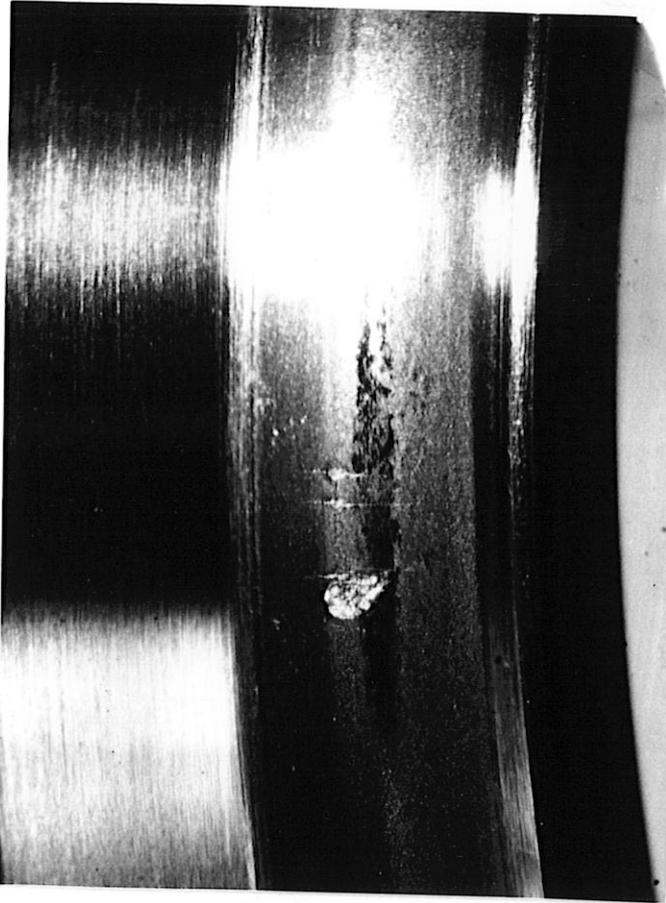


x 3000

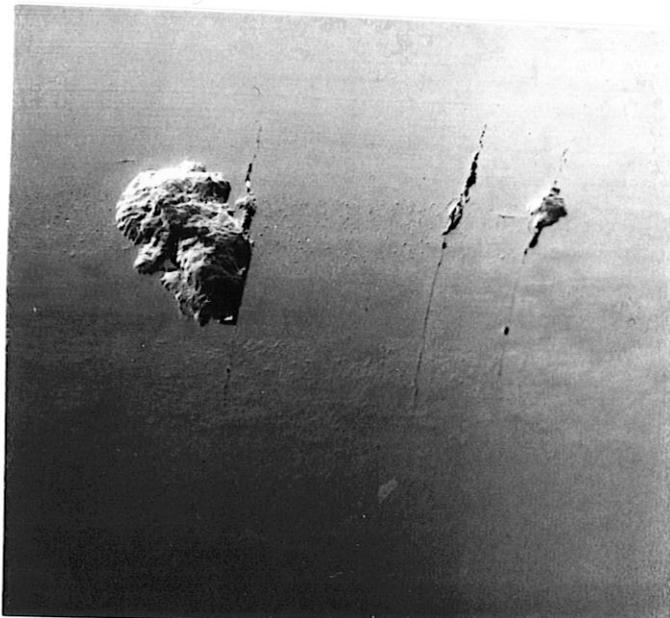


x 3000

**Figure 85d - Coupe transversale d'une détérioration par glissement**



x 10



x 30



x 200

**Figure 86 - Ecaillage de la B.I. suite à une détérioration par glissement (roulement moteur après 138h de fonctionnement)**

#### 4.2 - CONDITIONS D'ESSAI

Les essais sont réalisés -avec- ou -sans- pollution. La durée des essais est fixée à 20 heures. Cette durée a été fixée en fonction du temps moyen d'apparition des détériorations qui sont observées sur moteur, lorsque le roulement grande vitesse est faiblement chargé.

Les moyens d'essai ont été décrits au Paragraphe 1. Le circuit de lubrification utilisé permet de maintenir un niveau de pollution constant. Il est décrit au Paragraphe 2.

Les particules métalliques injectées dans le lubrifiant sont visibles sur la Figure 87.

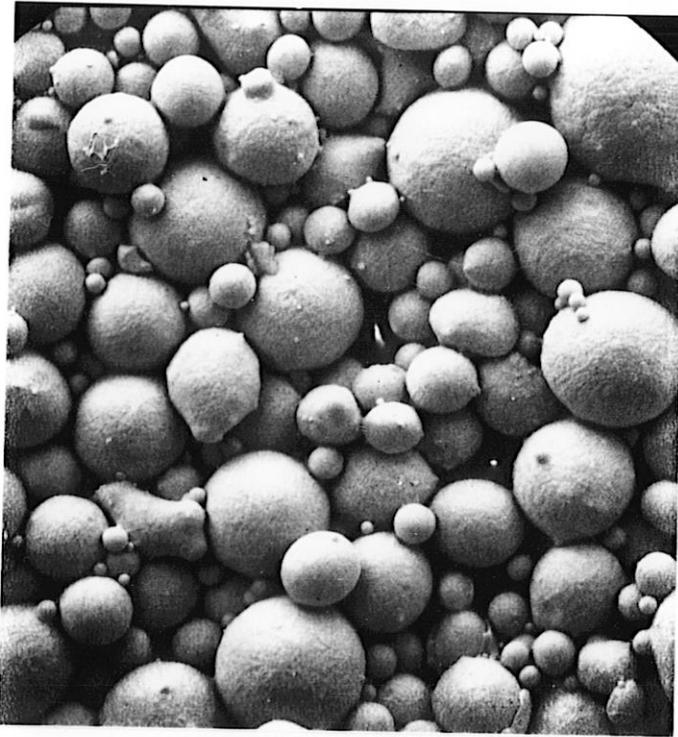
Les roulements testés sont du même lot matière et traitement thermique. L'étude des caractéristiques mécaniques du matériau fait l'objet du Paragraphe 3. Les caractéristiques des roulements avant essai - géométrie, profil de surface, contraintes résiduelles - sont décrites en **Annexes 8 et 9**.

Les caractéristiques principales du type de roulement testé sont rappelées dans le Tableau 2 :

TYPE	DOUBLE CONTACT OBLIQUE
Dimensions	35 x 65 x 15
Diamètre de billes	7,938 mm
Nombre de billes	16
Angle de contact	31°
Courbure du chemin de roulement BI	52,5 %
Courbure du chemin de roulement BE	51,0 %
Matière	80 DVC 40 (M 50)

**Tableau 2 (Rappel)**

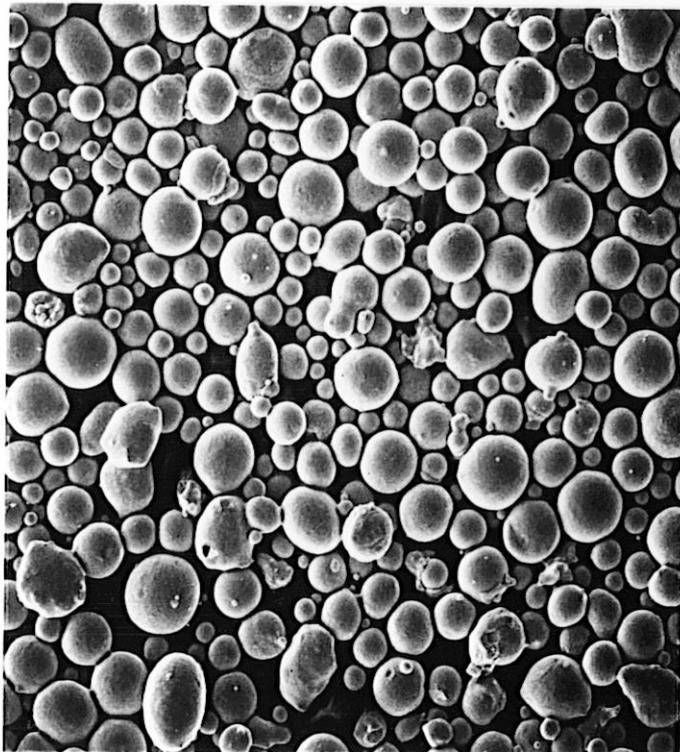
**POUDRE METALLIQUE M50 BRUTE**



**X 500 --- 10µm**

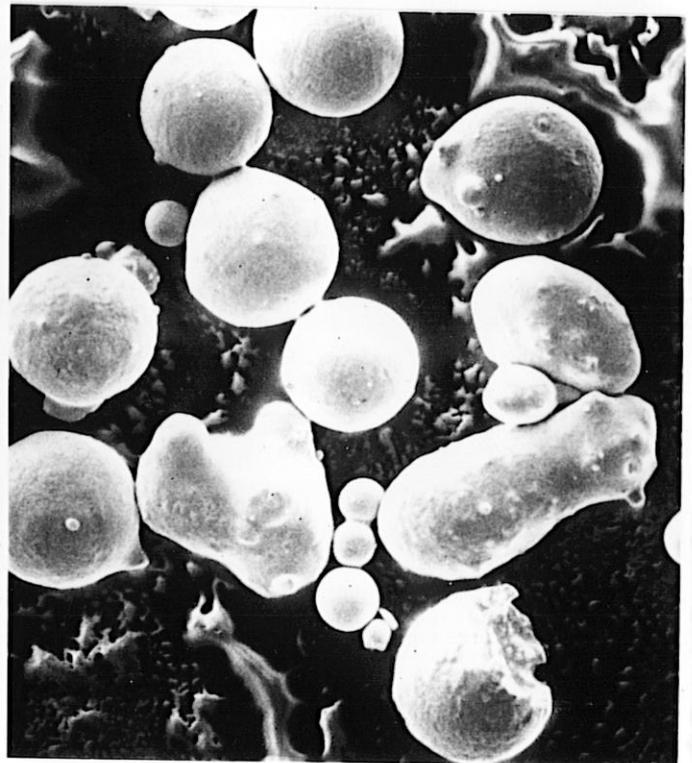
**POUDRE FILTREE PAR LA SOCIETE I.F.T.S**

**Particules < 20µm**



**X 500 ----- 60µm**

**Particules 40/50µm**



**X 500 ----- 60µm**

**Figure 87 - Poudre métallique de M50**

Les conditions communes à tous les essais sont les suivantes :

durée	: 20 heures
vitesse	: 60 000 tr/mn
lubrifiant	: MOBIL OIL JET II
température d'huile	: 80°C
débit d'huile	: 80 l/h

En agissant sur la charge axiale sur le roulement, nous imposons une vitesse de cage que nous maintenons constante pendant toute la durée de l'essai.

Les essais sans pollution sont réalisés sans ajout de polluant et avec une filtration fine 3  $\mu\text{m}$ . Le niveau de pollution atteint selon le Code ISO DIS 4406 est 12/13.

Les essais avec pollution sont réalisés avec 200 mg/l de particules de M 50 de diamètre inférieur à 20  $\mu\text{m}$ .

### 4.3 - RESULTATS

La difficulté principale a été de maintenir une vitesse de cage constante tout au long de l'essai. Le banc ne travaille pas en boucle fermée, donc l'équilibre est seulement atteint lorsque tous les paramètres sont stabilisés.

En effet :

- 1 - A partir de l'étude théorique rapportée dans le Chapitre 1, nous savons que la vitesse de glissement est fortement influencée par la variation des jeux de fonctionnement.
- 2 - Les jeux de fonctionnement sont eux-mêmes directement dépendants de l'équilibre thermique dans le roulement.
- 3 - Et nous avons remarqué [42] que la température de la bague extérieure augmente linéairement avec la vitesse de la cage.

Donc le moindre dérapage de l'un des paramètres imposés (vitesse du moteur, charge axiale, température de l'huile, débit d'huile) modifie complètement, par réactions en chaîne l'équilibre du roulement.

### 4.3.1 - Glissement sans pollution

Les essais effectués sont rapportés dans le tableau suivant :

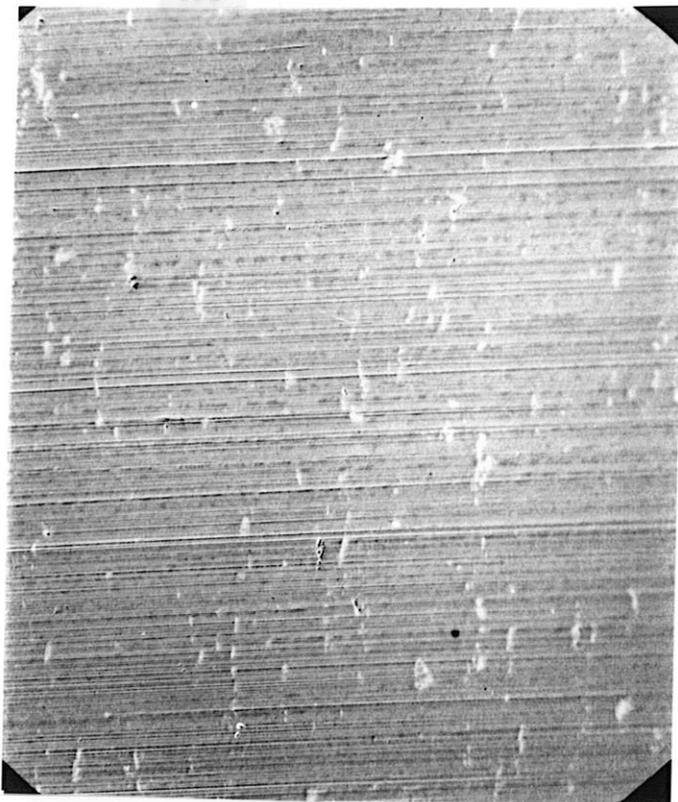
N° Essai	N° Roulement	MESURES		CALCULS				OBSERVATIONS
		Température B.E. (°C)	Vitesse cage (Hz)	Charge axiale (daN)	Contat bille/bague intérieure			
					Vitesse de Glissement (m/s)	Pression de Hertz (GPa)	Epaisseur de lubrifiant (µm)	
13	EE 34	160	300	41	50,7	0,84	0,59	R.A.S.
14	EE 5	138	200	18	78,9	0,65	0,63	R.A.S.
7	EE 27	134	170	14	86,7	0,59	0,65	R.A.S.
9	EE 32	130	135	10	96,5	0,53	0,66	Rayures
5	EE 4	120	130	9	99,2	0,51	0,67	Fuseaux glissement

**Tableau 19**

Le programme de calcul décrit Chapitre 1, Paragraphes 3 et 4, permet d'apprécier les pressions de Hertz et les vitesses de glissement aux contacts bille/B.I.

Les photos des surfaces observées (Figures 88 à 90) montrent qu'il existe un seuil, en l'absence de pollution, à partir duquel apparaissent des détériorations de surface irréversibles (Figure 90, roulement EE 4). Ce seuil est caractérisé par un couple (vitesse de glissement, pression de Hertz) de l'ordre de (100 m/s ; 0,5 GPa) pour cet acier rapide M 50.

Ces défauts sont comparables aux fuseaux de glissement observés sur moteur (Figures 85 et 86).



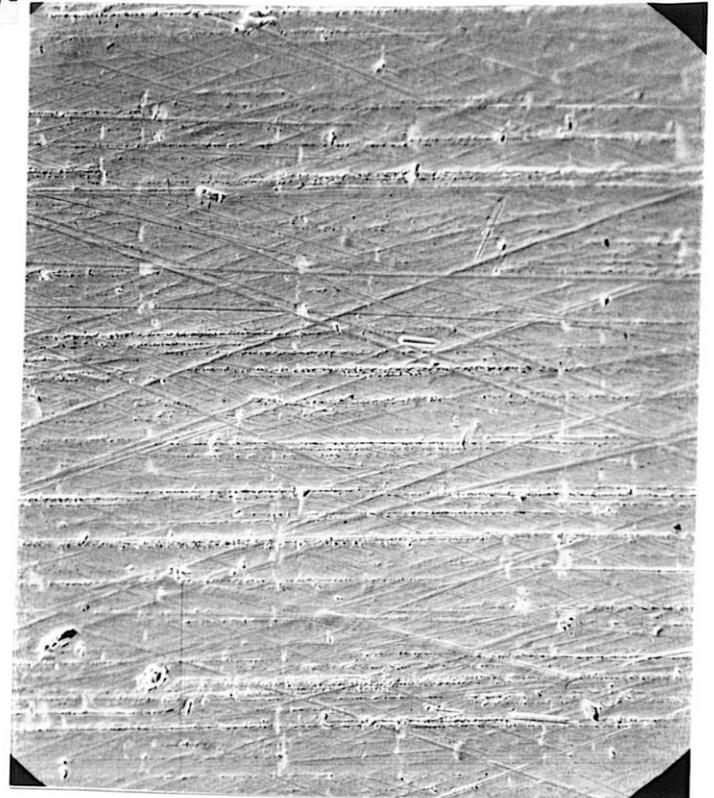
**X 200      EE27**



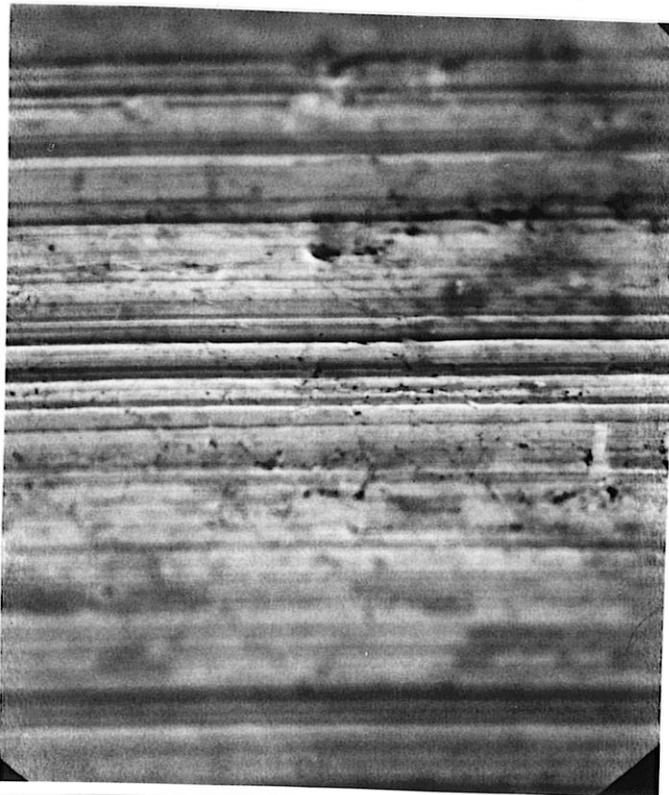
**X 1000      EE27**

**Figure 88 - Sans pollution  
Roulement EE27 (B.I.)  
N cage = 170 Hz**

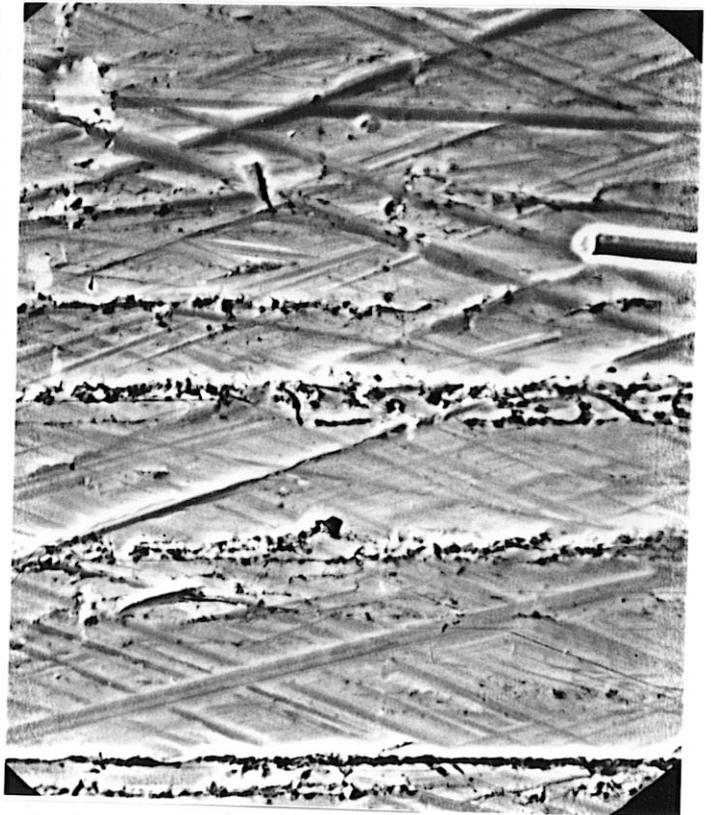
**Photos A : dans la zone de contact**  
**Photo B : hors de la zone de contact**



**X 200 EE32 A**



**X 1000 EE32 B**



**X 1000 EE32 A**

**Figure 89 - Sans pollution**  
**Roulement EE32 (B.I.)**  
**N cage = 135 Hz**  
**Apparition de rayures**



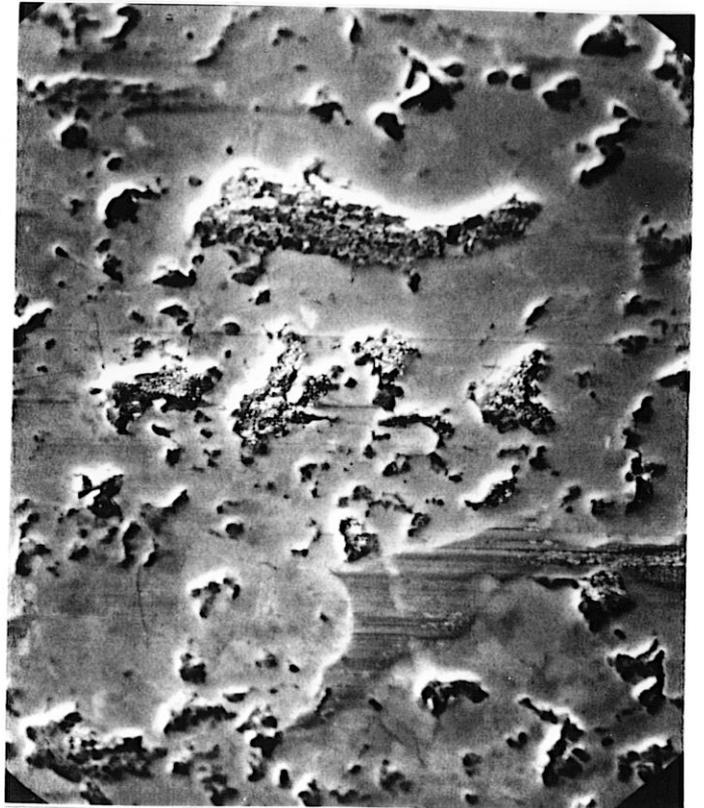
X 200 EE4 B



X 200 EE4 A



X 1000 EE4 B



X 1000 EE4 A

**Figure 90 - Sans pollution**  
**Roulement EE4 (B.I.)**  
**N cage = 130 Hz**  
**Détérioration par glissement**

### 4.3.2 - Glissement avec pollution

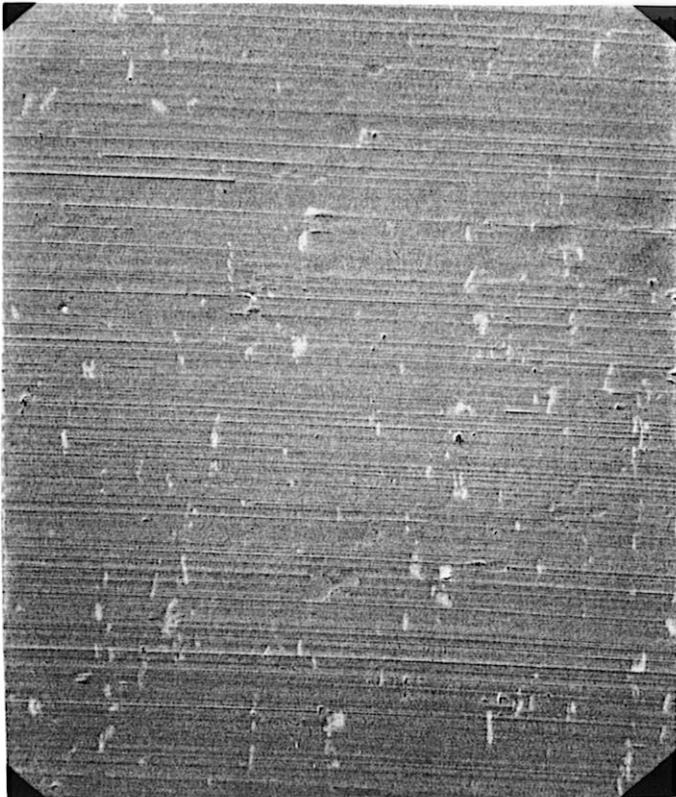
Les essais effectués sont rapportés dans le tableau suivant :

N° Essai	N° Roulement	MESURES		CALCULS				OBSERVATIONS
		Température B.E. (°C)	Vitesse cage (Hz)	Charge axiale (daN)	Contat bille/bague intérieure			
					Vitesse de Glissement (m/s)	Pression de Hertz (GPa)	Épaisseur de lubrifiant (µm)	
15	EE 35	160	300	41	50,7	0,84	0,59	Indentation
16	EE 6	136	200	18	78,9	0,65	0,63	Indentation
10	EE 33	123	160	11,5	90,3	0,575	0,65	Fuseaux glissement + Indentation

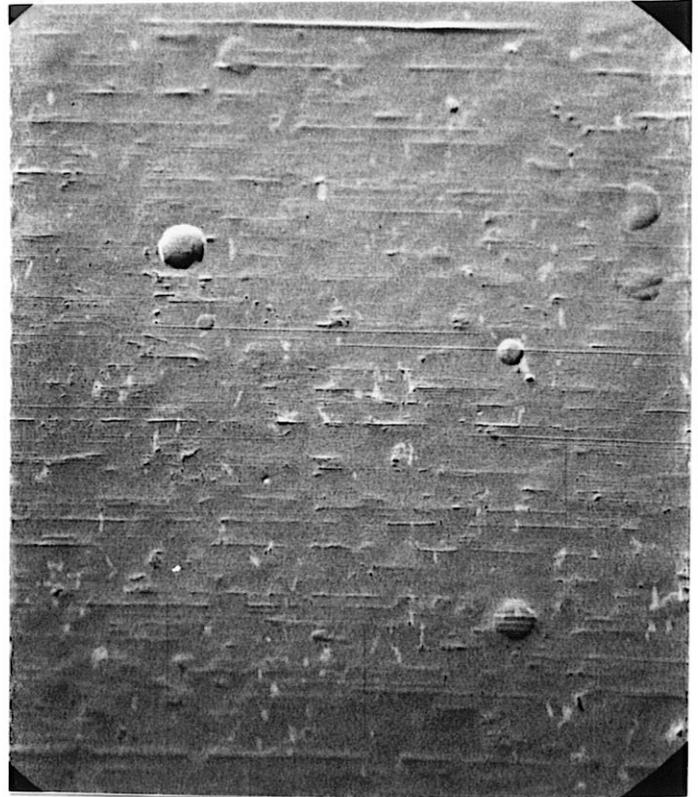
**Tableau 20**

Les photos des surfaces observées (Figures 91 à 92) montrent les déformations plastiques des surfaces, résultant du passage des particules métalliques sphériques. Les indents donnent un aspect dépoli aux surfaces dans les zones de contact. Pourtant, lorsque les fuseaux de glissement sont reproduits (Essai n° 10, roulement EE 33), les photos de la Figure 92 montrent que ces déformations plastiques se superposent aux détériorations par glissement. Donc les deux processus de détérioration sont distincts.

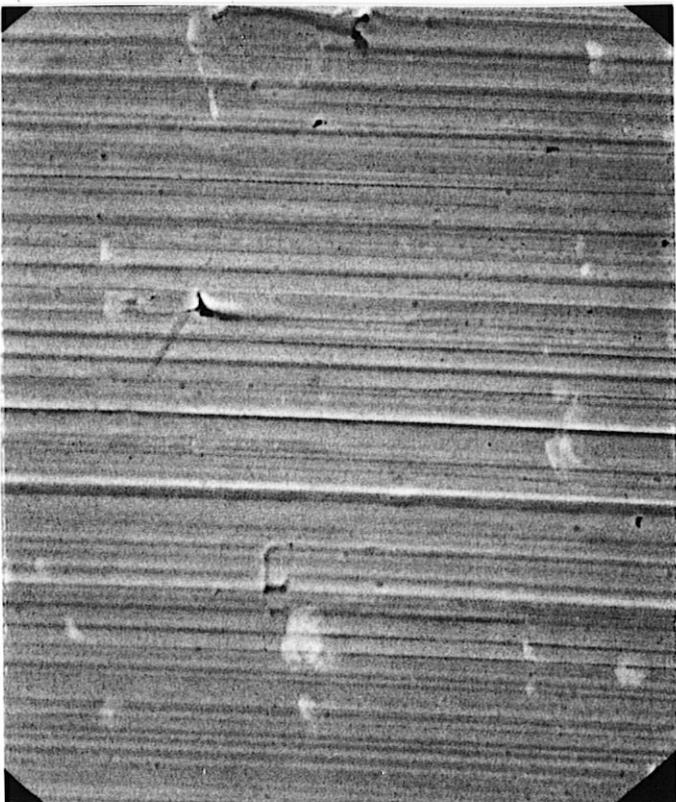
La Figure 93 présente la forme des particules métalliques après leur passage dans les contacts bille/B.I. Remarquons le grand nombre de particules laminées et leur très faible épaisseur. En particulier, la taille des particules déformées nous montre que même les plus grosses traversent des contacts de faibles épaisseurs.



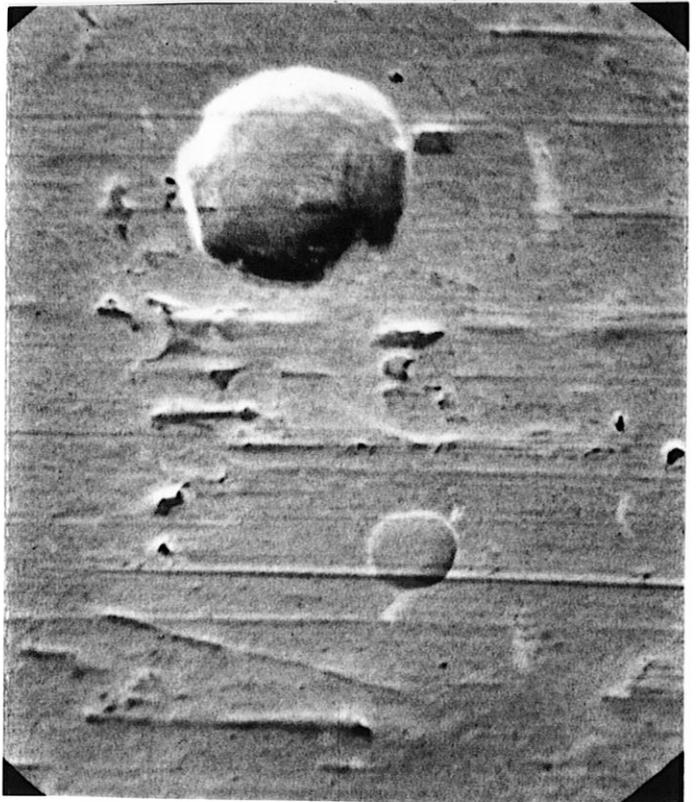
X 200 EE6 B



X 200 EE6 A



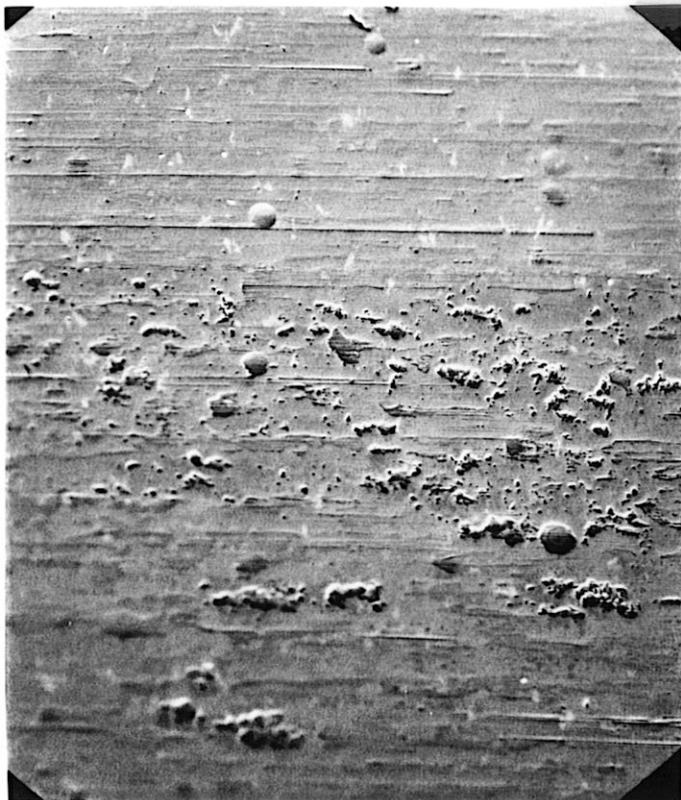
X 1000 EE6 B



X 1000 EE6 A

**Figure 91 - Avec pollution**  
**Roulement EE6 (B.I.)**  
**N cage = 200 Hz**  
**Indentation**

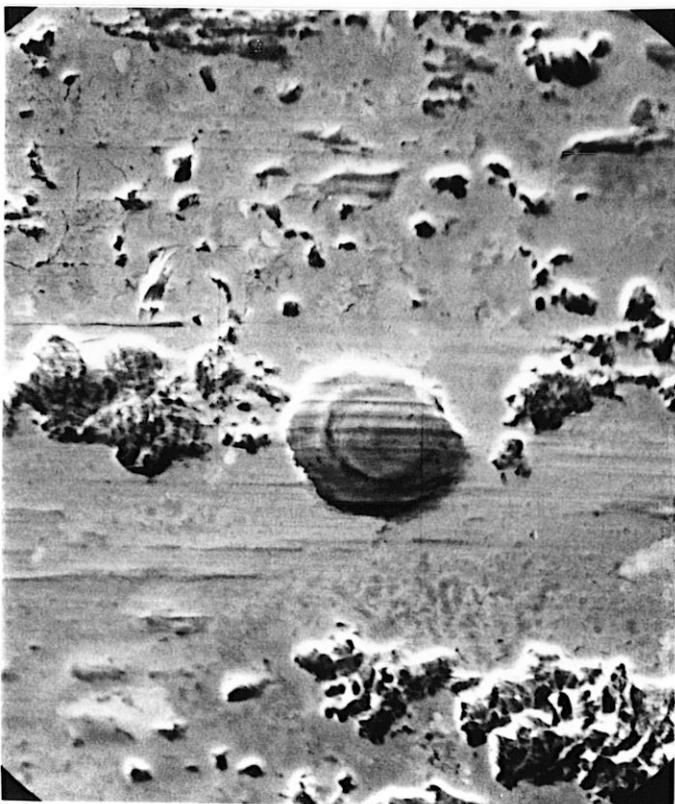
**Photos A : dans la zone de contact**  
**Photos B : hors de la zone de contact**



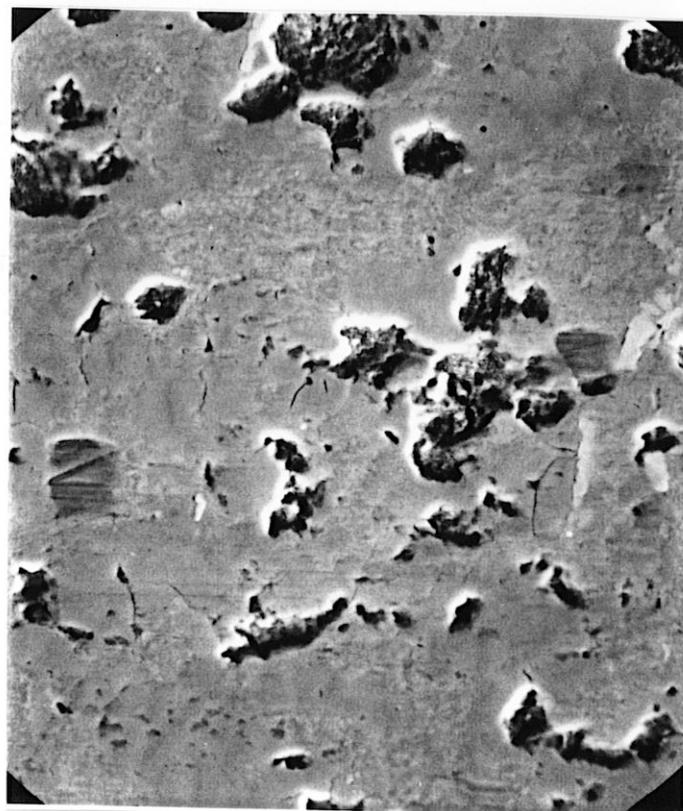
X 200 EE33 B



X 200 EE33 A



X 1000 EE33 B



X 1000 EE33 A

**Figure 92 - Avec pollution**

**Roulement EE33 (B.I.)**

**N cage = 160 Hz**

**Détérioration par glissement & Indentation**

**ESSAI SOUS FORT GLISSEMENT**

**Poudre metallique M50  $\phi < 15\mu\text{m}$**



**X 500 --- 10 $\mu\text{m}$**



**X 2000 ----- 10 $\mu\text{m}$**



**X 1000 ----- 10 $\mu\text{m}$**



**Figure 93 - Forme des particules après leur passage dans les contacts glissants**

#### 4.4 - CONCLUSION

- 1 - Nous retrouvons les fuseaux de glissement observés sur les roulements moteur.
- 2 - Le seuil [vitesse de glissement, pression de Hertz] au contact bille/B.I. pour lequel nous voyons apparaître des détériorations de surface correspond à [100 m/s ; 0,5 GPa], dans le cas du M 50.
- 3 - La pollution artificiellement introduite, en l'occurrence la poudre métallique, n'est pas être à l'origine des fuseaux de glissement.

## 5 ENDURANCE (Forte Charge)

### 5.1 - INTRODUCTION

Le but de ces essais est de montrer que le calcul traditionnel [6] de durée de vie des roulements est inadapté au cas du roulement grande vitesse.

Les roulements sont testés par lot de 8. Deux types d'essais sont réalisés, -avec- et -sans- pollution. Le taux de pollution créé est censé reproduire celui présent dans le circuit de lubrification type d'une turbomachine.

Les durées de vie calculées et expérimentales sont comparées dans le Paragraphe 6.

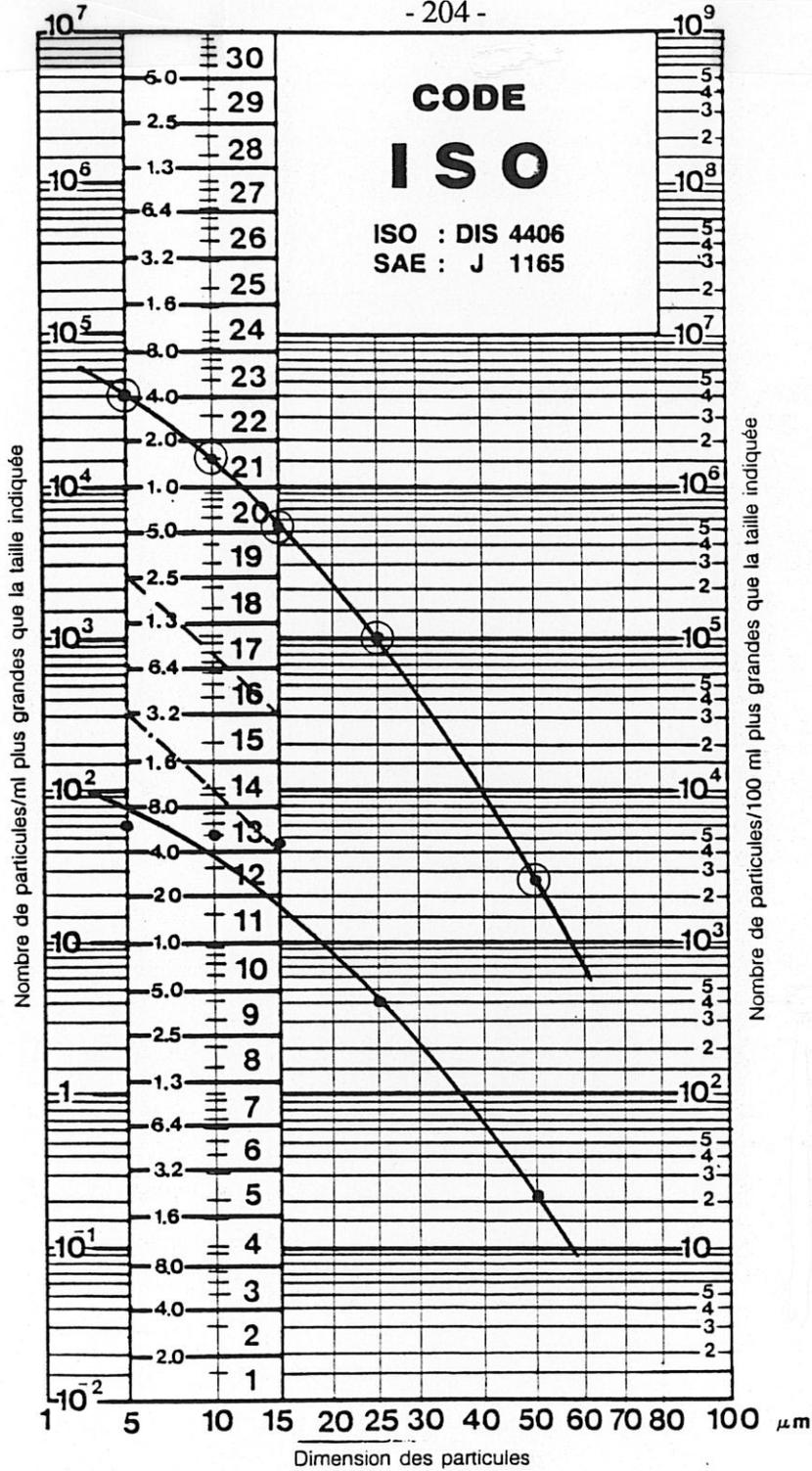
### 5.2 - CONDITIONS D'ESSAI

Deux types d'essais d'endurance sont réalisés -avec- et -sans- pollution. Les moyens d'essai ont été décrits au Paragraphe 1. Le circuit de lubrification utilisé permet de maintenir un niveau de pollution constant. Il est décrit, ainsi que le contaminant employé, au Paragraphe 2. Les deux niveaux de pollution obtenus sont rapportés graphiquement Figure 94. Les roulements testés sont du même lot matière et traitement thermique. L'étude des caractéristiques mécaniques du matériau fait l'objet du Paragraphe 3. Les caractéristiques des roulements avant essai, -géométrie, profil de surface, contraintes résiduelles-, sont décrites en **Annexes 8 et 9**.

Les caractéristiques principales du type de roulement testé sont rappelées dans le Tableau 2.

TYPE	DOUBLE CONTACT OBLIQUE
Dimensions	35 x 65 x 15
Diamètre de billes	7,938 mm
Nombre de billes	16
Angle de contact	31°
Courbure du chemin de roulement BI	52,5 %
Courbure du chemin de roulement BE	51,0 %
Matière	80 DVC 40 (M 50)

Tableau 2 (Rappel)



- Niveau de pollution du fluide analysé.
- - - - - Fluide pour circuit courant (100 bars). Niveau max. conseillé.
- · · · · Fluide pour circuit comportant des composants sensibles. Niveau Max. conseillé.

Figure 94 - Niveau de pollution

- SANS POLLUTION  
Filtre 3 microns
- AVEC POLLUTION  
50 mg/l M50 Diamètre < 15 microns  
Filtre 50 microns

Les conditions d'essai sont les suivantes :

ESSAI	S P Sans Pollution	A P Avec Pollution
Nombre de roulements testés	8	8
Vitesse (tr/min)	58 500*	58 500*
Charge axiale (daN)	500	500
Lubrifiant	MOBIL OIL JET II	MOBIL OIL JET II
Température d'huile (°C)	80	80
Débit d'huile (l/h)	80	80
Polluant	/	50 mg/l M50 Ø < 15 µm
Filtration	3 µm	50 µm
Niveau de pollution selon Code ISO DIS 4406	12/13	20/22

\* La puissance disponible nous limite la vitesse à 58 500 tr/min soit tout de même 2,925 millions de Ndm.

**Tableau 21 - Conditions d'essai**

Les roulements sont testés par lot de 8, ce qui correspond à la capacité maximum de nos deux bancs d'essai. C'est aussi un compromis entre -coût des essais- et -confiance sur les résultats-

**Essai sans polluant :**

Des ajouts de lubrifiant permettent de maintenir constant le volume d'huile, en compensation des prélèvements effectués. Celui-ci, conditionné dans des bidons de 1 litre, est d'un niveau de pollution 14/15 selon le code ISO DIS 4406 (Voir Figure 48).

Le filtre 3 µm permet d'atteindre un niveau de pollution 12/13 selon code ISO DIS 4406 (Voir Figure 94).

### **Essai avec polluant :**

Le circuit de lubrification est préalablement dépollué, afin d'amener le niveau de pollution vers 12/13 (code ISO DIS 4406). Les ajouts de lubrifiant s'effectuent à partir d'huile neuve, conditionnée dans des bidons de 1 litre et polluée à hauteur de 50 mg/l de particules de M 50, de diamètre inférieur à 15  $\mu\text{m}$ .

Le lubrifiant est totalement renouvelé après 400 heures.

Le niveau de pollution atteint est de l'ordre 20/22 (ISO DIS 4406).

Les suggestions qui ont dicté ces conditions d'essai sont :

- **La durée des essais**

Un essai préliminaire à 60 000 tr/min sous 600 daN de charge axiale nous a conduit à une défaillance par écaillage de la bague intérieure, après 865 heures.

Le rapport d'expertise est présenté **Annexe 10**.

- **L'analogie avec les conditions de fonctionnement sur moteur**

Alors que les essais de fatigue s'effectuent habituellement pour des charges **radiales** impliquant des pressions de contact supérieures à 3 GPa, nous nous sommes limités à des pressions aux contacts bille/B.I. inférieures à 2 GPa (charge **axiale**).

Notons que ce type de roulement testé est utilisé sur moteur pour :

- des vitesses de rotation de 36 800 tr/min (68 % NG) à 54 117 tr/min (100 % NG) ;
- des charges axiales de 20 à 200 daN ;
- une huile du type MIL-L-7808 ou MIL-L-23699 ;
- une température d'huile variant de 80 à 110°C ;
- un débit d'huile de l'ordre de 100 l/h.

De plus, une masse de contaminant égale à 50 mg/l pour un diamètre de particules inférieur à 15  $\mu\text{m}$ , représente pour un moteur aéronautique où la taille du filtre est de 30  $\mu\text{m}$  un niveau de pollution réaliste.

Les résultats du calcul du roulement sous les conditions d'essai choisies sont donnés Tableau 20. La pression de Hertz au contact bille/B.I. est alors de 1,92 GPa et la durée de vie  $L_{10}$  sans coefficient correcteur égale à 28,8 heures.

VITESSE DE LA CAGE : 2770.03 RAD/S  
 VITESSE DES BILLES : 20034.17 RAD/S  
 ANGLE DE ROTATION DES BILLES : 19.52 DEGRES  
 DEPLACEMENT AXIAL DE L'ARBRE : 23.88 MICRONS

		CONTACT BILLE /	
		BAGUE INT.	BAGUE EXT.
! CHARGE (N)		474.26	814.46
! ANGLE DE CONTACT (DEGRE)		41.22	22.56
! DEMI PETIT AXE DE L'ELLIPSE (MM)		0.123	0.149
! DEMI GRAND AXE DE L'ELLIPSE (MM)		0.954	1.472
! PRESSION MAXIMUM DE HERTZ (GPA)		1.92	1.77
! DEFORMATION (MICRON)		7.63	9.08
! VITESSE DE ROULEMENT $U1+U2/2$ (M/S)		134.86	79.40
! VITESSE DE GLISSEMENT $U1-U2$ (M/S)		0.00	0.00
! VITESSE DE PIVOITEMENT (RAD/S)		9617.90	0.00
! SPIN TO ROLL RATIO		0.249	0.00
! GLISSEMENT EN BOUT D'ELLIPSE (M/S)		9.17	0.00
! TEMPERATURE (°C)		80.00	80.00
! EPAISSEUR DU FILM D'HUILE (MICRON)		0.51	0.59
! COEFFICIENT DE REDUCTION THERMIQUE		0.39	0.60
CAPACITE DE CHARGE (N)		DUREE DE VIE $L_{10}$	
! BAGUE INT.	! BAGUE EXT.	! BAGUE INT.	! BAGUE EXT.
! 2538.	! 5134.	! 43.66	! 71.37
		! MODIFIEE	
		! 28.79	

Tableau 22 - Résultat du calcul du roulement  
 (d'après Chapitre 1, Paragraphe 2)

### 5.3 - RESULTATS

Après avoir traité les problèmes de mise au point des bancs d'essais relatifs :

- à l'étanchéité,
- au rattrapage du jeu diamétral du roulement lorsque la dilatation de la bague extérieure est contrariée, entraînant blocage et destruction du roulement, etc ...

nous avons été, au cours des essais, confrontés aux difficultés suivantes :

#### 1) Coups sur les billes au montage

La technologie des roulements à double contacts obliques, dans lesquels la bague intérieure est constituée de deux demi-bagues, peut amener lors du montage un coincement des billes entre ces deux demi-bagues. Les chocs créent alors des déformations plastiques dans le rayon de raccordement des demi-bagues, et ce qui est plus grave, sur les billes. Ce type d'empreinte peut conduire à l'écaillage d'une bille (Voir Figure 95).

#### 2) Corrosion des pistes de roulement et des billes

Les manipulations lors des montages et des contrôles, les problèmes de stockage et les tentatives pour décalaminer les roulements ont provoqué la détérioration par corrosion de plusieurs roulements (Voir Figure 96).

#### 3) Cokéfaction de l'huile

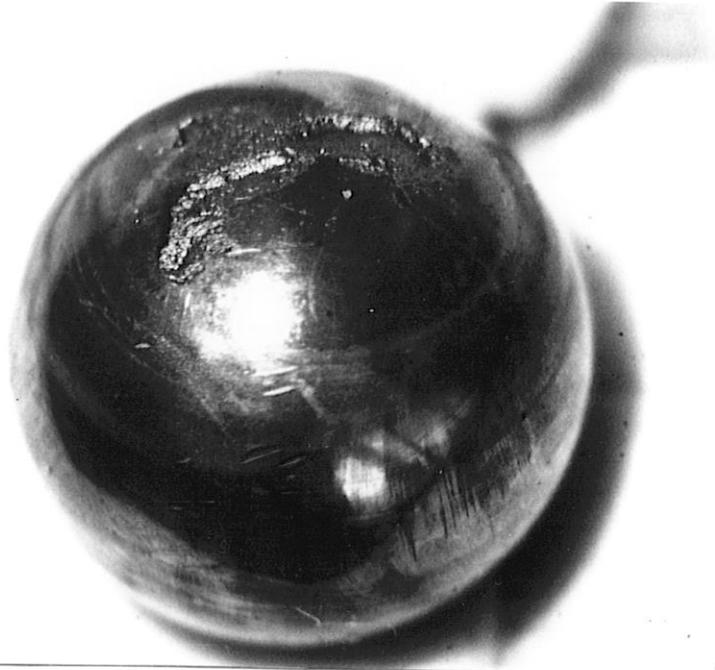
La sévérité des conditions de fonctionnement imposées aux roulements, engendre des températures de bague extérieure comprises entre 230 et 250°C. Localement, cette température peut devenir supérieure, notamment dans les films de lubrifiant ou sur la surface des massifs. Le coke ainsi créé recouvre le roulement sous la forme d'une couche de calamine. De plus, la présence de coke en suspension dans l'huile facilite le colmatage des filtres. Les comptages de particules sont faussés par le noircissement de l'huile.

Le **point 1** peut être résolu par l'utilisation de roulements à gorges profondes (indémon- tables) ou de roulements à double contacts obliques dans lesquels les demi-bagues intérieures sont maintenues jointes par un clips.

Le **point 2** peut être surmonté en supprimant les contrôles effectués sur les roulements au cours des essais.

Quant au **point 3**, diverses solutions sont envisageables :

- choix d'un autre lubrifiant,
- diminution de la température d'huile,
- adoption de conditions de fonctionnement moins sévères.



**Figure 95 - Traces de coups ayant entraîné l'écaillage d'une bille  
(roulement EE3 après 430h)**



**Figure 96 - Corrosion  
(roulement EE16)**

### 5.3.1 - Essai sans pollution

Les résultats de l'essai sont représentés dans la Figure ci-dessous :

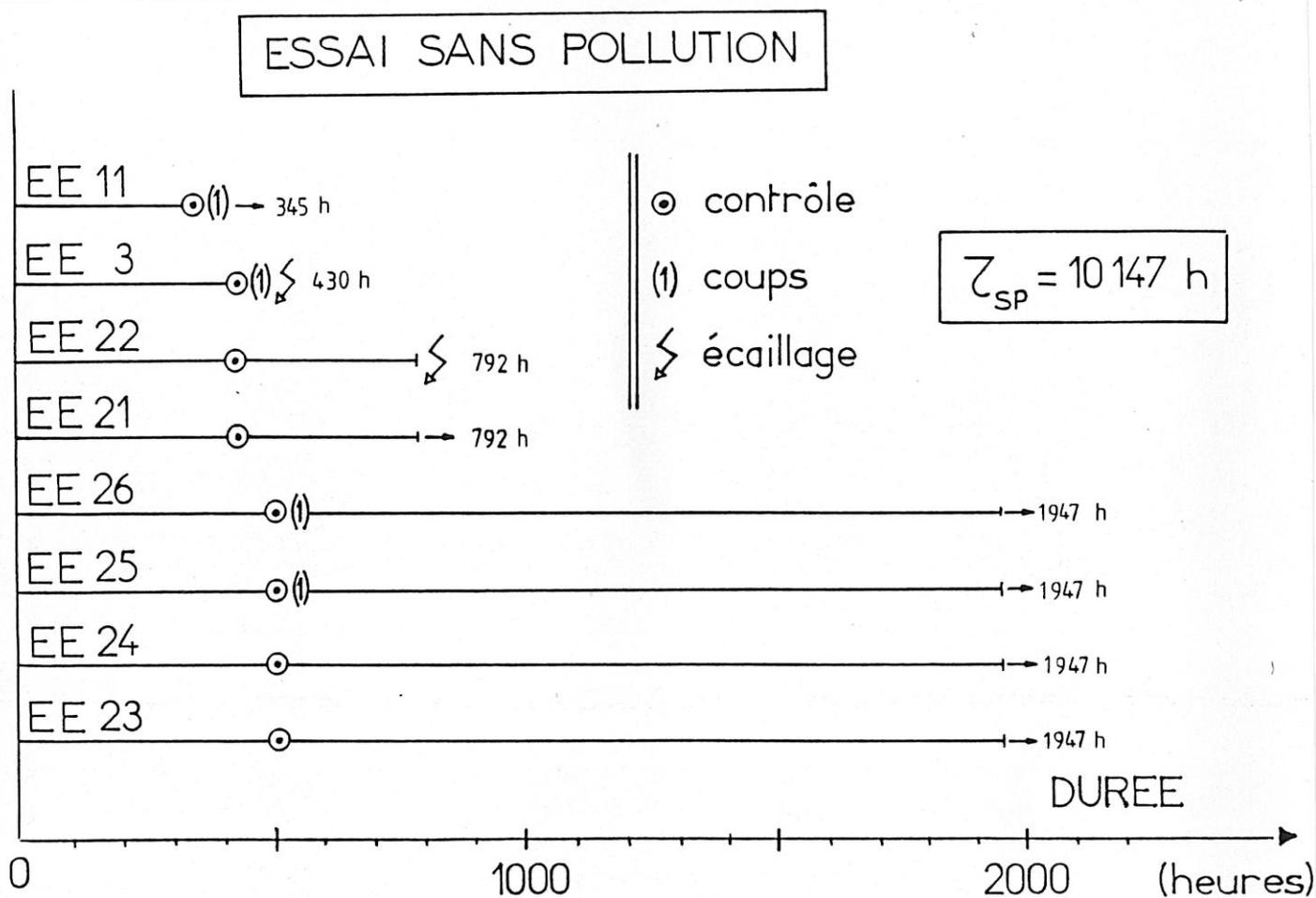


Figure 97 - Résultats de l'essai d'endurance sans pollution

Nous obtenons un temps d'essai cumulé de 10 147 heures pour une défaillance. Nous n'avons pas comptabilisé la défaillance du roulement EE 3 qui a pour origine des coups sur les billes. L'essai réalisé est du type essai simple tronqué. La Moyenne des Temps de Bon Fonctionnement observée est [85] :

$$\hat{\theta} = \frac{\tau}{c}$$

avec  $\tau$  temps d'essai cumulé

et  $c$  nombre de défaillances

Donc la MTBF observée, dans le cas de cet essai sans pollution, est :

$$\hat{\theta}_{SP} = \frac{10\ 147}{1} \text{ soit } \boxed{\hat{\theta}_{SP} = 10\ 147 \text{ heures}}$$

La limite inférieure de la MTBF  $\theta_{SP}$  de la population dont est issu l'échantillon, est donnée au seuil de confiance 90 % par [85] :

$$\frac{\tau_{SP}}{M_{90\%}(c)} < \theta_{SP} \text{ or } M_{90\%}(1) = \frac{1}{2} \chi_{90\%}^2(2+2) = 3,89$$

donc

$$\boxed{2\ 608 \text{ heures} < \theta_{SP}}$$

Les valeurs des contraintes résiduelles et des rugosités (Ra) mesurées dans les zones de contact au cours de l'essai sont données Tableau 23.

Numéro du roulement	Temps avant contrôle (heures)	Rugosité Ra (µm)			Contraintes résiduelles (MPa)	Remarques
		B.I.	B.E.	Bille	B.I.	
EE 3	430	0,068	0,075	11,200	800	Coups sur les billes + écaille
EE 11	345	0,071	0,081	0,017	835	Coups sur les billes
EE 21	430	0,029	0,054	0,021	712	
EE 22	430	0,042	0,072	0,130	689	
EE 23	508	0,026	0,042	0,015	796	
EE 24	508	0,019	0,094	0,010	760	
EE 25	508	0,028	0,033	0,013	725	Coups sur les billes
EE 26	508	0,033	0,046	0,015	770	Coups sur les billes

**Tableau 23 - Relevé des contrôles effectués au cours de l'essai sans polluant**

### 5.3.2 - Essai avec pollution

Les résultats de l'essai sont rapportés dans la Figure ci-dessous :

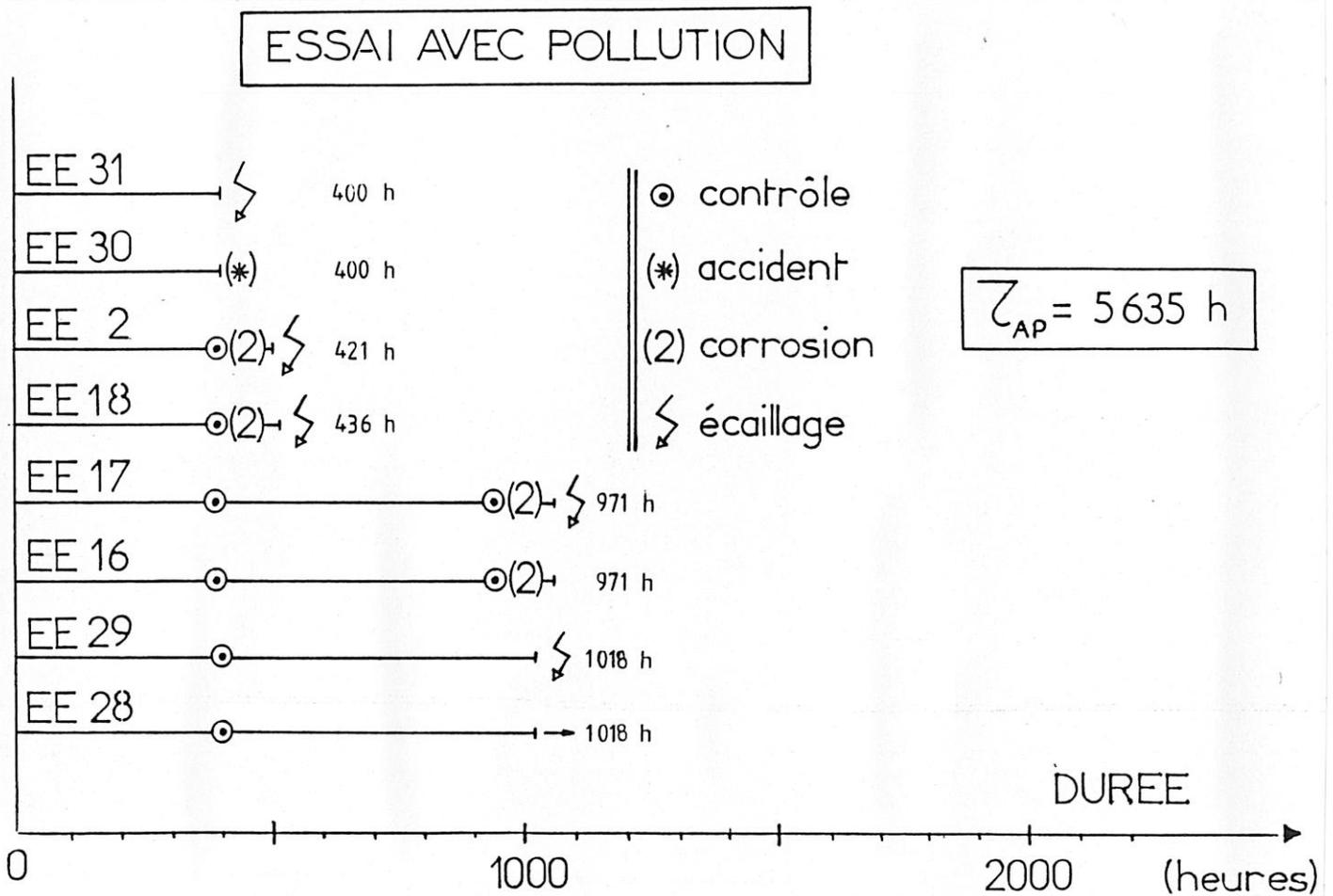
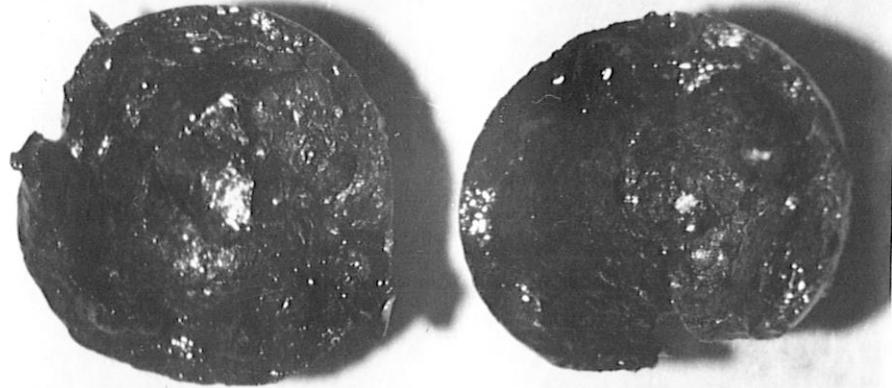


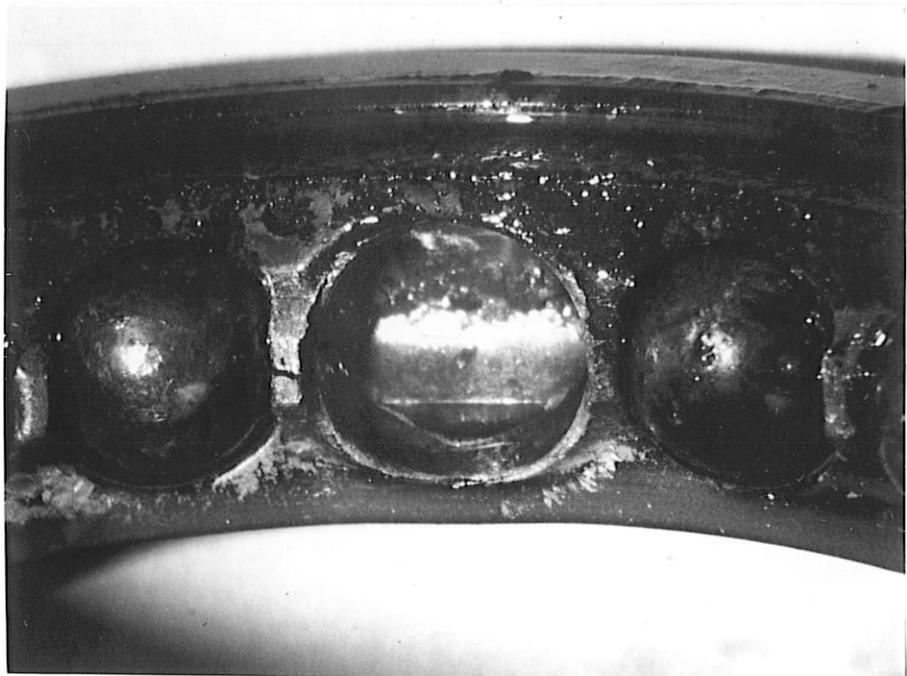
Figure 98 - Résultats de l'essai d'endurance avec pollution

Nous obtenons un temps d'essai cumulé de 5 635 heures pour deux défaillances. Nous n'avons pas comptabilisé les défaillances qui ont pour cause la corrosion (écaillage des roulements EE 2, EE 18 et EE 17).

La destruction du roulement EE 29 s'est produite après qu'une bille se soit coupée en deux (Voir Figure 99). Nous remarquons qu'elle est creuse. La température atteinte a donc été très importante et la matière a flué.

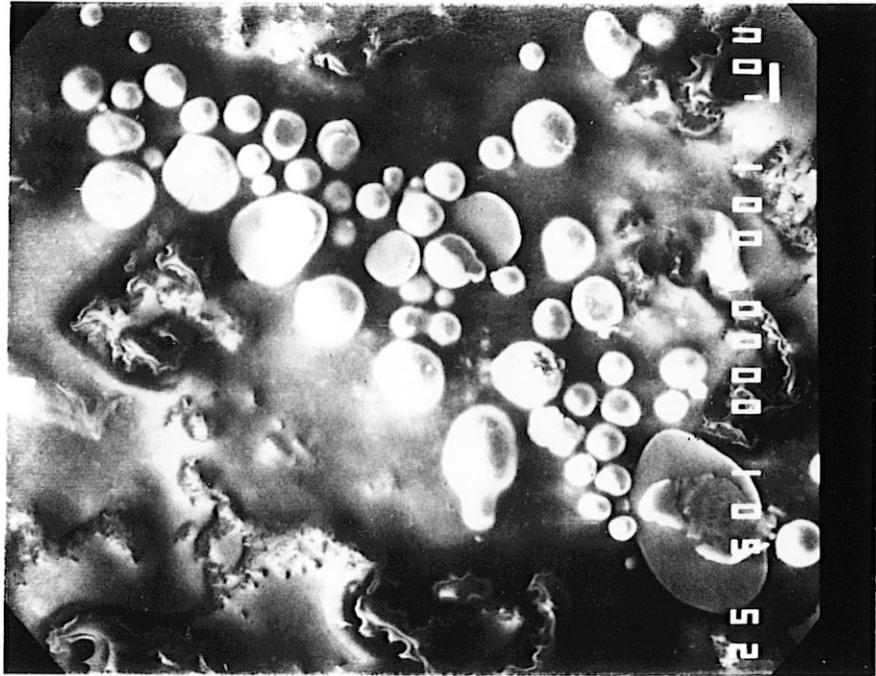


**Figure 99a - Bille**

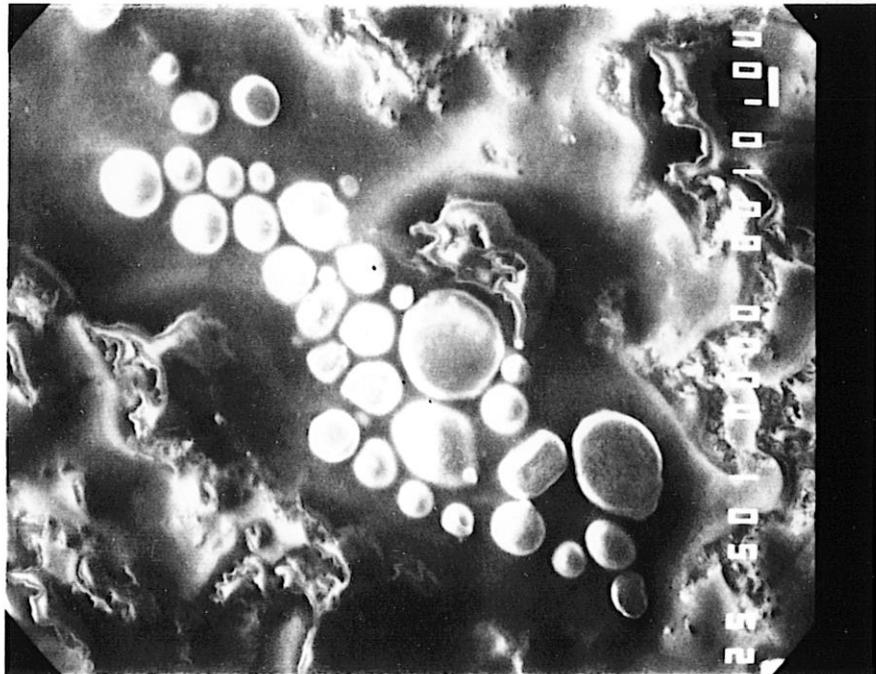


**Figure 99b - Alvéole**

**Figure 99 - Bille creuse (roulement EE29 après 1018h)**



50 microns



**Figure 100 - Forme des particules présentes dans le circuit de lubrification  
(essais sous forte charge)**

La MTBF observée, pour cet essai avec pollution, est :

$$\hat{\theta}_{AP} = \frac{5\ 635}{2} \text{ soit } \boxed{\hat{\theta}_{AP} = 2\ 817,5 \text{ heures}}$$

La limite inférieure de la MTBF  $\theta_{AP}$  de la population dont est issu l'échantillon, est donnée au seuil de confiance 90 % par :

$$\frac{\tau_{AP}}{M_{90\%}(c)} < \theta_{AP} \quad \text{or} \quad M_{90\%}(2) = \frac{1}{2} \chi_{90\%}^2(2 \times 2 + 2) = 5,3$$

donc

$$\boxed{1\ 063 \text{ heures} < \theta_{AP}}$$

Les valeurs des contraintes résiduelles et des rugosités (Ra) mesurées dans les zones de contact au cours de l'essai sont données Tableau 24. Nous notons une rugosité moins bonne que celle des roulements testés sans pollution.

Numéro du roulement	Temps avant contrôle (heures)	Rugosité Ra (µm)			Contraintes résiduelles (MPa)	Remarques
		B.I.	B.E.	Bille	B.I.	
EE 2	393	0,110	0,058	0,032	802	Traces de corrosion
EE 16	393	0,056	0,062	0,021	920	
EE 17	393	0,076	0,045	0,069	823	
EE 18	393	0,082	0,058	0,021	779	Traces de corrosion
EE 28	400	0,042	0,029	0,022	828	Incident au lavage Ecaillage de la B.I.
EE 29	400	0,036	0,039	0,026	808	
EE 30	400					
EE 31	400					

**Tableau 24 - Relevé des contrôles effectués au cours de l'essai avec polluant**

## 5.4 - CONCLUSION

Des problèmes de coups sur les billes et de corrosion ont perturbé les essais.

La sévérité des conditions de fonctionnement a accentué la dégradation du lubrifiant, en particulier le phénomène de cokéfaction.

### 1 - Essai sans pollution

Le temps d'essai cumulé est  $\tau_{SP} = 10\ 147$  heures

Le nombre de défaillance est  $C_{SP} = 1$

La MTBF observée est  $\hat{\theta}_{SP} = 10\ 147$  heures

La limite inférieure de la MTBF  $\theta_{SP}$  de la population dont est issu l'échantillon est donnée au seuil de confiance 90 % égale à 2 608 heures.

### 2 - Essai avec pollution

Le temps d'essai cumulé est  $\tau_{AP} = 5\ 635$  heures

Le nombre de défaillance est  $C_{AP} = 2$

La MTBF observée est  $\hat{\theta}_{AP} = 2\ 817,5$  heures

La limite inférieure de la MTBF  $\theta_{AP}$  de la population dont est issu l'échantillon est donnée au seuil de confiance 90 % égale à 1 063 heures.

Notons que la forme des particules déformées par le passage dans les contacts roulants (Figure 100) est moins spectaculaire que celle des particules laminées dans les contacts glissants (Figure 93).

## 6 COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

### 6.1 - DETERIORATIONS PAR GLISSEMENT

#### **Théorie**

L'étude théorique nous a montré que dans le cas d'un film de lubrifiant idéal et complet, avec les hypothèses retenues (surfaces lisses, théories isothermes, etc...) il n'était pas possible d'expliquer une quelconque destruction des surfaces en glissement (Chapitre 2).

Par contre, dans le cas où le film de lubrifiant est perturbé par le passage d'une particule de dimension supérieure à l'épaisseur du film, l'hypothèse d'un contact sec sous la particule qui transite dans un contact lubrifié glissant, permettait d'expliquer les détériorations observées. Nous avons donc retenu comme valable l'hypothèse selon laquelle la pollution est à l'origine des destructions de surfaces en glissement.

#### **Expérience**

Les conclusions de l'étude expérimentale sont contradictoires : Nous obtenons des fuseaux de glissement sur les pistes de bagues intérieures de roulements aussi bien dans des cas où le lubrifiant est très propre (filtre 3  $\mu\text{m}$  - pas de pollution artificielle) que dans des cas où le lubrifiant est volontairement pollué (filtre 50  $\mu\text{m}$ ).

De plus, l'observation des surfaces au microscope électronique montre que les défauts produits par le passage des particules dans les contacts sont distincts et se superposent aux fuseaux de glissement.

Il convient donc d'expliquer les destructions des surfaces différemment. Les hypothèses de l'étude théorique sont à remettre en question :

- théories isothermes ?
- micro-contact sec sous la particule ?

## 6.2 - DUREE DE VIE

**Théorie** (Voir Chapitre 1 - Paragraphe 1.7)

La dispersion suit une loi de WEIBULL de pente  $e$ . Usuellement  $e = 10/9$  pour les roulements à billes standards et de 1,5 à 2 pour des matériaux de très bonne qualité. L'étude du matériau décrite dans le Paragraphe 3 montre que la dispersion suit une loi de WEIBULL de pente  $e = 2,8$  (Voir Figure 83).

Nous allons comparer la MTBF expérimentale et théorique pour deux valeurs de la pente  $e$  :  $e = 10/9$  et  $e = 2,8$ .

Pour une loi de WEIBULL, la probabilité de survie à un instant  $t$  est :

$$R(t) = e^{-\left(\frac{t}{\alpha}\right)^\beta} \quad (\beta = e)$$

et la Moyenne des Temps de Bon Fonctionnement est égale à :

$$MTBF = \int_0^{+\infty} R(t) dt = \alpha \Gamma\left(\frac{1}{\beta} + 1\right) \quad \text{avec } \alpha = \frac{Ln}{\left(\ln \frac{1}{S_n}\right)^{1/\beta}}$$

donc :

$$MTBF = \frac{L_{10}}{\left(\ln \frac{1}{0,9}\right)^{1/\beta}} \Gamma\left(\frac{1}{\beta} + 1\right)$$

Le calcul classique du durée de vie [6] sans coefficient correcteur, tel que décrit au Paragraphe 1.7, nous donne pour les conditions de fonctionnement des essais d'endurance (Paragraphe 5.2) :

$e = \beta$	$L_{10}$ (heures)	$\Gamma\left(\frac{1}{\beta} + 1\right)$	MTBF calculée (heures)
10/9	28,8	0,9648	210,6
2,8	40	0,8907	79,6

Tableau 25 - MTBF calculée

**Expérience**

Pour les essais -avec- et -sans- pollution, la MTBF observée  $\hat{\theta}$  et les limites inférieures de la MTBF  $\theta$  de la population dont est issu l'échantillon (au seuil de confiance 90 %) sont données dans le tableau suivant :

	MTBF observée $\hat{\theta}$ (heures)	Limite inf. MTBF $\theta$ (heures)
Sans pollution	10 147	$2\ 608 < \theta_{SP}$
Avec pollution	2 817,5	$1\ 063 < \theta_{AP}$

**Tableau 26 - MTBF expérimentale**

**Comparaison théorie-expérience**

Alors la limite inférieure du rapport  $\frac{MTBF_{\text{expérimentale}}}{MTBF_{\text{calculée}}}$  est donnée au seuil de confiance 90 % dans le tableau suivant :

	$e = 10/9$	$e = 2,8$
Sans pollution	12,4	32,8
Avec pollution	5	13,3

**Tableau 27 - Rapport  $\frac{MTBF_{\text{expérimentale}}}{MTBF_{\text{calculée}}}$**

Dans cette expérience où les roulements sont du même lot matière et traitement thermique, et où la matière est de très bonne qualité, l'hypothèse selon laquelle la dispersion suit une loi de WEIBULL de pente  $e = 2,8$  est raisonnable.

Alors la durée de vie expérimentale :

- sans pollution - est plus de **30 fois supérieure** à celle théorique
- avec pollution - est plus de **10 fois supérieure** à celle théorique.

## CONCLUSION

Nous avons réalisé une étude expérimentale en profitant du savoir-faire des sociétés :

- SNFA pour la fabrication de roulements de très bonne qualité ;
- PALL pour la réalisation de circuit de lubrification à niveau de pollution contrôlé ;
- et de TURBOMECA pour la mise au point des bancs, la réalisation et le suivi des essais.

Nous avons pris conscience de l'importance de la pollution présente dans les circuits de lubrification et de son rôle sur la dégradation des mécanismes.

Nous avons mis au point deux bancs d'essais capables d'essais à grande vitesse (3 Millions de Ndm) sous des charges très faibles (glissement) à très élevées (endurance) et pour des conditions de pollution contrôlées. Nous avons ainsi réalisé près de 16 000 heures d'essais roulements.

Nous avons développé dans l'entreprise une méthode de contrôle de la pollution par comptage des particules dans les liquides.

Dans le but de mieux connaître le matériau des roulements d'essai, nous avons déterminé les caractéristiques mécaniques de l'alliage M 50 (E 80 DCV 40).

Ainsi :

- Nous savons reproduire sur bancs partiels le phénomène de glissement, et en particulier nous reproduisons un faciès de défaut comparable à celui observé sur certains moteurs, lorsque les roulements de ligne d'arbre ou de pignon menant sont peu chargés ;
- Toutefois nous montrons que la pollution n'est pas à l'origine des détériorations de surfaces qui apparaissent en glissement. Ce résultat est en contradiction avec les conclusions théoriques.
- Enfin, nous obtenons pour de fortes charges, des durées de vie expérimentales de 10 à 30 fois supérieures aux durées de vie calculées. Nous montrons donc que la théorie classique de durée de vie n'est pas adaptée au roulement grande vitesse.

**CONCLUSION**  
**GENERALE**



Un nouveau modèle de calcul des roulements à billes a été développé. Il permet de décrire le comportement d'un roulement de turbomachine fonctionnant à grande vitesse, faiblement chargé axialement et radialement. L'originalité de ce modèle concerne la prise en compte d'une part du rôle de la cage, et d'autre part des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant dans les calculs des forces hydro et élasto-hydrodynamiques aux différents contacts bille-bague, bille-cage et cage-bague. Ceci nous a permis de retrouver le phénomène de glissement observé expérimentalement. Une bonne concordance a été constatée entre les mesures de la vitesse de la cage et les résultats obtenus par le modèle.

Il est désormais possible d'isoler les paramètres favorisant le glissement (type de centrage de cage, jeu de centrage, jeu diamétral, nombre et dimension des éléments roulants, etc ...).

La connaissance de la valeur des forces de frottement et des vitesses de glissement aux différents contacts nous permet de décrire la dissipation d'énergie dans le roulement. Les sources de chaleur ainsi localisées montrent le rôle prépondérant de la cage.

Ce type d'analyse peut également s'appliquer au cas du roulement à galets.

L'observation des surfaces de contact entre la bille et la bague intérieure lorsque le glissement a été important, nous amène à soupçonner l'existence d'effets thermiques. Or, l'analyse de ce contact, dans le cas d'un film de lubrifiant complet et idéal, montre que la faible élévation de température, localisée à la peau des massifs, ne permet pas d'expliquer les détériorations de surface observées.

Nous formulons alors l'hypothèse selon laquelle les défauts sont provoqués par une rupture partielle du film de lubrifiant. Or l'épaisseur du film de lubrifiant calculée est supérieure à la hauteur des aspérités. Alors nous supposons que cette rupture de film se produit suite au passage de particules solides de dimension supérieure à la hauteur de lubrifiant.

Nous avons décrit les effets d'une perturbation d'un film de lubrifiant par une particule. Pour cela, nous avons développé un modèle de déformation de la particule, d'abord bidimensionnel et élastique, puis tridimensionnel et plastique. Nous retrouvons une forme de particule déformée que nous avons observé expérimentalement. Nous montrons alors que l'existence d'un micro-contact sec entre la particule et le massif, pour de telles vitesses de glissement, serait à même d'expliquer le type de détériorations rencontrées.

Cependant, cette conclusion n'est pas confirmée par l'expérience.

Du côté expérimental, nous avons atteint les objectifs que nous nous étions fixés.

La coopération entre les sociétés SNFA, PALL et différents services de TURBOMECA nous a permis de :

- prendre conscience de l'importance de la pollution présente dans les circuits de lubrification et de son rôle sur la dégradation des mécanismes,
- développer dans l'entreprise une méthode de contrôle de la pollution par comptage des particules solides en suspension dans les liquides,
- déterminer les caractéristiques mécaniques de l'alliage M50,
- réaliser des bancs d'essais grandes vitesses et à niveau de pollution contrôlé. La durée totale des essais roulements accomplis atteint près de 16 000 heures.

Les principales conclusions de la partie expérimentale sont que :

- nous savons reproduire sur banc partiel les détériorations provoquées par le glissement,
- nous montrons que la pollution n'est pas à l'origine de ces détériorations de surface,
- nous montrons que la théorie classique de durée de vie n'est pas adaptée au cas du roulement grande vitesse.

Soulignons que le polluant utilisé est original par sa forme, ses dimensions et le fait qu'il soit d'un matériau identique à celui des roulements.

Nous n'avons pas clairement établi l'origine des destructions de surface dues au phénomène de glissement. Cependant, l'observation de ce phénomène et les résultats des différentes études théoriques réalisées, nous permettent de proposer des solutions au problème du glissement.

### 1- Géométrie du roulement

Il s'agit de diminuer la vitesse de glissement au contact bille/bague intérieure en modifiant la géométrie interne du roulement :

- centrer la cage sur la bague intérieure,
- optimiser les jeux (réduire le jeu diamétral, etc ...),
- réduire le nombre et le diamètre des billes,
- modifier la courbure des gorges de roulement pour accroître la pression de Hertz

### 2- Conditions de fonctionnement

Il ne faut pas hésiter à augmenter la charge minimum sur le roulement (et la charge maximum !). En effet, la durée de vie à forte charge est sous-estimée, principalement lorsque le lubrifiant est très propre.

Il faut réduire le débit de lubrifiant dans le roulement. En effet, ceux-ci sont souvent abondamment lubrifiés (100 l/h pour un diamètre moyen de 50 mm). Les forces de traînée ou de brassage générées favorisent alors amplement le freinage de la cage, c'est-à-dire le glissement.

### 3- Caractéristiques mécaniques du matériau (en surface)

Afin d'accroître la résistance au glissement de la surface du massif, il faut chercher à :

- améliorer les propriétés thermo-mécaniques de la surface. Ainsi, il faut préférer l'alliage M50 au 100C6,
- réduire les contraintes résiduelles de compression en surface lorsqu'elles sont trop importantes car elles préchargent la peau du massif,
- augmenter la ductibilité de la surface. En particulier, il faut éviter que celle-ci devienne fragile lorsque la température est élevée.

Ces différentes propriétés pourraient être assurées par un revêtement adéquat, un nouveau traitement thermique ou un nouveau matériau (M50 NIL, céramique  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ?).

### 4- Lubrifiant

Est-il possible de trouver des lubrifiants aux caractéristiques rhéologiques telles que le glissement global dans le roulement s'en trouve réduit ? Nous n'avons pas aujourd'hui d'élément de réponse.

L'étude réalisée n'a pas permis d'attribuer les destructions de surface par glissement à la pollution présente dans le lubrifiant. Cependant, l'expérimentation nous a montré les altérations subies par les surfaces lors du passage de particules dures. C'est pourquoi, en vue d'améliorer la durée de vie des roulements, il est souhaitable d'optimiser la filtration et de diminuer la génération de particules dans le lubrifiant. C'est-à-dire :

- employer des filtres de meilleure qualité :  
Pour deux filtres de même **efficacité nominale de filtration** (grandeur arbitraire), il faut préférer celui qui a le meilleur **rapport de filtration** (rapport entre le nombre de particules de dimensions supérieures à une dimension donnée, qui rentrent dans l'élément filtrant au nombre qui en sort).
- si les conditions de fonctionnement sont difficiles, il est toujours possible d'utiliser en parallèle un filtre fin de dépollution,
- repenser l'étanchéité et la filtration de l'air, puisque aujourd'hui dans les moteurs, les canaux et les labyrinthes pressurisés favorisent l'introduction de la silice et d'autres corps étrangers dans les circuits de lubrification,
- utiliser un lubrifiant initialement très propre, par exemple en le pré-filtrant.

Les mécanismes responsables des détériorations de surface dues au glissement ne sont pas clairement établis. C'est pourquoi l'étude mériterait d'être poursuivie :

- par la recherche d'un nouveau mécanisme de dégradation susceptible d'expliquer les détériorations de surfaces observées : phénomène de **cavitation** ?, forte élévation de température dans le film de lubrifiant provoquant un **effondrement de l'épaisseur**?
- la corrélation expérimentale s'effectuant sur une **machine à galets**. Cette machine à galets doit être capable de grandes vitesses de glissement (100 m/s ou plus) afin de reproduire les détériorations de surface. Les paramètres gouvernant l'apparition de tels défauts pourraient ainsi être isolés. L'objectif final étant d'obtenir des critères de glissement admissible. C'est aussi le banc d'essai idéal pour étudier de nouveaux matériaux, de nouveaux revêtements ou de nouveaux lubrifiants.
- application au cas du roulement grande vitesse faiblement chargé, du nouveau modèle de calcul de durée de vie proposée par IOANNIDES. La prise en compte des effets tangentiels et thermiques sous la surface doit permettre de montrer l'importance du phénomène de glissement sur la réduction de durée de vie.

ANNEXES



## ANNEXE 1

# DETERMINATION DE LA PRESSION MAXIMALE DE HERTZ ET DES DIMENSIONS DE L'AIRE DE CONTACT [16, 86]

Nous rappelons la valeur de la pression maximale et les dimensions de l'aire de contact obtenues dans le cas d'un contact statique à partir de la théorie de Hertz lorsque l'épaisseur du film fluide qui sépare les deux surfaces du contact est nulle.

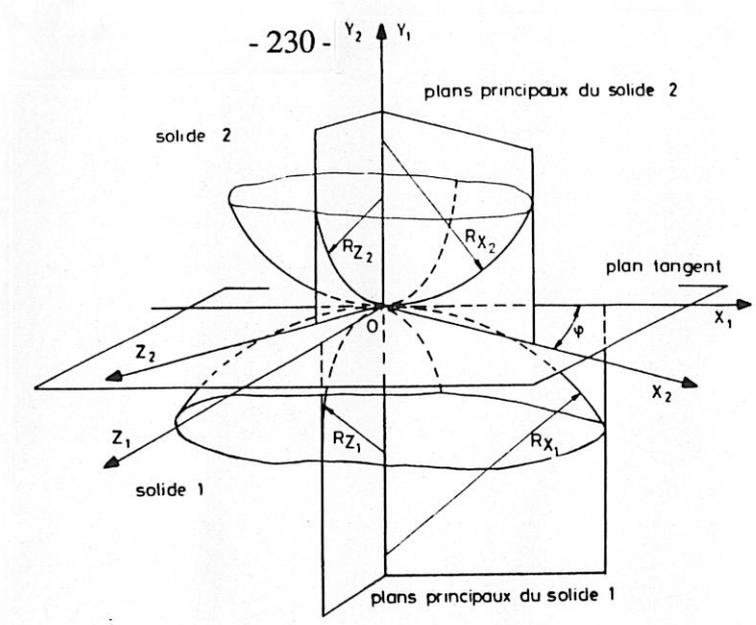
La géométrie du contact hertzien élastique statique soumis à une charge normale, lorsque les plans principaux de chacune des surfaces du contact sont confondus, est décrite au voisinage du contact au quatrième ordre près par :

$$y_2 - y_1 = \frac{x^2}{2R_x} + \frac{z^2}{2R_z}$$

$R_x$  et  $R_z$  sont les rayons de courbure équivalents du modèle définis par :

$$R_x = \frac{R_{1x} \cdot R_{2x}}{R_{1x} + R_{2x}} \quad \text{et} \quad R_z = \frac{R_{1z} \cdot R_{2z}}{R_{1z} + R_{2z}}$$

$R_{1x}$ ,  $R_{1z}$ ,  $R_{2x}$ ,  $R_{2z}$  étant les rayons de courbure principaux situés dans les plans principaux  $x$  Oy et y Oz.



**Figure A1.1 - Géométrie d'un contact herzien**

Dans le cas du contact d'une bille sur un chemin de roulement, les rayons de courbures équivalents  $R_x$  et  $R_z$  sont définis dans le tableau suivant :

Contact Bille/Bague Ext.	Rayons des courbures	Rayon équivalent $R_{x0}$	Rayon transversal équivalent $R_{z0}$
	$\frac{1}{\rho_{xb}} = D/2$ $\frac{1}{\rho_{zb}} = D/2$ $\frac{1}{\rho_{x0}} = -\frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_0} + D \right)$ $\frac{1}{\rho_{z0}} = -r_0$	$-\frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_0} + D \right) \cdot \frac{D}{2}$ $-\frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_0} + D \right) + \frac{D}{2}$	$-r_0 \cdot \frac{D}{2}$ $-r_0 + \frac{D}{2}$
Contact Bille/Bague Int.	Rayons des courbures	Rayon équivalent $R_{xi}$	Rayon transversal équivalent $R_{zi}$
	$\frac{1}{\rho_{xb}} = D/2$ $\frac{1}{\rho_{zb}} = D/2$ $\frac{1}{\rho_{xi}} = \frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_i} - D \right)$ $\frac{1}{\rho_{zi}} = -r_i$	$\frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_i} - D \right) \cdot \frac{D}{2}$ $\frac{1}{2} \left( \frac{dm}{\cos \alpha_i} - D \right) + \frac{D}{2}$	$-r_i \cdot \frac{D}{2}$ $-r_i + \frac{D}{2}$

**Tableau 1**

La théorie de Hertz est établie pour le contact de deux corps au repos lorsque [16, 86] :

- les matériaux sont identiques et parfaitement élastiques, toutes les déformations se produisent dans le domaine élastique ;
- la force appliquée est perpendiculaire à la zone de contact, ce qui suppose que la composante due à la force de frottement est nulle, c'est-à-dire que la contrainte tangentielle à la surface du contact est nulle ;
- les surfaces du contact sont parfaitement lisses ;
- les dimensions de l'aire de contact sont petites comparativement aux rayons de courbures qui sont du même ordre de grandeur.

Cette théorie s'applique au cas des contacts élliptiques statiques et entraîne une répartition des pressions (ou contraintes normales) dues aux déformations élastiques qui sont élliptiques sur la surface de contact :

$$p(x, z) = \frac{3 \omega}{2 \pi a c} \left[ 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{z^2}{c^2} \right]^{1/2}$$

la pression maximale est  $p_{\max} = \frac{3 \omega}{2 \pi a c}$  et la pression moyenne est  $p_{\text{moy}} = \frac{2}{3} p_{\max}$

Dans ces conditions suivant HARRIS [16], le paramètre d'excentricité  $\gamma = \frac{c}{a} > 1$  peut s'exprimer en fonction de la différence des courbures  $\Gamma$  et de deux intégrales élliptiques complètes de première et deuxième espèce  $F$  et  $\xi$  par la relation :

$$J(\gamma) = \left( \frac{2F - \xi(1 + \Gamma)}{\xi(1 + \Gamma)} \right)^{1/2}$$

où

$$F = \int_0^{\pi/2} \left( 1 - \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \sin^2 \psi \right)^{-1/2} d\psi$$

$$\xi = \int_0^{\pi/2} \left( 1 - \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \sin^2 \psi \right)^{1/2} d\psi$$

Le paramètre  $\gamma$  peut être déterminé par une méthode itérative. Les demi-grands axes de l'ellipse du contact sont déterminés par les expressions :

$$c = \left( \frac{6 \gamma^2 \xi \omega}{\rho \pi E} \right)^{1/3} \quad a = \frac{c}{\gamma} = \left( \frac{6 \gamma \omega}{\gamma \rho \pi E} \right)^{1/3}$$

où  $E$  est le module d'élasticité équivalent défini par :

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \nu_1}{E_1} + \frac{1 - \nu_2}{E_2} \right)$$

qui fait intervenir les modules d'Young  $E_1$  et  $E_2$  et les coefficients de Poisson  $\nu_1$  et  $\nu_2$  des deux matériaux constituant les solides 1 et 2 du contact. Par ailleurs, le rapprochement relatif des centres des deux solides suivant la normale au point de contact  $O$  est donné par :

$$\delta = \frac{\rho F}{2 \xi} \left( \frac{6 \omega \xi}{\gamma \rho \pi E} \right)^{2/3}$$

Le cas particulier du contact ponctuel pour lequel  $a = c$  entraîne les formules simplifiées suivantes si  $r^2 = x^2 + z^2$  :

$$p(r) = \frac{3 \omega}{2 \pi a^2} \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{1/2} \quad \text{avec :} \quad a = \left( \frac{3 \omega R}{2 E} \right)^{1/3}$$

Dans le cas particulier du contact linéaire de largeur  $\ell$ , si  $b$  représente la demi-longueur de la zone de contact suivant  $Ox$  :

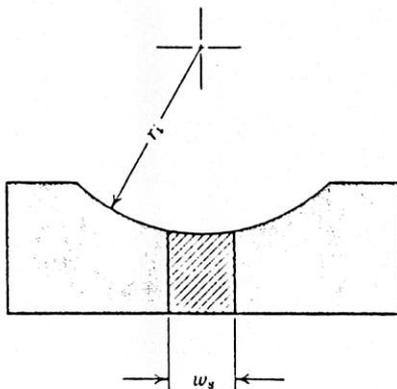
$$p(x) = \frac{2 \omega}{\pi b \ell} \left( 1 - \frac{x^2}{b^2} \right)^{1/2} \quad \text{avec :} \quad b = \left( \frac{8 \omega R_x}{\pi E \ell} \right)^{1/2}$$

## ANNEXE 2

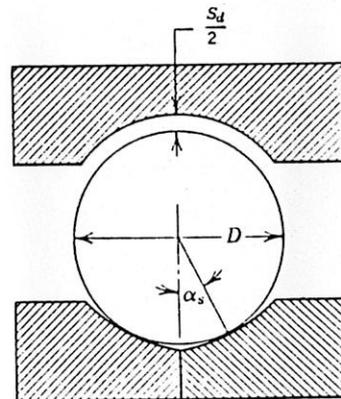
# FONCTIONNEMENT DU ROULEMENT EN DEUX POINTS DE CONTACT [16]

Le roulement à billes est conçu pour supporter essentiellement des charges axiales ou combinées. Pour des raisons de construction, la bague intérieure est souvent constituée de deux parties.

Dans ce cas, la gorge de la B.I. prend la forme d'un arc de cercle tronqué (Figures 1 et 2).



**Figure 1 - Bague intérieure :**  
épaisseur de la troncature



**Figure 2 - 2 points de contact sur la B.I.**  
**1 point de contact sur la B.E.**

Le roulement fonctionne correctement lorsque les billes ont toutes deux points de contact. Il se détériore rapidement lorsque celles-ci ont trois points de contact (faible charge axiale).

Il nous faudra donc vérifier que l'angle de contact bille n° j/B.I. est toujours supérieur à  $\alpha_s$ .

$$\alpha_{ij} > \alpha_s = \arcsin \left[ \frac{w_s}{(2f_i - 1) \cdot D} \right]$$



## ANNEXE 3

# CARACTERISTIQUES D'UN PALIER INFINIMENT COURT [18]

L'équation de Reynolds s'écrit [18] :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \mu V \frac{dh}{dx}$$

on a négligé le gradient de pression circonférentiel devant le gradient de pression axiale.

L'épaisseur est  $h = J(1 + \varepsilon \cos \theta)$  où  $\theta = \frac{x}{R}$  où  $\varepsilon = \frac{e}{J}$

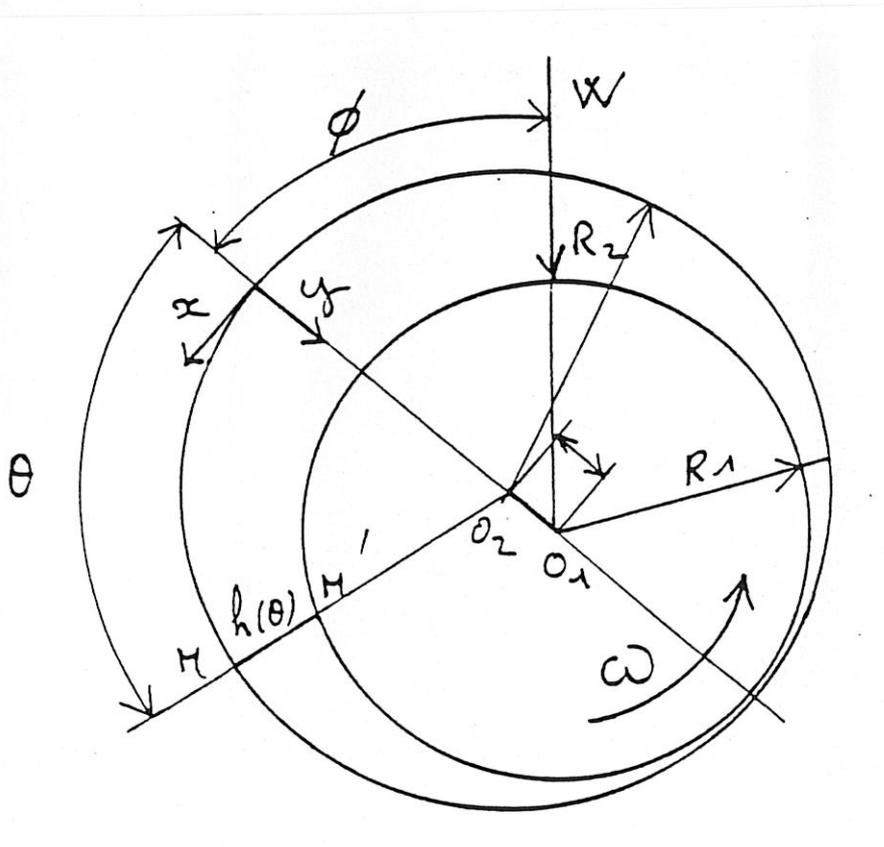


Figure 1 - Section droite d'un palier

$$\text{d'où } \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \mu \cdot w \cdot \frac{d h}{d \theta}$$

$$h^3 \frac{\partial p}{\partial z} = \int 6 \mu \cdot w \cdot \frac{d h}{d \theta} \cdot dz = 6 \mu \cdot w \cdot \frac{d h}{d \theta} (z + C_1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{6 \mu w}{h^3} \cdot \frac{d h}{d \theta} (z + C_1)$$

$$p = \frac{6 \mu w}{h^3} \cdot \frac{d h}{d \theta} \left( \frac{z^2}{2} + C_1 z \right) + C_2$$

Les conditions limites sont

$p = 0$	quand	$z = 0$
$p = 0$	quand	$z = L$

$$\text{d'où } C_2 = 0$$

$$C_1 = - \frac{3 \mu w}{h^3} \frac{d h}{d \theta} \cdot L$$

$$p = \frac{3 \mu w}{h^3} \frac{d h}{d \theta} (z^2 - zL) = + \frac{3 \mu w}{J^2} \cdot \frac{- \varepsilon \sin \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} (z^2 - zL)$$

on intègre en prenant les conditions aux limites de Gumbel qui néglige les pressions négatives ( $\pi < \theta < 2\pi$ )

$$W \sin \phi = \int_0^L \int_0^\pi p(\theta, z) \cdot \sin \theta R d\theta dz$$

où  $\phi$  est l'angle de calage.

$$W \sin \phi = \frac{\mu w R \varepsilon L^3}{2 J^2} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} d\theta$$

Le calcul de ces intégrales est bien connu [18]

$$\text{d'où } W \sin \phi = \frac{RL^3 \mu w}{2J^2} \cdot \frac{\pi \epsilon}{2(1 - \epsilon^2)^{3/2}}$$

$$\text{et } W \cos \phi = \int_0^L \int_0^\pi p(\theta, z) \cos \theta R \, d\theta \, dz$$

$$= -\frac{RL^3 \mu w \epsilon}{2J^2} \int_0^\pi \frac{\sin \theta \cos \theta}{(1 - \epsilon \cos \theta)^3} \, d\theta$$

(le calcul est donné par la Réf. 18)

$$W \cos \phi = \frac{RL^3 \mu w}{2J^2} \cdot \frac{2\epsilon^2}{(1 - \epsilon^2)^2}$$

$$\text{la charge est donc } W = \sqrt{(w \cos \phi)^2 + (w \sin \phi)^2}$$

$$W = \frac{RL^3 \mu w}{4J^2} \cdot \frac{\epsilon}{(1 - \epsilon^2)^2} \left[ \pi^2 (1 - \epsilon^2) + 16 \epsilon^2 \right]^{1/2}$$

Le couple résistant est obtenu par intégration du taux de cisaillement sur la surface. Quand on suppose le palier partiellement rempli de fluide dans la zone où la pression est nulle le couple s'écrit :

$$Ca = \int_0^L \int_0^\pi R \cdot \tau_{y=h}^x R \, d\theta \, dz + \int_0^L \int_0^{2\pi} R \frac{hs}{h} \tau_{y=h}^x R \, d\theta \, dz$$

où  $hs$  est l'épaisseur à l'angle de sortie  $\theta_s$  où la pression est nulle  $hs = J(1 + \epsilon \cos \theta_s)$

$$\text{on a } \tau_x = \frac{\mu V}{h}$$

SUMMERFELD a montré que les intégrales de ce type donne :

$$Ca = \int_0^{\pi} \frac{R^2 \mu VL}{J} \cdot \frac{d\theta}{1 + \epsilon \cos \theta} + \int_{\pi}^{2\pi} \frac{hs d\theta}{J (1 + \epsilon \cos \theta)^2} \cdot \frac{R^2 \mu VL}{J}$$

en posant  $hs = \frac{1 - \epsilon^2}{1 - \epsilon \cos \psi_s} \cdot c$

SUMMERFELD obtient :

$$Ca = \frac{R^2 \mu VL}{J} \left[ 2\pi + \epsilon \frac{(\sin \psi_s - \psi_s \cos \psi_s)}{\sqrt{1 - \epsilon^2} (1 - \epsilon \cos \psi_s)} \right]$$

en prenant  $\psi_s = +\pi$ , il vient :

$$Ca = \frac{R^2 \mu VL}{J} \cdot \frac{(2 + \epsilon)}{\sqrt{1 - \epsilon^2} (1 + \epsilon)}$$

ce qui signifie que  $\theta_s = \pi$  donc on intègre seulement sur la surface active.

## ANNEXE 4

# THEORIES ELASTOHYDRODYNAMIQUES EN REGIME PERMANENT ET ISOTHERME POUR UNE ALIMENTATION SURABONDANTE [87]

La théorie de la lubrification hydrodynamique est obtenue par intégration de l'équation de Reynolds qui représente la forme différentielle de la pression dans le cas des films minces. Cette équation permet pour une épaisseur du film fluide donnée, de déterminer la répartition des pressions si le contour du domaine de pression et les conditions aux limites sur ce contour sont connus.

Le domaine d'intégration et les conditions aux limites retenues dépendent des conditions d'alimentation en fluide au voisinage du contact. Ce domaine et ces conditions aux limites apparaissent ainsi comme des données, et pourront se traduire par un paramètre supplémentaire caractéristique des conditions d'alimentation.

L'épaisseur du film au centre du contact en régime élastohydrodynamique, ne peut pas se déterminer aussi simplement que dans le cas hydrodynamique. DALMAZ [87] a fait la synthèse des différentes théories EHD en régime permanent et isotherme. Dans ces théories, les surfaces se déforment élastiquement sous l'effet des fortes pressions, il faut donc introduire dans les calculs une équation supplémentaire qui donne les déplacements élastiques des surfaces. Dans la solution approchée du problème élastohydrodynamique, la forme géométrique du film d'huile au contact est obtenue à partir des déplacements résultant de la répartition des pressions elliptiques de Hertz obtenue dans le cas des contacts élastiques statiques secs. En conséquence, la présence du film d'huile est supposée sans effet sur la déformation élastique du contact. L'équation de Reynolds est intégrée à l'entrée du contact dans le cas d'un fluide piézo-visqueux pour lequel  $\mu = \mu_0 \exp(\alpha p)$ .

L'hypothèse supplémentaire qui permet de calculer l'épaisseur du film d'huile constante dans la zone de Hertz a été faite par GRUBIN qui suppose que la pression réelle dans le film d'huile devient pratiquement infinie à l'entrée de la zone de Hertz. Dans la solution élastohydrodynamique exacte, les déformations des surfaces sont dues aux pressions hydrodynamiques et un calcul itératif conduit à une seule répartition des pressions hydrodynamiques. Remarquons que toutes les solutions obtenues à partir d'un processus itératif direct divergent et que la solution élastohydrodynamique exacte n'a été obtenue par DOWSON et HIGGINSON que dans le cas du contact galet-plan par un calcul numérique très complexe.

Nous pouvons retenir [88, 89 et 90], pour un contact galet-plan, tonneau-plan ou sphère-plan en régime permanent et isotherme, pour un fluide newtonien incompressible et dans le cas d'une alimentation sur-abondante, une expression de l'épaisseur du film d'huile au centre du contact  $H_o^*$  de la forme:

$$H_o^* = k U^{*a} G^{*b} W^{*c} C^{*a}$$

## RESULTATS DES THEORIES ELASTOHYDRODYNAMIQUES ISOTHERMES POUR UNE ALIMENTATION SURABONDANTE

L'épaisseur du film d'huile au centre du contact galet-plan lorsque les effets de bord sont négligeables est donnée dans la solution élastohydrodynamique approchée de GRUBIN [8] par :

$$H_o^* \approx 1,175 U_*^{0,727} G_*^{0,727} W_*^{-0,091}$$

de CHENG [91] par :

$$H_o^* \approx 1,131 U_*^{0,740} G_*^{0,740} W_*^{-0,11}$$

et dans la solution élastohydrodynamique exacte DOWSON et HIGGINSON [92] l'épaisseur minimale est donnée par :

$$H_m^* \approx 0,985 U_*^{0,7} G_*^{0,6} W_*^{-0,13}$$

ou bien

$$H_m^* \approx 1,63 U_*^{0,70} G_*^{0,54} W_*^{-0,13}$$

L'épaisseur du film au centre du contact sphère-plan est donnée par les solutions élastohydrodynamiques approchées de ARCHARD et COWKING [13], CHENG [91] et WEDEVEN et al. [93] et par les solutions élastohydrodynamiques exactes de RANGER et al. [94] et HAMROCK et DOWSON [24] et se met sous la forme :

$$H_o^* = k U_*^a G_*^b W_*^c$$

où les coefficients  $k$ ,  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont donnés Tableau 1.

**Tableau 1**

Auteur [Référence]	$k$	$a$	$b$	$c$
ARCHARD et COWKING [13]	0,838	0,740	0,740	-0,074
CHENG [91]	1,022	0,725	0,725	-0,058
WEDEVEN et al. [93]	1,055	0,714	0,714	-0,048
RANGER et al. [94]	0,972	0,567	0,462	+0,035
HAMROCK et DOWSON [24]	1,194	0,670	0,530	-0,067

L'épaisseur minimale du film du contact sphère-plan est donnée dans la solution élastohydrodynamique exacte de HAMROCK et DOWSON [24] :

$$H_m^* = 1,118 U_*^{0,68} G_*^{0,49} W_*^{-0,073}$$

L'épaisseur du film au centre du contact tonneau-plan est donnée par la solution élastohydrodynamique approchée d'ARCHARD et COWKING [13] :

$$H_o^* = 1,221 U_*^{0,740} G_*^{0,740} W_*^{-0,74} C_*^{0,740}$$

où  $C^*$  est un facteur de forme tel que :

$$C^* = \left[ 1 + \frac{2 R_x}{3 R_z} \right]^{-1}$$

et par celle de CHENG [91] :

$$H_o^* = (12c)^{\frac{1}{2-n}} (U^* G^*)^{\frac{1}{2-n}} (W^*)^{\frac{1-2n}{6-3-n}} \left(\frac{3}{\gamma}\right)^{\frac{1-2n}{6-3-n}} (2)^{\frac{n-1}{2-n}} (\pi)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{m^3 \pi^2}{\gamma^2 \left(1 + \frac{R_x}{R_z}\right)}\right)^{\frac{n+1}{6-3n}}$$

où  $m = \frac{\frac{c}{R_x}}{\left(\frac{\omega}{E R_x^2}\right)^{\frac{1}{3}}} \cdot \left(\frac{3}{1 + \frac{R_x}{R_z}}\right)^{-\frac{1}{3}}$  ;  $\gamma = \frac{c}{a}$  et les coefficients C et n sont donnés en fonction de  $\gamma$  dans le Tableau 2.

**Tableau 2**

$\gamma$	0,5	1,0	2,0	5,0
C	0,650	0,088	0,095	0,098
n	0,548	0,620	0,642	0,648

L'épaisseur minimale et l'épaisseur au centre du contact tonneau-plan sont données par la solution élastohydrodynamique exacte de HAMROCK et DOWSON [24] :

$$H_o^* \approx 1,691 U_*^{0,67} G_*^{0,53} W_*^{-0,067} \left(1 - 0,61 e^{-0,73k}\right)$$

$$H_m^* \approx 2,266 U_*^{0,68} G_*^{0,49} W_*^{-0,073} \left(1 - e^{-0,68k}\right)$$

où :

$$k = 1,03 \left(\frac{R_z}{R_x}\right)^{0,64} \geq 1$$

L'analyse de ces résultats permet de tirer les conclusions suivantes :

- pour une charge  $\omega$  et une vitesse  $U_1 + U_2$  données, l'épaisseur minimale du film d'huile obtenue par la théorie élastohydrodynamique est beaucoup plus grande que celle donnée par la théorie hydrodynamique ;

- l'épaisseur minimale du film dépend très peu du module d'élasticité équivalent  $E$  car elle est proportionnelle à  $E^{0,03}$  ;
- lorsque les déformations élastiques sont importantes, la charge n'a pratiquement pas d'influence sur l'épaisseur minimale du film ;
- les paramètres les plus importants dans la détermination de l'épaisseur du film sont :
  - \* la vitesse qui intervient par la somme des vitesses des deux surfaces  $U_1 + U_2$  ;
  - \* la viscosité à l'entrée du contact  $\mu_0$  ;
  - \* le coefficient de piézoviscosité  $\alpha$  en régime élastohydrodynamique ;
- lorsque la charge croît, ou lorsque le produit vitesse-viscosité décroît, la répartition des pressions passe de celle de la solution hydrodynamique obtenue dans le cas de surfaces rigides, à la répartition elliptique de Hertz obtenue dans le cas des contacts élastiques statiques non lubrifiés ;
- la répartition des pressions présente un pic près de la sortie qui peut devenir très important. Ce pic qui dépend du coefficient de piézoviscosité et du module d'élasticité, n'a pratiquement pas d'influence sur la charge, mais peut modifier de façon très importante le champ des contraintes à l'intérieur des solides au voisinage du contact.

## DISCUSSION DES HYPOTHESES DE VALIDITE DE CES CALCULS THEORIQUES

La validité des calculs théoriques conduisant aux expressions des épaisseurs de film en régime élastohydrodynamique données ci-dessus impose les limites suivantes :

- le maximum de la pression de Hertz  $P_0$  des contacts élastiques statiques est approximativement tel que :

$$0,001 \ll \frac{P_0}{E} \ll 0,01$$

$$\alpha P_0 \gg 1 \quad \text{et} \quad \alpha E \gg 200$$

si  $E$  et  $\alpha$  sont respectivement le module d'élasticité et le coefficient de piézo-viscosité ;

- la moyenne des rugosités r.m.s. des deux surfaces du contact  $\sigma = \left( \frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}{2} \right)^{1/2}$

est inférieure à  $\frac{h_0}{4}$

La validité des hypothèses de calcul que nous discuterons concerne la compressibilité du fluide, le régime isotherme et les conditions d'alimentation. Nous conserverons sans la commenter l'hypothèse d'un régime permanent.

L'hypothèse d'un fluide incompressible est justifiée dans le cas des huiles même en régime élastohydrodynamique puisque la variation de la masse volumique sous de très fortes pressions ne dépasse pas 30 % et qu'il a été montré par DOWSON [92] que la variation de la masse volumique avec la pression ne modifie pratiquement pas l'épaisseur du film.

L'hypothèse d'un écoulement isotherme est discutable puisque les huiles sont connues pour avoir une viscosité qui décroît très rapidement lorsque la température augmente. Nous envisageons donc une correction pratique de l'épaisseur du film obtenue dans le cas isotherme en multipliant  $H_o^*$  par le coefficient  $\psi$  caractéristique des effets thermiques.

L'hypothèse d'une alimentation sur-abondante n'est pas très réaliste, car dans de nombreux cas, le fluide ne remplit pas tout l'espace du voisinage du contact et l'air est très proche de la zone de contact, l'étendue du film d'huile se trouve ainsi réduite. Pratiquement, la diminution de l'épaisseur du film qui en résulte sera exprimée en multipliant  $H_o^*$   $\psi$  par le coefficient  $\beta$  caractéristique des conditions d'alimentation.

## ANNEXE 5

# CALCUL DES CONTRAINTES TANGENTIELLES DE CISAILLEMENT DANS L'ELLIPSE DE CONTACT [4]

L'étude des contraintes tangentielles de cisaillement dans un contact lubrifié en régime élastohydrodynamique a été effectuée par de nombreux auteurs [27 à 31]. Les différentes lois de comportement rhéologique proposées tentent de prendre en compte les pressions très élevées existant dans le film (1 à 2 GPa), les temps de passage très courts dans le contact ( $10^{-4}$  à  $10^{-6}$  s), des gradients de vitesse pouvant atteindre  $10^7$  s<sup>-1</sup> et des variations de températures locales de l'ordre de 100°C.

L'analyse de JOHNSON et TEVAARWERK [20] conduit à un modèle simple non linéaire de MAXWELL qui permet en régime isotherme d'expliquer la plupart des résultats expérimentaux. Cependant, il faut savoir que pour des vitesses de glissement, de glissement latéral et/ou de pivotement élevées, les effets thermiques dans le film de lubrifiant ne sont plus négligeables.

Le calcul des contraintes tangentielles de cisaillement dans un contact élastohydrodynamique nécessite la connaissance de la géométrie et de la cinématique du contact, de la pression de l'épaisseur du film, de la température, de la loi de comportement rhéologique et des propriétés caractéristiques du fluide. Tous ces paramètres ne sont pas indépendants.

### 1 - HYPOTHESES

Nous retenons les hypothèses suivantes :

- La répartition des pressions dans la zone de contact hertzien elliptique, et des dimensions de l'aire de contact sont données par la théorie de Hertz.
- L'axe de l'ellipse du contact coïncide à la direction des vitesses de roulement.
- La variation des contraintes de cisaillement suivant l'épaisseur du film est négligée.

- Les taux de déformation sont calculés en négligeant les changements des rayons dus aux déformations de Hertz ainsi que les déformations de l'aire de contact.
- L'épaisseur du film d'huile est constante dans la zone du contact et égale à l'épaisseur au centre  $h_0$ .
- Les forces de frottement de roulement, créées à l'entrée et à la sortie de la zone du contact sont négligées. La condition aux limites qui permet de résoudre les équations différentielles suppose que les contraintes de cisaillement soient nulles sur le bord de l'ellipse de contact.

## 2 - MODELE

Nous cherchons un modèle simple. Nous modéliserons donc ce contact au moyen du modèle isotherme de JOHNSON et TEVAARWERK [20]. Ils ont montré que le comportement rhéologique en cisaillement d'un film d'huile dans un contact élastohydrodynamique peut être décrit simplement en régime isotherme par le modèle non linéaire de MAXWELL :

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{\text{élastique}} + \dot{\gamma}_{\text{visqueux}} = \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt} + \frac{\tau}{\tau_e} \cdot \frac{\tau_0}{\mu} \cdot \sin h \left( \frac{\tau_e}{\tau_0} \right)$$

où  $\dot{\gamma}$  est le gradient de vitesse total,

$\tau$  est la contrainte,

$G$  est le module d'élasticité en cisaillement,

$\tau_0$  est la contrainte limite de cisaillement de Newton,

$\tau_e$  est la contrainte locale équivalente.

Dans les axes Oxz, si  $dt = \frac{2 dx}{U_1 + U_2} = \frac{dx}{\bar{U}}$  alors les équations s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \dot{\gamma}_x &= \frac{\bar{U}}{G} \cdot \frac{d\tau_x}{dx} + \frac{\tau_x}{\tau_e} \cdot \frac{\tau_0}{\mu} \cdot \sin h \left( \frac{\tau_e}{\tau_0} \right) \\ \dot{\gamma}_z &= \frac{\bar{U}}{G} \cdot \frac{d\tau_z}{dx} + \frac{\tau_z}{\tau_e} \cdot \frac{\tau_0}{\mu} \cdot \sin h \left( \frac{\tau_e}{\tau_0} \right) \end{aligned} \right| \quad [\text{A}]$$

avec :

$$\tau_e = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_z^2}$$

$$\dot{\gamma}_x = (\Delta U + z \Delta \Omega) / h$$

$$\dot{\gamma}_z = (\Delta W - x \Delta \Omega) / h$$

$$\Delta U = U_1 - U_2 \quad \text{glissement dans la direction Ox}$$

$$\Delta W = W_1 - W_2 \quad \text{glissement latéral dans la direction Oz}$$

$$\Omega = \omega_{2y} - \omega_{1y} \quad \text{pivotement autour de l'axe Oy}$$

$$\bar{U} = (U_1 + U_2) / 2 \quad \text{vitesse de roulement}$$

### 3 - JUSTIFICATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE CHOISIE

En étudiant le nombre de Deborah, HOUPERT [4] propose une classification des lois rhéologiques du lubrifiant en fonction du rapport du temps de passage à travers le contact sur celui de relaxation du lubrifiant (Tableau 1).

Ces études nous permettent de justifier et de choisir la loi sinushyperbolique car l'épaisseur du film est faible et le paramètre de glissement est grand ce qui se traduit par :

$$ND \rightarrow 0$$
$$\text{et } \dot{\gamma} = \frac{U_1 - U_2}{h} \rightarrow \infty$$

$\dot{\gamma}$	ND	$\tau$
$\rightarrow 0$	$\rightarrow 0$	$\tau = \mu_{eq} \dot{\gamma}$
$\rightarrow 0$	$0 < ND < \infty$	$\tau = \mu_{opp} \dot{\gamma}$
$\rightarrow 0$	$\rightarrow \infty$	$\tau = G \dot{\gamma} t$
$\rightarrow \infty$	$\rightarrow 0$	$\tau = \tau_0 \text{sh}^{-1} \frac{\mu_{eq} \dot{\gamma}}{\tau_0}$
$\rightarrow \infty$	$0 < ND < \infty$	$\tau = \tau_0 \text{sh}^{-1} \frac{\mu_{opp} \dot{\gamma}}{\tau_0}$
$\rightarrow \infty$	$\rightarrow \infty$	$\tau = \tau_L$

**Tableau 1 - Classification des lois rhéologiques**

avec :  $\mathcal{T}$  temps de relaxation =  $\frac{\mu}{G}$

t temps de passage =  $\frac{2a}{\frac{U_1 + U_2}{2}}$

ND nombre de Déborah =  $\frac{\text{Temps de relaxation}}{\text{Temps de passage}}$

#### 4 - RESOLUTION

La résolution de ces équations nécessite donc la connaissance de trois paramètres caractéristiques du fluide : sa viscosité  $\mu$ , son module d'élasticité  $G$  et une contrainte de référence  $\tau_0$ . Ces paramètres sont fonction de la pression, de la température et du temps de passage du fluide dans le contact. L'intégration du système d'équations différentielles en  $\tau_x$  et  $\tau_z$  devient simple si des valeurs moyennes des paramètres  $\bar{G}$ ,  $\bar{\mu}$  et  $\bar{\tau}_0$  sont retenues.

Dans le programme de calcul nous utiliserons les valeurs de  $\bar{G}$ ,  $\bar{\mu}$  et  $\bar{\tau}_0$  déterminées à partir d'une pression moyenne égale aux deux tiers de la pression maximale du contact de Hertz.

Nous résolvons numériquement le système d'équations différentielles dans l'ellipse de contact :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} \leq 1$$

par différences finies, en imposant comme conditions aux limites que les contraintes tangentielles de cisaillement  $\tau_x$  et  $\tau_z$  sont nulles au bord de l'ellipse.

Nous avons 
$$\frac{d \tau_x}{d x} \approx \frac{\tau(x + \Delta x) - \tau(x)}{\Delta x}$$

donc le système d'équation [A] devient :

$$\tau_x(x + \Delta x) = \tau_x(x) + \frac{\Delta x \cdot \bar{G}}{\bar{U}} \cdot \left[ \dot{\gamma}_x - \tau_x(x) \cdot \frac{\tau_0}{(\tau_e \cdot \bar{\mu})} \cdot \sinh \left( \frac{\tau_e}{\tau_0} \right) \right]$$

et 
$$\tau_z(x + \Delta x) = \tau_z(x) + \frac{\Delta x \cdot \bar{G}}{\bar{U}} \cdot \left[ \dot{\gamma}_z - \tau_z(x) \cdot \frac{\tau_0}{(\tau_e \cdot \bar{\mu})} \cdot \sinh \left( \frac{\tau_e}{\tau_0} \right) \right]$$

## 5 - CONCLUSION

Nous avons déterminé, en tout point du contact, les contraintes tangentielles de cisaillement et les puissances surfaciques dissipées en connaissant :

D'une part :

- les caractéristiques géométriques et cinématiques du contact,
- la loi rhéologique du lubrifiant choisi,
- les paramètres rhéologiques de cette loi ;

et d'autre part :

- les conditions aux limites du contact ;

et en tenant compte :

- du glissement,
- du glissement latéral,
- du pivotement.

## ANNEXE 6

# DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES RHEOLOGIQUES DU LUBRIFIANT [4,5]

Les caractéristiques rhéologiques de quelques lubrifiants aéronautiques ont été obtenues expérimentalement par HOUPERT [4], GUPTA, FLAMAND, BERTHE et GODET [5] au moyen d'une machine à galets.

### 1 - DESCRIPTION DE LA MACHINE A GALETS

Ce dispositif a été décrit par ailleurs [4], nous ne rappellerons ici que son principe et les conditions expérimentales retenues pour obtenir les courbes de frottement des différents lubrifiants.

#### 1.1 - Principe

La machine comporte deux galets cylindriques tournants sur des axes parallèles à des vitesses indépendantes l'une de l'autre et fournies directement par des électrobroches spéciales.

Durant les essais, les paramètres suivants sont enregistrés :

- la vitesse de chaque galet,
- la force de frottement,
- la température de surface de chaque galet dans le convergent.

Par ailleurs, les paramètres suivants sont maintenus constants :

- la somme des vitesses de chaque galet,  $U_1+U_2$
- la charge normale dans le contact,  $W$
- la température du jet de lubrifiant orienté dans le convergent.

## 1.2 - Conditions opératoires

Le principe des essais est de mesurer la force de frottement pour des conditions données en faisant varier seulement la vitesse de glissement de telle manière que  $(U_1-U_2)/(U_1+U_2)$  varie entre -0.1 et +0.1.

Les valeurs des paramètres maintenus constants sont les suivantes :

- température du jet de lubrifiant : 24, 49, 71, 105 et 149 °C.
- vitesse de roulement  $U_1+U_2$  : 22.34, 60.94, 101.6 et 121.95 m/s.
- pression hertzienne maximale : 0.57, 0.714, 0.913 et 1.14 GPa

## 2 - RESULTATS CONCERNANT LA MOBIL OIL JET II

Les résultats concernant la MOBIL OIL JET II sont donnés en fonction de la pression  $p$  (Pa) et de la température  $T$  (°K).

**viscosité dynamique (PL) :**

$$\mu = \mu_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p + \beta \cdot (1/T - 1/T_0))$$

avec $\mu_0 = 2,76 \cdot 10^{-2}$	(PL)	viscosité dynamique de référence
$T_0 = 311,11$	(°K)	température de référence
$\alpha = 1/\mu \exp(1,15607 \cdot \ln \mu - 17,496)$	(1/Pa)	coefficient de piezoviscosité
$\beta = 3\,609,58 + 2,776\,568 \cdot (1/T - 1/T_0)$	(°K)	coefficient de thermoviscosité autour de T

**module de cisaillement (Pa) :**

$$G = 2,45 \cdot 10^5 \cdot \exp |2,1 \cdot 10^{-9} \cdot p + 3\,800 \cdot (1/T - 1/313)|$$

**contrainte caractéristique (Pa) :**

$$\tau_0 = 6,02 \cdot 10^5 \cdot \exp(2,57 \cdot 10^{-9} \cdot p)$$

## ANNEXE 7

# DESCRIPTION DE LA METHODE DE RESOLUTION DU CONTACT NORMAL [73]

### 1 - FORMULATION GENERALE DU PROBLEME DE CONTACT

#### 1.1 - Les frontières

Si l'on considère deux corps en contact et en mouvement divers types de frontières apparaissent :

$\Gamma_C$  : frontières en contact

$\Gamma_F$  : frontières à contraintes imposées

$\Gamma_U$  : frontières fixes (déplacement nul)

La frontière  $\Gamma_F$  comprend une zone à contraintes imposées pour la transmission de la charge appliquée et ainsi qu'une zone libre. La frontière  $\Gamma_c$  représente l'aire réelle de contact.

Cependant, sans entrer dans les détails de convergence d'unicité et d'équivalence des diverses formulations, la présentation qui suit suffit à la compréhension de l'algorithme.

## 1.2 - Conditions aux limites sur les frontières

Suivant J.J. KALKER [71, 72], le problème de contact normal peut se formuler à l'aide des équations et inéquations suivantes :

$$\left. \begin{array}{ll} (1) & u = 0 \quad \text{sur } \Gamma_U \\ (2) & p = 0 \quad \text{sur } \Gamma_F \\ (3) & d = h + u_n + S\emptyset = 0 \quad \text{sur } \Gamma_C \\ (4) & d > 0 \quad \text{sur } \Gamma_F \\ (5) & p > 0 \quad \text{sur } \Gamma_C \end{array} \right\}$$

Avec

- $u = u^A - u^B$
- $p = p^A - p^B$
- $d$  : distance entre les deux massifs
- $h$  : distance initiale entre les deux corps
- $S\emptyset$  : déplacement du solide après déformation

L'équation (1) s'applique sur les bords des deux massifs c'est une formulation en déplacement qui supplante la formulation en termes d'équilibre des charges appliquées. Cette équation sera automatiquement vérifiée par l'utilisation des équations de BOUSSINESQ-CERRUTI.

L'équation (2) exprime que la surface des deux corps non en contact est libre en contrainte. Par contre, les déplacements sur  $\Gamma_U$  sont non nuls et peuvent être déterminés à l'aide des relations de BOUSSINESQ.

La géométrie initiale des massifs est introduite dans le problème au niveau des contraintes (3) et (4). La distance comprise entre les deux massifs,  $d$ , doit toujours rester positive ce qui signifie que les deux corps ne s'inter-pénètrent pas.

## 2 - RESOLUTION DU PROBLEME

Après une discrétisation de  $u$ ,  $p$ ,  $d$  et  $h$  sur chaque élément, le système peut s'écrire :

$$(1) \quad u_i = 0 \quad \text{sur } \Gamma_U$$

$$(2) \quad p_i = 0 \quad \text{sur } \Gamma_F$$

$$(3) \quad d_i = h_i + u_i + S\emptyset = 0 \quad \text{sur } \Gamma_C$$

$$(4) \quad d_i > 0 \quad \text{sur } \Gamma_F$$

$$(5) \quad p_i > 0 \quad \text{sur } \Gamma_C$$

$u_i$  est le déplacement orthogonal au plan de la surface résultant de l'action du champ de pression normal  $P_3$ .

La relation (1) est automatiquement vérifiée quand on utilise les équations de BOUSSINESQ-CERRUTI. Il faut toutefois ajouter au système d'équations discrétisé l'équation d'équilibre du système avec le chargement extérieur  $C$ .

$$(6) \quad \sum_{i=1}^{N_C} p_i \cdot S_i = C$$

Avec :  $N_C$  le nombre d'éléments dans l'aire de contact  
 $S_i$  l'aire de l'élément  $i$ .

La résolution du problème normal se décompose en trois phases :

- phase d'initialisation ;
- phase PN de test sur la pénétration
- phase PR de test sur la pression.

Cet algorithme s'articule autour de deux processus itératifs. L'un qui accroît l'aire de contact, l'autre qui tend à la diminuer. Ainsi le programme est terminé lorsque l'aire de contact courante reste constante et le système complété par l'équation (6) est vérifié.

Le processus converge après 5 ou 6 itérations de la phase PR et 1 ou 2 itérations de la phase PN.

Cet algorithme permet d'accéder aux résultats suivants :

- aire réelle de contact ;
- champ de contraintes normales
- déplacement de solide.

### **3 - ALGORITHME**

L'organigramme complet de la résolution du problème est développé dans les Tableaux 1, 2, 3 et 4.

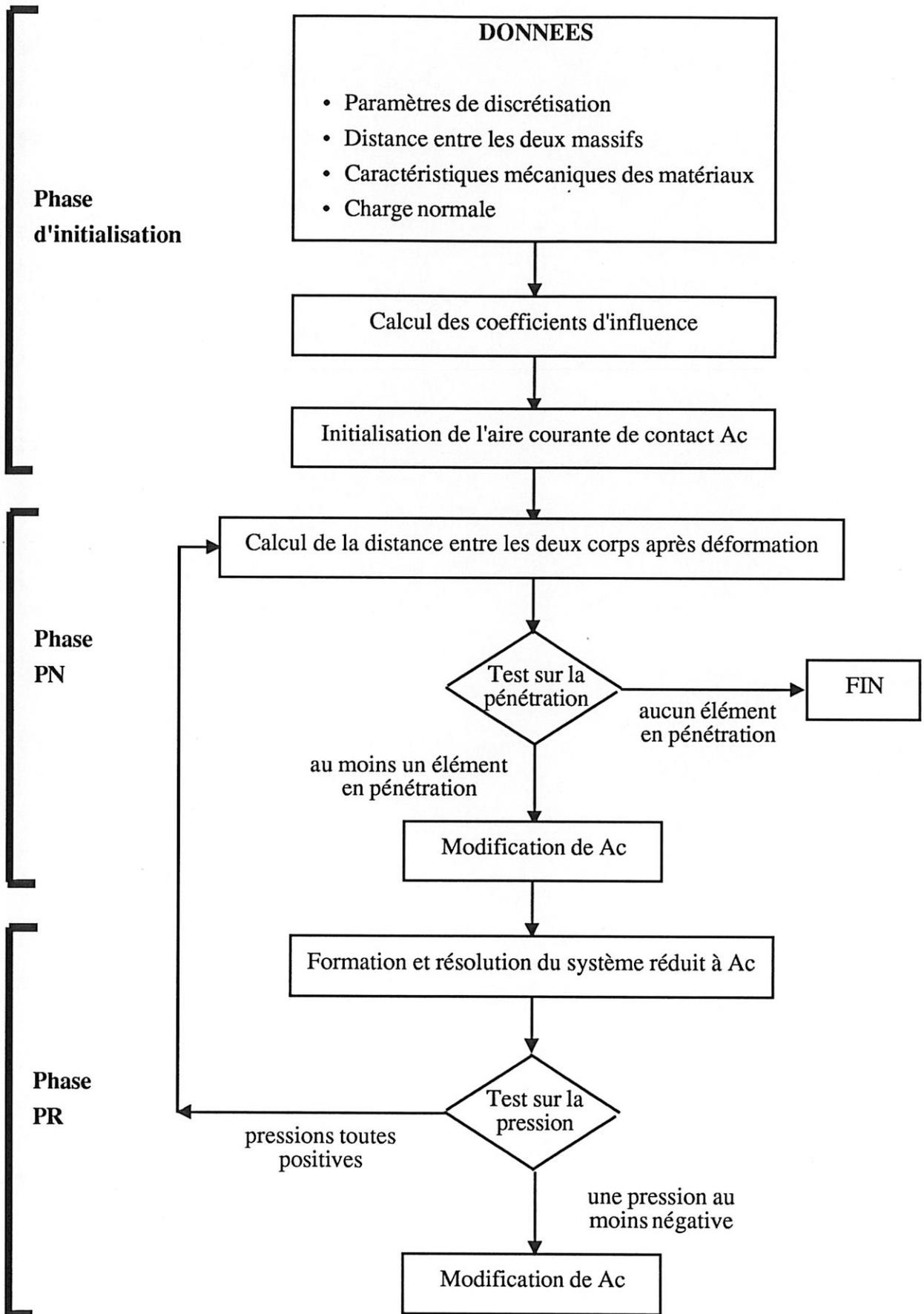


Tableau 1 - Organigramme général du problème de contact normal

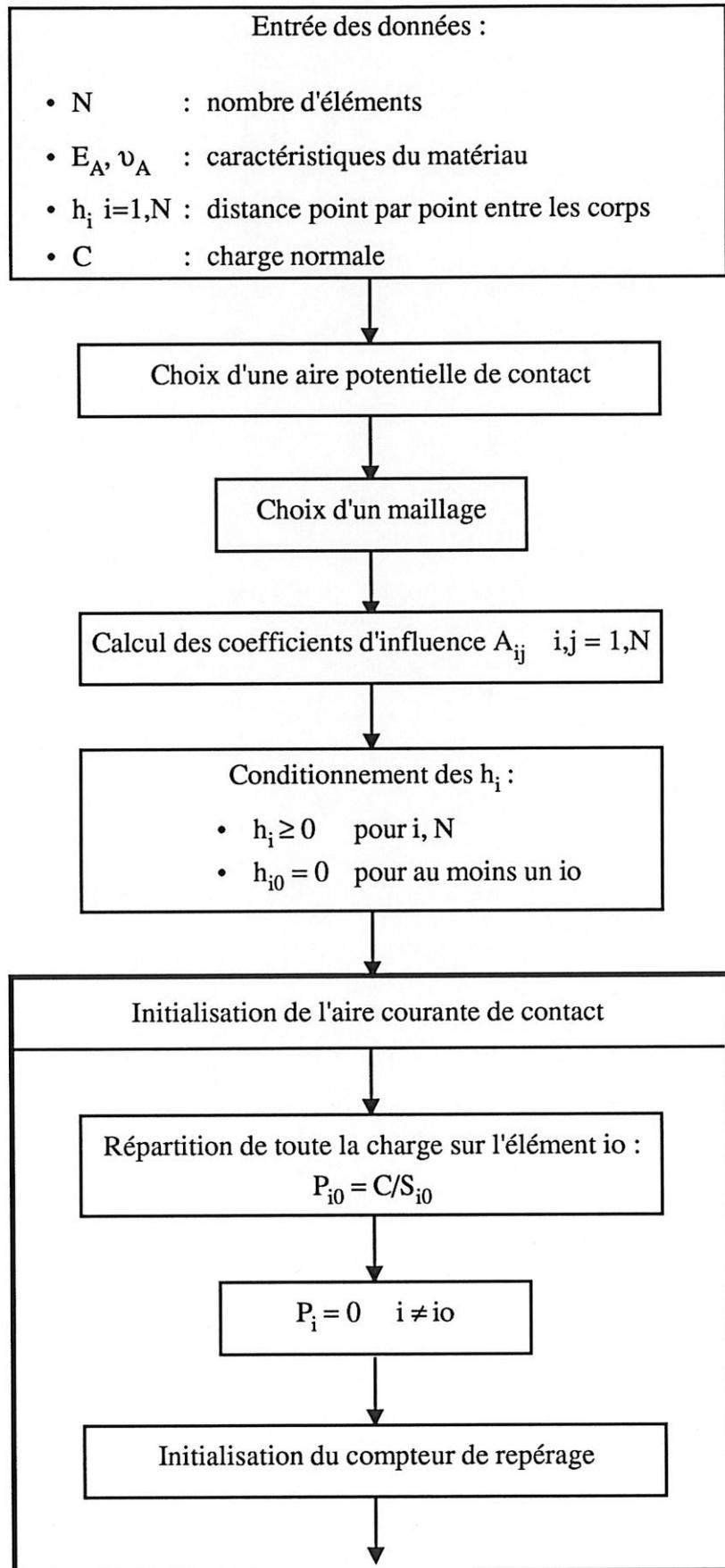
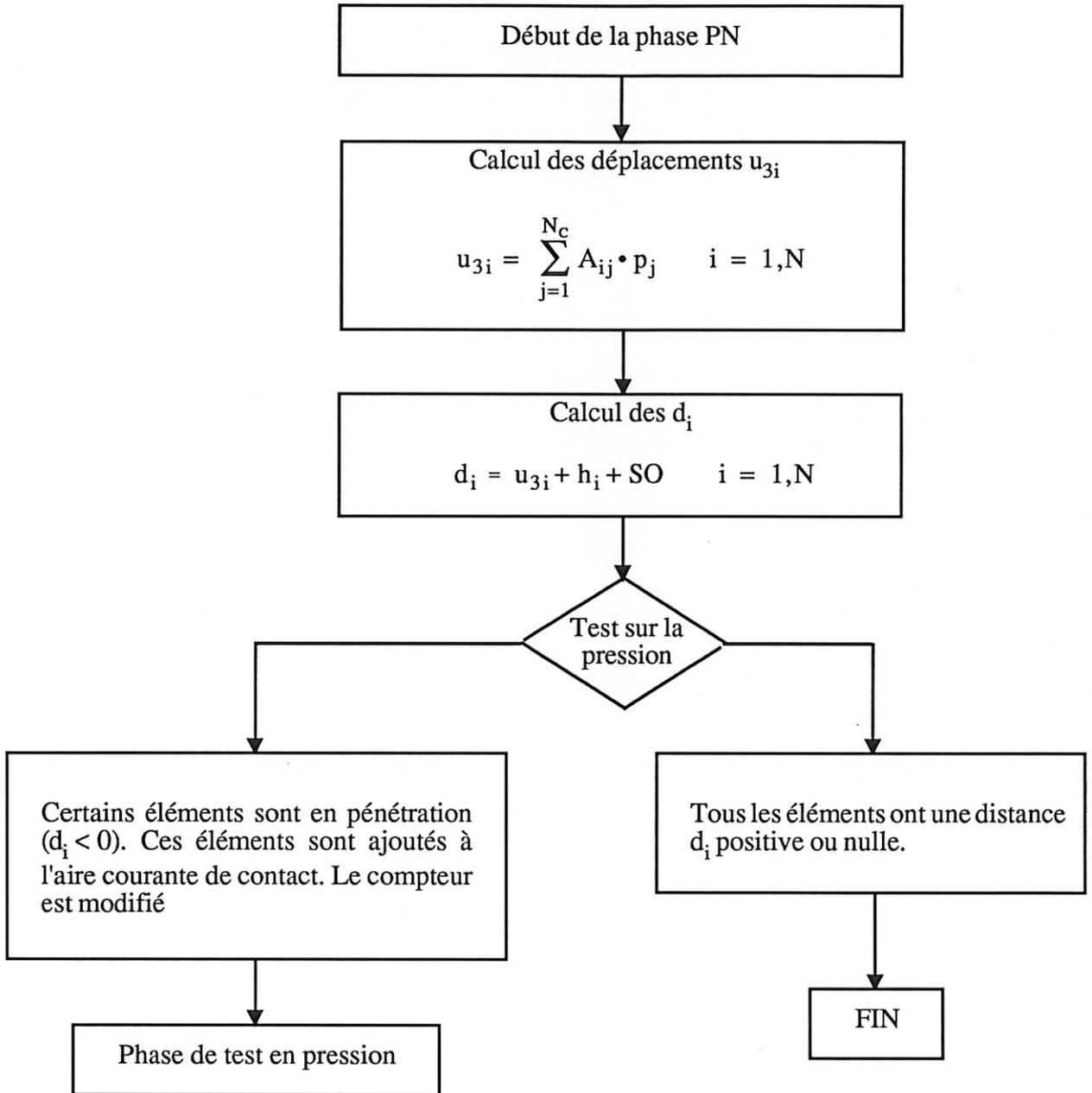


Tableau 2 - Organigramme de la phase d'initialisation relative au problème de contact normal



**Tableau 3 - Organigramme de la phase de test en pénétration relative au problème de contact normal**

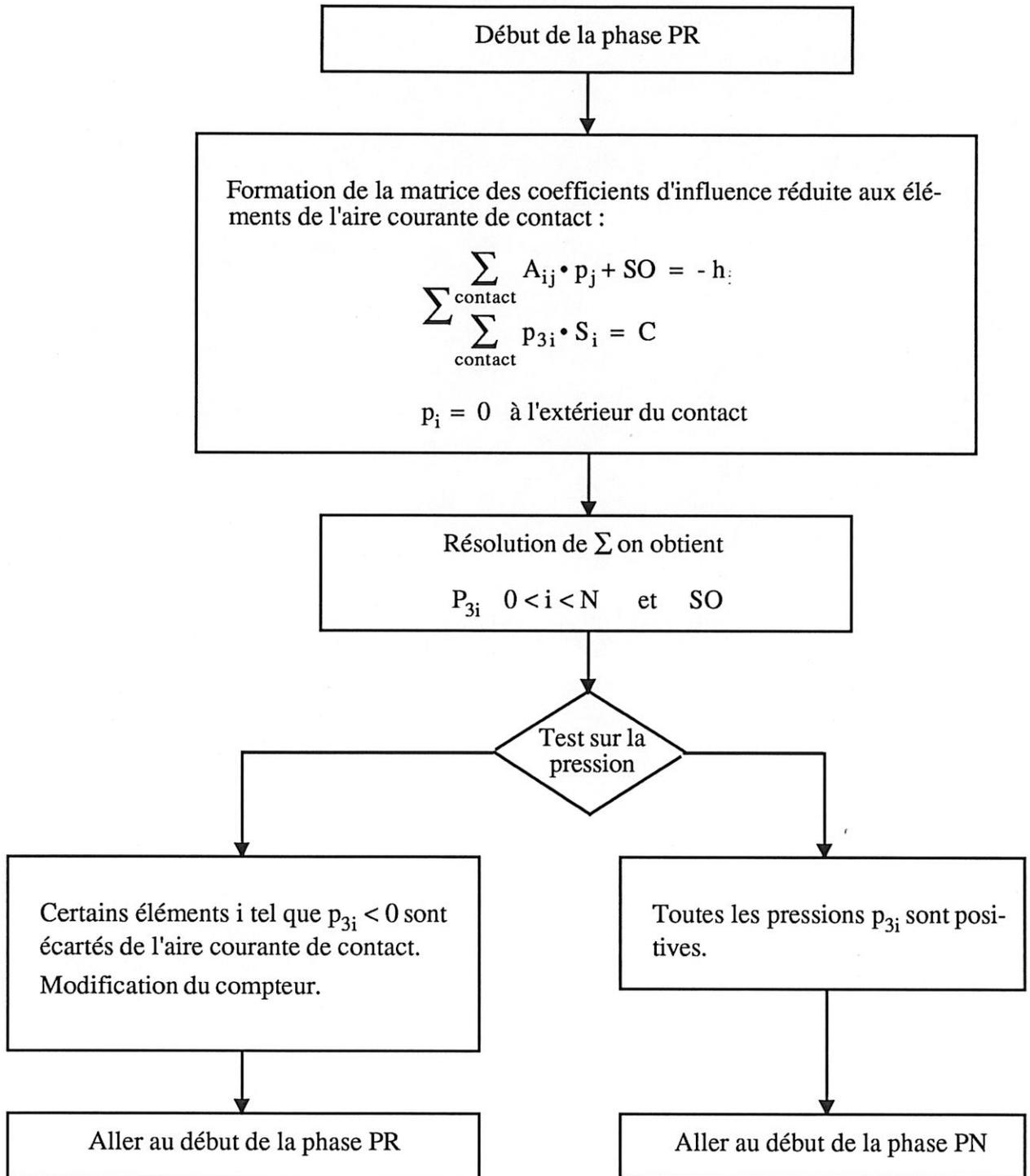
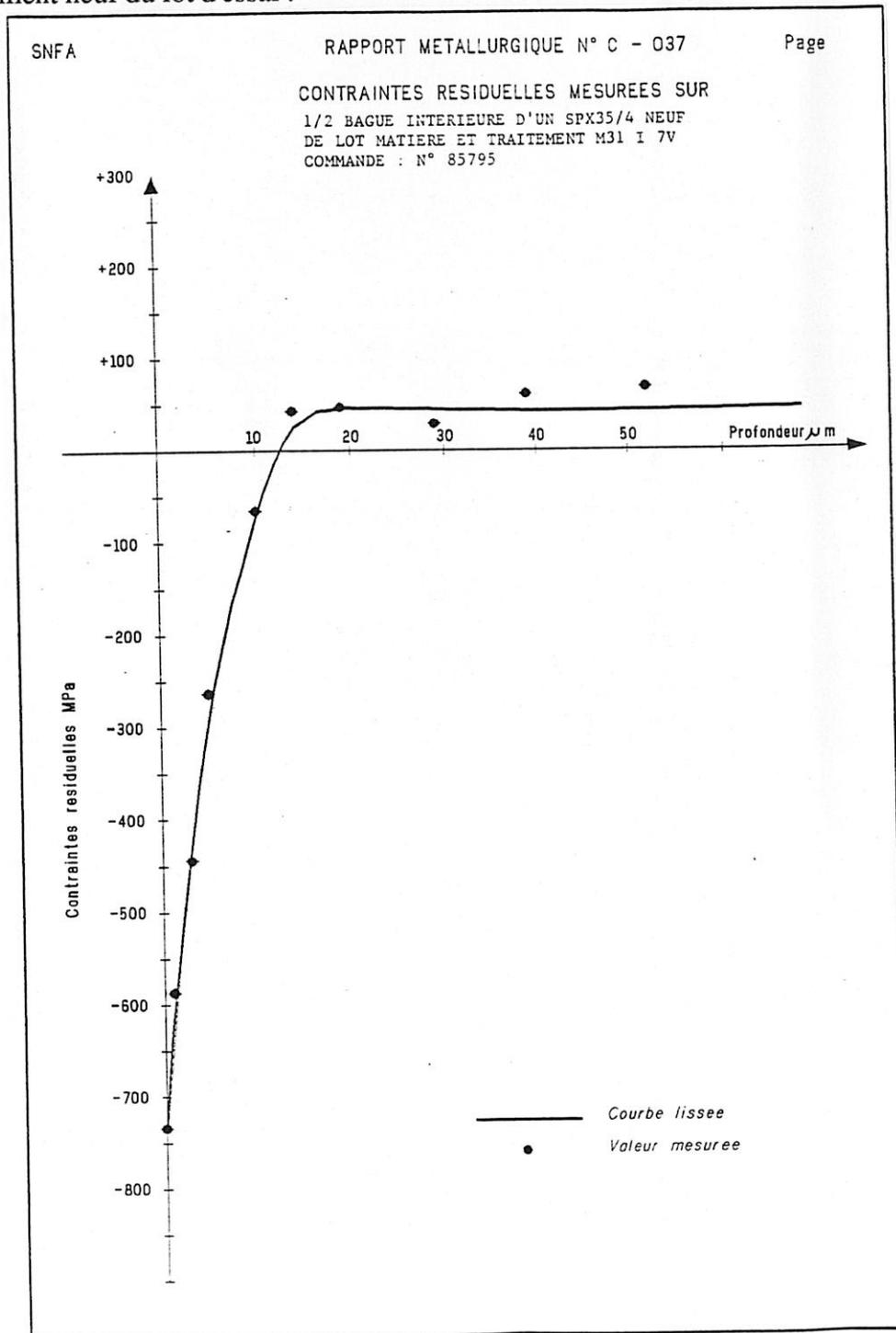


Tableau 4 - Organigramme de la phase de test en pression relative au problème de contact normal

## ANNEXE 8

# CONTRAINTES RESIDUELLES MESUREES

Nous avons mesuré les contraintes résiduelles en profondeur, de la demi-bague intérieure d'un roulement neuf du lot d'essai :





## ANNEXE 9

# CARACTERISTIQUES DES ROULEMENTS AVANT ESSAI

Les roulements testés ont été contrôlés par SNFA, les valeurs relevées sur roulements neufs sont rapportées ci-dessous :

Roulement à billes : 35 x 65 x 15  
Référence TURBOMECA : 960.9.0003.29  
Référence SNFA : SPX 35/4 07RH3SA31

Numéro roulement	Rugosité (Ra) $\mu\text{m}$			Contraintes résiduelles MPa
	Bague int.	Bague ext.	Bille	Bague int.
EE 1	0,036	0,061	0,009	- 755
EE 2	0,040	0,044	0,008	- 679
EE 3	0,035	0,034	0,009	- 745
EE 4	0,063	0,052	0,010	- 708
EE 5	0,032	0,043	0,010	- 718
EE 6	0,048	0,053	0,011	- 783
EE 7	0,048	0,032	0,008	- 684
EE 8	0,041	0,045	0,009	- 734
EE 9	0,067	0,043	0,009	- 787
EE 10	0,041	0,049	0,010	- 788

**Bagues intérieures et extérieures**

Matière : 80DCV40DFV

N° de lot matière et traitement thermique : M31I7V

**Cages**

Matière : 40NCD7EA

**Billes**

Matière : 80DCV40DFV

N° de lot : L 358 (D = 7,933 mm)

ou L 7004-E (D = 7,938 mm)

ou L 370 (D = 7,943 mm)

	Caractéristiques	Valeurs demandées		EE 1	EE 2
		Maxi	Mini		
Demi-bague intérieure	Rayon de gorge (mm)	4,167	4,187	4,186	4,186
	Dureté (HRC)	61	64	62,4	62,9
	Contrainte superficielle gorge (MPa)			- 755	- 679
Demi-bague intérieure repérée	Rayon de gorge (mm)	4,167	4,187	4,173	4,174
	Dureté (HRC)	61	64	62,3	62,9
Bague extérieure	Diamètre ext. (mm)	64,993	65	64,996	64,997
	Rayon de gorge (mm)	4,048	4,068	4,063	4,064
	Dureté (HRC)	61	64	62,1	62,3
Billes	Diamètre (mm)	7,938		7,938	7,938
Roulement monté à l'état libre	Jeu diamétral (mm)	0,070	0,084	0,075	0,077
	Angle de contact $\alpha - \alpha'$	29°	34°	30° - 30°	30°30' - 32°
	Jeu axial (mm)	0,198	0,242	0,210	0,225

EE 3	EE 4	EE 5	EE 6	EE 7	EE 8	EE 9	EE 10
4,176 62,9 - 745	4,178 62,9 - 708	4,184 62,4 - 718	4,187 62,9 - 783	4,172 62,9 - 684	4,172 62,9 - 734	4,180 63,3 - 787	4,184 62,6 - 788
4,173 62,9	4,180 62,4	4,173 62,4	4,179 62,6	4,181 63,2	4,180 62,9	4,179 62,6	4,185 63,3
64,997 4,064 62,4	64,996 4,058 62,3	64,993 4,064 62,3	64,997 4,065 62,2	64,996 4,060 62,3	64,997 4,066 62,3	54,998 4,066 62,2	64,996 4,066 62,2
7,938	7,938	7,938	7,938	7,938	7,938	7,938	7,938
0,076 31°30' - 31 ° 0,220	0,075 30°30' - 30° 0,210	0,076 31° - 31° 0,215	0,074 31° - 30°30' 0,210	0,072 30° - 29° 0,230	0,073 30° - 30°30' 2,215	0,076 31° - 31° 0,225	0,077 32° - 30° 0,215

Numéro du Roulement	Diamètre des billes	ROULEMENT MONTE A L'ETAT LIBRE		
		Jeu diamétral	Jeu axial	Angle de contact
EE 11	7,938	0,072	0,210	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 12	7,938	0,075	0,225	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 13	7,938	0,075	0,215	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 14	7,938	0,077	0,220	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 15	7,938	0,075	0,220	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 16	7,938	0,075	0,215	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 17	7,938	0,075	0,220	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 18	7,943	0,072	0,220	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 19	7,938	0,080	0,220	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°30'
EE 20	7,938	0,078	0,225	$\alpha$ 31° $\alpha'$ 30°
EE 21	7,938	0,076	0,215	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 22	7,938	0,075	0,220	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 30°
EE 23	7,933	0,077	0,200	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 24	7,933	0,077	0,200	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 25	7,933	0,077	0,200	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 29°
EE 26	7,938	0,076	0,215	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 30°
EE 27	7,938	0,076	0,215	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°
EE 28	7,938	0,077	0,225	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 29	7,933	0,076	0,220	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°
EE 30	7,933	0,076	0,215	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 30°
EE 31	7,943	0,078	0,210	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°30'
EE 32	7,938	0,077	0,220	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 30°
EE 33	7,938	0,075	0,215	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 30°
EE 34	7,938	0,076	0,220	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°
EE 35	7,938	0,076	0,220	$\alpha$ 30° $\alpha'$ 30°
EE 36	7,938	0,076	0,210	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 29°30'
EE 37	7,938	0,077	0,200	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°
EE 38	7,938	0,077	0,225	$\alpha$ 29°30' $\alpha'$ 30°
EE 39	7,933	0,076	0,225	$\alpha$ 29° $\alpha'$ 29°

## ANNEXE 10

# RAPPORT D'EXPERTISE DE L'ESSAI D'ENDURANCE PRELIMINAIRE

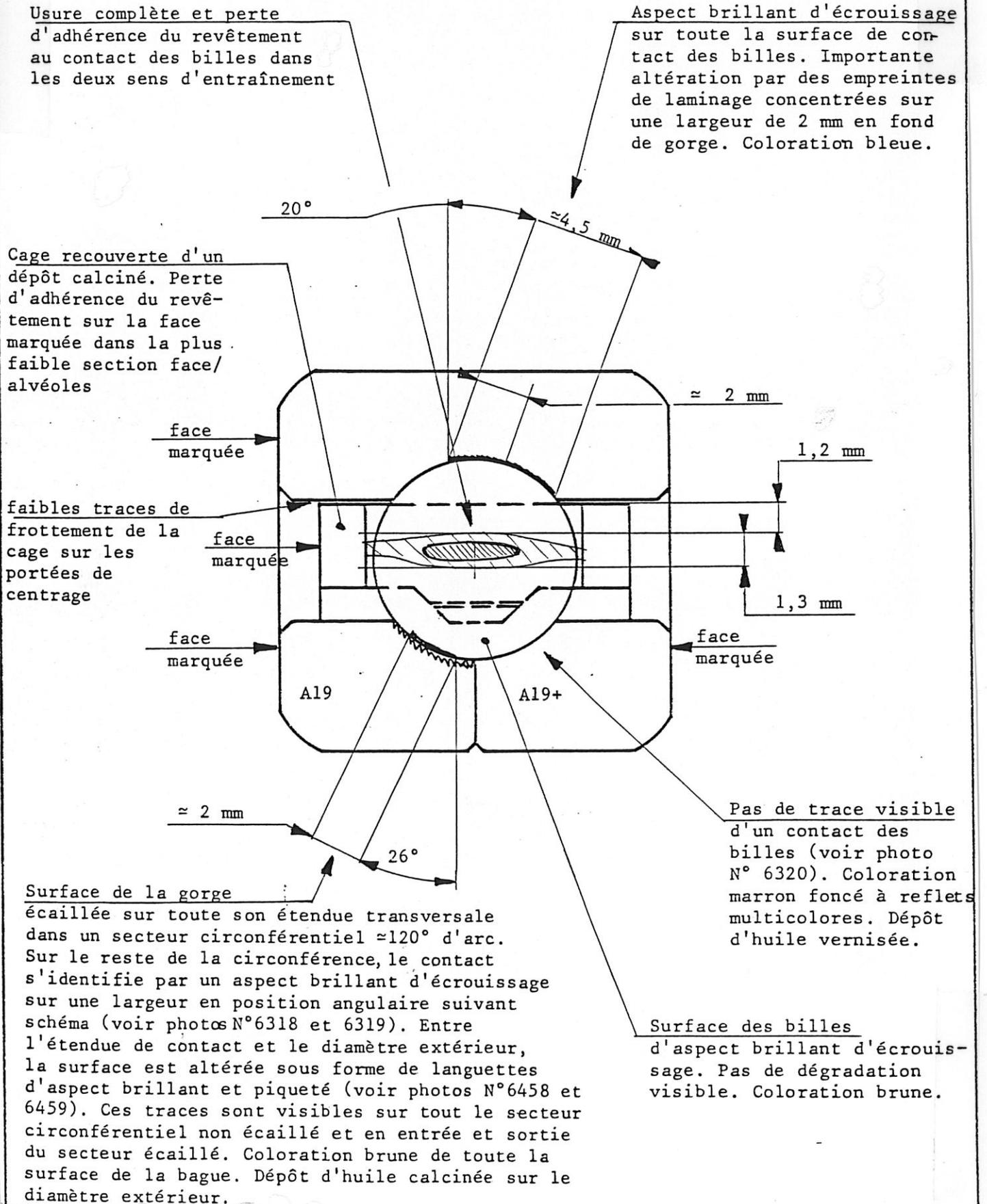
Nous avons effectué un essai préliminaire d'endurance, avec un roulement à billes 35x65x15, pour une vitesse de 60000 tr/min et sous une charge axiale de 600 DaN. L'essai a été interrompu après 865 heures par l'écaillage d'une demi-bague intérieure. L'expertise du roulement après essai et en particulier la mesure des contraintes résiduelles, à fait l'objet du rapport d'expertise N° EAP T 006/87 de SNFA.

### CONDITIONS DE L'ESSAI :

	1ère phase	2ème phase	3ème phase
Durée (heures)	485	190	190
Vitesse (tr/mn)	60000	60000	60000
Charge axiale (daN)	600	600	600
Débit d'huile (l/h)	80	80	80
Temp. arrivée huile (°C)	105-110	40-45	50
Temp. sortie huile (°C)	125	---	---
Temp. bague exter. (°C)	190-195	155-160	155
Vitesse de cage (Hz)	445	445	445

## IDENTIFICATION DES CONTACTS ET DETERIORATIONS

## RELEVES DANS LE ROULEMENT S/N A19



Aspect et relevé de forme dans la gorge de la demi-bague intérieure N° A19 :

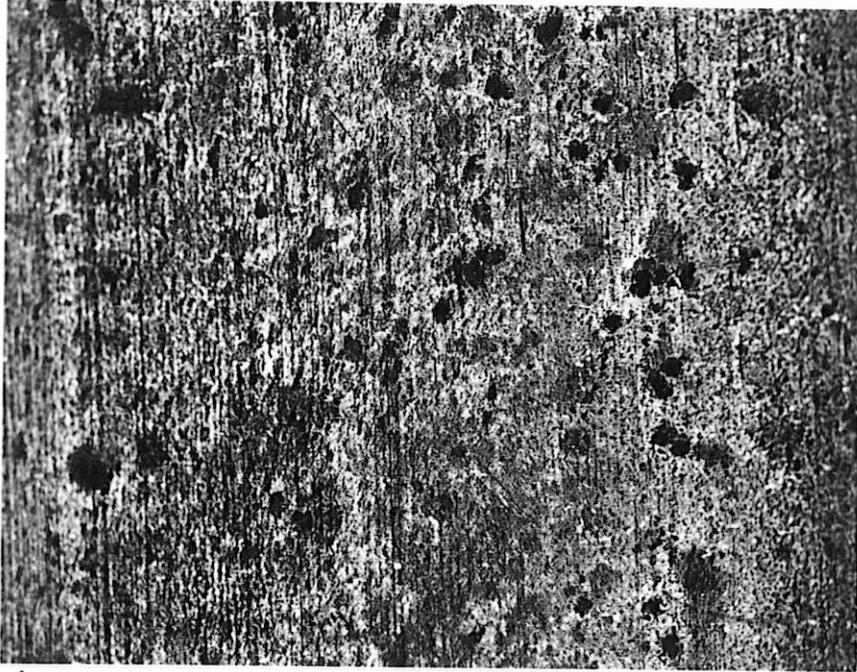
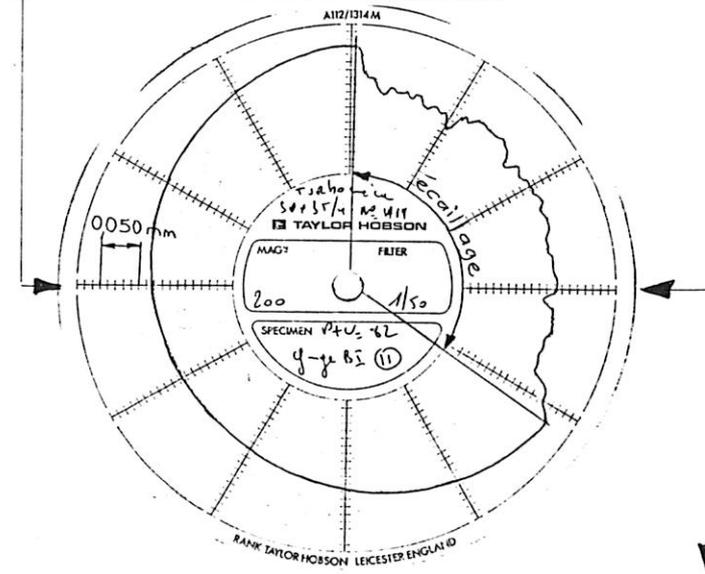
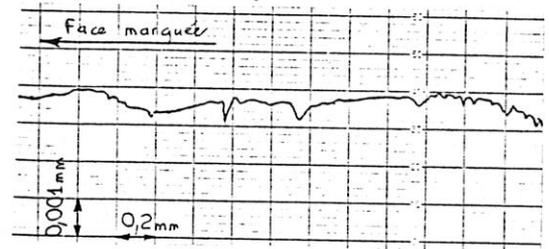


Photo N° 6318 x100

Relevé circulaire



Relevé transversal



Etat de surface Ra = 0,21 µm



Photo N° 6319 x100

Surface écaillée

Aspect des traces en forme de languettes identifiées entre l'étendue de contact et le diamètre extérieur de la demi-bague Al9 :

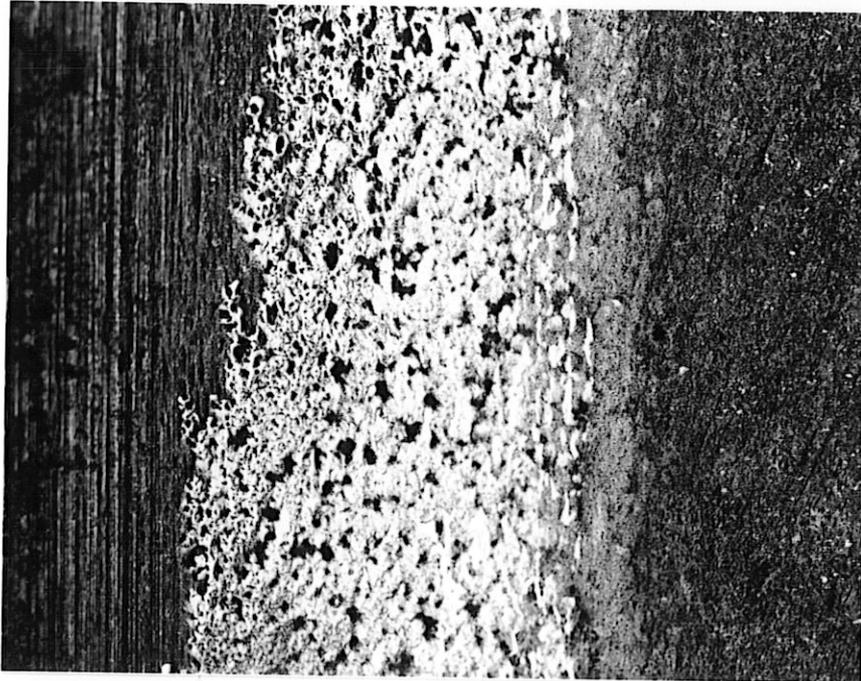


Photo N° 6458 x100

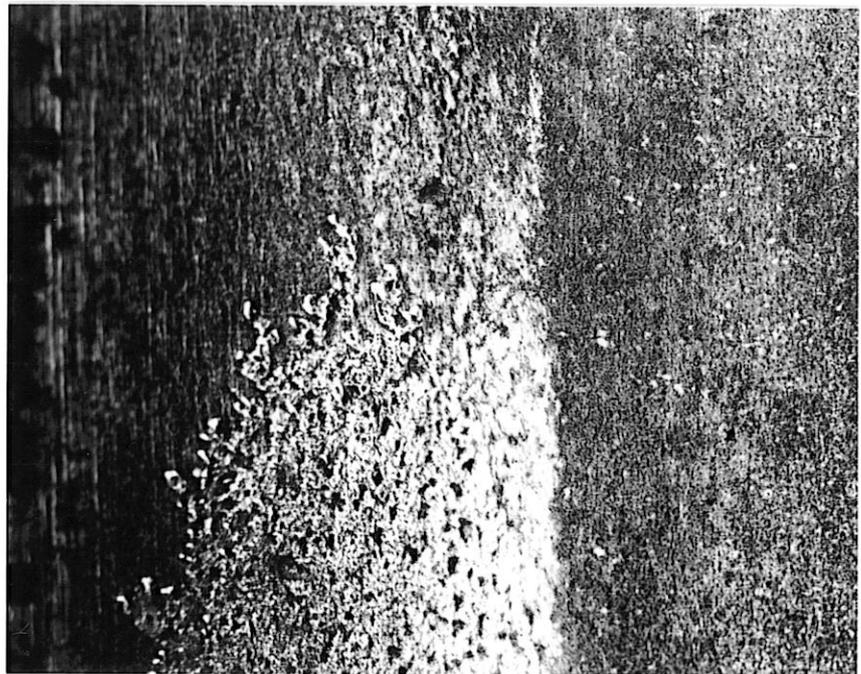
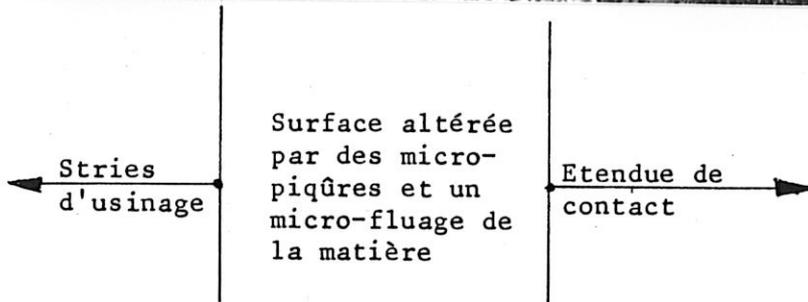
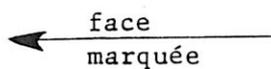


Photo N° 6459 x100



Aspect et relevé de forme dans la gorge de la demi-bague intérieure A19+ :

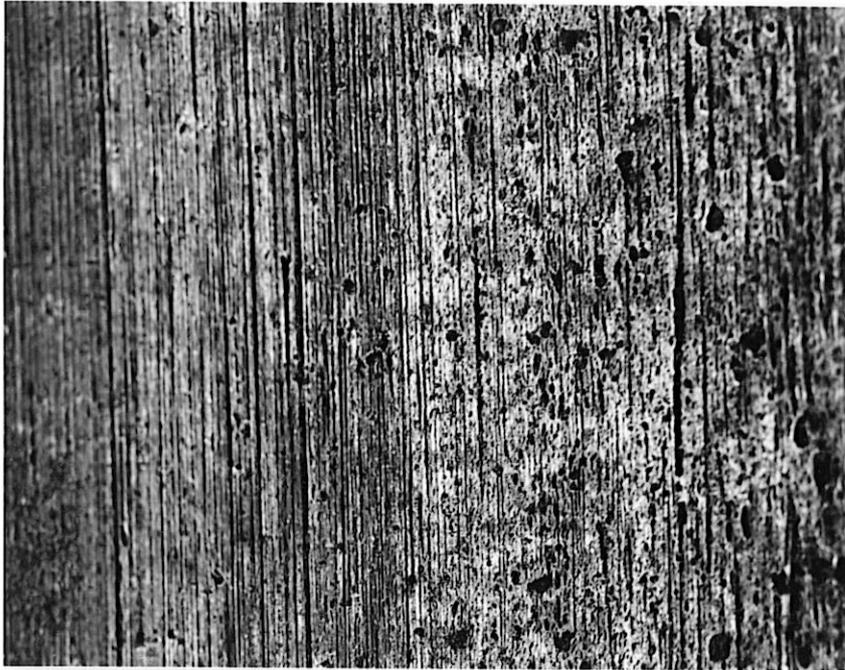
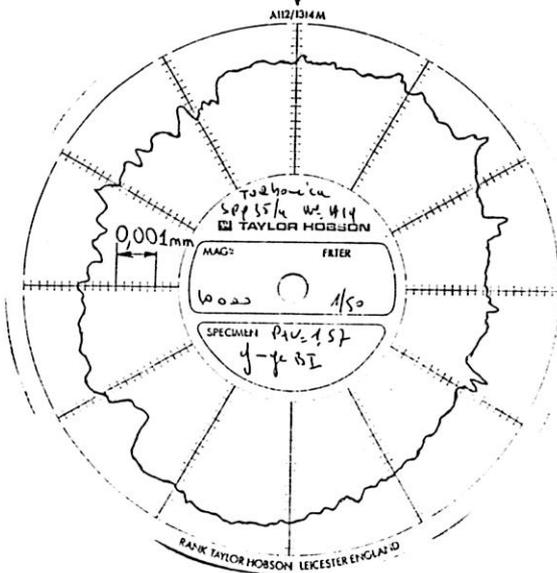


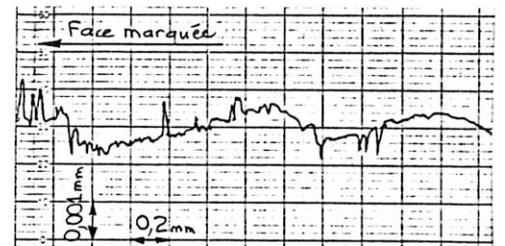
Photo N° 6320 x100

← face marquée

Relevé circulaire

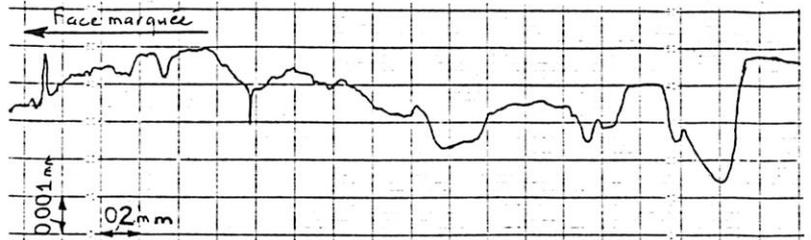
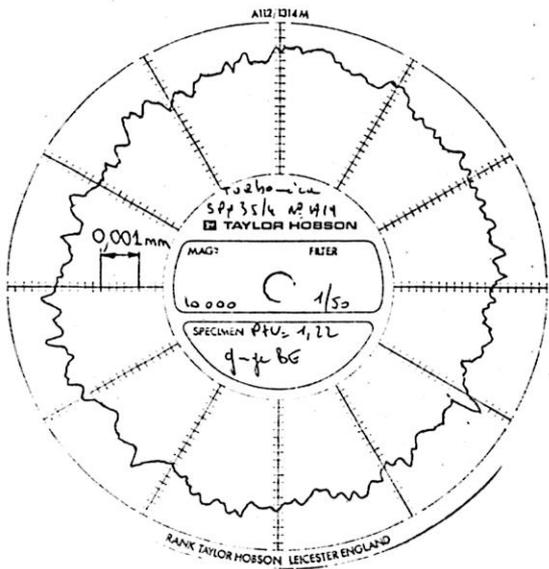


Relevé transversal



Etat de surface  $R_a = 0,21 \mu m$

Relevé de forme dans le fond de gorge de la bague extérieure :



Transversal :  
Etat de surface Ra = 0,35 μm

Circulaire :

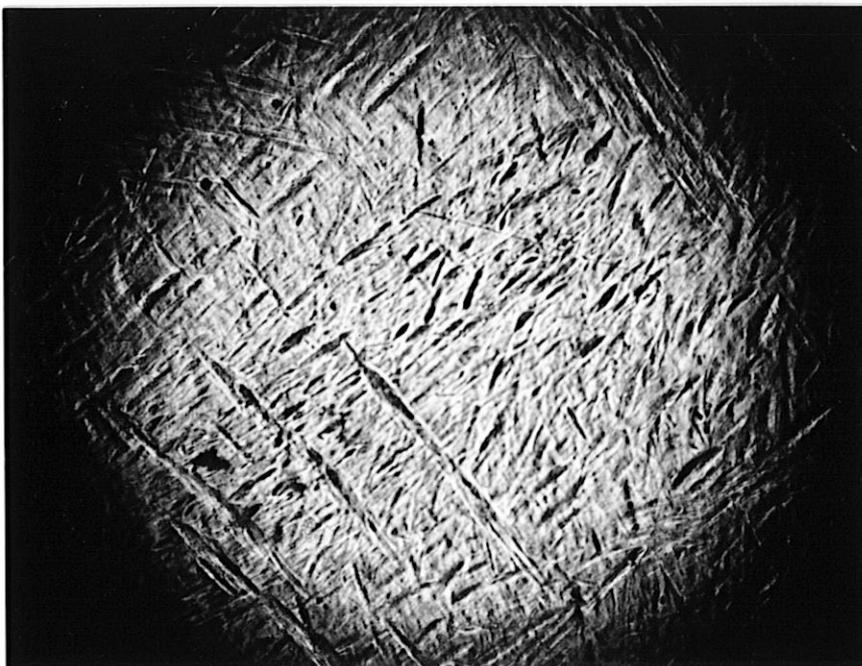
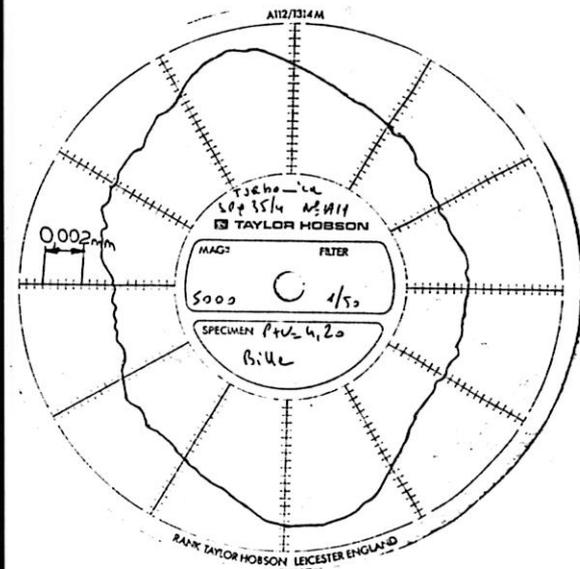
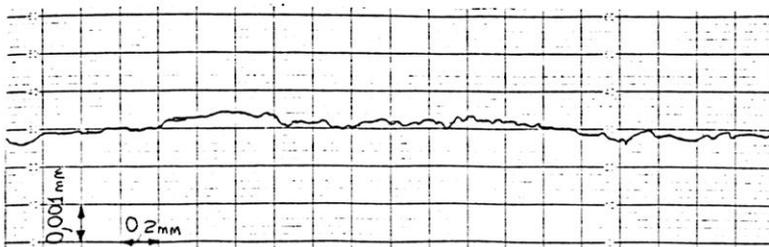


Photo N° 6321 x100

Profil



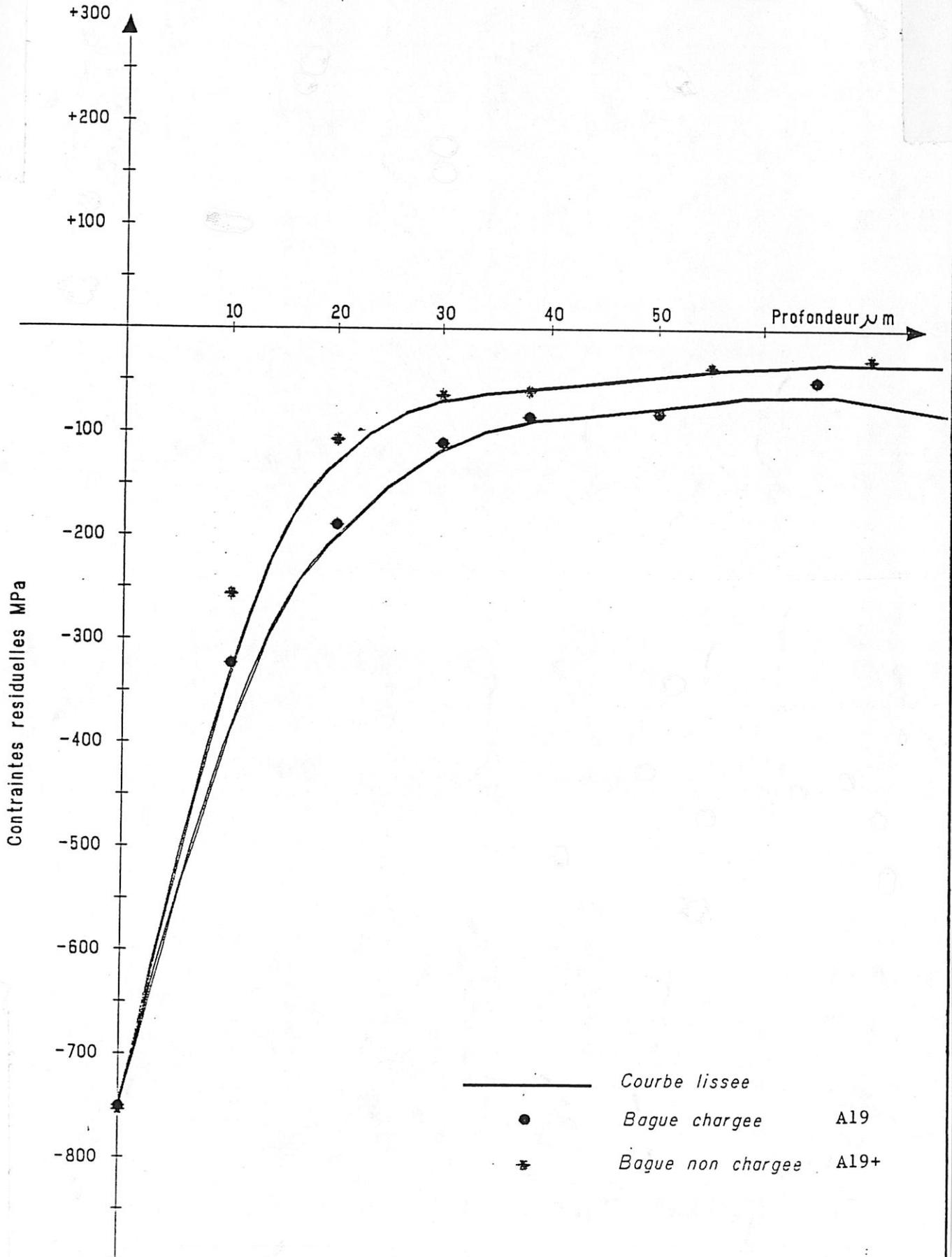
Circulaire :

Etat de surface Ra = 0,087 μm

.../...

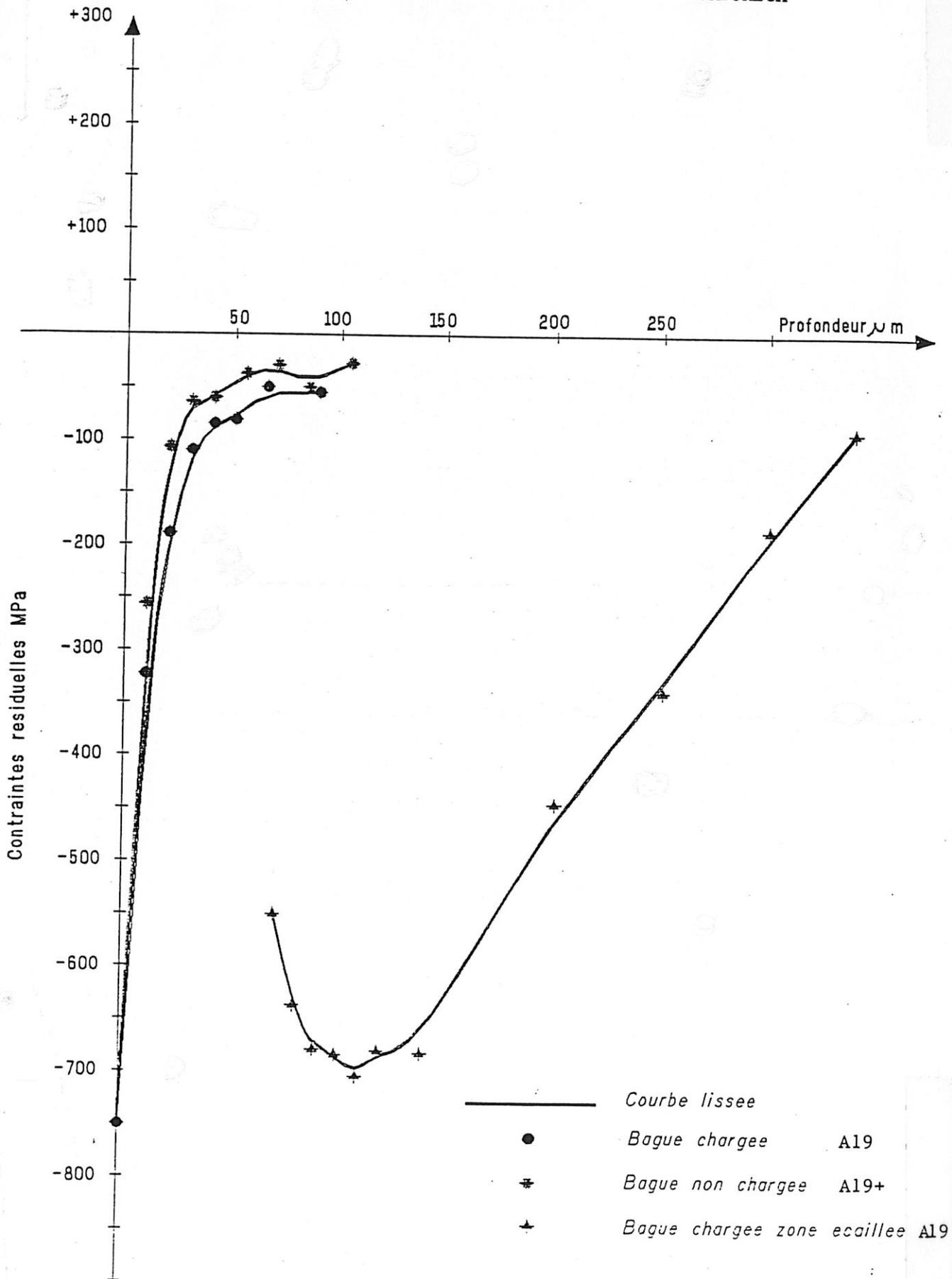
CONTRAINTES RESIDUELLES MESUREES SUR

DEMI-BAGUES INTERIEURES SPX 35/4 N°A19 TURBOMECA



CONTRAINTES RESIDUELLES MESUREES SUR

DEMI-BAGUES INTERIEURES SPX 35/4 N°A19 TURBOMECA



## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **BERTHE, D.**, - "Les effets hydrodynamiques sur la fatigue des surfaces dans les contacts hertziens". - Thèse de Doctorat es Sciences Physiques, Université Claude-Bernard de Lyon, 1974, 261 p.
- [2] **FLAMAND, L.**, - "La simulation des avaries des surfaces dans les contacts hertziens". - Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Claude-Bernard de Lyon, 1976, 194 p.
- [3] **BERTHE, D., FLAMAND, L., FOUCHER, D. & GODET, M.**, - "Micropitting in Hertzian contact". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 102, 1980, pp. 478-489.
- [4] **HOUPERT, L.**, - "Contribution à l'étude du frottement dans un contact élastohydrodynamique". - Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1980, 265 p.
- [5] **GUPTA, P.K., FLAMAND, L., BERTHE, D. & GODET, M.**, - "On the traction behaviour of several lubricants". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 103, 1981, pp. 55-64.
- [6] International Standard Organisation, - "Roulements - Charges dynamiques de base et durée - Partie I : Méthodes de calcul". - ISO 281/1, 1977, 15 p.
- [7] **LUNDBERG, G. & PALMGREN, A.**, - "Dynamic Capacity of Rolling Bearing". - Acta Polytechnica, Mechanical Engineering Series, ROYAL SWEDISH Academy of Engineering Sciences, Vol. 1, n° 3, 1947, p.7.
- [8] **GRUBIN, A.N. & VINOGRADOVA, I.E.**, - "Fundamentals of the hydrodynamic theory of lubrication of heavily loaded cylindrical surfaces". - Tsentral. Nauk. Issledovatel Inst. Tekhnol. Mashinostroen, Vol. 30, Moscou, D.S.I.R. London Translation, n° 337, 1949.

- [9] **SIBLEY, I. & ORCUTT, F.**, - "Elastohydrodynamic Lubrication of Rolling Contact Surfaces". - *Trans. A.S.L.E.*, Vol. 4, 1961, pp. 234-249.
- [10] **JONES, A.B.**, - "Ball Motion and Sliding Friction in Ball Bearings". - *Journal of Basic Engineering*, Vol. 81, 1959, pp. 1-12.
- [11] **JONES, A.B.**, - "A General Theory for Elastically Constrained Ball and Radial Roller Bearings Under Arbitrary Load and Speed Conditions". - *Journal of Basic Engineering*, Vol. 82, 1960, pp. 309-320.
- [12] **HARRIS, T.A.**, - "An analytical Method to Predict Skidding in Thrust-Loaded, Angular Contact Ball Bearings". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 93, n° 1, January 1971, pp. 17-24.
- [13] **ARCHARD, J.F. & COWKING, E.W.**, - "Elastohydrodynamic lubrication at point contacts". - *Elastohydrodynamic lubrication Symposium, Proc. Inst. Mech. Eng.*, Vol. 180, 1965-1966, pp. 47-56.
- [14] **GENTLE, C.R. & BONESS, R.J.**, - "Prediction of Ball Motion in High Speed Thrust Loaded Ball Bearings". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 98, 1976, pp. 463-472.
- [15] **GUPTA, P.K.**, - "Dynamics of Rolling Element Bearings - Parts I,II,III and IV". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 101, n°3, 1979, pp. 293-326.
- [16] **HARRIS, T.A.**, - "Rolling Bearing Analysis". - New-York, Wiley-Interscience, 1966, 481 p.
- [17] **BASSY, P.**, - "Modélisation du comportement des roulements à rouleaux - Etude du glissement". - Rapport de Stage - TURBOMECA, 1984, 151 p.
- [18] Laboratoire de Mécanique des Contacts, - "Lubrification hydrodynamique". - Cours de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1983, 291 p.
- [19] Laboratoire de Mécanique des Contacts, - "Lubrification élastohydrodynamique". - Cours de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1983, 138 p.
- [20] **JOHNSON, K.L. & TEVAARWERK, J.L.**, - "Shear behaviour of elastohydrodynamic oil films". - *Proc. Roy. Soc., London, Series A*, Vol. 356, 1977, pp. 215-236.

- [21] **BERTHE, D., FLAMAND, L. & HOUPERT, L.,** - "Rheological parameters of a lubricant under high speed conditions". - *Proc. of 5th Leeds-Lyon Symposium, "Elastohydrodynamics and related topics"*, édité par D. Dowson, C. M. Taylor, M. Godet, D. Berthe, Londres, Butterworths, Mec. Eng., Pub., Ltd., 1979, pp. 188-196.
- [22] **CHENG, H.S.,** - "Calculation of elastohydrodynamic film thickness in high speed rolling and sliding contacts". - Technical Report, Mechanical Technology Incorporated, 1967, 33 p., MTI-67 TR24.
- [23] **KAPITZA, P.L.,** - "Lubrication of rollers and spheres". - *Zhur. Tekh. Fiz.*, Vol. 25, 1955, pp. 747-762.
- [24] **HAMROCK, B.J. & DOWSON, D.,** - "Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts, Part III - Fully flooded results". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Serie F, Vol. 99, 1977, pp. 264-276.
- [25] **CHENG, H.S.,** - "A refined solution to the thermal élastohydrodynamic lubrication of rolling or sliding cylinders". - *Trans. A.S.L.E.*, Vol. 8, 1965, pp. 397-410.
- [26] **HAMROCK, B.J. & DOWSON, D.,** - "Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts, Part IV - Starvation results". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Serie F, Vol. 99, 1977, pp. 15-23.
- [27] **CROOK, A.W.,** - "The lubrication of rollers, III, A theoretical discussion of friction and the temperatures in the oil film". - *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, Series A, Vol. 254, 1961, pp. 237-258.
- [28] **JOHNSON, K.L. & CAMERON, R.,** - "Shear behaviour of elastohydrodynamic oil film at high rolling contact pressure". - *Proc. Inst. Mech. Eng.*, Vol. 182, 1967-1968, pp. 307-327.
- [29] **DYSON, A.,** - "Frictional traction and lubricant rheology in elastohydrodynamic lubrication". - *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, Vol. 266, n° 1170, 1970, pp. 1-33.
- [30] **HIRST, W. & MOORE, A.J.,** - "Non newtonien behaviour in elastohydrodynamic lubrication". - *Proc. Roy. Soc.*, London, Series A, Vol. 227, 1974, pp. 101-121.
- [31] **TRACHAAN, E.G. & CHENG, H.S.,** - "Thermal and non newtonien effects on traction in elastohydrodynamic contacts". - *Proc. of the second symposium on Elastohydrodynamic Lubrication, Inst. Mech. Eng.*, London, 1972, pp. 142-148.

- [32] DANIELS ,B.K., - "Non newtonien thermo-viscoelastic E.H.D. traction from combined slip and spin". - *Trans. A.S.L.E.*, Vol. 23, N°2, 1980, pp. 141-154.
- [33] TEVAARWERK, J.L., - "Traction calculations using the shear plane hypothesis". - Paper VII (iii), *Proc. of the 6th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Sept. 1979, pp. 201-215.
- [34] TEVAARWERK, J.L., - "Traction drive contact performance prediction using the Johnson and Tevaarwerk traction model". - NASA Technical Paper 1530, 1979,29 p.
- [35] SCHLICHTIG, H., - "Boundary Layer Theory". - New-York, Mc Graw Hill, 1968, pp. 15-19, 93-99, 606-608.
- [36] HADDEN, G.B. & al., - "Research Report - User's Manual for Computer Program AT81Y003 SHABERTH. Steady State and Transient Thermal Analysis of a Shaft Bearing System including Ball, Cylindrical and Tapered Roller Bearings". - (SKF-AT81D040, SKF Technology Services, NASA Contract NAS3-22690), NASA CR-165365, 1981, 254 p.
- [37] KLECKNER, R.J., PIRVICS, J. & CASTELLI, V., - "High-Speed Cylindrical Rolling Element Bearing Analysis "CYBEAN" - Analytic Formulation". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 102, n° 3, July 1980, pp. 380-388, discussion, pp. 388-390.
- [38] COE, H. H. & ZARETSKY, E. V., - "Predicted and Experimental Performance of Jet-Lubricated 120-millimeter-Bore Ball Bearings Operating to 2.5 Million DN". - NASA Technical Paper 1196, 1978, 22 p.
- [39] COE, H. H. & SCHULLER, F. T., - "Comparison of Predicted and Experimental Performance of Large-Bore Roller Bearings Operating to 3.0 Million DN". - NASA Technical Paper 1599, 1980, 18 p.
- [40] PARKER, R.J., - "Comparison of Predicted and Experimental Thermal Performance of Angular Contact Ball Bearings". - NASA Technical Paper 2275, 1984, 16p.
- [41] LORADOUR, G., BOREDON, B. & GIRONNET, B., - "RMS Descriptif du programme de calcul des roulements à billes". - Montreuil, Fr., GLCS, 1987, 19 p.

- [42] **NELIAS, D.**, - "Essais de différents types de roulements à billes 35 x 65 x 15". - P.V. d'Essai n° 6669, Bordes, Fr., TURBOMECA, 1987, 36 p.
- [43] **POPLAWSKI, J.V. & MAURIELLO, A.**, - "Skidding in lightly loaded, High Speed Ball Thrust Bearings". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Paper 69-LUBS-20, presented at the Lubrication Symposium, San Francisco, June 17-19, 1969, pp. 107-113.
- [44] **BONESS, R.J.**, - "The effect of Oil Supply on Cage and Roller Motion in a Lubricated Roller Bearing". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Paper 69-LUB 8-73, January 1970, pp. 39-53.
- [45] **POPLAWSKI, J.V.**, - "Slip and Cage Forces in a High-Speed Roller Bearing". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Paper 71-LUB-17, Avril 1972, pp. 143-152.
- [46] **GAMARD, C.**, - "Tenue des roulements grande vitesse au glissement". - Note de Service n° 40170, Bordes, Fr., TURBOMECA, 1984, 1 p.
- [47] **NELIAS, D.**, - "Etude thermique d'un contact bille/chemin de roulement". - D.E.A., Lyon I, 1986, 125 p.
- [48] **NEEDLEMAN, W. M.**, - "Survey of Wear Processes in Hydraulic, Lubrication and Pneumatic Systems". - *Proceedings Of The National Conferences On Fluid Power*, Vol.XXXI, Oct. 1977, pp. 106-115.
- [49] **BISHOP, F. E. & NEEDELMAN, W. M.**, - "The effects Of Fluid Contamination on Component Wear". - Field Service Report, New York, Pall Corp., 1978, 23 p., N°56A.
- [50] **KHALIFA, S.E.**, - "Analyses quantitatives et morphologiques des particules d'usure". - Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, decembre 1980, 207 p.
- [51] **AKL, E. S.**, - "La méthode ferrographique, morphologique, avaries. Etude de la séparation, morphologie des particules dans un contact hertzien lubrifié. Application aux mécanismes d'avaries". - Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1980, 179p.
- [52] **NEEDELMAN, W. M.**, - "Filtration for wear control". - in *Wear Control Handbook*, Edité par M. B. Peterson et W. O. Winer, New-York, A.S.M.E., 1980, pp. 507-582.

- [53] FITZSIMMONS, B. & CLEVINGER, H. D., - "Contaminated Lubricants and Tapered Rolling Wear". - *Trans. A.S.L.E.*, Vol. 20, N°2, 1977, pp. 97-107.
- [54] TALLIAN, T. E., - "Prediction of Rolling Contact Fatigue in Contaminated Lubricant: Part I- Mathematical Model". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 98, N°2, 1976, pp. 251-257.
- [55] TALLIAN, T. E., - "Prediction of Rolling Contact Fatigue in Contaminated Lubricant: Part II- Experiment". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 98, N°3, 1976, pp. 384-392.
- [56] DALAL, E. W. & al., - "Final Report on Progression of Surface Damage in Rolling Contact Fatigue". - Philadelphia, U. S. Navy Contract, 1974, 78 p., N°N00014-73-c-0461.
- [57] LOEWENTHAL, S. H. & MOYER, D. W., - "Filtration Effects On Ball Bearing Life and Condition in a Contaminated Lubricant". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 101, N°2, 1979, pp. 171-179.
- [58] PERROTO, J.A., RIANO, R.R. & MURRAY, S. F., - "Effect of Abrasive Contamination on Ball Bearing Performance". - *Trans. A.S.L.E.*, Vol. 35, N°12, 1979, pp. 698-705.
- [59] LOEWENTHAL, S. H. , MOYER, D. W. & NEEDELMAN, W.M., - "Effects of Ultra-Clean and Centrifugal Filtration on Rolling Element Bearing Life". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 104, N°2, 1982, pp. 283-292.
- [60] CHOW, L. S. H. & CHENG, H.S., - "Pressure Perturbation in EHD Contacts Due to an Ellipsoidal Asperity". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 98, N°1, 1976, pp. 8-15.
- [61] GOGLIA, P. R., CONRY, T. F. & CUSANO, C., - "The Effects of Surface Irregularities on the Elastohydrodynamic Lubrication of Sliding Line Contacts. Part I - Single Irregularitie". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 106, N°1, 1984, pp.104-112.
- [62] IOANNIDES, E. & KUIJPERS, J.C., - "Elastic Stresses Below Asperities in Lubricated Contacts". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 108, N°3, 1986, pp.394-402.

- [63] **CHANG, L., CUSANO, C. & CONRY, T.F.**, - "Effects of Lubrication Rheology and Kinematic Conditions on Micro-Elastohydrodynamic Lubrication". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Tribology*, Vol. 111, N°2, 1989, pp.344-351.
- [64] **CUSANO, C. & WEDEVEN, L. D.**, - "The Effects of Artificially Produced Defects on the film Thickness Distribution in Sliding EHD Point Contacts". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Vol. 104, N°3, 1982, pp.365-375.
- [65] **WEBSTER, M. N., IOANNIDES, E. & SAYLES, R.S.**, - "The Effect of Topographical Defects on the Contact Stress and Fatigue Life in Rolling Element Bearings". - *Proc. of 12th Leeds-Lyon Symposium on tribology*, Lyon, France 3-6 Sept. 1985, Published by Butterworths in Mechanisms of Surface Distress, pp. 207-221.
- [66] **Mc COOL, J.I.**, - "The Distribution of Microcontact Area, Load, Pressure, and Flash Temperature Under the Greenwood-Wiliamson Model". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Tribology*, Vol. 110, N°1, 1988, pp. 106-111.
- [67] **Mc COOL, J.I. & JOHN, J.**, - "Flash Temperature on the Asperity Scale and Scuffing". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Tribology*, Vol. 110, N°4, 1988, pp. 659-663.
- [68] **SAYLES, R.S. & IOANNIDES, E.**, - "Debris Damage in Rolling Bearings and its Effects on Fatigue Life". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Tribology*, Vol. 110, N°1, 1988, pp. 26-31.
- [69] **WEBSTER, M. N.**, - "Measurement and Contact Analysis of Engineering Surfaces". - PhD Thesis, University of London, 1986, 195 p.
- [70] **ROARK, R. J. & YOUNG, W.C.**, - "Formulas for Stress and Strain". - 5 ème édition, New-york, Mc Graw-hill, 1975, 295 p.
- [71] **KALKER, J.J.**, - "Two algorithms for the contact problem in elastostatics". - Report of the Department of Mathematics and Informatics, Delft University of Technology, 1982, 8 p., n° 82-26.
- [72] **KALKER, J.J.**, - "The contact between wheel and rail". - Report of the Department of Mathematics and Informatics, Delft University of Technology, 1982, 36 p., n° 82-27.
- [73] **CARNEIRO, A.**, - "Résolution du contact élastique entre deux corps rugueux". - Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1987, 157 p.

- [74] **DUGDALE, D. S.**, - "Yielding of steel containing slits". - *Journal Mech. Phys. Solids*, Vol. 18, N°2, 1960, p. 100.
- [75] **BARENBLATT, G. I.**, - "The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture". - *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 7, 1962, p. 55.
- [76] **IRWIN, G. R.**, - "Structural aspects of brittle fracture". - *Applied Materials Research*, Avril 1964, pp. 65-81.
- [77] **BOWDEN, F.R. & TABOR, D.**, - "The friction and lubrication of solids". - Part. I et II, Oxford, Clarendon Press, 1950, 291 p.
- [78] - "Les états de surface". - Centre Technique des Industries Mécaniques, Note Technique N°19, Decembre 1979, pp. 56-57.
- [79] **FOURNIER, D.**, - "Etude de l'alliage 80 DCV 40 (M50)". - Note Technique N°3850, Bordes, Fr., TURBOMECA, Septembre 1988, 6 p.
- [80] **IOANNIDES, E. & HARRIS, T.A.**, - "A new fatigue life model for roller bearings". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Tribology*, Vol. 105, N°3, 1985, pp. 367-378.
- [81] **JATCZAK, C.F.**, - "Specialty carburizing steels for Elevated Temperature Service". - *Metal Progress*, April 1978, p. 70.
- [82] **CEREZAL, J.**, - "Recherche d'un traitement thermique garantissant la stabilité dimensionnelle du pignon menant Arriel". - Note Technique N°2277, Bordes, Fr., TURBOMECA, Aout 1983, 9 p.
- [83] **CEREZAL, J.**, - "Etude d'un acier de cémentation pour tenue à chaud EX 0053". - Note Technique N°2930, Bordes, Fr., TURBOMECA, Juillet 1985, 8 p.
- [84] - "Atlas of Fatigue Curves". - Metals Park, edited by H. E. Boyer, Ohio, *American Society for Metals*, 1986, 518 p.
- [85] **SCHWOB, M. & PEYRACHE, G.**, - "Traité de fiabilité". - Paris, Masson et Cie., 1969, 419 p.
- [86] **TIMOSHENKO, S. & GOODIER, J.N.**, - "Théorie de l'élasticité". - Paris et Liège, Librairie Polytechnique Béranger, 1961, pp. 406-41

- [87] DALMAZ, G., - "Le film mince visqueux dans les contacts hertziens en régimes hydrodynamique et élastohydrodynamique". - Thèse de Doctorat d'Etat es Sciences, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1979, 221 p.
- [88] DALMAZ, G. & GODET, M., - "Effets des conditions d'alimentation sur l'épaisseur du film dans les contacts hertziens lubrifiés". - *Revue Mécanique, Matériaux, Electricité*, n° 296-297, 1974, pp. 25-34.
- [89] HAMROCK, B.J. & DOWSON, D., - "Isothermal elastohydrodynamic lubrication of points contacts - Part I : Theoretical formulation". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Serie F, Vol. 98, 1976, pp. 223-229.
- [90] HAMROCK, B.J. & DOWSON, D., - "Isothermal elastohydrodynamic lubrication of points contacts - Part II : Ellipticity parameter results". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Serie F, Vol. 98, 1976, pp. 375-383.
- [91] CHENG, H.S., - "A numerical solution of the elastohydrodynamic film thickness in an elliptical contact". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Series F, Vol. 92, 1970, pp. 155-162.
- [92] DOWSON, D. & HIGGINSON, G.R., - "The fundamentals of roller gear lubrication, elastohydrodynamic lubrication". - London, Pergamon Press, 1966, pp. 30-44.
- [93] WEDEVEN, L.D., EVANS, D. & CAMERON, A., - "Optical analysis of ball bearing starvation". - *Trans. A.S.M.E., Journal of Lubrication Technology*, Series F, Vol. 93, 1971, pp. 349-363.
- [94] RANGER, A.P., ETTLES, C.M. & CAMERON, A., - "The solution of the point contact elastohydrodynamic problem". - *Proc. Roy. Soc., London, Series A*, Vol. 346, 1975, pp. 227-244.



# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	p. 3
<b>NOMENCLATURE</b> .....	p. 9

## CHAPITRE 1

### CALCUL DES ROULEMENTS A BILLES

<b>INTRODUCTION</b> .....	p. 15
<b>1- DESCRIPTION DU ROULEMENT A BILLES</b> .....	p. 20
1.1 Caractéristiques générales .....	p. 20
1.2 Caractéristiques de la cage .....	p. 21
1.3 Angle de fonctionnement $\alpha^\circ$ .....	p. 21
1.4 Cas du roulement en rotation .....	p. 22
1.5 Conditions de fonctionnement .....	p. 22
1.6 Cinématique du roulement .....	p. 23
1.7 Calcul de durée de vie classique .....	p. 26
<b>2- EQUILIBRE DU ROULEMENT NON LUBRIFIE</b>	
<b>- CINEMATIQUE IMPOSEE -</b> .....	p. 28
2.1 Hypothèses Générales .....	p. 28
2.2 Définition de l'équilibre avec une cinématique imposée .....	p. 28
2.2.1 Equilibre de la bague intérieure .....	p. 29
2.2.2 Equilibre d'une bille .....	p. 30
2.2.3 Equilibre de la bague extérieure .....	p. 30
2.2.4 Equilibre de la cage .....	p. 30
2.2.5 Relations géométriques .....	p. 31
2.3 Définition des inconnues .....	p. 32
2.4 Méthode numérique de résolution .....	p. 34
2.5 Conclusion .....	p. 35

<b>3-</b>	<b>EQUILIBRE DU ROULEMENT LUBRIFIE</b>	
	<b>- CINEMATIQUE INCONNUE -</b>	p. 36
3.1	Hypothèses générales	p. 36
3.2	Définition de l'équilibre avec une cinématique inconnue	p. 36
3.2.1	Equilibre de la bague intérieure	p. 37
3.2.2	Equilibre d'une bille	p. 38
3.2.3	Equilibre de la bague extérieure	p. 38
3.2.4	Equilibre de la cage	p. 39
3.2.5	Relations géométriques	p. 40
3.2.5.1	Jeu alvéolaire	p. 40
3.2.5.2	Contact bille/bague	p. 40
3.3	Définition des inconnues	p. 41
3.4	Méthode numérique de résolution	p. 42
3.5	Conclusion	p. 44
<b>4-</b>	<b>MODELISATION DES FORCES H.D. ET E.H.D. UTILES A LA</b>	
	<b>DETERMINATION DE L'EQUILIBRE DU ROULEMENT LUBRIFIE ..</b>	p. 45
4.1	Rappel sur la mécanique des contacts	p. 45
4.1.1	Equations de base pour un fluide newtonien	p. 45
4.1.2	Comportement rhéologique pour un fluide quelconque	p. 47
4.1.3	Equation de Reynolds pour un fluide newtonien	p. 50
4.2	Hypothèses générales de l'étude tribologique	p. 51
4.3	Contact cage/bague	p. 52
4.3.1	Description	p. 52
4.3.2	Modélisation hydrodynamique	p. 52
4.3.3	Remarques	p. 55
4.4	Contact bille/cage	p. 56
4.4.1	Description	p. 56
4.4.2	Modélisation hydrodynamique	p. 56
4.4.2.1	Contact tonneau/plan	p. 57
4.4.2.1.1	Portance	p. 59
4.4.2.1.2	Force de frottement	p. 60
4.4.2.2	Effet de palier court	p. 61
4.4.3	Remarques	p. 61
4.5	Contact bille/bague	p. 62
4.5.1	Description	p. 62

4.5.2	Modélisation élastohydrodynamique .....	p. 62
4.5.2.1	Epaisseur du film de lubrifiant .....	p. 63
4.5.2.1.1	Paramètres sans dimension .....	p. 63
4.5.2.1.2	Epaisseur élastohydrodynamique en régime permanent et isotherme pour une alimentation surabondante .....	p. 64
4.5.2.1.3	Correction due aux effets thermiques en régime élastohydrodynamique .....	p. 64
4.5.2.1.4	Effet de l'alimentation en lubrifiant .....	p. 65
4.5.2.2	Force de frottement .....	p. 66
4.5.3	Remarques .....	p. 67
4.6	Traînée oléodynamique sur les billes .....	p. 68
<b>5-</b>	<b>VALIDATION DU MODELE DE CALCUL .....</b>	<b>p. 70</b>
5.1	Comparaison du modèle de calcul sans glissement avec d'autres modèles existants .....	p. 70
5.2	Corrélation du modèle de calcul avec glissement avec la vitesse de cage mesurée .....	p. 72
5.3	Exemples de résultats .....	p. 73
5.4	Justification des hypothèses .....	p. 84
5.5	Discussion .....	p. 85
	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>p. 86</b>

# CHAPITRE 2

## ETUDE THERMIQUE DU CONTACT BILLE/CHEMIN DE ROULEMENT CAS DU FILM COMPLET

<b>INTRODUCTION</b> .....	p. 89
<b>1- CALCUL DU CHAMP DE TEMPERATURE 3D DU A UNE SOURCE MOBILE DE FORME QUELCONQUE</b> .....	p. 90
1.1 Méthode des potentiels .....	p. 90
1.2 Température "d'éclair" de Block .....	p. 90
1.3 Calcul de la température par somme de sources ponctuelles .....	p. 93
1.4 Calcul de la température créée par une source mobile rectangulaire .....	p. 94
1.5 Calcul de la température créée par la somme de sources rectangulaires ....	p. 97
1.6 Comparaison des températures obtenues par rapport à celles de Block ....	p. 97
1.7 Conclusion sur le calcul des températures .....	p. 98
<b>2- APPLICATION AU CAS D'UN CONTACT LUBRIFIE BILLE/BAGUE INTERIEURE</b> .....	p. 99
2.1 Champ de température induit par une source uniforme rectangulaire .....	p. 100
2.2 Champ de température induit par une source elliptique .....	p. 101
2.3 Discussion .....	p. 102
2.4 Comparaison de la température d'éclair pour la bille et pour le chemin de roulement .....	p. 103
2.5 Comparaison de la température d'éclair de deux roulements similaires ....	p. 105
2.6 Conclusions sur les résultats .....	p. 106
<b>CONCLUSION</b> .....	p. 107

# CHAPITRE 3

## EFFET DU PASSAGE D'UNE PARTICULE DANS UN CONTACT LUBRIFIE

	<b>INTRODUCTION</b> .....	p. 111
<b>1-</b>	<b>POSITION DU PROBLEME</b> .....	p. 112
	1.1 Sources de pollution .....	p. 114
	1.2 Mécanismes de génération de la pollution .....	p. 114
	1.3 Cas du contact EHD soumis à fort glissement .....	p. 116
	1.4 Littérature .....	p. 116
	1.4.1 Etude de cas .....	p. 116
	1.4.2 Bilan .....	p. 121
<b>2-</b>	<b>MODELISATION 2D D'UNE PARTICULE ELASTIQUE</b> .....	p. 123
	2.1 Hypothèses .....	p. 123
	2.2 Description de la méthode .....	p. 123
	2.3 Résolution du problème .....	p. 124
	2.4 Résultats .....	p. 126
	2.4.1 Données .....	p. 126
	2.4.2 Résultats .....	p. 126
	2.5 Conclusion .....	p. 130
<b>3-</b>	<b>MODELISATION 3D D'UNE PARTICULE PLASTIQUE</b> .....	p. 131
	3.1 Introduction .....	p. 131
	3.2 Hypothèses .....	p. 134
	3.3 Description de la méthode .....	p. 135
	3.4 Résultats .....	p. 138
	3.5 Conclusion .....	p. 143
	<b>CONCLUSION</b> .....	p. 144

# CHAPITRE 4

## ETUDE EXPERIMENTALE

	<b>INTRODUCTION</b> .....	p. 147
<b>1-</b>	<b>DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAI</b> .....	p. 150
	1.1 Banc d'essai .....	p. 150
	1.1.1 Principe .....	p. 150
	1.1.2 Description .....	p. 151
	1.2 Circuit de lubrification .....	p. 153
	1.2.1 Principe .....	p. 153
	1.2.2 Description .....	p. 153
	1.2.3 Validation du circuit de lubrification .....	p. 155
<b>2-</b>	<b>PRISE EN COMPTE DE LA POLLUTION</b> .....	p. 156
	2.1 Position du problème .....	p. 156
	2.2 Comptage des particules .....	p. 160
	2.2.1 Technologies existantes .....	p. 160
	2.2.2 Choix d'un compteur .....	p. 163
	2.2.3 Méthode de comptage .....	p. 163
	2.3 Polluant .....	p. 165
	2.3.1 Choix de la pollution .....	p. 165
	2.3.2 Préparation du polluant .....	p. 168
<b>3-</b>	<b>PRISE EN COMPTE DU MATERIAU</b> .....	p. 169
	3.1 Introduction .....	p. 169
	3.2 Matière et traitement thermique .....	p. 169
	3.3 Caractéristiques de traction .....	p. 173
	3.4 Comportement en fatigue (flexion rotative) .....	p. 176
	3.5 Valeur de la contrainte limite de fatigue .....	p. 181
	3.6 Conclusion .....	p. 184

<b>4-</b>	<b>ESSAIS AVEC GLISSEMENT (FAIBLE CHARGE)</b> .....	p. 185
	4.1 Introduction .....	p. 185
	4.2 Conditions d'essai .....	p. 191
	4.3 Résultats .....	p. 193
	4.3.1 Glissement sans pollution .....	p. 194
	4.3.2 Glissement avec pollution .....	p. 198
	4.4 Conclusion .....	p. 202
<b>5-</b>	<b>ENDURANCE (FORTE CHARGE)</b> .....	p. 203
	5.1 Introduction .....	p. 203
	5.2 Conditions d'essai .....	p. 203
	5.3 Résultats .....	p. 208
	5.3.1 Essai sans pollution .....	p. 210
	5.3.2 Essai avec pollution .....	p. 212
	5.4 Conclusion .....	p. 216
<b>6-</b>	<b>COMPARAISON EXPERIENCE - THEORIE</b> .....	p. 217
	6.1 Détériorations par glissement .....	p. 217
	6.2 Durée de vie .....	p. 218
	<b>CONCLUSION</b> .....	p. 220
	<b>CONCLUSION GENERALE</b> .....	p. 221

<b>ANNEXES</b> .....	p. 227
<b>ANNEXE 1</b> - Détermination de la pression maximale de Hertz et des dimensions de l'aire de contact. ....	p. 229
<b>ANNEXE 2</b> - Fonctionnement du roulement en deux points de contact. ....	p. 233
<b>ANNEXE 3</b> - Caractéristiques d'un palier infiniment court. ....	p. 235
<b>ANNEXE 4</b> - Théories élastohydrodynamiques en régimes permanent et isotherme pour une alimentation surabondante. ....	p. 239
<b>ANNEXE 5</b> - Calcul des contraintes tangentielles de cisaillement dans l'ellipse de contact. ....	p. 245
<b>ANNEXE 6</b> - Détermination des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant. ....	p. 251
<b>ANNEXE 7</b> - Description de la méthode de résolution du contact normal. ....	p. 253
<b>ANNEXE 8</b> - Contraintes résiduelles mesurées. ....	p. 261
<b>ANNEXE 9</b> - Caractéristiques des roulements avant essai. ....	p. 263
<b>ANNEXE 10</b> - Rapport d'expertise de l'essai d'endurance préliminaire. ....	p. 267
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b> .....	p. 275
<b>TABLE DES MATIERES</b> .....	p. 285

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE A L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : N E L I A S (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)  Prénoms : Daniel		DATE de SOUTENANCE  17 Novembre 1989
TITRE :  ETUDE DU GLISSEMENT DANS LES ROULEMENTS A BILLES GRANDE VITESSE  DE TURBOMACHINE. INFLUENCE DE LA POLLUTION DU LUBRIFIANT		
NATURE :		Numéro d'ordre : 89 ISAL 0083
DOCTORAT <input checked="" type="checkbox"/>	DOCTEUR- INGENIEUR <input type="checkbox"/>	DOCTORAT D'ETAT <input type="checkbox"/>
DOCTORAT de 3 <sup>e</sup> CYCLE <input type="checkbox"/>		Spécialité : MECANIQUE
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
<p>                     RÉSUMÉ : Un nouveau modèle de calcul des roulements à billes a été développé. Il permet de décrire le comportement d'un roulement de turbomachine fonctionnant à grande vitesse, faiblement chargé axialement et radialement. L'originalité de ce modèle concerne la prise en compte d'une part du rôle de la cage, et d'autre part des caractéristiques rhéologiques du lubrifiant dans les calculs des forces hydro et élasto-hydrodynamiques aux différents contacts bille-bague, bille-cage et cage-bague. Ceci nous a permis de retrouver le phénomène de glissement observé expérimentalement. Une bonne concordance a été constatée entre les mesures de la vitesse de la cage et les résultats obtenus par le modèle.                 </p> <p>                     La connaissance de la valeur des forces de frottement et des vitesses de glissement aux différents contacts nous permet de décrire la dissipation d'énergie dans le roulement. Les sources de chaleur ainsi localisées nous montrent le rôle prépondérant de la cage.                 </p> <p>                     Nous décrivons les effets d'une perturbation d'un film de lubrifiant par une particule. Nous retrouvons une forme de particule déformée que nous observons expérimentalement. Nous montrons alors que l'hypothèse d'un micro-contact sec entre la particule et le massif, permet d'expliquer le type de détériorations observées.                 </p> <p>                     Expérimentalement, nous avons déterminé les caractéristiques mécaniques de l'alliage M50. Nous avons réalisé des bancs d'essais grandes vitesses (3 Millions de Ndm) et à niveau de pollution contrôlé. L'utilisation d'un polluant métallique original nous permet de montrer que la pollution n'est pas à l'origine des détériorations de surface provoquées par le glissement. Enfin, nous montrons que la théorie classique de durée de vie n'est pas adaptée au cas du roulement grande vitesse.                 </p>		
MOTS-CLES : ROULEMENT BILLE - GRANDE VITESSE - TURBOMACHINE - GLISSEMENT - LUBRIFIANT - CONTAMINATION - POLLUTION - POLLUANT METALLIQUE		
Laboratoire (s) de recherches : LABORATOIRE DE MECANIQUE DES CONTACTS - I.N.S.A.		
Directeur de recherches : M. GODET		
Président de jury : M. GODET		
Composition du jury : G. DALMAZ - L. FLAMAND - M. GODET - G. LOURADOUR - A. PAUTOT - C. TAYLOR		