



**HAL**  
open science

## Essais de coulabilité en fonderie : Aspects thermiques, hydrodynamiques et structures de solidification

Brahim Garda

► **To cite this version:**

Brahim Garda. Essais de coulabilité en fonderie : Aspects thermiques, hydrodynamiques et structures de solidification. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1993. Français. NNT: . tel-01340526

**HAL Id: tel-01340526**

**<https://hal.science/tel-01340526>**

Submitted on 1 Jul 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

**Brahim GARDA**

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

**L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : Génie des Procédés

---

**"ESSAIS DE COULABILITE EN FONDERIE :  
ASPECTS THERMIQUES, HYDRODYNAMIQUES  
ET STRUCTURE DE SOLIDIFICATION"**

---

Date de soutenance : 26 Novembre 1993

Composition du jury :

MM.	Patrick	OZIL	Président
	Jean-Charles	CHEVRIER	Rapporteur
	Alain	CHEVY	Rapporteur
	Francis	DURAND	
	Alex	REMY	

---

Thèse préparée au sein du laboratoire MADYLAM  
(URA CNRS 1326)  
ENSHMG - INPG



*“Oina irrane tamnt isbrre itkssa n’ tizoi”*

*à feu mon père  
à ma chère mère  
à ma petite Marie  
à aïtma d’ istma d’ arraounsne*





## REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au laboratoire Madylam de l'Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble (INPG), il a été soutenu financièrement par la C.E.E.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Marcel GARNIER, Directeur de Recherches CNRS, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Francis DURAND, Professeur à l'INPG, pour m'avoir intégré dans son équipe, pour la direction de cette thèse et pour les conseils précieux et les encouragements qu'il a su me donner. J'associe à ces remerciements Monsieur René MOREAU, Professeur à l'INPG pour sa collaboration à cette thèse.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Monsieur Patrick OZIL, Professeur à l'INPG pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie également Monsieur Jean-Charles CHEVRIER, Professeur à l'INPL et Monsieur Alain CHEVY, Maître de conférences à l'Université Marie-Curie de Paris qui ont bien voulu mobiliser leur temps et leurs compétences pour juger ce travail.

Je remercie très vivement Monsieur Alex REMY, Professeur à l'ENSAM de Paris pour sa collaboration et sa participation au jury de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à Mademoiselle Laurence CANAUX qui a assuré la frappe de ce mémoire, aux techniciens du Madylam pour leur collaboration efficace et leur bonne humeur, à Marc, technicien du laboratoire LM3 à l'ENSAM, et à mes camarades de laboratoire pour leur sympathie.

Un grand merci à la famille DE NICOLA pour leur contribution au pôt de cette thèse.

A toutes celles et à tous ceux qui ont contribué à ces travaux, un grand merci.



## Sommaire

<b>Chapitre 1 : Intoduction.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 2 : L'essai de coulabilité en fonderie.....</b>	<b>4</b>
2.1 - Définition .....	4
2.2 - Objectif de l'essai de coulabilité.....	4
2.3 - Les essais simplifiés de coulabilité, bref historique.....	4
2.4 - Liste des facteurs qui gouvernent l'essai de coulabilité .....	8
2.5 - Quelques modèles thermiques relatifs à l'essai de coulabilité .....	14
2.5.1 - Les modèles thermiques quasi-statiques en deux temps .....	14
2.5.1.1 - Transferts contrôlés par diffusion dans le moule.....	14
2.5.1.2 - Transferts contrôlés par une résistance thermique.....	15
2.5.1.3 - Discussion des modèles analytiques .....	15
2.5.2 - Evolution transitoire de la croûte annulaire.....	17
2.5.3 - Autres modèles thermiques .....	17
2.6 - Mécanisme de solidification .....	18
2.7 - Conclusion.....	21
<b>Chapitre 3 : Essais sur la fonte et sur un alliage d'aluminium.....</b>	<b>22</b>
3.1 - Choix des alliages et des techniques de coulée .....	22
3.2 - Fusion et injection du métal .....	24
3.2.1 - Introduction .....	24
3.2.2 - Dispositif fonte 1 .....	24
3.2.3 - Dispositif fonte 2 .....	24
3.2.4 - Dispositif fonte 3.....	26
3.2.5 - Dispositif fonte 4 .....	26
3.2.6 - Dispositif fonte 5 .....	26
3.2.7 - Dispositifs fonte 6 et fonte 7.....	29
3.2.8 - Dispositif aluminium 1 .....	29
3.2.9 - Dispositif aluminium 2 .....	33
3.2.10 - Dispositif aluminium 3 .....	34
3.3 - La fonte .....	34
3.4 - Déroulement d'un essai type sur la fonte.....	40
3.5 - Déroulement d'un essai type sur la fonte pour la mesure de la température du front .....	41

3.6 - L'alliage Al-2% Cu.....	43
3.7 - Déroulement d'un essai par aspiration sur l'alliage Al-2% Cu.....	45
3.8 - Déroulement d'un essai par surpression sur l'alliage Al-2% Cu .....	48
3.9 - Structure de solidification .....	56
3.9.1 - Introduction .....	56
3.9.2 - Détermination de la taille des grains équiaxes .....	57
3.9.3 - Mesure de l'étendue de la zone équiaxe .....	57
3.9.3.1 - Préparation des échantillons coulés par aspiration .....	57
3.9.3.2 - Préparation des échantillons coulés par surpression.....	59
3.9.3.3 - Attaque chimique macrographique .....	59
3.9.3.4 - Aspect macrographique .....	59
3.9.3.5 - Mesures et corrections .....	61
3.9.4 - Mesure de la taille des grains équiaxes .....	66
3.9.4.1 - Préparation .....	66
3.9.4.2 - Oxydation anodique .....	66
3.9.4.3 - Résultats expérimentaux .....	66
3.9.5 - Mesure de l'espacement entre les branches secondaires des dendrites.....	72
3.9.5.1 - Introduction.....	72
3.9.5.2 - Mesures.....	73
<b>Chapitre 4 : Phénomènes hydrodynamiques associés à l'essai de coulabilité .....</b>	<b>77</b>
4.1 - La discussion de la solidification fait intervenir des notions hydrodynamiques.....	77
4.2 - Les trois zones d'un écoulement en tube ouvert.....	79
4.3 - Effets de turbulence ou non.....	80
4.4 - Modèle d'écoulement en arrière de la surface libre progressant dans un tube.....	83
4.4.1 - Définition du problème.....	83
4.4.2 - Traitement de la couche limite .....	85
4.4.3 - Formulation de l'écoulement central .....	86
4.4.4 - Formulation du problème sous forme dimensionnelle .....	87
4.4.5 - Formulation adimensionnelle des équations de base.....	88
4.4.6 - Cas où $X$ est petit devant 1 .....	89
4.4.7 - Définition de $g(R)$ par le calcul du rotationnel.....	90
4.5 - Etude sur maquette hydraulique de l'écoulement au voisinage du front liquide mobile .....	91
4.5.1 - Principe.....	91

4.5.2 - Maquette hydraulique .....	92
4.5.3 - Analyse hydrodynamique .....	94
4.5.4 - Etude de l'avancement du front .....	96
4.5.5 - Description d'une mesure .....	96
4.5.6 - Critique de la méthode expérimentale .....	99
4.5.7 - Résultats expérimentaux .....	100
4.5.7.1 - Front progressant à vitesse constante .....	100
4.5.7.2 - Mouvement après l'arrêt du front .....	100
4.6 - Conclusion .....	104

## Chapitre 5 : Modèle semi-analytique de nucléation et de croissance des grains

équiaxes .....	106
5.1 - Introduction .....	106
5.2 - Le pourquoi du modèle semi-analytique .....	108
5.3 - Modèle semi-analytique .....	108
5.3.1 - La courbe de recalescence .....	108
5.3.2 - Détermination de $t_1$ .....	110
5.3.3 - Détermination de $t_m$ .....	112
5.3.4 - Calcul du nombre de grains par unité de volume $N_G$ .....	113
5.4 - Comparaison du modèle numérique et du modèle semi-analytique .....	113
5.4.1 - Variation de $t_1$ et de $DT_1$ .....	114
5.4.2 - Variation de $t_m$ et $DT_m$ .....	114
5.4.3 - Variation de $DT_m$ et $DT_1$ en fonction de $\theta$ .....	117
5.4.4 - Variation de $N_G$ .....	117
5.5 - Application du modèle semi-analytique aux résultats micrographiques .....	117
5.6 - Conclusion .....	119

## Chapitre 6 : Discussion des résultats expérimentaux .....

6.1 - Paramètres opératoires et informations expérimentales .....	121
6.2 - Etude qualitative de l'essai de coulabilité .....	121
6.2.1 - Discussion qualitative de l'état thermique du liquide .....	121
6.2.2 - Variation de la température extérieure du tube .....	126
6.2.3 - Aspect thermique de la solidification .....	128
6.3 - Résultats relatifs à la fonte .....	131
6.3.1 - Observations hydrodynamiques et thermiques sur la fonte .....	131
6.3.2 - Variation de la longueur fluide de la fonte .....	131
6.3.3 - Déplacement du front en fonction du temps pour la fonte .....	133

6.4 - Résultats relatifs à l'alliage Al-2% Cu.....	135
6.4.1 - Analyse de la longueur fluide.....	137
6.4.2 - Frontière colonnaire-équiaxe dans les baguettes Al-2% Cu.....	139
6.4.3 - Variation de la taille des grains équiaxes des baguettes Al-2% Cu.....	143
6.4.4 - Espacement interdendritique dans les baguettes Al- 2% Cu .....	147
6.5 - Mécanisme de solidification proposé pour les alliages Al- 2% Cu .....	148
6.6 - Mécanisme du gel en masse.....	150
<b>Chapitre 7 : Conclusions .....</b>	<b>152</b>
<b>Annexe A : Hydrostatique de l'essai de coulabilité.....</b>	<b>155</b>
<b>Annexe B : Modèles thermiques analytiques.....</b>	<b>159</b>
<b>Annexe C : Calcul des intégrales utiles de la fonction <math>f(\eta)</math>.....</b>	<b>167</b>
<b>Annexe D : Modèle numérique de nucléation et de croissance des grains .....</b>	<b>168</b>
<b>équiaxes .....</b>	<b>168</b>
<b>Annexe E : Propriétés physico-chimiques de l'aluminium et de l'alliage</b>	
<b>Al-2% Cu .....</b>	<b>171</b>
<b>Annexe F : Refroidissement du liquide en écoulement permanent.....</b>	<b>172</b>
<b>Annexe G : Propriétés physico-chimiques de la fonte, de la silice et de l'acier .....</b>	<b>174</b>
<b>doux .....</b>	<b>174</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>175</b>
<b>Liste des notations.....</b>	<b>180</b>

# Chapitre 1

## Introduction

L'essai de coulabilité est un essai couramment pratiqué en fonderie pour évaluer l'aptitude d'un métal à être moulé pour faire des pièces à la fois minces et élancées. Il consiste à injecter le métal liquide dans un moule en forme de tube à faible section. La longueur parcourue avant solidification mesure la "coulabilité du métal".

La coulée de pièces de plus en plus légères est actuellement un des problèmes majeurs de l'industrie de la fonderie. De plus, les utilisateurs sont de plus en plus exigeants sur la qualité et les performances des produits coulés. L'essai de coulabilité sert donc à prévoir les défauts dits "non venue". C'est à dire que la solidification a bloqué le liquide avant la fin du remplissage. Du point de vue théorique, la solidification de pièces minces est un problème complexe. Cette complexité est due à la compétition de plusieurs phénomènes physiques. L'écoulement dure très peu de temps (un essai dure quelques dixièmes de seconde), il est modifié par les phénomènes de solidification, naissant. La structure de solidification est elle-même sensible à l'écoulement. Il y a donc un couplage de deux phénomènes qui sont transitoires.

Le nombre des paramètres opératoires est grand. Ils agissent de façon non linéaire. Une étude purement expérimentale demande donc un plan d'expérience gigantesque.

Dans les fonderies performantes, les essais d'atelier sont généralement préparés par des simulations numériques. Ces simulations permettent d'analyser les résultats, de séparer le rôle des paramètres et de gagner du temps dans la réalisation d'un nouveau modèle en réduisant le nombre de "cycles essai-erreur". Des modèles numériques commerciaux existent comme SIMULOR de PECHINEY, MAGMASOFT de MAGMA, mais dans la version actuelle, le remplissage est traité séparément de la solidification.

La communauté européenne a donc financé un programme de recherche "Convective effects in solidification". Le but est de mettre au point un modèle



numérique, qui est destiné à aider l'industrie à maîtriser la qualité des produits solidifiés, en particulier la qualité des pièces minces.

Le programme regroupe plusieurs partenaires dont les tâches sont complémentaires. Notre rôle est de fournir des données expérimentales relatives au remplissage d'un tube de faible diamètre intérieur, ainsi qu'un module de calcul sur la nucléation et la croissance équiaxe, élément destiné à être intégré dans un logiciel de solidification construit par le partenaire allemand (Professeur P. Sahn, Institut de Fonderie, RWTH Aachen). Des données analogues, sur plaques minces, sont fournies par le partenaire danois (Professeur Hansen, Université technique du Danemark, Copenhague Lyngby).

L'essai de coulabilité a été étudié antérieurement, notamment par les spécialistes des réacteurs nucléaires. Cet essai prévoit le comportement lors de la fusion accidentelle des coeurs de réacteurs. En 1986, Ducrocq a soutenu une thèse théorique sur le sujet. En 1993, Nathalie Rougnon-Glasson s'est intéressée à l'échange thermique entre le métal du coeur en fusion et la paroi interne de la tuyauterie environnante.

Portevin et Bastien (1934), Flemings (1964), et beaucoup d'autres personnalités se sont surtout intéressés au mécanisme de solidification dans l'essai de coulabilité.

Prates et Biloni (1972) se sont intéressés particulièrement à la formation du solide à l'interface métal-moule. De plus, ils ont montré l'influence de la vitesse d'injection sur la structure de solidification.

Pour cette raison, une part importante du présent mémoire porte sur le comportement hydrodynamique du liquide. Nous l'avons étudié dans 2 géométries distinctes, en particulier le voisinage du front liquide. De plus, nous avons proposé une formulation analytique pour les lignes de courant au voisinage du front mobile (chapitre 4).

Ensuite l'étude passe aux métaux liquides et à la solidification. Nous avons réalisé plusieurs séries d'essais sur la fonte et sur l'alliage Al-2% Cu. Les essais sur la fonte, injectée dans des tubes de silice transparente, ont permis de suivre en direct la progression du liquide, tout en enregistrant la température du front liquide. Par contre, il n'a pas été possible de mettre au point les conditions pour avoir une structure reproductible. C'est pourquoi la suite du programme a porté sur l'alliage Al-2% Cu, bien

connu au laboratoire à la suite des thèses de Philippe Desnain (1989) et de Nguyen Thanh Linh (1989).

En effet l'examen de la structure de grains par macrographie et micrographie, fournit des informations sur l'histoire de la cristallisation, par la disposition générale des cristaux, par la taille des grains équiaxes, et par l'espacement des dendrites, qui constituent des marqueurs. Les mesures métallographiques ont été réalisées par Laurence Fortin, dans son stage de DEA Sciences et Génie des Matériaux.

Différents dispositifs ont été essayés pour permettre des essais comportant à la fois le contrôle des conditions d'injection, et une mesure de température reproductible. Le signal des thermocouples noyés dans la veine liquide s'est montré inexploitable, le remplissage étant trop rapide. Nous nous sommes contentés finalement d'un thermocouple à l'entrée donnant la température de coulée, et de thermocouples à l'extérieur du tube moule, indiquant le passage du métal.

Dans le chapitre 5, nous avons étudié la formation des cristaux équiaxes par nucléation et croissance en appliquant le modèle numérique développé au laboratoire par Fiqiri Hodaj. Nous avons établi une version semi-analytique du modèle formulé en 3 équations, à 3 inconnues, traitées numériquement. Ce modèle permet de calculer la taille des grains équiaxes à partir des conditions de refroidissement. Réciproquement, la taille de grains constitue un marqueur des conditions de refroidissement.

Dans le chapitre 6, ce modèle et quelques autres modèles simples traduisant l'influence de certains des paramètres (vitesse, température de coulée...) sont appliqués aux résultats expérimentaux. Leurs informations et celles provenant de l'étude métallographique permettent de proposer un mécanisme de solidification en 6 régimes.







## Chapitre 2

### L'essai de coulabilité en fonderie

#### 2.1 - Définition

L'essai de coulabilité est un essai de fonderie pratiqué en atelier pour évaluer l'aptitude d'un métal à couler des pièces à la fois minces et élancées. Sa variante la plus facile à décrire consiste à injecter le métal liquide dans un moule en forme de tube long, à faible section. La longueur parcourue avant solidification mesure la "coulabilité du métal".

#### 2.2 - Objectif de l'essai de coulabilité

La fonderie cherche à produire des pièces de forme toujours plus compliquées, comportant en particulier des parties minces étendues. Si les conditions de coulée sont mal choisies, le métal se fige avant d'avoir rempli l'empreinte. C'est le défaut dit "non-venue". L'essai de coulabilité permet de prévoir ces défauts.

Il a aussi un grand intérêt pour l'étude de la sécurité des réacteurs nucléaires. Dans le cas de la fusion du coeur du réacteur, cet essai est destiné à prévoir la distance parcourue par les matériaux fondus avant solidification. Nathalie Rougon-Glasson (1993) a soutenu une thèse de doctorat qui traite cet aspect.

#### 2.3 - Les essais simplifiés de coulabilité, bref historique

De nombreux auteurs ont publié des essais de coulabilité. Le présent paragraphe est loin d'être complet. Il met l'accent sur les études à caractère physique, qui visent à dégager les principaux facteurs. D'après Courty (1931), West en 1898 est le premier à rendre compte du comportement des métaux coulés dans des moules en sable. Il coule le métal fondu dans une empreinte horizontale en forme de coin, et considère la distance parcourue comme une mesure de la coulabilité. Une éprouvette en forme de canal cylindrique rectiligne a été introduite par Ruff en 1936, mais à cause de sa longueur, elle

se révèle particulièrement sensible aux écarts de niveau. Evans (1951) a essayé une éprouvette en "U" inversée. L'éprouvette en forme de spirale permet d'éviter les effets d'écarts de niveau. Courty (1931) fait une revue des nombreuses variantes expérimentales. Krynitsky (1953) passe en revue différents dispositifs. Il met en évidence la nécessité de contrôler l'écoulement, en particulier la pression métallostatique. Portevin, Bastien et leurs collaborateurs (1934) ont utilisé un dispositif plus complet publié par Courty (1931) (Figure 2.1). Le métal liquide remplit initialement une petite cuve à trop plein. Le petit creuset renversé sur le tube d'attaque joue le rôle de soupape automatique. Ce dispositif est considéré dès 1934 comme la référence pour les alliages d'aluminium.

Le système dit "spirale de Cury" reprend la même idée. En 1956, Ragone cite la spirale comme un essai standard pour les fontes et les aciers. La figure 2.2 montre le dispositif utilisé par Hecht (1990) et l'éprouvette correspondante.

Cependant, à cause de la diversité des cas techniques se rapportant à la coulabilité, d'autres formes d'éprouvettes ont été mises au point. Ainsi, Olivier (1981) a établi une éprouvette en forme de grille moulée en sable. Par ses barreaux de différentes sections, et par un système d'attaques adaptées, cette éprouvette est considérée comme plus représentative pour évaluer l'aptitude des aciers moulés à la bonne venue (Marie Thérèse Léger, 1981).

Parallèlement à ces essais à caractères techniques, de nombreux essais simplifiés sont destinés plus spécialement à l'analyse physique du phénomène. Ragone, Mc Adams et Taylor (1956) introduisent l'injection dans un tube par aspiration sous dépression contrôlée (Figure 2.3). Taylor (1956), puis Flemings (1964) et leurs collaborateurs ont fait des mesures sur des métaux purs (Sn, Pb, Zn, Mg, Cu), ainsi que sur des alliages d'aluminium et de cuivre. Le tube moule est alors en verre, ou éventuellement en silice.

Prates et Biloni (1972) ont repris le cas d'une empreinte en forme de tube moule rectiligne, à section rectangulaire, attaqué par du métal liquide mis en charge par engorgement d'un entonnoir. Le moule est une coquille démontable, en cuivre, en acier doux ou en acier inox (Figure 2.4). Le métal est un alliage aluminium-cuivre. Lang (1972) applique le même moule coquille à des métaux purs (Sn, Pb, Zn, Mg, Cu), ainsi qu'à des alliages d'aluminium. Ces essais consistent à injecter le métal liquide dans un tube de section trapézoïdale de diamètre hydraulique 6,65 mm.

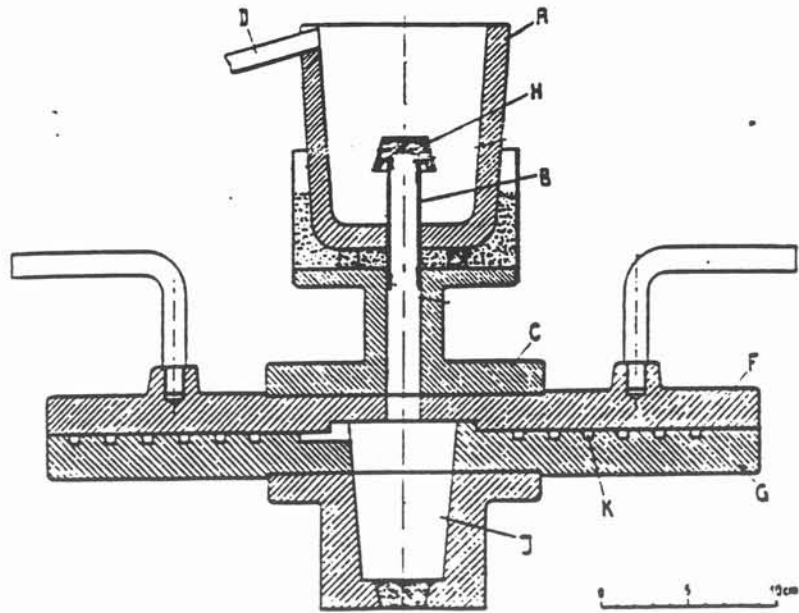


Figure 2.1 : Eprouvette en spirale appliquée à des essais de coulabilité par Portevin et Bastien pour des alliages d'aluminium (1934)  
 Vue en coupe : A : moule en fonte, D : trop plein, K : spirale  
 H : creuset renversé faisant office de soupape

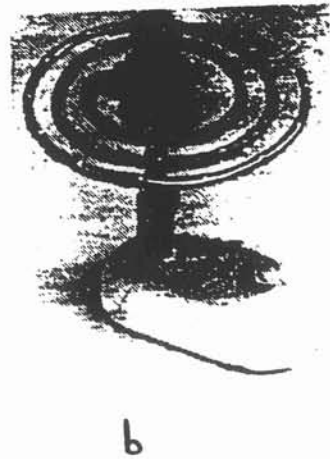
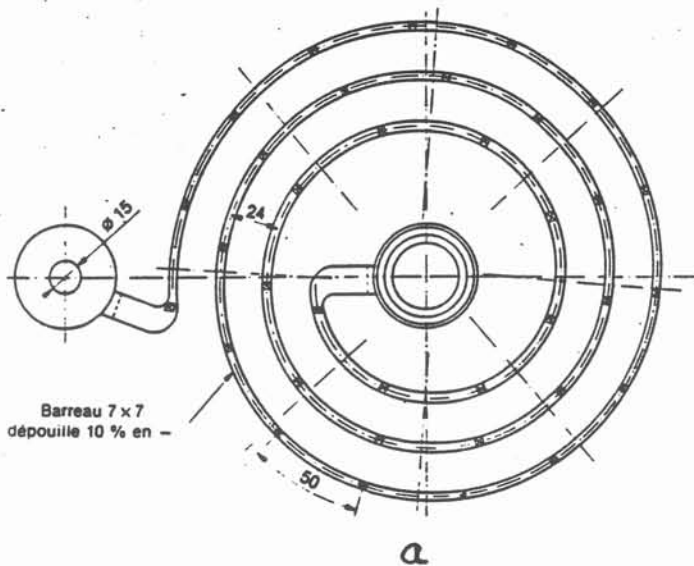


Figure 2.2 : Eprouvette de coulabilité CTIF appliquée à la fonte par Hecht (1990)  
 a) Schéma de la spirale  
 b) Eprouvette après démoulage



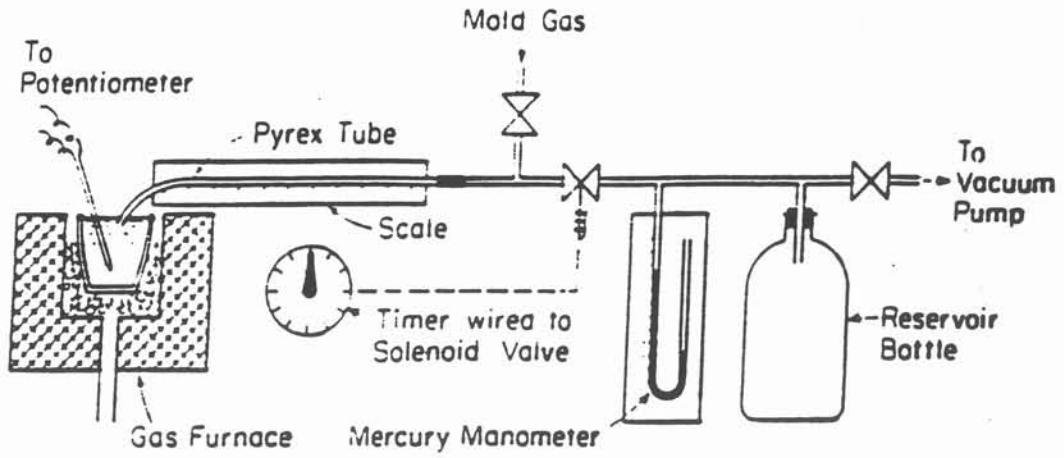


Figure 2.3 : Mesure de coulabilité par aspiration dans un tube sous dépression contrôlée, d'après Ragone, Mc Adams et Taylor (1956)

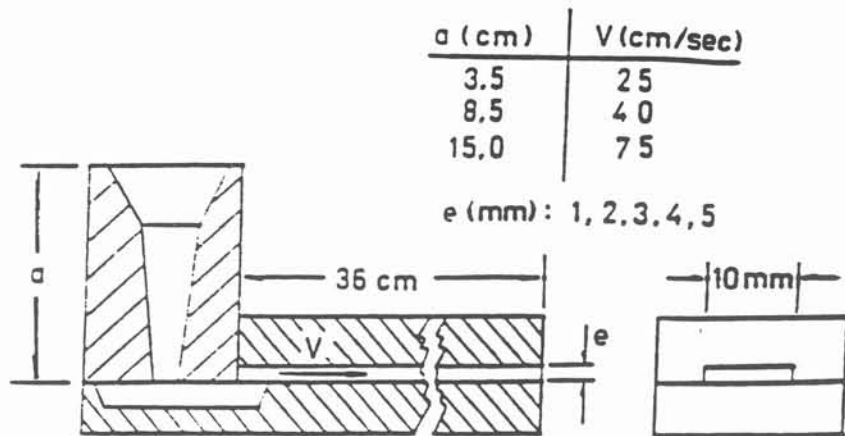


Figure 2.4 : Moule métallique démontable pour essais du type coulabilité, d'après Prates et Biloni (1972)

Plus récemment, Pai et Jones (1985, 1987) mettent en évidence qu'une agitation du métal liquide pendant l'injection augmente la coulabilité. Ils ont effectué des essais sur de l'étain injecté dans des tubes en verre pyrex, en cuivre ou en laiton. Ces essais ont pour but de déterminer l'influence de la surchauffe, de la méthode d'injection, de la nature et du diamètre du tube. Ils ont utilisé deux dispositifs expérimentaux, (Figures 2.5 et 2.6) qui fonctionnent l'un par surpression de gaz, l'autre par aspiration.

## 2.4 - Liste des facteurs qui gouvernent l'essai de coulabilité

L'essai de coulabilité, même sous sa forme simplifiée, fait intervenir différents facteurs qui rendent son analyse délicate :

### a - Les facteurs géométriques

Les facteurs géométriques sont essentiellement la longueur fluide  $Z_{fl}$ , longueur parcourue par le métal avant solidification, qui sert de mesure à la coulabilité, ainsi que la section du tube qui sert de moule, ou son rayon  $r_0$ . La rugosité du tube moule et l'épaisseur du moule interviennent également.

### b - Les facteurs thermiques

Ce sont essentiellement les propriétés thermiques du métal à couler et du moule :

- $\rho_0$ ,  $k_0$ ,  $C_0$ , masse volumique, conductivité thermique et capacité calorifique massique du moule,
- $\rho$ ,  $k$ ,  $C$ , masse volumique, conductivité thermique et capacité calorifique massique du métal,
- $\Delta H_F$ , enthalpie de fusion volumique du métal,
- $T_{eq}$ , température d'équilibre liquide-solide du métal. C'est la température de fusion pour un corps pur, la température de liquidus  $T_L$  pour un alliage,
- La surchauffe  $T_c - T_{eq}$ , écart entre  $T_c$ , température de coulée et  $T_{eq}$ ,
- $T_a$ , la température initiale du moule, généralement c'est la température ambiante,
- $h$ , éventuel coefficient d'échange entre le liquide et la paroi avec laquelle il échange de la chaleur.

### c - Les facteurs hydrodynamiques

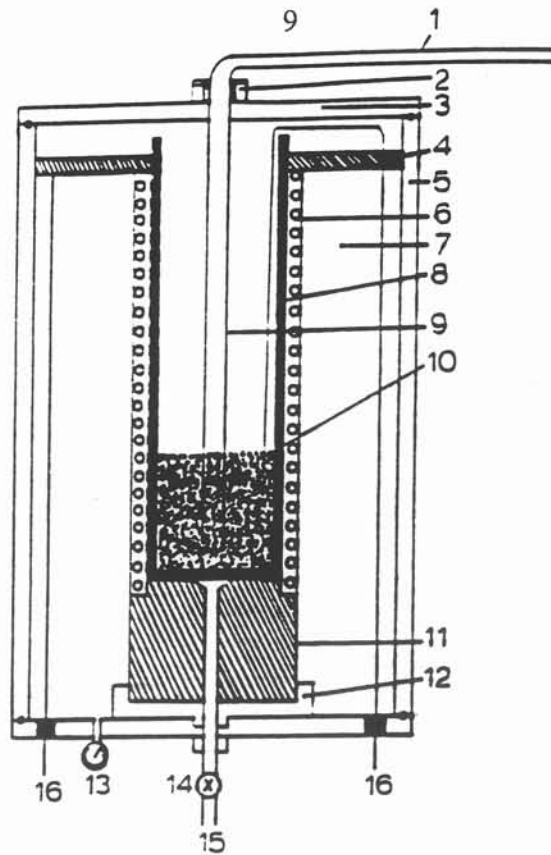


Figure 2.5 : Dispositif d'injection par surpression, d'après Pai et Jones (1985)

- |               |                    |
|---------------|--------------------|
| 1. Tube moule | 10. Métal liquide  |
| 2. Joint      | 13. Manomètre      |
| 6. Inducteur  | 14. Arrivée de gaz |

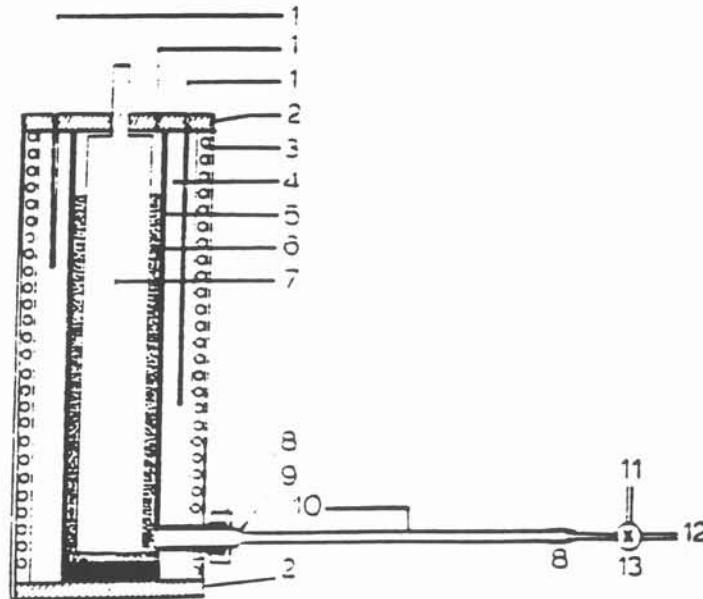


Figure 2.6 : Dispositif d'injection avec agitation, d'après Pai et Jones (1985)

- |                  |                          |
|------------------|--------------------------|
| 1. Thermocouple  | 7. Agitateur cylindrique |
| 3. Inducteur     | 10. Tube moule           |
| 4. Creuset       | 11. Vanne                |
| 6. Métal liquide | 12. Vide                 |

La coulabilité augmente avec la vitesse du liquide dans le tube moule. Elle augmente également si le métal liquide est agité à l'entrée du tube moule.

Les facteurs mentionnés par les auteurs sont :  $V$ , vitesse du métal liquide, si elle est mesurée, ou plus simplement  $V_0$ , vitesse à l'entrée du tube. Elle est adimensionalisée sous forme de nombre de Reynolds construit à l'aide du rayon intérieur du tube  $r_0$  comme échelle de distance :

$$\text{Re} = \frac{2r_0 V_0}{\nu} \quad (1)$$

$\nu = \rho/\mu$  viscosité cinématique

Dans certains essais, la vitesse du front peut être considérée comme constante sur toute la longueur fluide. Les auteurs parlent alors de "gel en masse". Ils supposent implicitement que le blocage s'est produit en tête du liquide (Figure 2.7).

Dans les autres essais, la vitesse décroît continument. Les auteurs parlent de "gel en croûte". Ils supposent alors qu'une croûte colonnaire a étranglé progressivement le courant liquide (Figure 2.8).

L'injection peut être produite soit par gravité, soit par surpression, soit par dépression. Dans l'annexe A, les 3 cas sont analysés d'un point de vue hydrostatique.

Les paramètres sont les suivants :

1)  $P_b - P_F$ , différence de pression entre front liquide et l'entrée du moule. Ce paramètre est dominant en coulée par dépression. Il peut être nul en coulée par gravité simple. En coulée sous haute pression, c'est plutôt le débit qui est contrôlé.

2)  $Z - Z_b$ , hauteur métallostatique. Elle intervient dans le travail des forces de gravité. Typiquement les essais de Biloni (1972) ou de Lang (1972) sont effectués avec  $Z - Z_b$  égale à quelques centimètres.

3)  $2\gamma/r_0$ , supplément d'énergie dû à l'augmentation de la surface métal-moule, compté par unité de volume coulé. Il réduit l'énergie cinétique du liquide. Pour Al,  $\gamma = 0,865 \text{ J.m}^{-2}$ . Avec un rayon  $r_0$  de 3 mm, ce supplément d'énergie revient à réduire la

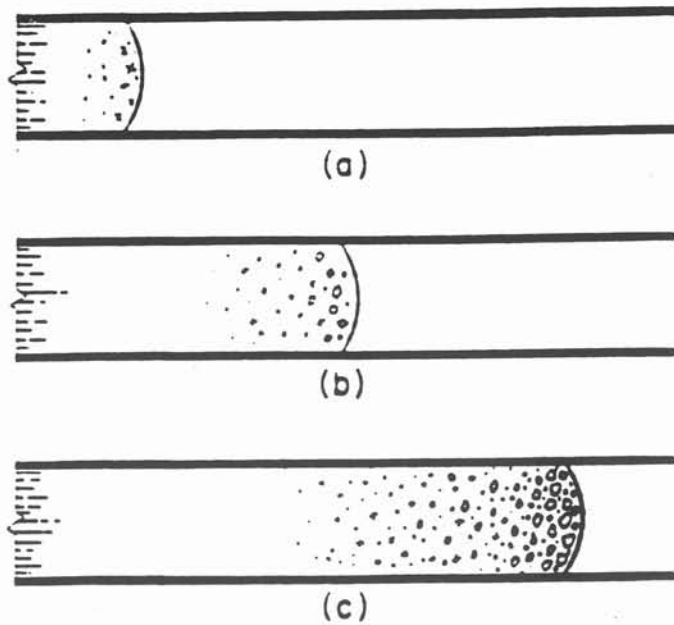


Figure 2.7 : Mécanisme du gel en masse d'après Flemings (1964)  
 a) la nucléation démarre au front  
 b) la nucléation se propage au sein du fluide alors que les premiers grains grossissent  
 c) l'écoulement s'arrête lorsque la fraction solide atteint une valeur suffisante

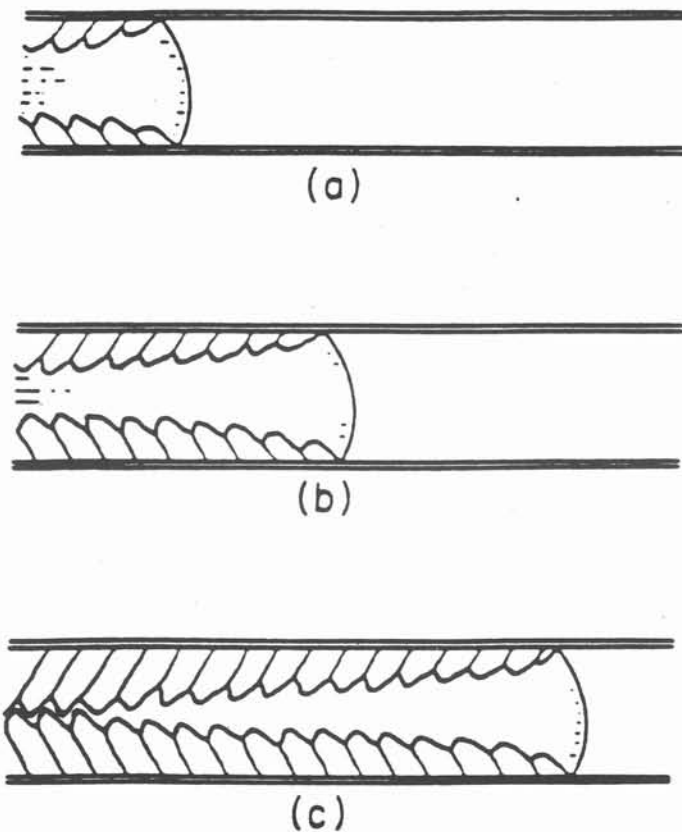


Figure 2.8 : Mécanisme du gel en croûte d'après Flemings (1964)  
 a) les grains colonnaires forment une croûte annulaire  
 b) les grains colonnaires se développent inclinés à contre courant  
 c) la croûte a envahi toute la section du canal

hauteur métallographique de quelques deux centimètres, ce qui n'est pas négligeable.

Par ailleurs, l'état hydrodynamique fait intervenir les effets visqueux dans le liquide. Ces effets sont toujours importants, en ce sens que la vitesse mesurée est beaucoup plus faible que ce que laisse prévoir le calcul "hydrostatique". En fait ces effets visqueux sont principalement produits par l'entrée du moule (Flemings 1964). La partie tubulaire du moule est relativement courte, les vitesses sont modestes, de sorte que les notions classiques de turbulence établie en tube ne s'appliquent pas.

La viscosité, propriété intrinsèque du liquide, dépend de la température et de la composition. Des mesures ont été réalisées pour certains alliages binaires Al-Si (Figure 2.9) dans la gamme de température et de composition typique d'alliages de fonderie. Elles montrent que la viscosité peut varier d'un facteur 2, ce qui est considérable. En fait, ce facteur 2 ne peut s'appliquer tel quel à la variation de la coulabilité. En effet les effets visqueux évoqués plus haut dépendent de la distribution de l'écoulement à l'entrée du moule, laquelle peut changer. Ils demandent une étude cas par cas.

L'état d'agitation du liquide à l'entrée du tube-moule a également de l'importance. Pai et Jones (1985, 1987) ont montré sur Sn pur que l'agitation du liquide augmente la coulabilité, tant que la surchauffe reste modeste (de 0 à 50 K).

#### **d - Les facteurs métallurgiques**

Parmi les facteurs métallurgiques, on peut compter les caractéristiques de l'équilibre liquide-solide, par exemple  $T_{eq}$ , température de liquidus, ou température de fusion si le métal est pur, ou l'intervalle de solidification  $T_{eq} - T_s$ ,  $T_s$  étant la température de solidus, la pente du liquidus, le coefficient de partage liquide-solide, et tout ce qui permet de discuter le mécanisme de la solidification et la structure résultante.

Suite aux travaux de Portevin et Bastien (1934), il est reconnu que les changements de mécanisme de solidification doivent être pris en compte pour expliquer la variation de coulabilité avec la composition dans les alliages binaires (Figure 2.10). La coulabilité est maximale pour le métal pur ou les composés purs et pour la composition eutectique, toutes compositions pour lesquelles l'intervalle de solidification est nul, de sorte que le front solide-liquide dessine une isotherme. La coulabilité décroît depuis le métal pur jusqu'à la limite de solubilité, en raison inverse de l'intervalle de solidification qui croît. Pour ces compositions, le front solide-liquide s'étend entre l'isotherme liquidus et

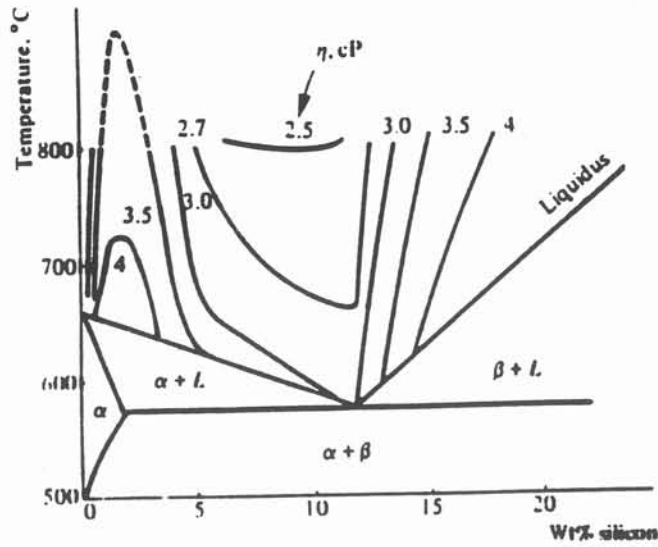


Figure 2.9 : Variation de la viscosité de l'alliage Al-Si en fonction de la température, d'après Jones et Bartlett (1952) citée par Geiger et Poirier (1980)

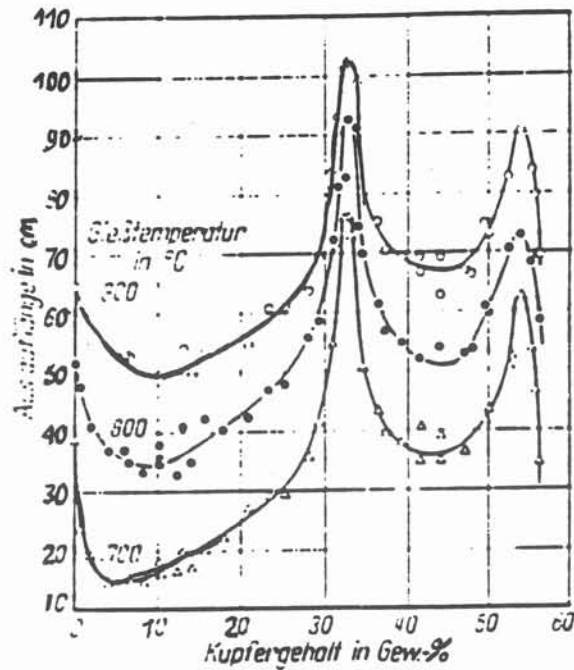


Figure 2.10 : Variation de la coulabilité en fonction de la composition, d'après Lang (1972)

l'isotherme solidus. Il a habituellement une morphologie dendritique.

## 2.5 - Quelques modèles thermiques relatifs à l'essai de coulabilité

### 2.5.1 - Les modèles thermiques quasi-statiques en deux temps

Cette classe de modèles conduit à des solutions analytiques qui expriment l'influence des facteurs géométriques et thermiques sur la durée fluide  $\theta_{fl}$ . Cette dernière est la somme de deux contributions :

$$\theta_{fl} = \theta_1 + \theta_2 \quad (2)$$

En effet, en solidification la variation d'enthalpie est analysée en deux termes  $dH = \rho C dT - \rho \Delta H_F df_s$ . Le premier terme est nommé "Variation de la chaleur sensible par opposition au deuxième terme nommé "Variation de la chaleur latente"

$\theta_1$ , durée d'évacuation de la surchauffe  $T_c - T_{eq}$  correspond au premier terme et  $\theta_2$ , durée d'extraction de la chaleur latente correspond au deuxième terme.

La longueur fluide s'en déduit seulement si la vitesse  $V_0$  est constante et connue :

$$Z_{fl} = V_0 * \theta_{fl} \quad (3)$$

Les durées  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont calculées dans deux cas types (détail des calculs en annexe B) :

#### 2.5.1.1 - Transferts contrôlés par diffusion dans le moule.

Ce modèle est clairement explicité par Ragone, Mc Adams et Taylor en 1956 (Annexe B, modèles B et D1). L'hypothèse est qu'il y a contact parfait entre le métal liquide et le moule, et que celui-ci est semi-infini et plan, à température initiale  $T_a$ . Pour les temps courts, la propriété importante est l'effusivité du moule.

$$b_0 = (k_0 \rho_0 C_0)^{1/2} \quad (4)$$



$$\theta_1 = \frac{\pi}{16} \left( \frac{r_0 \rho C}{b_0} \right)^2 \left[ \ln \left( 1 + \frac{T_c - T_{eq}}{T_{eq} - T_a} \right) \right]^2 \cong \pi \left( \frac{r_0 \rho C}{b_0} \right)^2 \left( \frac{T_c - T_{eq}}{T_{eq} - T_a} \right)^2 \quad (5)$$

$$\theta_2 = \frac{\pi r_0^2}{16 b_0^2} \left( \frac{\rho \Delta H_F}{T_{eq} - T_a} \right)^2 \quad (6)$$

Flemings considère que ce modèle s'applique lorsque le moule est peu conducteur (moule en sable ou moule en céramique fortement isolé).

Les différents paramètres invoqués sont tous des propriétés intrinsèques du métal ou du moule. Cependant, le modèle prévoit que  $\theta_1$  varie en fonction du carré de la surchauffe, ce qui n'est pas souvent vérifié par l'expérience.

### 2.5.1.2 - Transferts contrôlés par une résistance thermique

Ici les échanges thermiques entre métal et moule sont représentés par un coefficient d'échange  $h$ , supposé constant (Annexe B, modèles A et C1).

$$\theta_1 = \frac{r_0 \rho C}{2h} \left[ \ln \left( 1 + \frac{T_c - T_{eq}}{T_{eq} - T_a} \right) \right] \quad (7)$$

$$\text{Approximation : } \theta_1 = \frac{r_0 \rho C}{2h} \frac{T_c - T_{eq}}{T_{eq} - T_a} \quad (8)$$

$$\theta_2 = \frac{r_0 \rho \Delta H_F}{2h (T_{eq} - T_a)} \quad (9)$$

Habituellement  $h$  est calculé à partir du temps fluide  $\theta_{fl}$  extrapolé à surchauffe nulle. Ce modèle est cité brièvement par Bastien et Portevin (1934), puis repris par Ragone, Mc Adams et Taylor (1956) et détaillé par Flemings (1964). Ce dernier considère que ce modèle s'applique lorsque le moule est peu isolant.

### 2.5.1.3 - Discussion des modèles analytiques

L'idée du contrôle par la diffusion thermique est physiquement simple, et le modèle ne comporte aucun paramètre ajustable. Malheureusement les valeurs calculées ne semblent pas réalistes, comme nous le verrons au chapitre 6.

Les modèles de contrôle par résistance thermique n'ont pas cette difficulté puisque

$h$  est traité comme un paramètre ajustable. Mais d'autres problèmes se posent alors.

Les idées physiques concernant cette résistance thermique sont détaillées par Nathalie Rougnon-Glasson (1993). Le contact parfait métal-moule est limité aux seules pointes des rugosités du moule. Très rapidement des îlots solides se forment sur ces pointes. Entre ces îlots, des bulles de gaz gonflent et coalescent en formant une voûte. Enfin une croûte de métal solide se forme, elle devient rigide, la contraction thermique la détache du moule. Nathalie Rougnon-Glasson (1993) propose une expression semi-empirique de  $h$  qui dépend :

- de la vitesse  $V$  du liquide,
- des propriétés thermiques du métal et du moule,
- de la rugosité du moule,
- du temps.

Des mesures (voir par exemple Schmidt (1992)) montrent que  $h$  a une valeur initiale très élevée, et décroît très rapidement avec une allure exponentielle. Donc l'approximation  $h$  constante est très grossière. Flemings (1964) suppose que la résistance d'interface agit en série avec la diffusion dans le moule, mais il garde  $h$  constant. Prates et Biloni (1972) examinent une solution plus évoluée, exposée par Carslaw et Jaeger (1959). Elle suppose une résistance thermique à l'interface, ainsi que la diffusion dans le moule et son réchauffement (Annexe B, modèle F). Le flux transféré entre le métal et le moule diminue alors rapidement en fonction du temps, comme on le suppose intuitivement. Cependant, pour l'essai de coulabilité, les temps sont très courts, de sorte que ce modèle donne des réponses pratiquement identiques à celles de la résistance thermique constante, beaucoup plus simple d'emploi.

Les modèles analytiques ne distinguent pas entre solidification colonnaire et solidification équiaxe (annexe B). Ils ne distinguent pas si la section qui bloque le mouvement est en tête du liquide, en principe plus "froid" (mécanisme supposé du gel en masse), ou par cristallisation d'une croûte annulaire au voisinage de l'entrée (mécanisme supposé du gel en croûte).

En fait la durée fluide  $\theta_{fl}$  est calculée pour une "section critique", la première à atteindre la fraction solide critique. En particulier si la "section critique" ne se déplace pas à la vitesse  $V$  du front fluide, alors elle est traversée par un flux convectif qui change l'expression du bilan thermique.

Concernant la fraction solide critique, Flemings (1964) indique qu'elle peut être déterminée expérimentalement :

$$f_{\text{crit}} = \frac{C_p}{\Delta H_F} \left( \frac{Z_{fl}}{\frac{\partial Z_{fl}}{\partial T_c}} \right)_{T=T_{\text{eq}}} \quad (10)$$

### 2.5.2 - Evolution transitoire de la croûte annulaire

Contrairement à ce qui est supposé par les modèles simples, l'étape de cristallisation ne peut pas être séparée de l'évacuation de la surchauffe. En effet, tout de suite en arrière du ménisque qui progresse dans le tube, même si le liquide axial est surchauffé, la couche annulaire de métal en contact avec le moule a une température nettement plus faible que  $T_{\text{eq}}$ . Dans l'approximation du contact parfait entre une tranche liquide à température  $T_b$  et le moule à température  $T_a$  le contact se fait à la température  $T_P$  :

$$T_P = \frac{b_L T_b + b_0 T_a}{b_L + b_0} \quad (11)$$

avec  $b = (k \rho C)^{1/2}$ , effusivité du milieu considéré, métal liquide (indice L), ou moule (indice 0).

Par conséquent, en supposant les surfusions négligeables, une couche annulaire solide se forme. Mais celle-ci peut soit se développer jusqu'à fermer la veine, soit refondre par suite de l'arrivée de liquide vierge surchauffé.

Matsuda et Uhmi (1981) abordent ce problème dans un modèle thermique purement diffusif. Ils combinent les solutions analytiques de plusieurs problèmes de diffusion simplifiés. L'exploitation nécessite un traitement numérique relativement complexe.

### 2.5.3 - Autres modèles thermiques

Ce paragraphe mentionne brièvement quelques modèles dans lesquels la chaleur sensible apportée par la convection du liquide est prise en compte. Tous ces modèles

visent à décrire l'évolution transitoire de la croûte annulaire qui se développe à partir de la paroi, et peut soit refondre, soit croître et bloquer la veine liquide.

Szekely et Di Novo (1974) traitent le problème numériquement. Le liquide a une température qui dépend du temps et de l'abscisse. Il échange avec la paroi suivant un coefficient d'échange newtonien. La chaleur s'évacue par conduction dans la croûte puis dans le tube, jusqu'à l'air extérieur traité avec un autre coefficient d'échange. Ce modèle est le premier à montrer l'effet de la surchauffe, de la préchauffe du tube et de la vitesse sur la refusion de la croûte annulaire. Le même problème est traité chez Thomason, Mulligan et Everhart (1978). La température du moule est imposée, ainsi que la vitesse du liquide. L'échange thermique entre le métal liquide et la paroi est contrôlé par un coefficient d'échange. Les échanges thermiques sont traités dans une approximation d'état permanent. Le modèle est appliqué à la formation d'un anneau de glace et montre des effets analogues à ceux de Szekely et Di Novo (1974).

Kölling et Grigull (1981) traitent également l'évolution de la croûte annulaire. Le débit du liquide est imposé, ainsi que la température extérieure du tube. Il y a diffusion de la chaleur dans le liquide, avec convection axiale, diffusion dans le solide et diffusion dans le moule. L'originalité de ce modèle est que la contraction thermique du solide crée un anneau d'air qui provoque une forte résistance thermique. Ce modèle traduit convenablement la courbe distance-temps mesurée par Ragone (1956) sur l'étain, dans un tube en verre, ainsi que des résultats de Lang (1972) sur l'aluminium dans un moule tubulaire en fonte.

## 2.6 - Mécanisme de solidification

L'éprouvette de coulabilité a la forme d'une baguette, droite ou en spirale. Comme tous, les produits coulés, elle est polycristalline. Les cristaux formés par solidification ont une forme et une taille qui varient suivant la position dans la pièce.

Comme dans un lingotin, l'observation sur une coupe macrographique présente habituellement une structure de solidification en trois zones : la zone de peau formée de grains très fins, la zone colonnaire formée de grains orientés et la zone équiaxe. Les cristaux équiaxes se sont formés en suspension dans le liquide. Les cristaux colonnaires se sont formés contre la paroi du moule. Ils ont grossi en restant interconnectés sous forme d'un anneau solide accroché à la paroi. Cette distinction a été formulée par Portevin

et Bastien (1934), qui associent la forme équiaxe avec les grandes valeurs de l'intervalle de solidification  $T_L - T_S$ . Elle est clairement détaillée par Flemings (1964), qui fait remarquer que les joints de grains colonnaires sont inclinés à contre-courant et qu'ils portent ainsi la trace de l'écoulement. Une information supplémentaire est fournie par Prates et Biloni (1972), qui signalent qu'une transition colonnaire équiaxe existe pour une valeur critique du nombre de Reynolds du fluide, entre 1000 et 2500 pour les alliages Al-Cu de 0,5 à 5 %Cu (Figure 2.11). Ils associent cette modification de structure métallurgique à la transition laminaire-turbulent de l'écoulement. En fait, étant donné la faible longueur des baguettes, si la turbulence existe, elle résulte d'un effet d'entrée.

De même l'effet de l'agitation du liquide, qui augmente la coulabilité en cas de surchauffe modeste, pourrait être expliqué par un déclenchement précoce de la turbulence associée à l'entrée.

Les paramètres de la structure de grains peuvent être classés en trois catégories: la composition, les paramètres thermiques et l'état convectif du liquide (F. Durand (1992)).

La composition peut être représentée par l'intervalle de solidification, c'est-à-dire le domaine de température situé entre  $T_L$ , température du liquidus, et  $T_S$ , température du solidus. Les alliages à grains fins et équiaxes ont habituellement un intervalle de solidification relativement grand. Le nombre volumique de grains est une fonction croissante de la vitesse de refroidissement. Le brassage réduit la zone colonnaire, favorise la zone équiaxe et réduit la taille des grains équiaxes.

La répartition de l'espace entre grains équiaxes et grains colonnaires résulte d'une compétition. Les différents types de cristaux germent et croissent suivant les lois de la physico-chimie métallurgique. Le chapitre 5 et l'annexe D présenteront un cas simple. Les grains colonnaires s'arrêtent là où les grains équiaxes ont occupé l'espace avant eux. Le modèle de John Hunt (1984), établi pour la croissance unidirectionnelle contrainte ( $G$  et  $V$  imposés) montre que la compétition entre les structures colonnaire et équiaxe dépend du gradient thermique  $G$  à l'interface solide-liquide et de la vitesse  $v$  de progression du front colonnaire (Figure 2.12). Nous remarquons que plus le gradient thermique est faible et plus la vitesse limite de progression du front colonnaire pour avoir une structure équiaxe est faible (Figure 2.12.a). Cette vitesse limite diminue lorsque la teneur en soluté augmente (Figure 2.12.b). Dans le cas présent, le soluté est du cuivre. La vitesse limite diminue aussi avec la surfusion de nucléation (Figure 2.12.c) et avec la densité de germes (Figure 2.12.d).

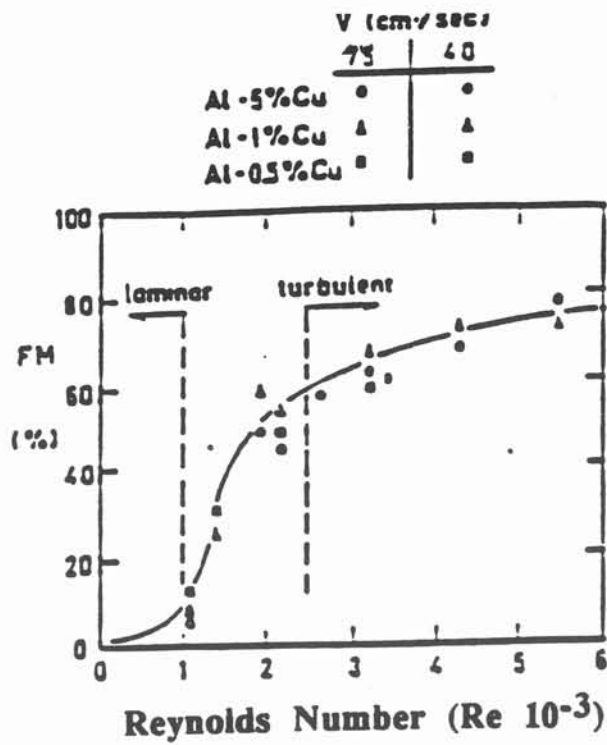


Figure 2.11 : Pourcentage équiaxe en fonction du Re pour différents alliages d'Al-Cu et pour deux vitesses d'écoulement, d'après Prates et Biloni (1972)

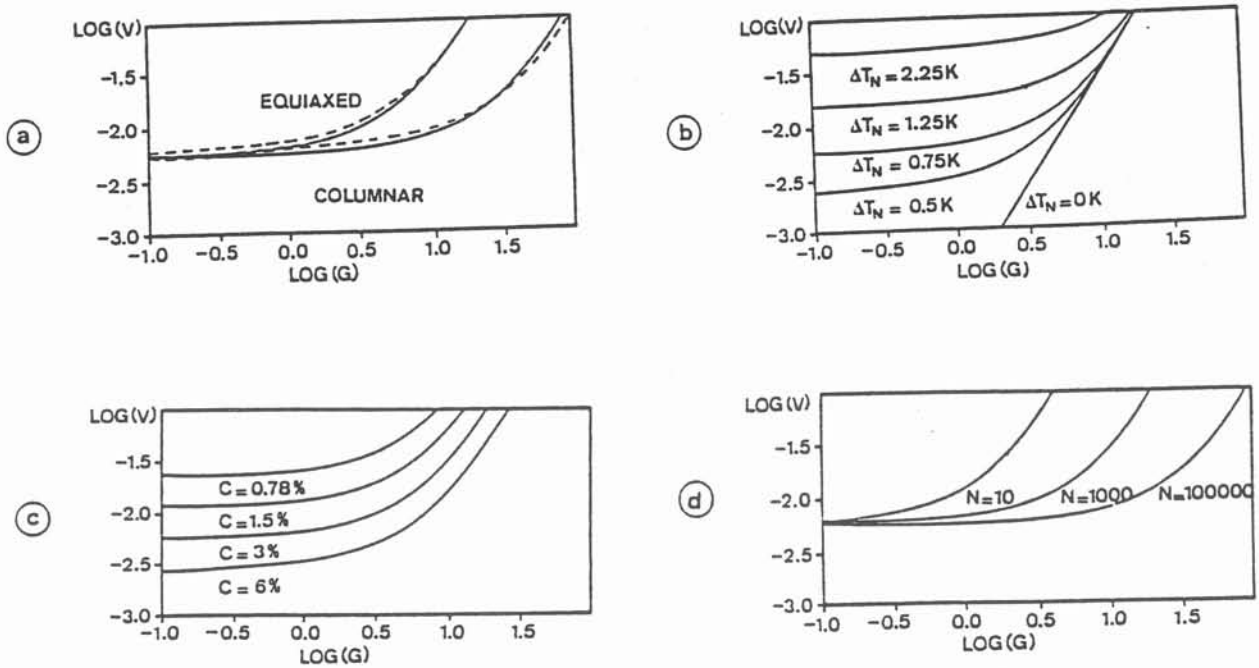


Figure 2.12 : Compétition colonnaire-équiaxe dans un alliage Al-Cu 3%, calculs d'après J.D. Hunt (1984)

- a) Limite de la structure équiaxe, en haut, et de la structure colonnaire, en bas
- b) Effet de la composition sur la limite de la structure équiaxe
- c) Effet de la surfusion de nucléation
- d) Effet de la densité des germes

## 2.7 - Conclusion

Suite aux travaux de grands anciens, Portevin, Bastien, Taylor, Flemings et beaucoup d'autres, il est clair que, en plus des facteurs thermiques et géométriques, les mécanismes de solidification jouent un rôle essentiel. L'essai de coulabilité apporte des exemples de la compétition entre solidification colonnaire et solidification équiaxe, dans des conditions hydrodynamiques plus simples que celles de la solidification en lingots. L'objectif du présent mémoire est de recueillir des mesures sur les conditions hydrodynamiques et thermiques, en relation avec la structure métallurgique, en vue de mettre à l'épreuve les modèles existants.







## Chapitre 3

### Essais sur la fonte et sur un alliage d'aluminium

#### 3.1 - Choix des alliages et des techniques de coulée

Deux alliages ont été choisis, la fonte, et l'alliage Al-2% Cu.

La fonte avait été choisie antérieurement dans le programme européen COST 504-2. L'injection de la fonte dans un tube est un moyen d'agir sur la compétition entre la fonte grise et la fonte blanche.

L'alliage Al-2% Cu possède une structure de solidification qui est l'une des plus faciles à étudier. L'injection permet d'agir sur la transition colonnaire-équiaxe.

Pour injecter le métal dans un moule en forme de tube, nous avons le choix entre plusieurs techniques :

a - La coulée par gravité dans laquelle l'hydrodynamique est réglé par le dénivelé entre le point de la coulée et le point bas du moule. Ce système a été écarté car le contrôle de l'engorgement à l'entonnoir est très délicat.

b - La coulée par aspiration : ce système a été adopté car le contrôle de la coulée est plus direct.

c - La coulée par action d'un piston : nous nous sommes servis de ce système à la fin du programme. Quelques essais sur l'alliage Al-2% Cu ont été réalisés à l'Ecole Nationale des Arts et Métiers de Paris dans une machine de coulée sous pression. La vitesse du piston d'injection est contrôlée.

Dans ces essais, nous avons voulu accéder à plusieurs types d'informations sur l'hydrodynamique du liquide dans le tube, son état thermique, et la structure métallurgique.

Dans un moule transparent (silice vitreuse), par enregistrement vidéo, la vitesse de

l'écoulement est déduite du déplacement du front. Par contre, la mesure de la température est très délicate, car la fixation des thermocouples est difficile.

Pour les moules opaques (acier doux), la fixation de thermocouples est plus facile, mais la détermination de la vitesse n'est plus directe. Elle peut être déduite du passage du front chaud au niveau des thermocouples.

Les moules employés ont un diamètre intérieur inférieur à 6 mm. Par conséquent, l'injection dure quelques dixièmes de seconde. L'enregistrement des températures est nécessairement très rapide. Le système d'acquisition de températures est formé par une centrale de mesure, un micro-ordinateur, un émulateur (PC vers HP), un voltmètre rapide et un multiplexeur.

Nous avons utilisé une centrale Hewlett-Packard 3852A, munie d'un système "Data Acquisition Unit". Ce système permet l'acquisition de données, leur dépaquetage, leurs traitements mathématique et graphique. Les programmes sont écrits en langage BASIC. Ils sont transmis à la centrale et au voltmètre rapide par l'intermédiaire d'un émulateur BASIC --- HP. L'émulateur est une carte qui se trouve à l'intérieur du boîtier de la centrale. L'acquisition rapide des données est rendue possible par la présence d'un câble GPIO permettant des fréquences de mesure jusqu'à  $10^5$  Hz. Dans notre cas, nous avons travaillé à une fréquence de 1250 Hz.

Pour les différents dispositifs expérimentaux, nous avons utilisé des thermocouples préparés de la même manière. Un certain nombre de précautions sont à prendre pour leur préparation. Nous avons utilisé les fils provenant de 2 bobines de qualité dite demi-norme. Les deux fils ont un diamètre de 0,25 mm, ils sont gainés séparément par de la soie de verre. Ils sont dénudés sur la longueur utile, puis, ils sont passés dans une gaine bifilaire en alumine de longueur 30 mm et de diamètre extérieur 1,8 mm avec deux trous de 0,6 mm de diamètre. Les fils du thermocouple sont torsadés sur 2 mm environ, afin d'obtenir la plus petite boule possible au moment de la soudure. Celle-ci est faite à l'aide de la technique dite "TIG".

## 3.2 - Fusion et injection du métal

### 3.2.1 - Introduction

L'alliage est fondu par induction dans un creuset placé dans un four. Ce dernier est constitué par un inducteur, formé par plusieurs spires d'un tube en cuivre refroidi par eau, placé dans une céramique réfractaire. Le tout est relié à un générateur à moyenne fréquence. Des courants de Foucault sont induits dans la charge. Par effet Joule, la charge chauffe progressivement jusqu'à devenir liquide.

Au cours du programme, nous avons expérimenté plusieurs dispositifs d'injection du métal. Leur choix et leur mise au point ont demandé de nombreux essais auxquels 3 autres chercheurs ont participé (Aron, De Benedittis et Paillard), et plusieurs modifications. Ils présentent chacun des avantages et des inconvénients.

### 3.2.2 - Dispositif fonte 1

Dans ce dispositif (Figure 3.1), le tube moule est en silice transparente. Il a une longueur de 1 m et un diamètre intérieur de 5 mm. Le creuset dans lequel s'effectue la coulée est à l'intérieur d'une enceinte résistante à une surpression. L'injection du métal dans le tube est réalisée par air comprimé. Le poste de coulée est donc séparé du poste de fusion. Le transfert du creuset, la mise en place du tube et du couvercle demandent des opérations peu reproductibles. De plus des fuites d'air se produisent. Le dispositif n'a pas dépassé le stade des essais préliminaires.

### 3.2.3 - Dispositif fonte 2

Dans ce dispositif (Figure 3.2), la fusion et la coulée s'effectuent à partir du même poste sans déplacement du creuset. Le tube de coulée est en silice. La partie principale est horizontale, afin de réduire l'effet de la gravité. L'injection du métal dans le tube est effectuée par aspiration. Le tube est relié à un réservoir à vide par un flexible en caoutchouc. L'aspiration est déclenchée par l'ouverture d'une électrovanne.

Le tube est fixé sur une règle graduée pour s'affranchir du problème d'échelle lors de l'enregistrement vidéo. Pour marquer l'entrée du métal dans le tube, une lampe à diode électro-luminescente est branchée en parallèle avec l'électrovanne qui commande l'aspiration. A l'entrée, le tube est courbé.

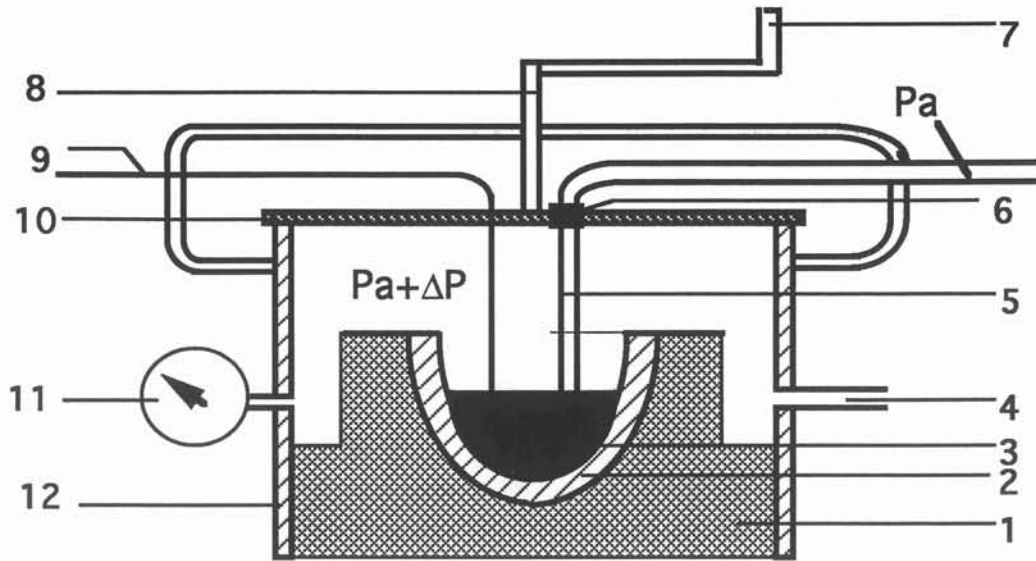


Figure 3.1 : Poste de coulée du dispositif fonte 1, d'après Aron (1988)

- |                                   |                         |
|-----------------------------------|-------------------------|
| 1. Garnissage réfractaire         | 7. Manivelle de serrage |
| 2. Creuset en carbure de silicium | 8. Tige filetée         |
| 3. Fonte liquide                  | 9. Thermocouple         |
| 4. Arrivée d'air comprimé         | 10. Bouchon en acier    |
| 5. Tube en silice                 | 11. Manomètre           |
| 6. Joint torique                  | 12. Enceinte principale |
| Pa. Pression atmosphérique        |                         |

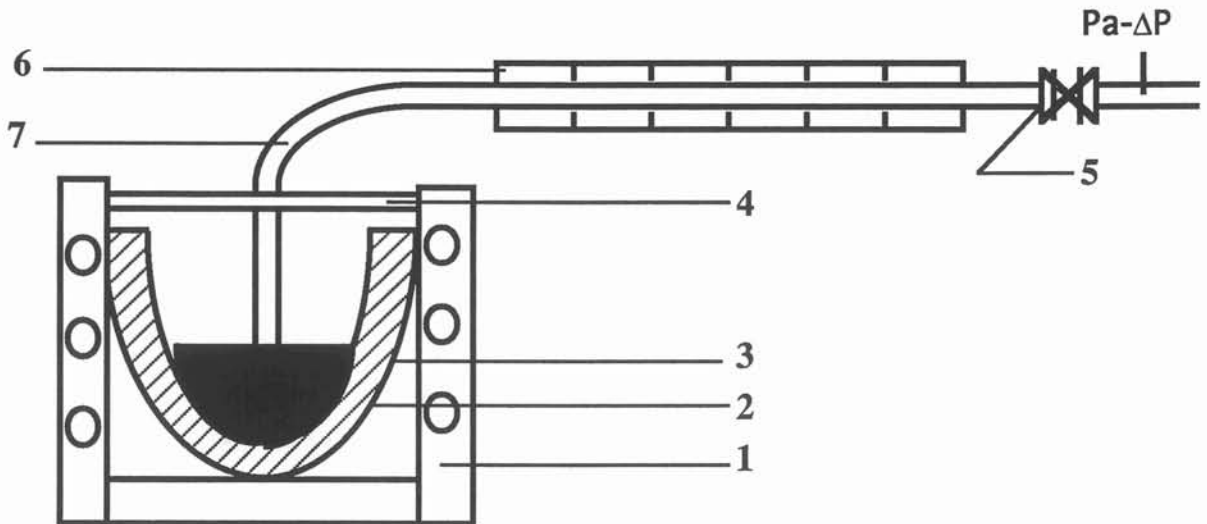


Figure 3.2: Poste de coulée du dispositif fonte 2, d'après De Bénédictis (1990)

- |                                   |                      |
|-----------------------------------|----------------------|
| 1. Inducteur                      | 4. Couvercle isolant |
| 2. Creuset en carbure de silicium | 5. Electrovanne      |
| 3. Fonte liquide                  | 6. Règle graduée     |
| Pa. Pression atmosphérique        | 7. Tube en silice    |

Toutefois une étude hydrodynamique avec de l'eau (De Benedittis, 1990) a montré que, dans certaines conditions, le front liquide-gaz progresse par sauts pseudo-périodiques. Les baguettes métalliques coulées dans ces conditions montrent des cavités et des discontinuités. En plus, l'utilisation d'un tube en silice courbé complique énormément le déroulement des expériences (fragilité du tube, difficultés d'obtenir une courbure reproductible) et les rendent beaucoup plus chères.

#### **3.2.4 - Dispositif fonte 3**

Dans le troisième dispositif (Figure 3.3), le tube en silice est rectiligne et vertical. L'injection est toujours effectuée par aspiration. Une vanne manuelle progressive remplace l'électrovanne afin de supprimer les a-coups observés lors du dispositif précédent (Paillard, 1991). Cependant les baguettes coulées sont en plusieurs morceaux ou creuses à l'intérieur. Il a été conclu que cette injection pulsée résulte d'un phénomène analogue à un coup-de-bélier, une onde de pression se propageant par aller et retour dans la veine de gaz pendant l'aspiration. Ce problème sera corrigé dans le dispositif fonte 6.

#### **3.2.5 - Dispositif fonte 4**

L'objectif est la mesure de température à certains endroits du tube. Ce dispositif est analogue au précédent, mais des trous sont percés dans le tube en silice. Des thermocouples placés dans ces trous effleurent la paroi interne du tube. Ils sont collés par ciment réfractaire. Cette technique étant difficilement contrôlable. La précision sur la position des thermocouples n'est pas assez grande devant les dimensions caractéristiques du tube. En plus, les thermocouples ainsi que les trous réalisés dans la silice sont à l'origine de perturbations hydrodynamiques, faussant tout résultat de mesure.

#### **3.2.6 - Dispositif fonte 5**

Pour résoudre ces problèmes, un moule métallique démontable en deux parties a été réalisé (Figure 3.4). Il est réutilisable. Les thermocouples effleurent la paroi interne du moule et ils sont fixés. Leur position est facilement contrôlable. L'injection du métal dans le moule est effectuée par aspiration. Des joints de différents types ont été expérimentés (graisse à vide, mastic et graisse de filetage) sans que les résultats obtenus soient concluants. Les baguettes obtenues sont en plusieurs morceaux et présentent un mauvais état de surface. Le dispositif n'a pas dépassé le stade des essais préliminaires.

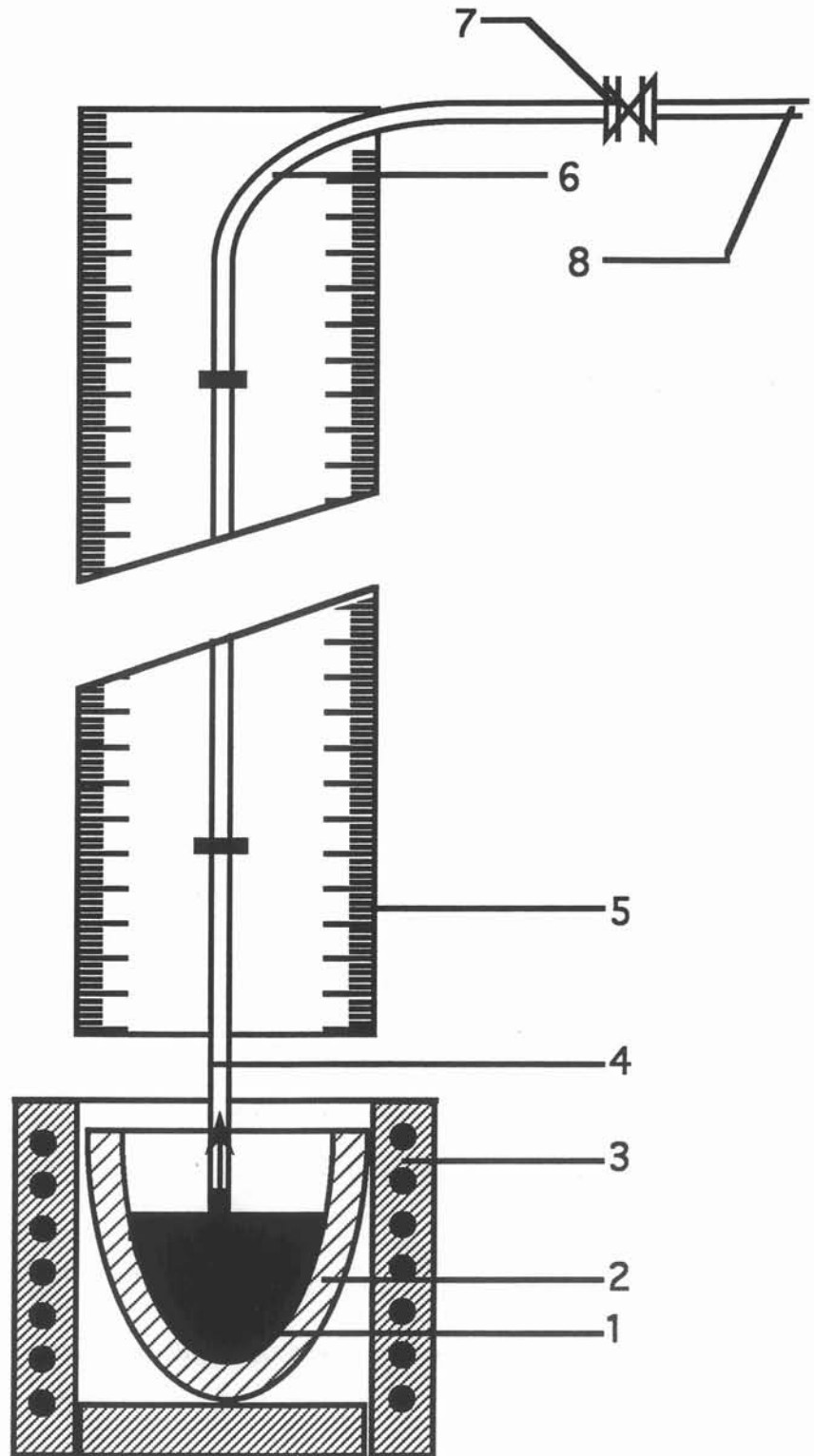


Figure 3.3 : Dispositif fonte 3, d'après Paillard (1991)

- 1 . Fonte Liquide
- 2 . Creuset en carbure de silicium
- 3 . Chauffage par induction
- 4 . Tube en silice

- 5 . Règle graduée
- 6 . Tuyau à vide
- 7 . Vanne manuelle
- 8 . Vide

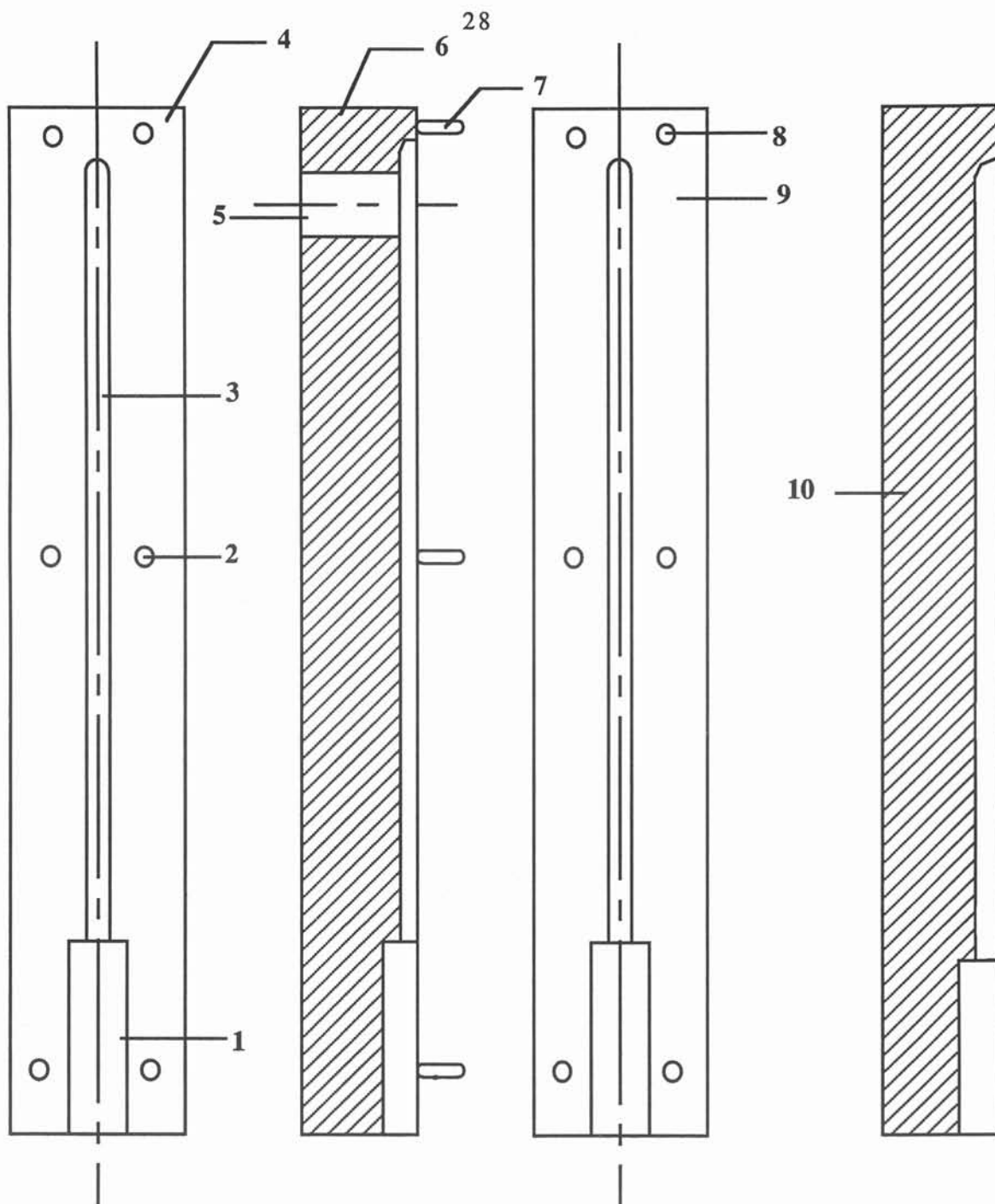


Figure 3.4 : Moule démontable en acier doux (d'après Paillard)

1. Rainure pour fixer le tube en silice
2. Trou pour téton
3. Empreinte
4. Base du moule (vue de face)
5. Trou d'aspiration

6. Base du moule (vue en coupe)
7. Téton
8. Trou de fixation
9. Couvercle (vu de face)
10. Couvercle (vu en coupe)



### 3.2.7 - Dispositifs fonte 6 et fonte 7

Des résultats précédents, nous avons conclu qu'il fallait choisir entre la mesure de température et l'enregistrement vidéo du déplacement du métal dans le tube. Nous avons donc séparé l'étude hydrodynamique et la mesure de température.

Pour suivre le déplacement de l'avancement du front du métal dans le tube, nous avons utilisé le dispositif fonte 3 avec quelques améliorations. En effet, des observations sur une maquette en eau ont montré que le mouvement du front liquide-gaz est monotone à condition de faire l'aspiration à travers une perte de charge constituée par une vanne aiguille. Cette perte de charge a été rajoutée, et la vanne manuelle qui commande l'aspiration a été remplacée par une électrovane (Figure 3.5). Les baguettes coulées sont en un seul morceau, et elles sont saines pour la plupart des essais.

Dans ce dispositif, nous cherchons à déterminer la température en un point de la baguette. L'emploi de thermocouples placés dans la veine liquide crée des perturbations hydrodynamiques qui sont indésirables. Mais surtout, plusieurs essais ont montré que les températures mesurées ainsi n'atteignent pas la température du liquidus. Donc elles ne fournissent pas d'informations directes sur la solidification. Nous n'avons donc pas poursuivi dans ce sens.

La mesure de température par pyrométrie optique s'effectue sans contact avec le métal liquide. De plus, sa réponse est pratiquement immédiate.

C'est le front liquide-gaz qui le plus facilement accessible au pyromètre. Le dispositif dérive de fonte 3. Le mouvement du liquide est suivi par enregistrement vidéo comme précédemment. Un pyromètre bichromatique est placé dans l'axe du tube (Figure 3.6). Ses caractéristiques lui permettent d'avoir une mise au point nette de 0,4 m à l'infini. La mesure de température reste inchangée malgré le changement de la position de l'objet visé.

### 3.2.8 - Dispositif aluminium 1

Le dispositif aluminium 1 (Figure 3.7) dérive du dispositif fonte 6 avec quelques modifications.

Le moule est un simple tube en acier doux. Les thermocouples sont fixés à la paroi

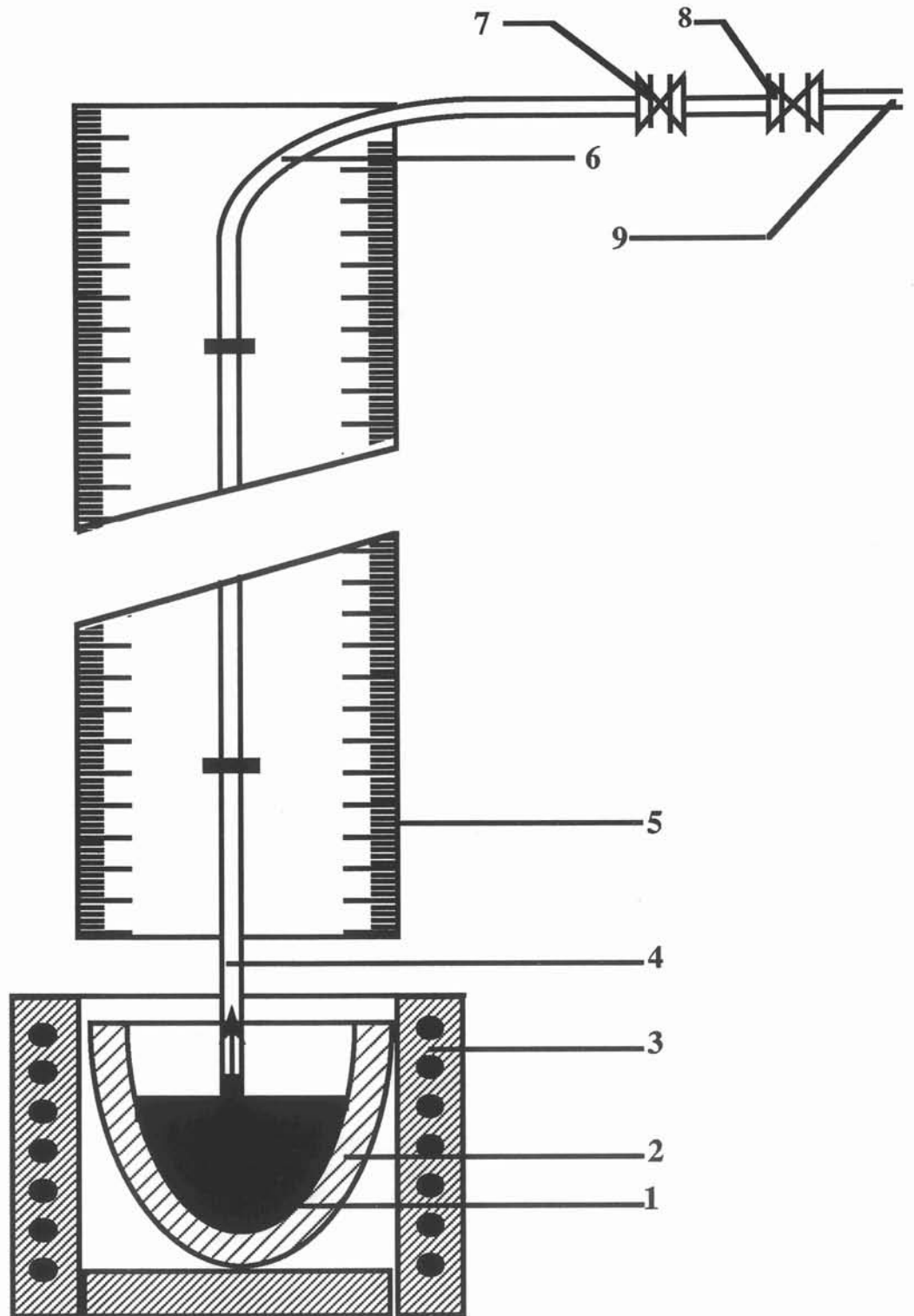


Figure 3.5 : Dispositif fonte 6

- 1 . Fonte liquide
- 2 . Creuset en carbure de silicium
- 3 . Chauffage par induction
- 4 . Tube en silice
- 9 . Vide

- 5 . Règle graduée
- 6 . Tuyau à vide
- 7 . Vanne aiguille
- 8 . Electrovanne

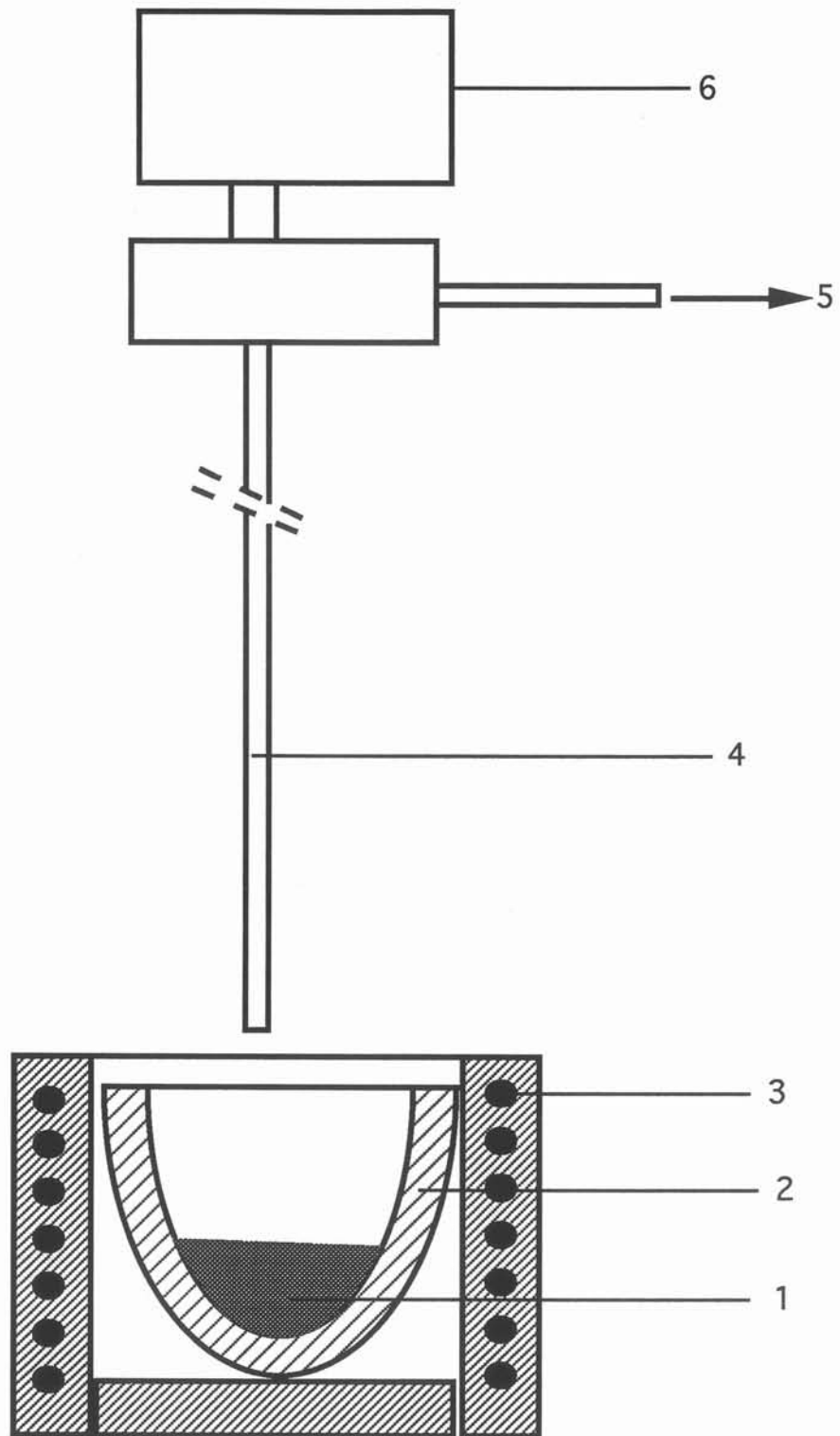


Figure 3.6 : Dispositif fonte 7 pour la mesure de la température du front

- |                                   |                   |
|-----------------------------------|-------------------|
| 1. Fonte                          | 4. Tube en silice |
| 2. Creuset en carbure de silicium | 5. Vide           |
| 3. Chauffage par induction        | 6. Pyromètre      |

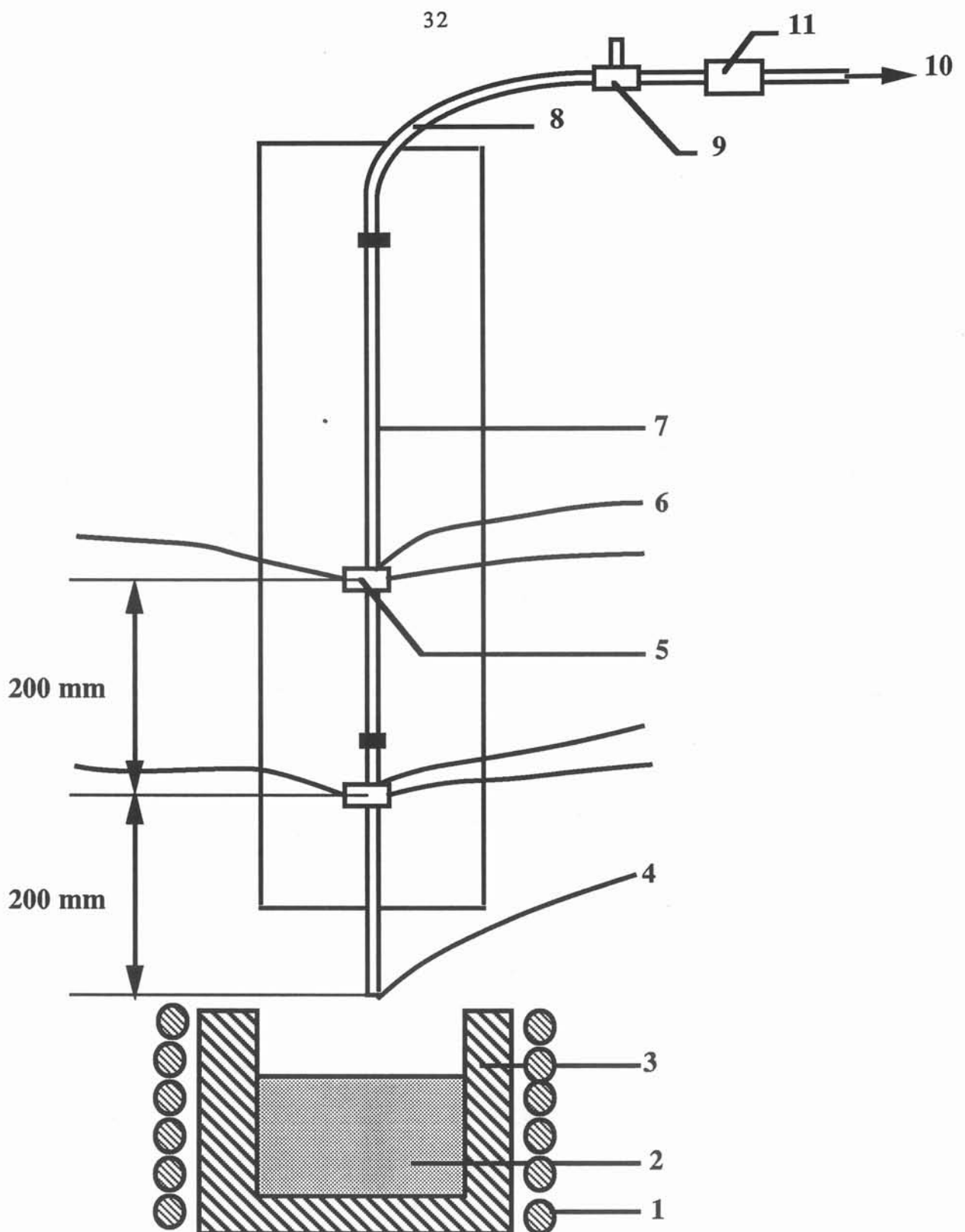


Figure 3.7 : Dispositif aluminium 1, utilisé pour la mesure de la coulabilité de l'alliage Al-2% Cu par aspiration

- |                     |                                 |                   |
|---------------------|---------------------------------|-------------------|
| 1. Inducteur        | 5. Anneau en ciment réfractaire | 9. Vanne aiguille |
| 2. Alliage Al-2% Cu | 6. Thermocouple                 | 10. Vide          |
| 3. Creuset          | 7. Tube en acier doux           | 11. Electrovanne  |
| 4. Thermocouple     | 8. Tuyau à vide                 |                   |

externe du tube. Ce dispositif présente l'avantage d'être peu coûteux et le tube est moins fragile. Par contre, nous ne pouvons pas enregistrer le déplacement du métal liquide dans le tube. Ceci nous oblige à chercher une autre méthode pour déterminer la valeur de la vitesse de l'écoulement à l'entrée du tube.

La technique de fixation des thermocouples a connu plusieurs améliorations. Au début, nous avons utilisé du ciment réfractaire pour coller les thermocouples sur le tube. La nature du contact thermique entre le thermocouple et le tube est mal défini d'un essai à l'autre. Les températures enregistrées grâce à cette méthode sont inexploitable. C'est pourquoi, nous avons mis en place une méthode qui assure un bon contact thermique, et qui consiste en une brasure à l'argent.

Avec le chalumeau, nous fondons le décapant à l'endroit où seront placés les thermocouples. Ensuite, nous remplaçons le décapant par une fine couche d'argent. Les thermocouples subissent le même traitement, la boule est recouverte de décapant suivi d'une fine couche d'argent. Pour placer les thermocouples sur le tube, le soudage par induction s'avère être très intéressant et efficace. Un anneau en ciment réfractaire permet de maintenir les trois thermocouples sur le tube et de les répartir à  $120^\circ$  l'un de l'autre à l'endroit recouvert d'argent. Les trois boules des thermocouples sont en contact avec le tube et les 3 extrémités des bifilaires sont reliés par un anneau élastique qui leur assure un contact permanent avec le tube. L'anneau réfractaire et les thermocouples montés sur le tube sont placés à l'intérieur d'un inducteur relié à un générateur. La montée en puissance du générateur fait fondre l'argent, l'anneau élastique met les thermocouples en place, le générateur est arrêté et les thermocouples se trouvent fixés.

Un thermocouple monté dans un bifilaire en alumine est fixé à l'entrée du tube pour mesurer la température de coulée. Tous les thermocouples sont reliés au voltmètre rapide de la centrale d'acquisition.

### **3.2.9 - Dispositif aluminium 2**

Dans cette partie de l'étude, notre objectif est de mesurer la température dans le métal à l'intérieur du tube, puis de mesurer la taille de grains dans le métal après solidification afin d'étudier la relation entre la taille de grains mesurée et les conditions de refroidissement.

Un trou est percé dans le tube du dispositif aluminium 1. Le thermocouple est placé

dans ce trou, qui est bouché par ciment réfractaire. Les températures enregistrées sont toujours inférieures à la température de liquidus de l'alliage. Le thermocouple est placé loin de l'entrée du tube. Son contact avec le métal chaud liquide dure un très court instant, et ceci ne lui permet pas d'atteindre la température vraie, compte-tenu du temps de réponse du thermocouple. Par conséquent, ce thermocouple ne donne pas d'informations sur l'étape de solidification. C'est pourquoi le dispositif n'a pas dépassé le stade des essais préliminaires.

### 3.2.10 - Dispositif aluminium 3

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la solidification d'alliages dans un tube dont le remplissage a été effectué par aspiration.

A l'Ecole Nationale des Arts et Métiers de Paris (ENSAM), Alex Rémy développe actuellement un nouveau procédé sous haute pression. Il diffère de la coulée sous pression, déjà utilisée industriellement pour les petites pièces, par la régulation de la vitesse du piston, ainsi que celle de la pression. Nous avons collaboré avec l'ENSAM pour appliquer ce procédé à notre alliage Al-2% Cu.

La figure 3.8 présente les principaux éléments du dispositif. La figure 3.9 présente en détail la chambre d'injection de la presse et le tube-moule. Pour éviter au métal de figer, la chambre d'injection est préchauffée par des résistances chauffantes.

## 3.3 - La fonte

La fonte est un alliage peu coûteux et très facile à mouler, ce qui est un grand avantage dans l'élaboration des pièces de formes compliquées. La France en moule à elle seule un million de tonnes par an.

Les principaux constituants chimiques de la fonte sont le fer et le carbone. D'autres éléments tels Si, Mn, S, P, Cu, Ni, Cr, Mg peuvent y être présents. La structure métallurgique et ses propriétés dépendent fortement de la teneur de ces éléments. Par ailleurs, la structure métallurgique dépend de la vitesse de refroidissement. Il est généralement admis (Chaussin et Hilly, 1972) que pour une vitesse de refroidissement lente, la solidification se déroule suivant le système binaire Fer-Graphite, ce qui donne une fonte grise, alors qu'en mode rapide, la solidification s'effectue suivant le système

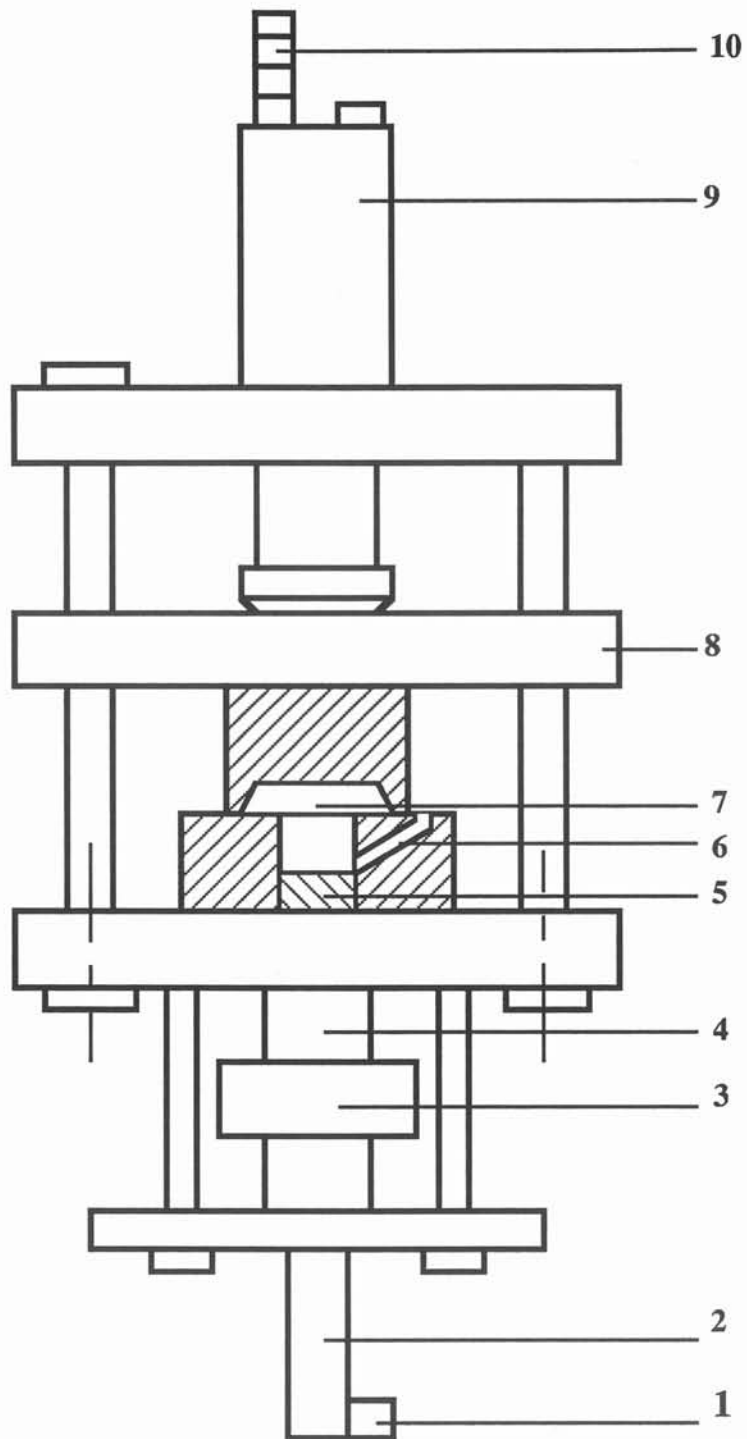


Figure 3.8 : Principaux éléments de la presse d'injection

- |                                |                            |
|--------------------------------|----------------------------|
| 1. Servo-valve                 | 6. Tube de coulée du métal |
| 2. Vérin d'injection           | 7. Chambre d'injection     |
| 3. Capteur d'effort            | 8. Coulisseau              |
| 4. Refroidisseur               | 9. Vérin triple effet      |
| 5. Piston du vérin d'injection | 10. Bloc hydraulique       |

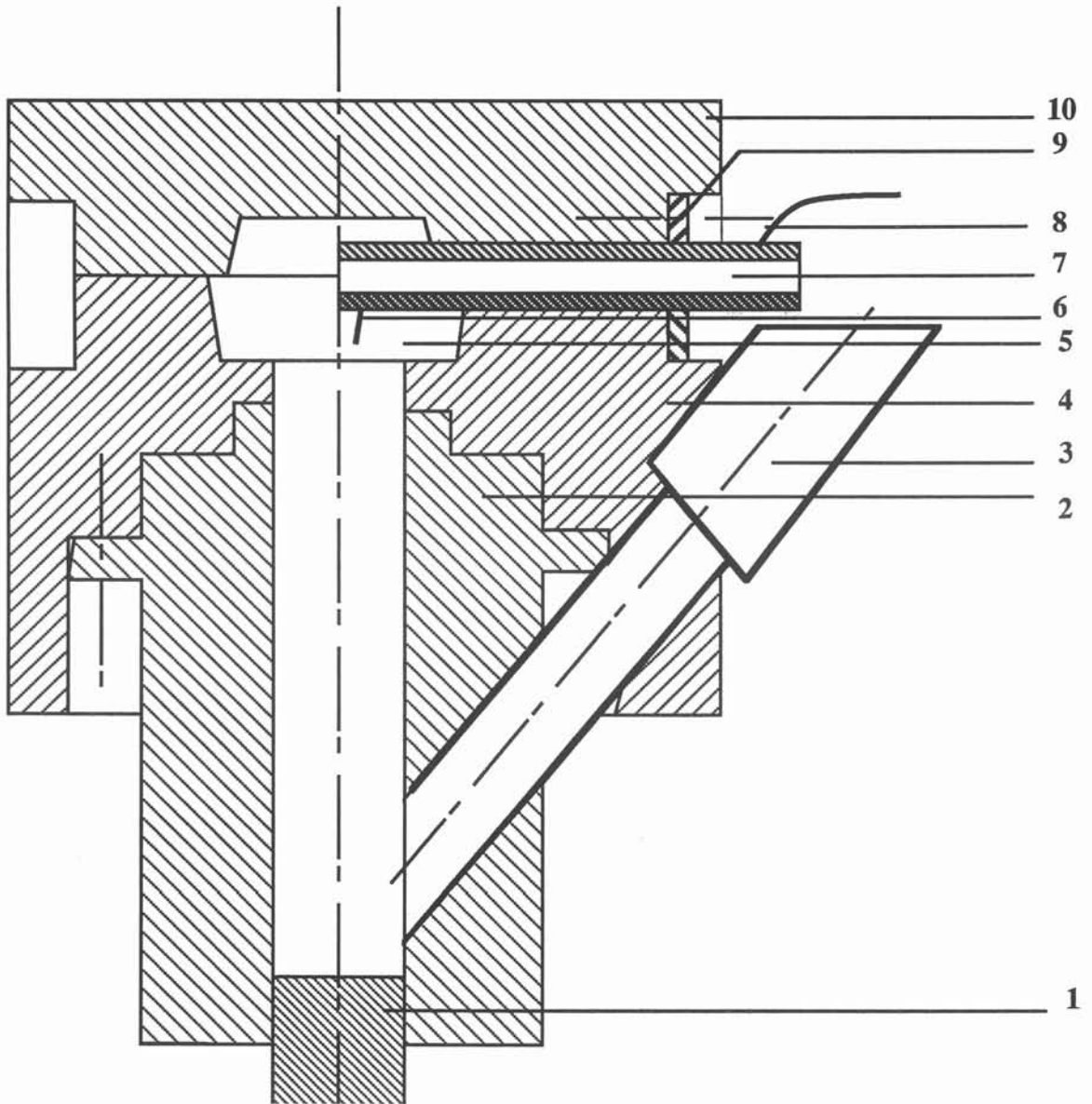


Figure 3.9 : Schéma de la chambre d'injection et du tube moule

- |                                |  |
|--------------------------------|--|
| 1. Piston du vérin d'injection | 6. Thermocouple-1                            |
| 2. Pièce de guidage du piston  | 7. Tube moule                                |
| 3. Tube de coulée du métal     | 8. Thermocouple à 200 mm de l'entrée du tube |
| 4. Base du moule de la presse  | 9. Collerette pour fixer le tube moule       |
| 5. Chambre d'injection         | 10. Couvercle de la chambre d'injection      |



Fer-Cémentite, et la structure est celle de la fonte blanche. Ces appellations font référence à l'aspect métallurgique. Le diagramme d'équilibre Fer-Carbone est présenté sur la figure 3.10 .

La fonte grise de moulage présente l'inconvénient d'être fragile et de ne pas supporter de déformations. Ceci est dû au fait que le graphite prend la forme de paillettes minces, nommées lamelles. Un traitement au magnésium donne au graphite la forme de sphéroïdes, et la fonte grise est alors ductile. C'est la fonte nodulaire, qui est produite en grandes quantités dans le monde.

Lors d'essais antérieurs dans notre laboratoire (Aron, De Benedittis, Paillard), plusieurs tentatives ont été faites pour obtenir de la fonte nodulaire. La technique employée est la méthode dite "sandwich" (Techniques de l'Ingénieur).

Le magnésium introduit sous forme d'un alliage Fe-Si-Mg à 6 % de magnésium (% en masse) est placé dans une cavité ménagée dans le fond de la poche de traitement et recouvert de petites chutes de tôles qui l'isolent du contact immédiat de la fonte. Après le traitement au magnésium, une addition de produit graphitisant Fe-Si est nécessaire. Malheureusement ces essais n'ont pas donné de résultats satisfaisants, les nodules de graphite sont peu nombreux et coexistent avec les lamelles dans les baguettes coulées. La fonte obtenue n'est pas homogène. Par conséquent, cette méthode a été abandonnée. Nous avons donc utilisé une fonte dont le pourcentage en carbone voisine 3.8 et celui du silicium 3.1. Pour la détermination de sa température d'équilibre, nous négligeons les impuretés, (en particulier le phosphore) et d'éventuels éléments d'addition (Mn, Cr ...). Les équilibres solide-liquide sont alors représentés dans l'espace ( $W_{Si}$ ,  $W_C$ , T). En première approximation, nous ferons référence au diagramme publié par Patterson, tel qu'il est cité par Arnould (1985) (Figure 3.11 et tableau 3.1).

Sur le plan des compositions, le liquide eutectique décrit la courbe  $\overline{m_1E'}$ , qui est approximativement une droite :

$$W_C^E = 4,26 - 0,262 W_{Si}^E$$

Les fondeurs emploient la notion de carbone équivalent CE. Ici, il s'écrit :

$$CE = W_C + 0,262 W_{Si}$$

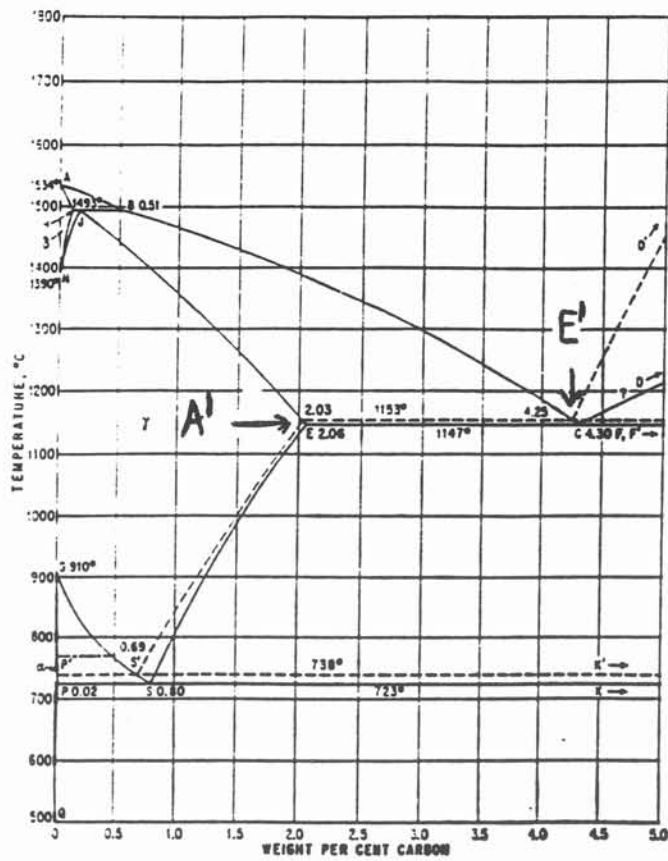


Figure 3.10 : Diagramme d'équilibre Fe-C d'après Hansen et Anderko (1958)

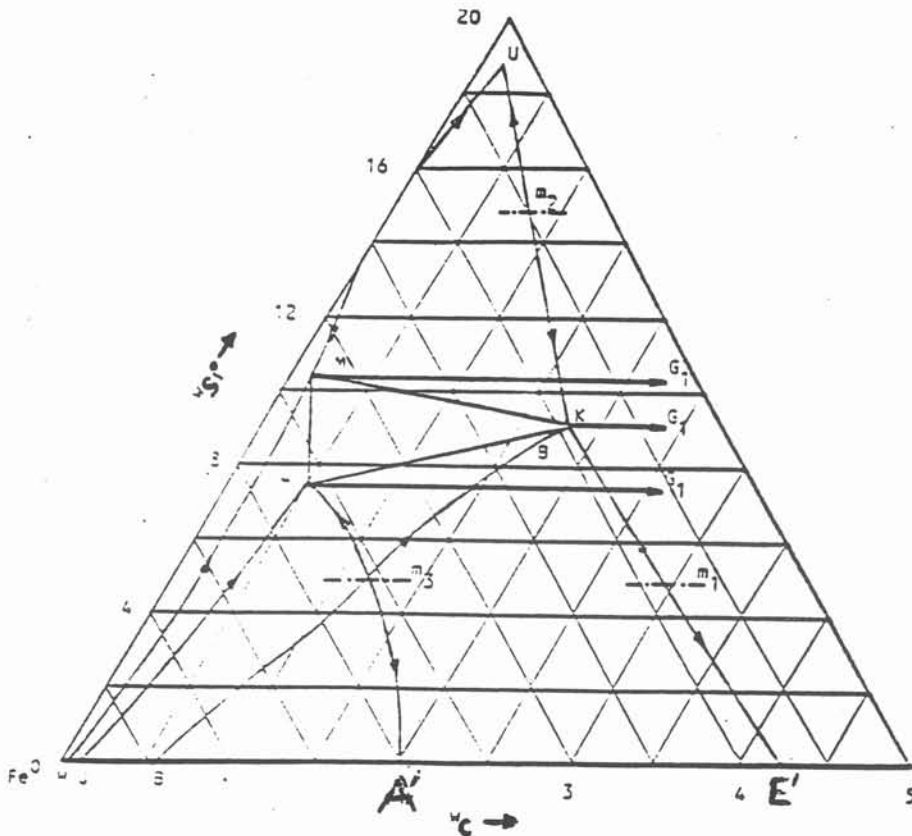


Figure 3.11 : Diagramme ternaire Fe-C-Si, projections sur le plan des compositions  
Données bibliographiques de Patterson, d'après Arnould (1985)

COURBE	EQUILIBRE	POINTS	CARAC TERISTIQU ES		
		Symbole	$\theta$ °C	$W_C$	$W_{Si}$
C'K	$l \Leftrightarrow l + \gamma + g$	$m_1$	1170	2,95	5
		E'	1152	4,26	0
		K	1153	1,85	9
KU	$l \Leftrightarrow l + \alpha + g$	$m_2$	1196	0,80	15
		K	1153	1,85	9
		U	1182	0,15	19,2
E'L	$\gamma \Leftrightarrow \gamma + g + l$	$m_3$	1170	1,20	5
		A'	1152	2,10	0
		L	1153	0,50	7,8
BK	$l \Leftrightarrow l + \alpha + \gamma$	B	-	0,60	0
		K	1153	1,85	9
JL	$\gamma \Leftrightarrow \gamma + \alpha + l$	J	-	0,15	0
		L	1153	0,50	7,8
HM	$\alpha \Leftrightarrow \alpha + \gamma + l$	H	-	0,08	0
		M	1153	0,15	10,4

Tableau 3.1 : Coordonnées des points du diagramme de Patterson, d'après Arnould (1985)

si  $CE = 4,26$ , le liquide est eutectique,  
 si  $CE > 4,26$  alors le liquide est hypereutectique.

En ce qui concerne la température d'équilibre eutectique, nous admettons une variation linéaire avec  $W_{Si}$

$$T_E = 1152 + 3,60 W_{Si}$$

Dans nos essais, la fonte a la composition  $W_C = 3,8$  pds %C,  $W_{Si} = 3,1$  pds %Si.

$$CE = W_C + 0,262 W_{Si} = 4,61 > 4,26 \text{ pds \%}$$

Donc le liquide est hypereutectique. Dans les conditions réversibles, la cristallisation commence par la formation de particules de graphite (carbone pur). La teneur en carbone

du liquide s'abaisse, jusqu'à rejoindre celle du liquide eutectique

$$W_{Si}^E = W_{Si} = 3,1 \text{ pds } \%$$

$$W_C^E = 4,26 - 0,262 W_{Si} = 3,448 \text{ pds } \%$$

Température d'équilibre eutectique :  $T_E = 1152 + 3,60 W_{Si} = 1163^\circ\text{C}$

### 3.4 - Déroulement d'un essai type sur la fonte

La fonte est préparée à partir de "fonte Sorel" et de "fer suédois" dont les compositions sont indiquées dans le tableau 3.2. L'élaboration de la fonte s'effectue de la manière suivante : la fonte Sorel et le fer suédois sont mis dans le creuset placé dans le four. La charge est portée à une température de  $1550^\circ\text{C}$ , et passe à l'état liquide. La température est abaissée jusqu'à  $1350^\circ\text{C}$ , le ferro-silicium est ajouté sous forme de particules d'une taille de l'ordre de  $400 \mu\text{m}$ . Nous agitions ensuite l'ensemble avec une baguette en graphite pendant une dizaine de minutes.

	Ce	C	Si	Mn	S	P	Cu	Ni	Cr	Fe
Fonte Sorel	4,355	4,32	0,14	0,015	0,005	0,02	0,024	0,07	0,05	95,356
Fer suédois	0,02	0,015	0,02	0,21	0,009	0,01	0,02	0,015	0,03	99,671
Alliage Fe-Si	-	-	75	-	-	-	-	-	-	25

Tableau 3.2 : Compositions de la fonte Sorel, du fer suédois et de l'alliage Fe-Si

Le dispositif de coulée est fonte 6. La fonte fondue est aspirée par dépression dans un tube en silice relié au réservoir à vide. L'aspiration est déclenchée par l'ouverture de l'électrovanne.

Le support du tube, une règle graduée, est fixé verticalement sur un montant mobile afin de descendre le tube dans le creuset. Le tube utilisé a une longueur de 1 m 50 et une épaisseur de 2 mm. Le diamètre intérieur du tube est un des paramètres de l'étude. Un

voyant lumineux fixé à côté du tube est branché en parallèle avec l'électrovanne et sert à repérer le début de l'aspiration.

Chaque essai est enregistré à l'aide d'une caméra vidéo à 25 images par seconde. La température du bain liquide est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type B (platine-platine rhodié) relié à un microvoltmètre Schlumberger Solartron 7065. Les deux fils du thermocouple sont introduits dans un bifilaire, lui même protégé par une gaine en alumine. L'afficheur du voltmètre, le voyant lumineux, ainsi que le tube se trouvent tous dans le champ de la caméra.

Nous avons procédé à l'aspiration de la fonte liquide sous différentes dépressions contrôlées, s'échelonnant de 0,8 à 1 bar. L'enregistrement vidéo permet de situer la position du front en fonction du temps. La figure 3.12 représente l'avancement du front en fonction du temps pour plusieurs valeurs du rayon intérieur du tube  $r_0$  et à une température de coulée de 1300°C. Ces courbes montrent que la vitesse de l'écoulement est constante au début de l'aspiration, puis décroît rapidement. Ceci est lié à la perte de charge créée par la solidification à l'intérieur du tube. Nous calculons ensuite  $V_0$ , vitesse moyenne de l'écoulement, à partir de la pente au début de chaque courbe. La longueur fluide  $Z_{fl}$  est mesurée directement sur la baguette extraite du tube. Le temps fluide  $\theta_{fl}$  est mesuré grâce à l'enregistrement vidéo. En effet, le début de l'aspiration est signalé par le voyant lumineux qui s'allume lorsque l'électrovanne est actionnée. Nous remettons à zéro le compteur du magnétoscope sur l'image montrant l'allumage du voyant lumineux. Nous visionnons ensuite l'avancée du métal dans le tube. A l'arrêt, le temps fluide est affiché au compteur du magnétoscope. La précision est donc une trame, soit un cinquantième de seconde. La température de coulée  $T_c$  est obtenue par une lecture directe sur le microvoltmètre auquel est relié le thermocouple qui plonge dans le bain.

Nous n'avons pas pu déterminer le temps fluide et la vitesse à l'entrée pour certains essais. La longueur fluide est supérieure à la partie du tube qui se trouve dans le champ de la caméra. Les résultats expérimentaux sont regroupés dans le tableau 3.3.

### **3.5 - Déroulement d'un essai-type sur la fonte pour la mesure de la température du front**

Le dispositif expérimental utilisé est fonte 6. La fonte est préparée de la même façon que précédemment. Le procédé d'aspiration est aussi le même, le rayon intérieur du

Essai N°	$T_c$ (°C)	$r_0$ (mm)	$e$ (mm)	$\Delta P$ (bar)	$Z_{fl}$ (mm)	$\theta_{fl}$ (ms)	$V_0$ (mm/s)
C1	1300	1,95	2	0,80	550	-	-
C2	1300	1,90	2	0,80	560	-	-
C3	1300	1,72	2	0,80	580	-	-
C4	1400	1,72	2	0,80	800	-	-
C5	1300	1,87	2	0,80	500	-	-
C6	1300	1,87	2	0,80	510	-	-
C7	1300	1,96	2	0,80	525	-	-
C8	1300	1,88	2	0,80	480	390	1240
C9	1350	1,70	2	1,00	400	-	-
C10	1350	1,97	2	1,00	725	480	1875
C11	1300	1,96	2	1,00	610	-	-
C12	1300	2,00	2	0,90	750	-	2500
C13	1300	2,00	2	0,80	800	-	-
C14	1300	1,92	2	0,80	450	420	1250
C15	1300	1,92	2	1,00	450	410	1250
C16	1350	1,92	2	1,00	500	430	1250
C17	1350	1,92	2	0,80	860	-	1870
C18	1350	1,92	2	0,60	750	-	1750
C19	1300	2,70	2	0,80	788	620	2050
C20	1300	1,00	2	0,80	230	200	1550
C21	1300	2,60	2	0,80	670	600	2187

Tableau 3.3 : Essais de coulabilité de la fonte par injection dans un tube.

avec :

$T_c$ , température de coulée,  $r_0$ , rayon intérieur,  $e$ , épaisseur du tube,

$\Delta P$ , écart de pression,  $Z_{fl}$ , longueur fluide,  $\theta_{fl}$ , temps fluide,  $V_0$ , vitesse à l'entrée du tube.

$T_a$  est prise constante et égale à 25 °C

tube est de 2,60 mm, son épaisseur est de 2 mm (essai C20). Le pyromètre est relié à la centrale d'acquisition.

La figure 3.13 présente un thermogramme enregistré lors d'une aspiration. On distingue plusieurs étapes :

AB : la fonte est complètement liquide dans le creuset. Le pyromètre voit la surface libre du métal. La décroissance la température est due à l'arrêt du générateur.

BC : le tube froid est plongé dans le liquide chaud, ce qui explique la chute de la température.

CD : l'équilibre thermique s'établit entre le tube froid et la fonte liquide.

DE : l'aspiration est déclenchée. Le métal liquide monte dans le tube, le pyromètre voit un front arriver vers lui, et qui est en train de se refroidir.

EF : En E, l'aspiration est bloquée. Le pyromètre vise le front arrêté. Ce dernier est liquide au début et il continue de se refroidir.

FG : En F, le thermogramme montre une remontée en température. Elle est due au dégagement de la chaleur latente provoquée par la solidification du front.

### 3.6 - L'alliage Al-2% Cu

Deux séries d'essais ont été effectués avec cet alliage, une série d'essais par aspiration et une autre par surpression. Nous avons choisi cet alliage, bien qu'il ne soit pas un bon alliage de fonderie, parce que sa structure de solidification est bien connue au laboratoire, suite à deux thèses consacrées à l'étude de cet alliage, celle de Philippe Desnain (1989) et celle de Nguyen Thanh Linh (1989). Cet alliage est aussi un bon cas pour étudier la compétition entre la formation de la structure équiaxe et la formation de la structure colonnaire.

Le diagramme d'équilibre du système Al-Cu est présenté sur la figure 3.14. L'alliage préparé contient 98 % d'aluminium techniquement pur (0,1 % Si et 0,5 % Fe comme impuretés) et 2% de cuivre pur (les pourcentages sont en masse). D'après le

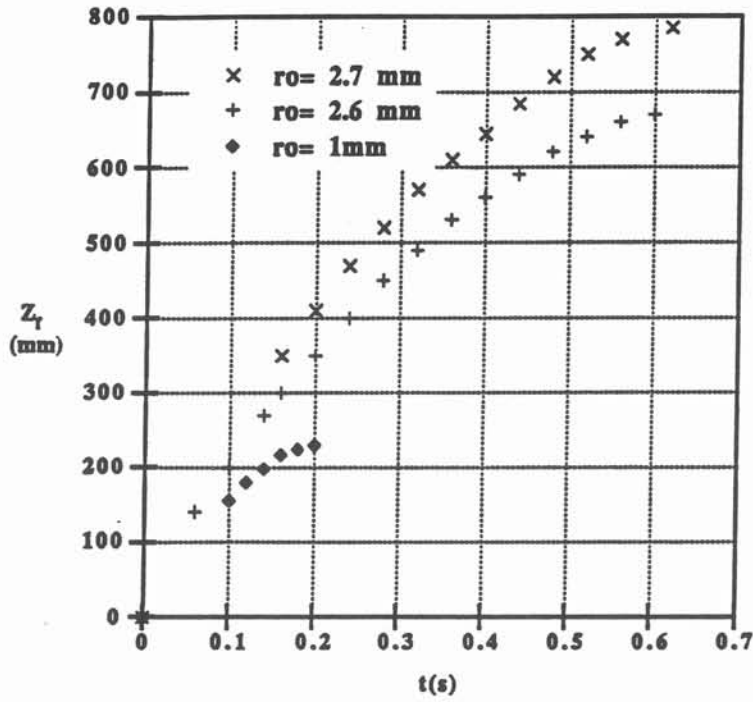


Figure 3.12 : Avancement du front en fonction du temps pour différents rayons intérieurs du tube

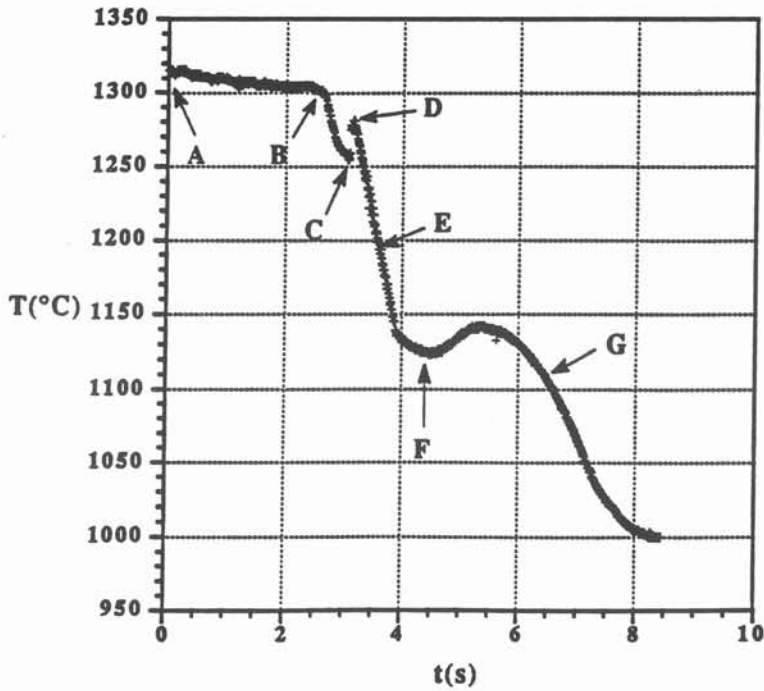


Figure 3.13 : Variation de la température du front en fonction du temps



diagramme de phase (Figure 3.14), la température de liquidus de notre alliage est égale à 653 °C.

### **3.7 - Déroulement d'un essai par aspiration sur l'alliage Al-2% Cu**

Le dispositif expérimental utilisé est aluminium 1. L'alliage est placé dans un creuset silico-alumineux (35 % alumine et 65 % silice). Ce creuset propre évite de polluer l'alliage au moment de la fusion. Par ailleurs, il n'est pas conducteur de l'électricité, les courants induits se développent dans l'alliage. Par conséquent, la fusion est plus rapide.

Nous augmentons la puissance du générateur pour atteindre une température aux environs de 1100°C dans le creuset. Cette température est contrôlée par un thermocouple de type K relié à un microvoltmètre. Par mélange avec une baguette en silice, nous contrôlons la fusion des morceaux de cuivre qui se déposent dans l'aluminium liquide au fond du creuset . Après fusion complète, le tube moule est positionné à environ 40 mm, parfois plus, parfois moins, au dessus du bain liquide.

Lorsque la température de l'alliage est supérieure de 20°C à celle choisie pour la coulée, le système d'acquisition est lancé et le tube moule est plongé mécaniquement dans le bain. La descente du tube est arrêtée lorsque l'entrée de celui-ci se trouve à environ 40 mm sous la surface libre du bain. L'aspiration est alors actionnée par l'ouverture de l'électrovanne. L'arrêt de la descente du tube et l'ouverture de l'électrovanne sont commandés par le même interrupteur. Quelques secondes après, le tube est retiré du creuset.

Cet essai donne plusieurs sortes de résultats expérimentaux : des résultats géométriques, thermiques, hydrodynamiques et métallurgiques.

La longueur fluide  $Z_{fl}$  est la longueur de la baguette obtenue après démoulage.

Les résultats thermiques sont essentiellement la valeur de la température de coulée obtenue à partir du signal 1 de la figure 3.15, et des variations de température à 200 et à 400 mm de l'entrée du tube représentées par les signaux 2, 3, 4, 5, 6, et 7.

Ces signaux sont analysés séparément. Ainsi, pour le signal 1 qui correspond à un

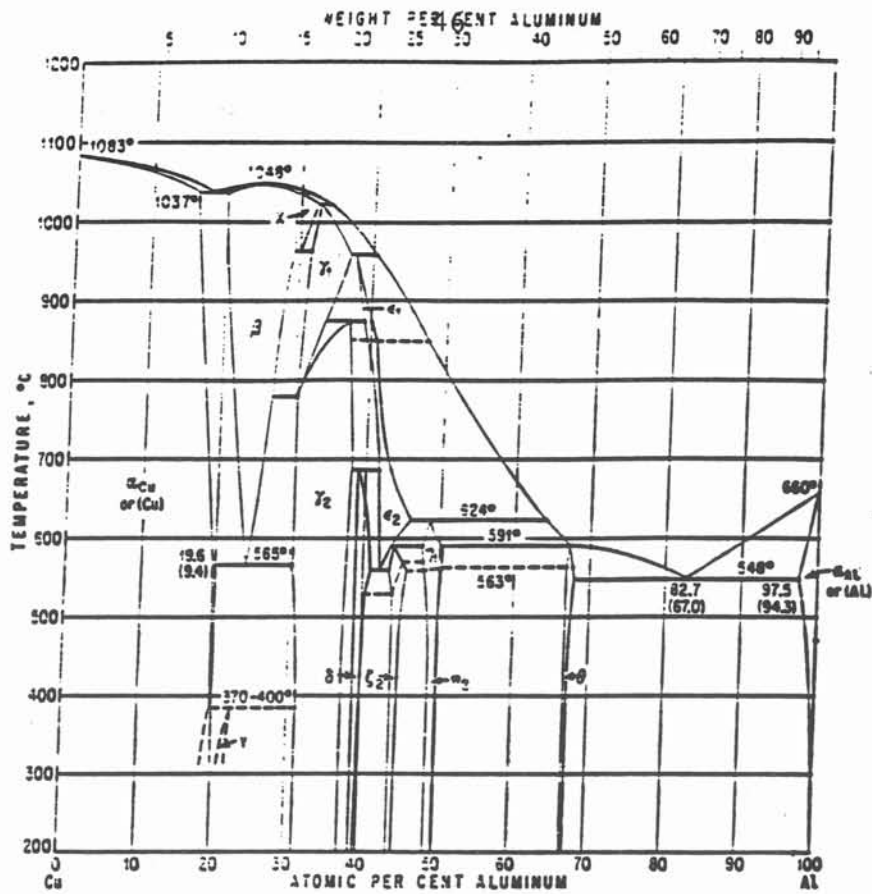


Figure 3.14 : Diagramme d'équilibre de l'alliage Al-Cu, d'après Hansen et Anderko (1958)

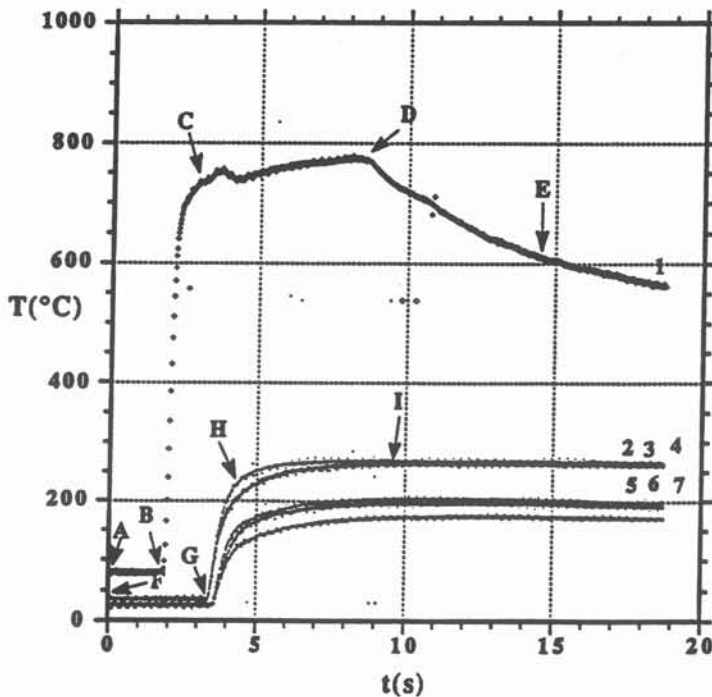


Figure 3.15 : Variation des différentes températures en fonction du temps  
 1. Température dans le liquide à l'entrée du tube  
 2, 3, 4. Température extérieure du tube à 200 mm de l'entrée du tube  
 5, 6, 7. Température extérieure du tube à 400 mm de l'entrée du tube

enregistrement typique de la température à l'entrée du tube, nous pouvons distinguer plusieurs étapes :

AB : le creuset est rempli de métal liquide. L'acquisition vient d'être lancée. Le thermocouple mesure la température due au rayonnement, ce qui explique que sa valeur est plus forte que la température ambiante.

BC : le tube moule est plongé dans le bain liquide. Le thermocouple subit une grande augmentation de température.

CD : le thermocouple mesure la température dans le bain.

DE : le tube est sorti du bain. Le thermocouple mesure la température d'une couche d'alliage accrochée à sa boule et qui se refroidit à l'air ambiant.

Les thermogrammes 2, 3 et 4 de la figure 3.15 représentent un exemple typique des enregistrements donnés par les thermocouples brasés à l'extérieur du tube moule à 200 mm de l'entrée. Les 3 signaux délivrés ne sont pas identiques. Néanmoins, ils présentent la même allure, plusieurs étapes peuvent être distinguées :

FG : le thermocouple mesure la température du tube moule, notée  $T_a$  dans le chapitre 2.

GH : le métal liquide arrive au niveau du thermocouple. Celui-ci est chauffé par conduction à travers l'épaisseur du moule d'où une variation importante de la température.

HI : le métal liquide est arrêté. La température à la paroi externe du tube est pratiquement constante.

Les trois signaux 5, 6 et 7 sont délivrés par les trois thermocouples placés à 400 mm de l'entrée. Ils ne sont pas identiques. L'allure de leur graphe est semblable à celle obtenue pour les thermocouples placés à 200 mm de l'entrée. Cependant, la température maximum obtenue à la paroi externe du tube à 400 mm de l'entrée est plus faible que celle obtenue à 200 mm de l'entrée du tube.

Le début de l'aspiration est parfaitement marqué par le signal électrique 10 de la figure 3.16.

Ce signal électrique est délivré par une bobine placée en parallèle avec l'électrovanne

qui déclenche l'aspiration, une pile et deux résistances électriques. La bobine actionne un interrupteur qui se trouve en série avec une des résistances. Le signal électrique obtenu à l'aide de ce montage est mesuré par la centrale d'acquisition. Quand l'électrovanne n'est pas actionnée, la centrale mesure la tension de la pile. Quand elle est en position de marche, elle mesure une tension inférieure. Le début de l'aspiration correspond au saut de tension.

La superposition de ce signal avec celui délivré par le thermocouple placé à l'entrée du tube (signal 1 de la figure 3.15) détermine la température de coulée. Pour cet exemple, elle est prise égale à 740°C.

L'hydrodynamique de l'écoulement est caractérisée par  $V_0$ , vitesse moyenne à l'entrée du tube moule, déterminée par la superposition du signal 10 avec ceux du premier triplet de thermocouples (Figure 3.17). Une distance de 200 mm séparent l'entrée du tube de l'emplacement du premier triplet de thermocouples,  $V_0$  est donc égale à  $200/(t_{11}-t_8)$  mm/s. La vitesse moyenne  $V_m$  est déterminée de la même manière, elle est égale à  $200/(t_{12}-t_{11})$  mm/s.  $T_a$  est la température à l'extérieur du tube déterminée par le premier triplet de thermocouple avant aspiration. Les résultats expérimentaux sont regroupés dans le tableau 3.4.

Pour les 11 premiers essais, nous n'avons pas pu calculer la valeur de la vitesse  $V_0$ , car le voyant d'aspiration n'était pas encore installé. Pour certains essais  $V_m$ , n'a pas pu être calculée, car la longueur fluide est inférieure à 400 mm.

### **3.8 - Déroulement d'un essai par surpression sur l'alliage Al-2% Cu**

Le dispositif dérive du dispositif aluminium 2. Un thermocouple est monté sur le tube moule à 200 mm de l'entrée du tube, un autre à 400 mm. Un troisième thermocouple est monté dans un bifilaire en alumine et fixé à l'entrée du tube pour mesurer la température de coulée. Ces différents thermocouples sont reliés à une centrale d'acquisition. Le tube moule est fixé sur la partie supérieure de la chambre d'injection. Les deux parties de celle-ci sont ensuite serrées entre elles par un vérin triple effet situé au-dessus du moule. La fusion de l'alliage est effectuée, comme dans le cas précédent, dans un creuset qui se trouve à proximité de la presse. Une servo-valve fonctionnant en

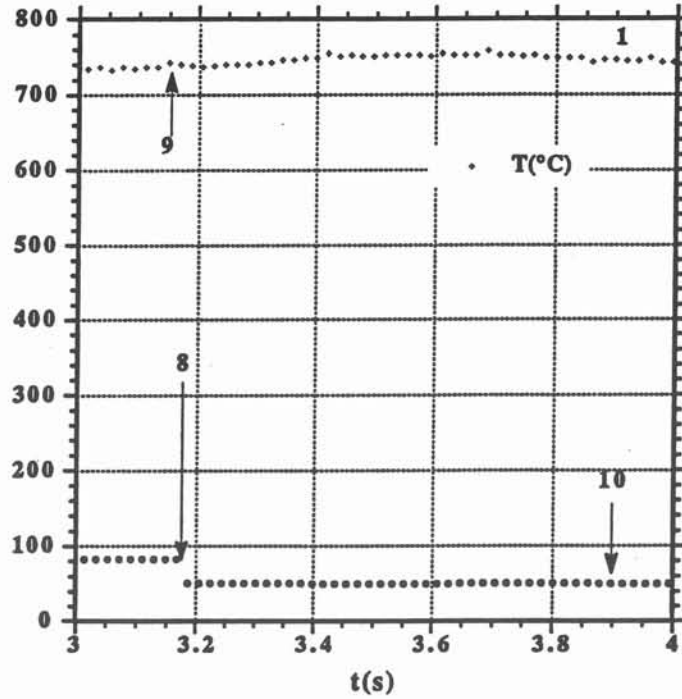


Figure 3.16 : Détermination de la valeur de la température de coulée  $T_c$   
 8. Début de l'aspiration  
 9. Valeur de la température de coulée  
 10. Signal électrique

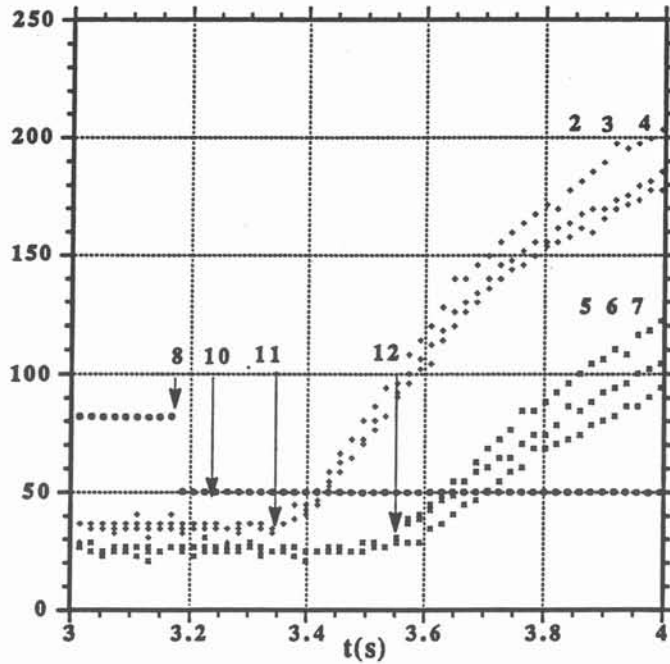


Figure 3.17 : Détermination de la vitesse à l'entrée du tube et de la vitesse moyenne  
 (Agrandissement d'une partie de la figure 3.15)  
 8. Début de l'aspiration  
 11. Arrivée du métal à 200 mm de l'entrée du tube  
 12. Arrivée du métal à 400 mm de l'entrée du tube

Essai N°	$r_0$ (mm)	$e$ (mm)	$\Delta P$ (bar)	$T_c$ (°C)	$Z_{fl}$ (mm)	$V_0$ (mm/s)	$V_m$ (mm/s)	$T_a$ (°C)
A1	3	2	0,7	690	355	-	-	40
A2	3	2	0,7	685	345	-	-	50
A3	3	2	0,7	760	470	-	1180	60
A7	2,5	2	0,7	780	1000	-	620	40
A8	2,5	2	0,7	715	300	-	-	-
A9	2,5	2	0,7	670	320	-	-	60
A10	2,5	2	0,7	735	400	-	1140	60
A11	2,5	2	0,9	752	265	-	-	80
A12	2,5	2	0,7	775	442	-	1250	60
A13	2,5	2	0,7	715	270	-	-	40
A14	2,5	2	0,7	750	408	-	1200	80
A15	3	2	0,7	720	350	920	-	30
A16	3	2	0,7	690	235	730	-	20
A17	3	2	0,7	730	315	770	-	30
A18	3	2	0,7	740	380	880	-	30
A19	3	2	0,7	750	390	920	-	30
A20	3	2	0,7	660	230	720	-	35

Tableau 3.4 : Résultats expérimentaux de l'alliage Al-2% Cu

avec :

$r_0$ , rayon intérieur du tube,  $e$ , épaisseur du tube,  $\Delta P$ , dépression

$T_c$ , température de coulée,  $Z_{fl}$ , longueur fluide,  $V_0$ , vitesse à l'entrée du tube

$V_m$ , vitesse moyenne,  $T_a$ , température initiale du tube

boucle fermée assure la précision, la reproductibilité et la stabilité de la force et de la vitesse d'injection. La pression et la vitesse d'injection sont réglées au préalable. Un micro-ordinateur permet à la fois de piloter la presse et de lancer la centrale d'acquisition pour l'enregistrement des températures. Une autre centrale enregistre le déplacement du vérin ainsi que la pression exercée par celui-ci.

Le métal liquide, porté à une température supérieure à la température de coulée choisie, est versé dans le tube de coulée. Lorsque la chambre est remplie, le métal liquide est injecté dans le tube moule par le vérin inférieur. Ce vérin est arrêté automatiquement lorsque la solidification bouche le tube moule.

Cet essai donne des résultats thermiques, géométriques, hydrodynamiques et métallurgiques.

La longueur fluide  $Z_{fl}$  est la longueur de la baguette extraite du tube moule après démoulage.

La mesure de la température à l'entrée du tube et les variations de température à 200 et 400 mm de l'entrée sont les principaux résultats thermiques.

La température de coulée est déterminée à partir de l'enregistrement du thermocouple placé à l'entrée du tube. La figure 3.18 présente un thermogramme typique. On peut alors distinguer plusieurs étapes :

AB : le tube moule est fixé sur la chambre d'injection qui est préchauffée. Il s'échauffe par contact.

BC : la température du thermocouple augmente, car il reçoit le rayonnement émis par le métal qui pénètre dans la chambre d'injection.

CD : le thermocouple mesure le rayonnement de la surface du métal liquide dans la chambre d'injection.

DE : le métal liquide versé par le tube de coulée vient se mettre au contact du thermocouple; ce qui explique sa forte augmentation.

EF : le thermocouple étant plongé dans le métal liquide, le vérin pousse ce métal dans le

tube moule. La température de coulée est déterminée en superposant cette courbe et le déplacement du vérin (IJ).

FG : le thermocouple subit un réchauffement, qui traduit un dégagement de chaleur latente.

GH : le thermocouple suit le refroidissement de la chambre d'injection.

La figure 3.19 représente un thermogramme enregistré par le thermocouple placé à 200 mm à la paroi externe du tube. L'allure de ce thermogramme est typique et présente deux parties :

KL : Le thermocouple mesure la température du tube. Elle est supérieure à la température ambiante car le tube se trouve dans la chambre d'injection qui est préchauffée.

LM : le métal liquide arrive au niveau du thermocouple, ce dernier est alors chauffé par conduction à travers le tube.

Un thermogramme correspondant à l'enregistrement du thermocouple placé à 400 mm de l'entrée est aussi représenté sur la figure 3.19. Il possède la même allure que le précédent. Les valeurs de la température à 200 mm sont toutefois plus élevées que celles obtenues à 400 mm de l'entrée du tube.

L'hydrodynamique de l'écoulement est caractérisée par la vitesse d'injection obtenue à partir de l'enregistrement du déplacement du vérin (Figure 3.20). La vitesse d'injection  $V_0$  du métal dans le tube est calculée à partir de la vitesse du déplacement du vérin  $V_v$  par la conservation du débit. Le diamètre du piston est égal à 38 mm et le diamètre intérieur du tube est égale à 6 mm. La vitesse  $V_0$  est donc égale à  $(38/6)^2 V_v$ . La vitesse moyenne  $V_m$  est déterminée de la même façon que dans le cas de l'aspiration (Figure 3.21).

Tous les résultats expérimentaux obtenus sont regroupés dans le tableau 3.5.



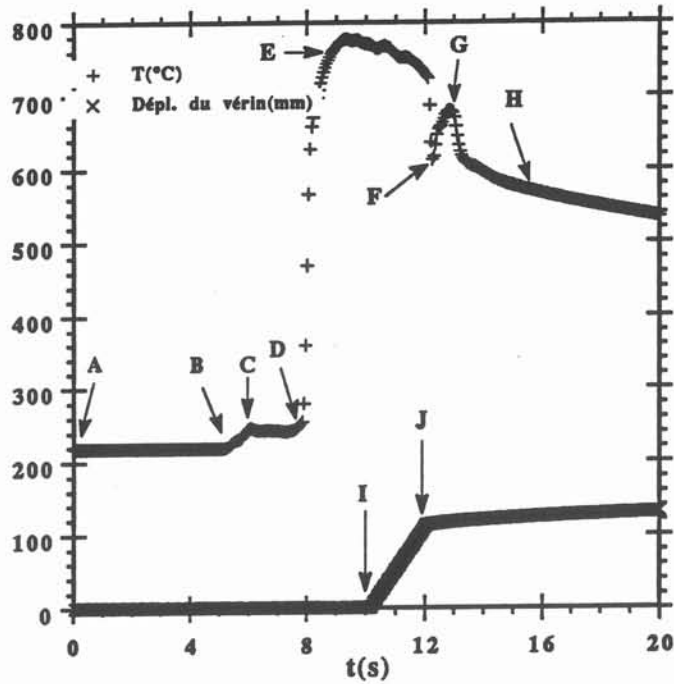


Figure 3.18 : Enregistrements de la température à l'entrée du tube et du déplacement du vérin

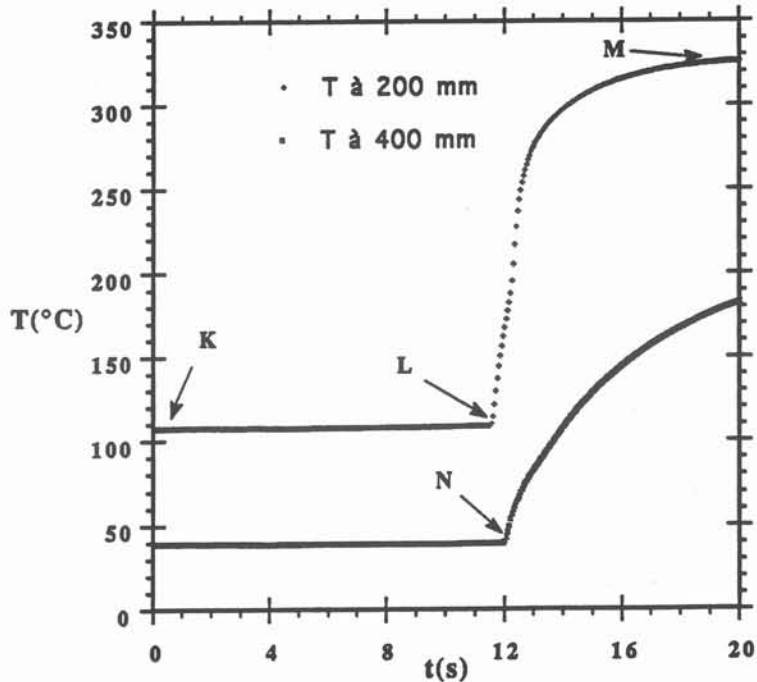


Figure 3.19 : Enregistrements de la température à 200 et 400 mm de l'entrée du tube

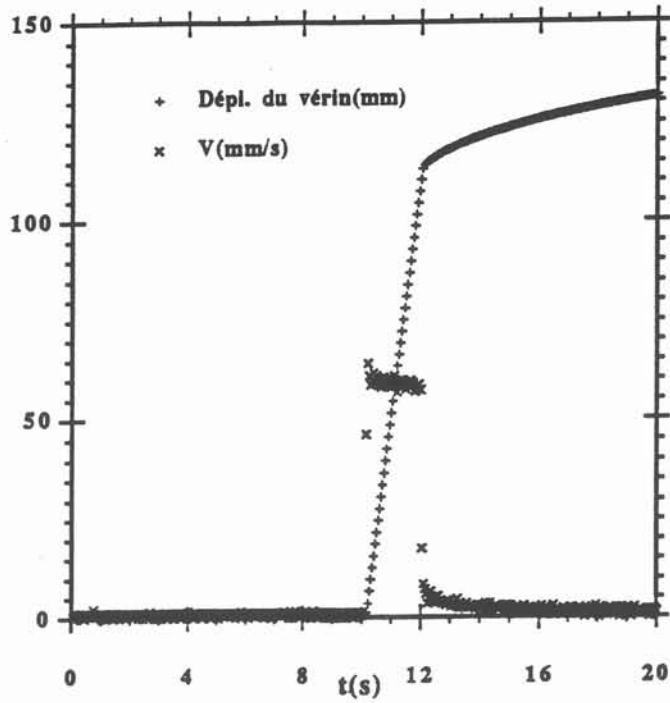


Figure 3.20 : Enregistrement du déplacement du vérin et représentation de la vitesse associée

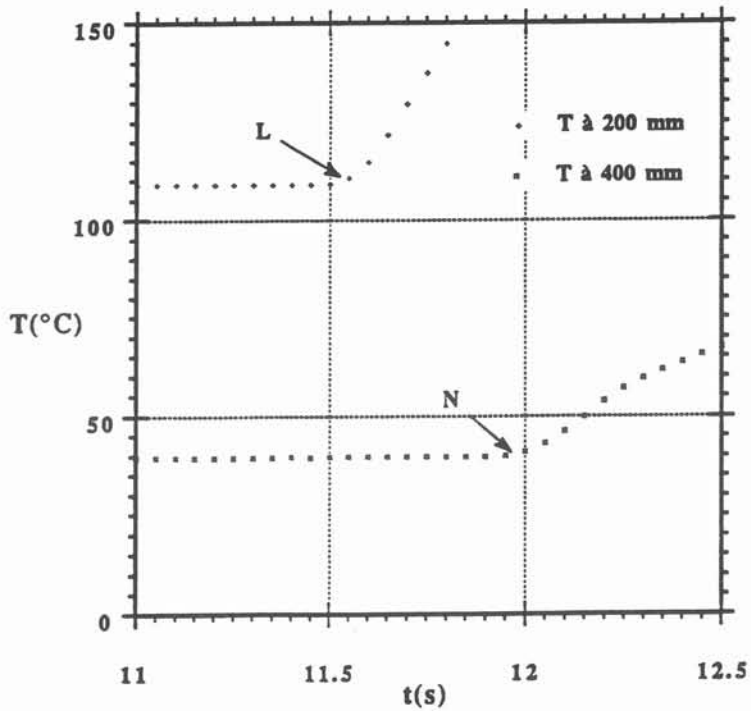


Figure 3.21 : Détermination de la vitesse moyenne à partir des enregistrements des températures (Agrandissement d'une partie de la figure 3.19)

Essai N°	$r_0$ (mm)	$e$ (mm)	$T_c$ (°C)	$Z_{fl}$ (mm)	$V_0$ (mm/s)	$V_m$ (mm/s)	$T_a$ (°C)
P6	3	2	680	245	1944	-	225
P7*	3	2	750	540	1944	-	230
P8	3	2	670	235	1944	-	225
P9	3	2	715	370	1944	-	227
P10	3	2	760	275	2361	-	220
P11	3	2	780	465	2361	400	220
P12	3	2	720	275	2361	-	228
P13	3	2	700	215	2361	-	222
P14	3	2	720	430	4011	500	230
P15	3	2	710	275	4011	-	228
P16*	3	2	685	180	4011	-	217
P17*	3	2	675	560	4011	-	225

Tableau 3.5 : Résultats expérimentaux de l'alliage Al-2% Cu obtenus lors des essais d'injection par surpression

avec :

$r_0$ , rayon intérieur du tube,  $e$ , épaisseur du tube,  $T_c$ , température de coulée,  $Z_{fl}$ , longueur fluide,  $V_0$ , vitesse à l'entrée du tube,  $T_a$ , température du tube.

\* Dans ces essais, la baguette montre des cavités.

## 3.9 - Structure de solidification

### 3.9.1 - Introduction

On appelle structure de solidification, la distribution dans le produit solidifié des cristaux formés par la transformation (zone colonnaire, zone équiaxe), ainsi que les défauts associés pour le cas des alliages d'aluminium.

Les utilisateurs de métaux portent une attention particulière sur la structure de solidification des produits coulés ou moulés, parce qu'elle influence leurs propriétés ultérieures (ductilité, résistance à la fatigue...).

Dans le cas de la fonte, l'étude métallurgique a été effectuée par Aron (1988).

Pour comprendre la répartition des grains pour notre alliage d'aluminium (Al-2% Cu), il faut raisonner sur la compétition entre deux types de structure pour occuper l'espace, en prenant en compte la nucléation et la croissance. Nous avons donc étudié la répartition des zones colonnaire et équiaxe pour les différents essais réalisés par aspiration et par surpression.

L'étude macrographique de ces échantillons est très intéressante. Elle est l'outil de base pour comprendre le mécanisme de solidification de l'essai de coulabilité, qui, jusqu'à présent n'a pas été clairement mis en évidence.

Une étude micrographique a été appliquée à la zone équiaxe des différents essais. Elle nous a permis tout d'abord d'estimer la taille des grains équiaxes en fonction de plusieurs paramètres tels la distance de la zone examinée à l'entrée du tube, le procédé d'injection, la température de coulée .... La taille des grains estimée est aussi un bon élément de validation du logiciel Cristal. Ce dernier, comparé à un modèle semi-analytique dans le chapitre 5, permet de calculer la taille de grains équiaxes de pièces moulées ou coulées à partir de leur vitesse de refroidissement.

Cette étude métallurgique a été effectuée en collaboration avec Laurence Fortin (1993) dans le cadre de son D.E.A Sciences et Génie des Matériaux.

### 3.9.2 - Détermination de la taille des grains équiaxes

L'aluminium et ses alliages, coulés à l'air ambiant, est toujours recouvert d'une couche d'alumine de faible épaisseur sur toute la surface. Les joints de grains ne sont pas décelables.

Après une attaque par oxydation anodique, l'échantillon présente un nouvel aspect. La couche d'alumine croît et son épaisseur varie avec l'orientation cristalline du grain (Figure 3.22).

Dans l'observation des surfaces attaquées au microscope optique en lumière polarisée, chaque grain prend une couleur fonction de l'épaisseur de la couche d'alumine. Les contrastes sont alors visibles et permettent d'effectuer des mesures par analyse d'image.

### 3.9.3 - Mesure de l'étendue de la zone équiaxe

#### 3.9.3.1 - Préparation des échantillons coulés par aspiration

Après solidification, les baguettes sont extraites du moule sans trop de difficultés. Elles subissent un traitement dit d'homogénéisation. Elles sont recuites dans un bain de sel à une température comprise entre 500 et 520°C pendant une durée de 90 mn, puis trempées dans l'eau. Cette homogénéisation est nécessaire, car pour les alliages Al-Cu, la solidification s'effectue par croissance dendritique. Les dendrites brouillent les contrastes. Le bain de sel supprime les ségrégations dendritiques et les contrastes après attaque chimique ne sont plus brouillés.

Après le traitement d'homogénéisation, les baguettes sont tronçonnés en barreaux de 20 mm de long pour être enrobés dans une résine acrylique transparente. La surface libre de l'enrobage contient une section longitudinale de l'échantillon.

Les échantillons ainsi enrobés sont polis mécaniquement sous eau avec des papiers abrasifs en carbure de silicium de granulométrie décroissante. Puis, ils sont polis à la pâte diamant 1µm. La qualité du polissage conditionne beaucoup le résultat final.

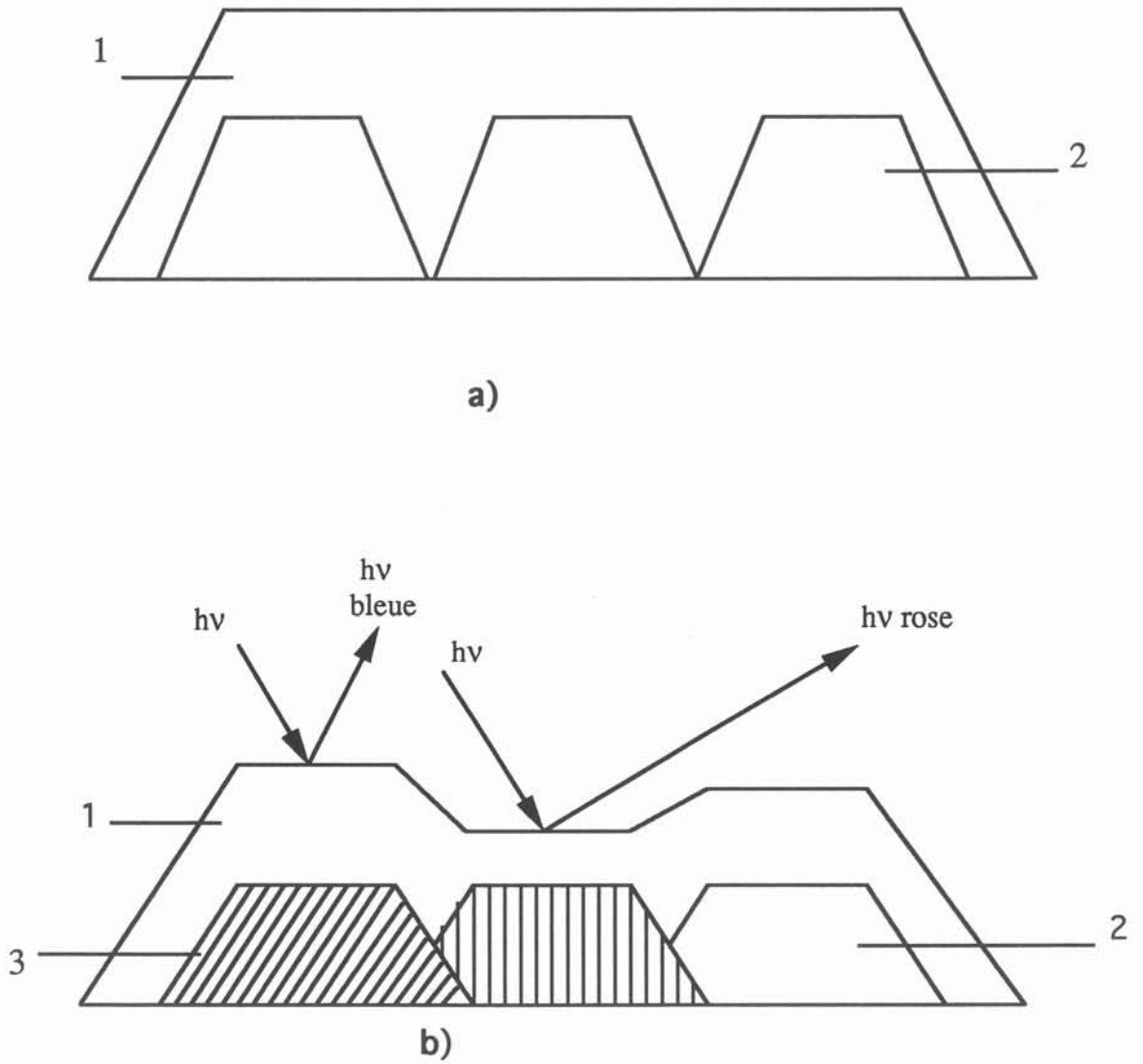


Figure 3.22 : Evolution de la couche d'oxyde sur l'aluminium  
 1 : Couche d'oxyde, 2 : Grain d'aluminium, 3 : Orientation cristalline.  
 a) avant l'oxydation b) après l'oxydation

### 3.9.3.2 - Préparation des échantillons coulés par surpression

Après solidification, les baguettes et le tube moule sont découpés dans le sens de la longueur selon un plan diamétral. Ils sont aussi tronçonnés en demi-barreaux d'une dizaine de centimètres de long. Ils n'ont pas subi de traitement d'homogénéisation. Cependant, la mesure de taille des grains a pu être effectuée par une méthode adaptée. Les demi-tronçons sont ensuite enrobés dans la résine à chaud. La surface libre de l'enrobage contient une section longitudinale de l'échantillon. Les échantillons subissent la même série de polissages mécaniques que précédemment.

### 3.9.3.3 - Attaque chimique macrographique

Tous les échantillons sont attaqués par le réactif Sperry. Ce réactif se compose de 80 ml d'une solution à 30% en poids d'acide chromique, 60 ml d'HCl, 80 ml d'HNO<sub>3</sub> et 5 ml de HF. L'attaque dure de 15 à 30 s (Sperry, 1973). Les échantillons sont lavés à l'eau et séchés à l'air comprimé. Les zones colonnaire et équiaxe se distinguent alors facilement à l'œil nu.

### 3.9.3.4 - Aspect macrographique

Une macrographie typique d'une baguette coulée par aspiration est représentée sur la figure 3.23. Il s'agit de l'échantillon A3.

La structure de ces baguettes présente trois zones. Au voisinage de l'entrée, la zone AB a une structure totalement colonnaire. Les grains colonnaires sont gros. Plus loin, ils sont fins et orientés à contre courant de l'écoulement. A partir du point B jusqu'au point C, des grains équiaxes apparaissent dans la partie centrale. La structure est donc mixte. Les grains colonnaires deviennent de plus en plus fins et sont toujours orientés à contre courant de l'écoulement. L'étendue de la zone équiaxe croît depuis le point B jusqu'au point C. En effet, à partir du point C, la structure est entièrement équiaxe. Les grains sont fins, malgré quelques plages de grains plus grossiers.

De plus, nous remarquons que l'extension de la zone colonnaire n'est pas toujours symétrique. En effet, il arrive que le dernier grain colonnaire sur un bord de l'échantillon soit situé plus loin de l'entrée que sur l'autre bord. Cette dissymétrie peut être de l'ordre du centimètre.



Figure 3.23 : Macrographie de la baguette A3

—▶ : sens de la coulée



Une macrographie typique d'une baguette coulée par surpression est représentée sur la figure 3.24. La structure de la baguette présente aussi trois zones : une zone entièrement colonnaire, une zone colonnaire et équiaxe et une zone entièrement équiaxe.

### 3.9.3.5 - Mesures et corrections

Nous avons mesuré la proportion linéaire de la zone équiaxe. Celle-ci est le rapport du rayon de la zone équiaxe sur le rayon de la baguette. La cote Z est la longueur de métal coulé depuis l'entrée du tube ( $Z = 0$  à l'entrée du tube).

Pour connaître de façon simple la proportion linéaire de zone équiaxe à la cote Z, nous traçons sur l'échantillon à l'aide d'une plume de diamètre 0,13 mm, un trait sur la frontière entre les deux zones. L'échantillon est ensuite photocopié avec un agrandissement. Nous mesurons ensuite le rayon de la zone équiaxe à l'aide d'une règle graduée pour pouvoir calculer la proportion linéaire de la zone équiaxe.

Cette proportion peut être faussée si le plan dans lequel nous lisons les rayons n'est pas diamétral. Une correction est alors effectuée suivant la méthode suivante (Figure 3.25) :

Nous lisons sur l'échantillon les longueurs [BE] et [BC]. A l'aide de calculs géométriques simples, nous déterminons le rapport qui nous intéresse [AC]/[AE].

Le pourcentage linéaire de la zone équiaxe en fonction de la cote Z de la baguette A3 est représenté sur la figure 3.26. Plus l'entrée du tube est lointaine et plus la proportion de la zone équiaxe est grande. Les autres échantillons montrent la même tendance. Des différences sont à noter concernant la longueur de chaque zone.

Pour les échantillons coulés par surpression, les mesures des proportions linéaires de la zone équiaxe n'ont été effectuées que pour deux baguettes. La figure 3.27 donne ce pourcentage pour la baguette P2. Il suffisait de nous assurer que l'évolution de la zone équiaxe était semblable à celle des baguettes coulées par aspiration.

Pour les deux procédés d'injection, nous avons mesuré la longueur  $Z_2$  de la zone colonnaire mesurée depuis le bas de la baguette et  $Z_1$  la longueur de la zone entièrement



Figure 3.24 : Macrographie de la baguette P2

→ : sens de la coulée

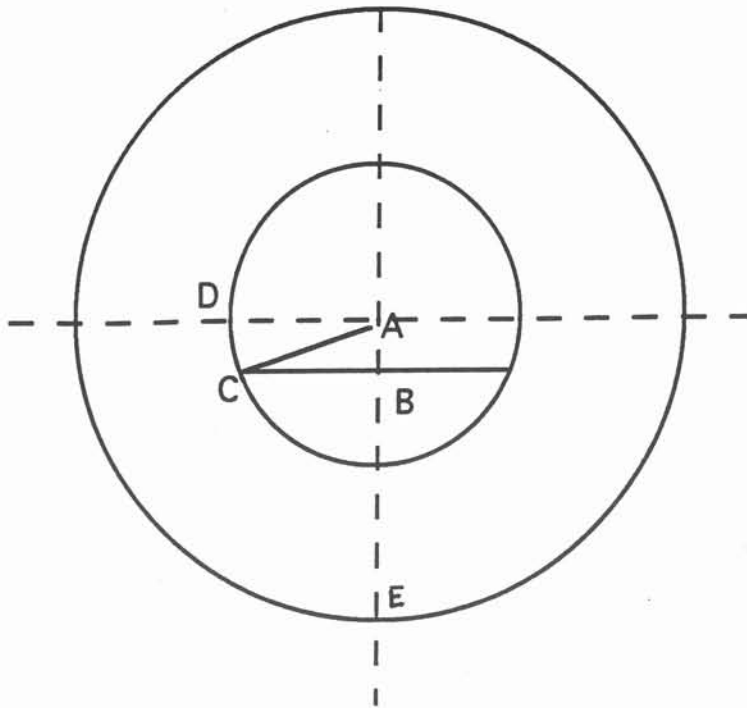


Figure 3.25 : Coupe d'une section transversale d'une baguette

—— Plan réel                      - - - Plan diamétral

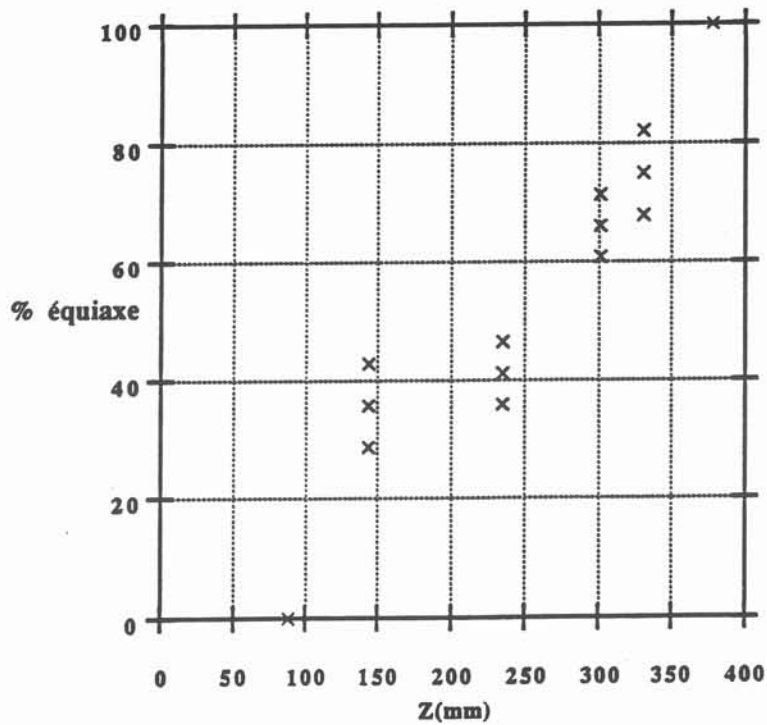


Figure 3.26 : Pourcentage linéaire de la zone équiaxe de l'essai A3 en fonction de la distance à l'entrée du tube

colonnaire mesurée depuis le bas de la baguette. Les différentes notations utilisées pour les mesures sont présentées sur la figure 3.28. Les résultats de l'injection par aspiration sont présentés dans le tableau 3.6 et ceux de l'injection par surpression sont présentés dans le tableau 3.7 :

N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)	N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)	N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)
A1	22	350	A10	6	203	A16	< 5	< 40
A2	17	224	A11	6	234	A17	19	302
A3	86	379	A12	-	252	A18	< 56	300
A7	-	-	A13	21	120	A19	36	370
A8	12	214	A14	83	210	A20	-	0
A9	11	169	A15	50	230			

*Tableau 3.6 : Résultats macrographiques des essais réalisés par aspiration*

N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)	N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)	N° Essai	Z <sub>1</sub> (mm)	Z <sub>2</sub> (mm)
P1	-	85	P7	< 40	322	P13	87	188
P2	-	225	P8	< 40	229	P14	105	222
P3	-	-	P9	50	256	P15	105	145
P4	-	-	P10	75	180	P16	30	93
P5	< 40	159	P11	75	293	P17	40	237
P6	102	191	P12	85	235			

*Tableau 3.7 : Résultats macrographiques des essais réalisés par surpression*

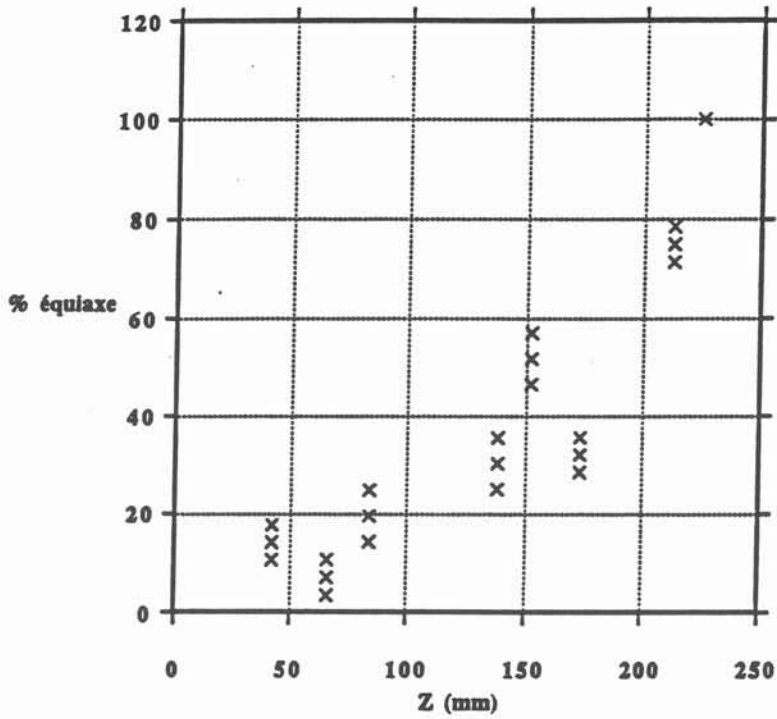


Figure 3.27 : Pourcentage linéaire de la zone équiaxe de l'essai P2 en fonction de la distance à l'entrée du tube

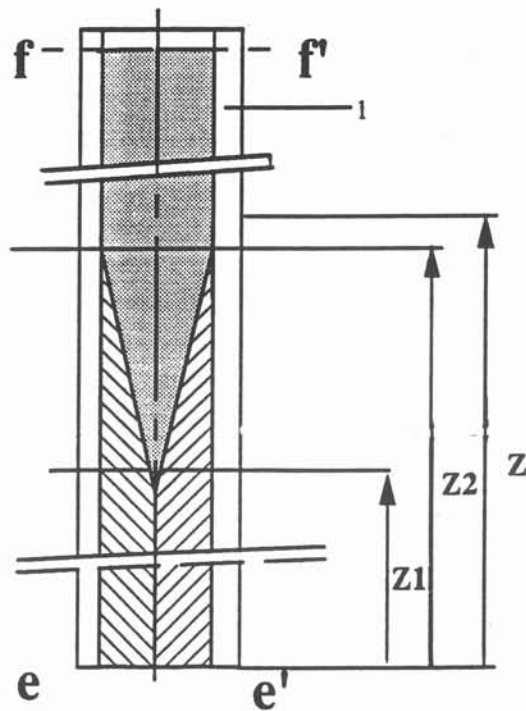


Figure 3.28 : Différentes notations utilisées pour les mesures  
 eé - entrée du tube ff' - front de la baguette  
 l - moule

### 3.9.4 - Mesure de la taille des grains équiaxes

#### 3.9.4.1 - Préparation

Les baguettes coulées par aspiration, extraites ou non de leur moule subissent le traitement d'homogénéisation, puis sont tronçonnées tous les 50 mm au voisinage du front.

La section transversale de l'échantillon est alors polie avec des papiers abrasifs de granulométrie décroissante. L'échantillon est alors placé dans un bain à ultrasons afin d'éliminer les poussières du polissage. Il est ensuite poli avec de la pâte diamant 5 et 1  $\mu\text{m}$ . Entre ces deux étapes, il subit à nouveau le bain à ultrasons. La surface de l'échantillon doit alors avoir l'aspect d'un miroir.

Après avoir réalisé les mesures macrographiques sur la baguette A3 coulée par aspiration et les baguettes P8, P13, P16 coulées par surpression. Ces baguettes ont subi le polissage mécanique précédent en vue de mesures micrographiques le long de leur plan diamétral.

#### 3.9.4.2 - Oxydation anodique

Après ce traitement de polissage, les échantillons sont soumis à une oxydation anodique. Les conditions de cette attaque sont (Sperry, 1973) :

Réactif : 34 ml d'acide tétrafluoborique + 966 ml d'eau

Anode : échantillon

Cathode : aluminium pur

Tension : 20 à 25 volts

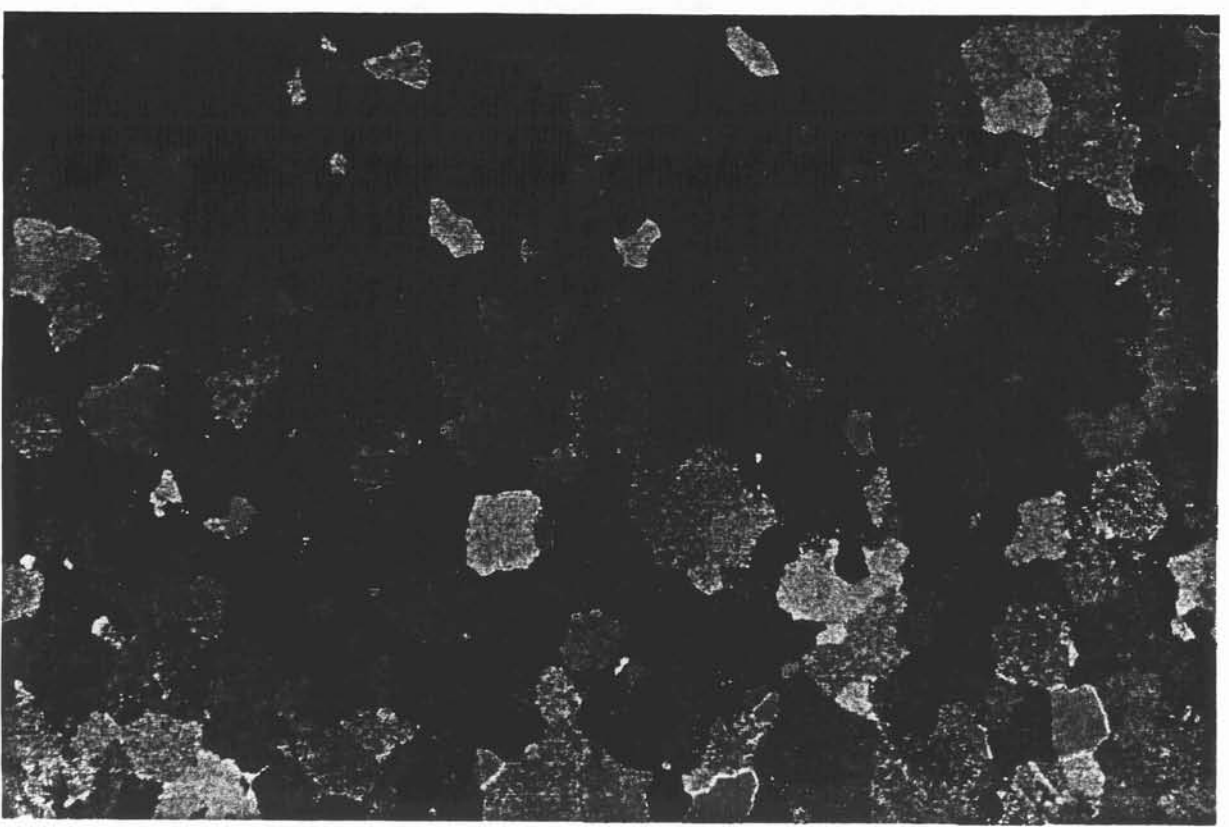
Durée de l'attaque : 5 mn pour les échantillons coulés par aspiration;

15 mn pour ceux coulés par injection

Les échantillons sont ensuite lavés à l'eau distillée et séchés avec un sèche cheveux.

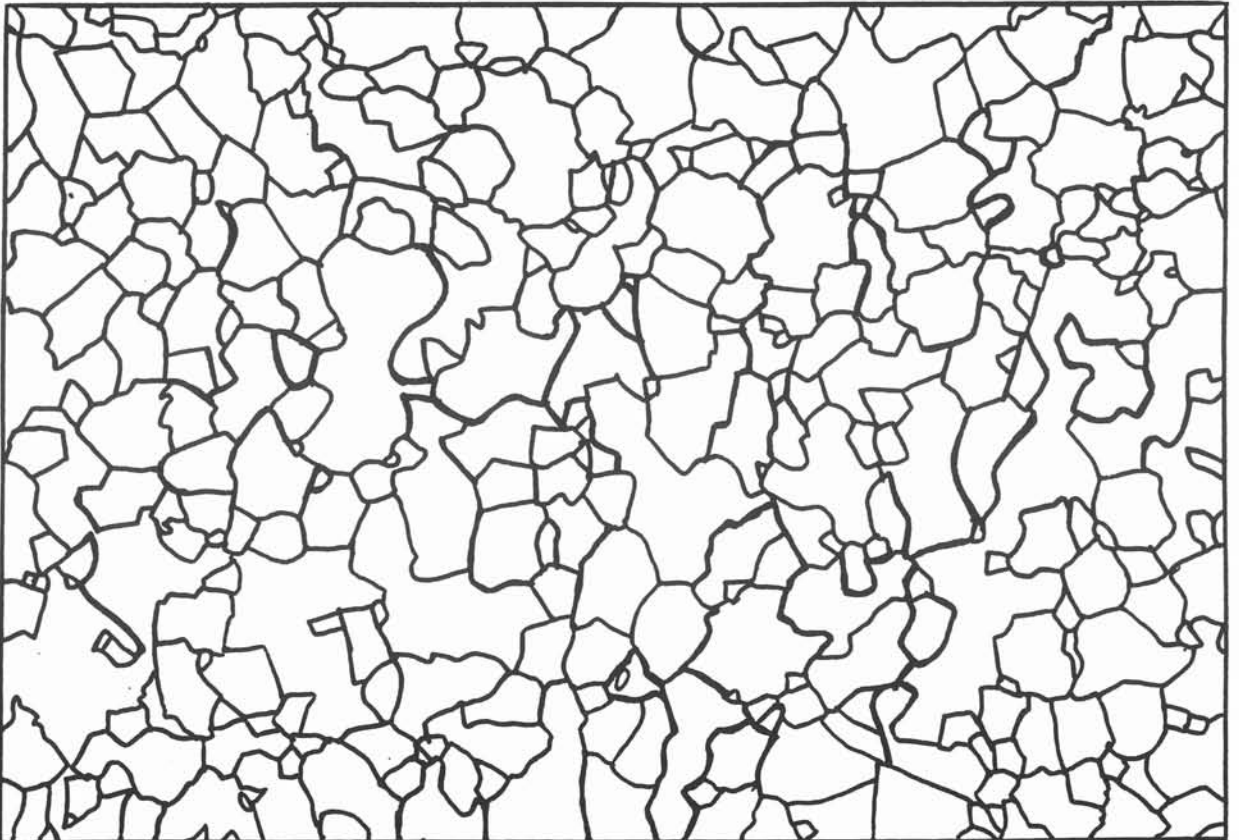
#### 3.9.4.3 - Résultats expérimentaux

Les échantillons sont examinés et photographiés au microscope optique en lumière polarisée avec un objectif grossissant 5 fois. Les photos sont agrandies pour avoir un format final de 12,6 cm sur 18,7 cm (Figure 3.29). Le grossissement total est égal à 93,5. Pour intensifier le contraste entre deux grains, les joints de grains de la photo sont



160  $\mu m$

*Figure 3.29 : Micrographie de l'échantillon A28-3b0 attaqué électrochimiquement*



*Figure 3.30 : calque de la micrographie de l'échantillon A28-3b0*

calqués avec un feutre fin sur un transparent (Figure 3.30). Cette opération comporte une certaine subjectivité. Dans un souci de reproductibilité de l'opération, il est donc important que ce soit toujours le même opérateur qui calque, et que la méthode employée à ce travail ne varie pas d'une photo à une autre. Les calques sont enregistrés sur une disquette informatique afin d'être traités à l'aide d'un logiciel d'analyse d'image "Optilab".

Nous nous sommes intéressés principalement au diamètre du disque équivalent  $D_G$ , car il est représentatif de la taille des grains. Nous avons donc tracé la distribution du nombre de grains suivant leur diamètre équivalent, ainsi que la fréquence cumulée en surface (Figure 3.31). Cette fréquence cumulée donne la proportion de surface occupée par les grains ayant un diamètre équivalent inférieur à deux fois celui du diamètre équivalent moyen ( $= D_0$ ). Le choix de  $D_0$  est complètement arbitraire, mais la proportion de surface occupée par les grains ayant un diamètre équivalent inférieur à  $D_G$  rend compte de l'homogénéité de la taille des grains.

Autre caractéristique intéressante du grain son segment maximum. Le tracé du diamètre du disque équivalent pour tous les grains en fonction de leur segment maximum (Figure 3.32) est représentatif de l'écart au caractère équiaxe. En effet un grain équiaxe n'est pas orienté, donc ne doit pas avoir un diamètre du disque équivalent très différent du segment maximum. Ces études statistiques ont été appliquées aux différents échantillons. Ceux qui présentent un caractère colonnaire sont écartés.

Les résultats obtenus dans les sections transversales des essais réalisés par aspiration sont présentés dans le tableau 3.8 .

La taille des grains équiaxes a été mesurée sur les échantillons A26, A27, A28, A29 et A30. Une étude plus détaillée a été faite sur l'échantillon A3, pour montrer comment varie la taille des grains le long d'une baguette. Ces résultats sont présentés dans le tableau 3.9.

Le diamètre équivalent des grains équiaxes de ces échantillons est compris entre 47 et 102  $\mu\text{m}$ . Un nombre conséquent de ces diamètres se situe dans la tranche de 50 à 70  $\mu\text{m}$ .

Nous constatons aussi que la taille des grains équiaxes au coeur de la baguette est semblable à celle de ceux du bord.



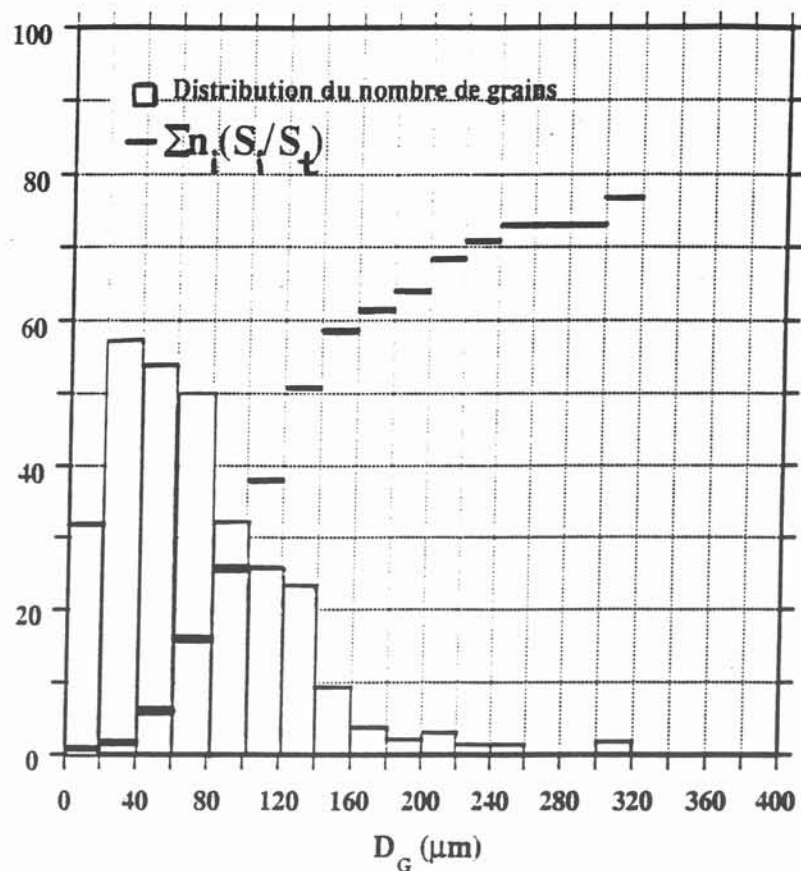


Figure 3.31 : Distribution du nombre de grains suivant leur diamètre moyen et de la fréquence cumulée en surface pour l'échantillon A28-3b0

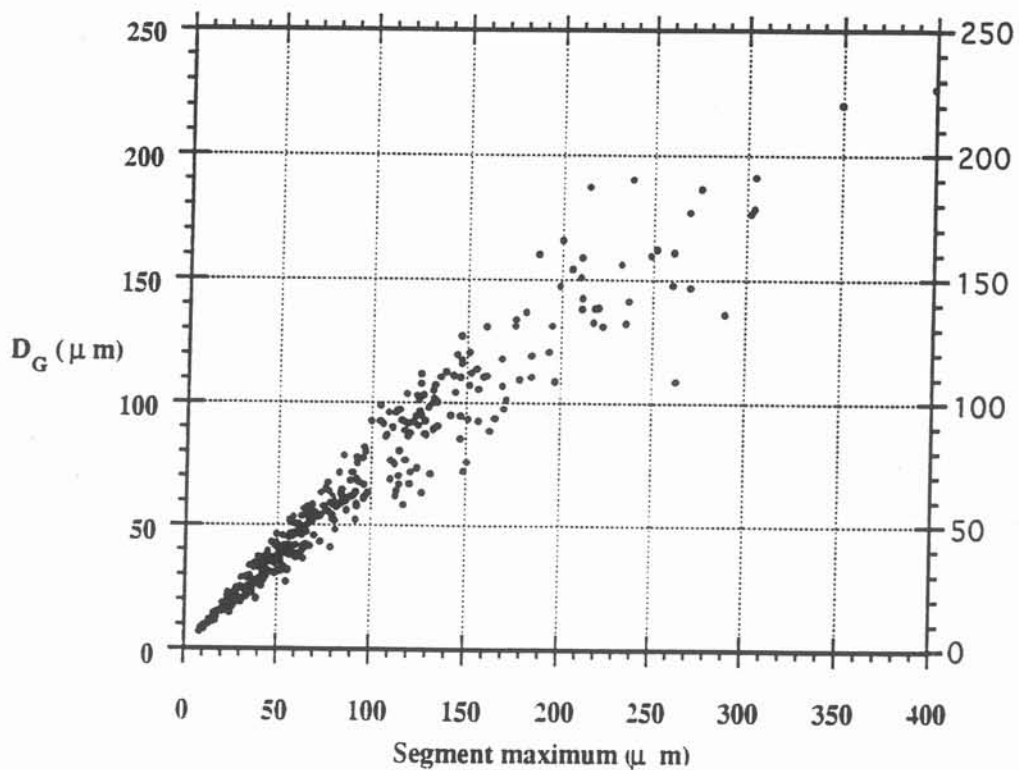


Figure 3.32 : Diamètre moyen en fonction du segment maximum pour l'échantillon A28-3b0

N° Essai	Z (mm)	D <sub>G</sub> (μm)	Nombre de particules
A26-2b0 moy	293	79,6	609
A26-2ce	293	84,6	203
A26-3b0 moy	349	54,1	433
A26-3 ce	349	60	287
A26-4b0 moy	385	55,6	411
A26-4 ce	385	60,6	354
A27-2bo moy	240	84,0	201
A27-2ce	240	75,5	223
A27-3b0 moy	289	68,2	301
A27-3 ce	289	60,1	356
A27-4b0 moy	344	66,7	346
A27-4 ce	344	60,9	439
A28-3b0 moy	287	65,6	324
A28-3 ce	287	71,4	305
A28-4b0 moy	339	50,7	423
A28-4 ce	339	55,6	398
A29-4bo	331	74,4	306
A30-2 b0+ce	352	76,5	211
A30-3	389	48,8	475
A31-2 ce	340	52,2	486
A31-3b0 moy	394	51,5	413
A31-3 ce	394	62,9	361
A31-4b0	443	68,5	310
A31-4 ce	443	61,7	338

*Tableau 3.8 : Résultats micrographiques des essais par aspiration*

*Z : Cote de la section transversale étudiée.*

*D<sub>G</sub> : Diamètre du disque équivalent moyen*

*Nombre de particules : Nombre de particules calquées sur la photo,*

*A26-2b0 moy : Echantillon de la baguette 26 tronçon 2. b0 veut dire que la photo a été prise au bord de la section, moy signifie une moyenne sur trois photos,*

*A26-2ce : Echantillon de la baguette 26 tronçon 2, ce veut dire que la photo a été prise au centre de la section.*

Z (mm)	D <sub>G</sub> (μm)	Nombre de particules	Z/Z <sub>fl</sub>
188	117	104	0,422
218	102	109	0,490
230	89,1	149	0,517
266	98,4	122	0,598
322	88,1	170	0,724
336	52,9	374	0,755
349	62,0	327	0,784
363	55,8	394	0,816
394	56,9	390	0,885
424	47,9	537	0,953

*Tableau 3.9 : Résultats micrographiques de l'échantillon A3*

Le diamètre équivalent moyen décroît de façon quasi-monotone lorsque la cote Z augmente. Ce résultat s'applique pour la baguette A3 et pour tous les échantillons coulés par aspiration.

De même, des mesures de taille de grain ont été effectuées le long des trois baguettes P8, P13, P16 coulées par surpression. Elles sont présentées dans le tableau 3.10.

La taille des grains diminue lorsque la cote Z augmente comme pour les baguettes coulées par aspiration.

Les résultats seront traités de manière détaillée dans le chapitre discussion.

N° Essai	Z (mm)	D <sub>G</sub> (μm)	Nombre de particules
P8	160	111,2	86
P8	179	134,9	68
P8	206	83,7	153
P8	235	71,8	119
P13	147	161,1	40
P13	176	150,6	51
P13	196	101	87
P16	85	158,9	48
P16	115	114,2	78
P16	139	72,5	57

*Tableau 3.10 : Résultats micrographiques des baguettes P8, P13, P16*

### **3.9.5 - Mesure de l'espacement entre les branches secondaires des dendrites**

#### **3.9.5.1 - Introduction**

La plupart des alliages bruts de coulée ont une structure dendritique. Cette structure est périodique tridimensionnelle. Les ramifications de cette structure évoquent les branches d'un petit sapin. Cette image est à l'origine de son nom. La dendrite est constituée d'un axe primaire et de branches secondaires. L'appellation primaire est liée à l'ordre d'apparition de solide. L'axe primaire est la première forme de solide, tandis que les branches secondaires sont la deuxième forme. Les branches secondaires poussent pratiquement perpendiculairement à l'axe primaire. Ces ramifications sont espacées périodiquement.

L'étude de l'espacement des branches secondaires (noté  $\lambda$  par la suite) permet de comprendre l'influence des conditions de refroidissement et d'imaginer un mécanisme de solidification.

## 3.9.5.2 - Mesures

La mesure de  $\lambda$  a été pratiquée sur des baguettes coulées par surpression. Elles n'ont pas subi de traitement d'homogénéisation, pour que les dendrites restent visibles. Les baguettes sont polies avec le même soin que celui prodigué aux échantillons destinés à la micrographie. Les échantillons subissent une attaque électrochimique de 5 minutes. Ils sont alors examinés et photographiés à différentes cotes Z au microscope optique en lumière polarisée avec un objectif oculaire grossissant 5 fois. Les photos sont agrandies pour avoir un format final de 10,2 cm sur 14,8 cm (Figures 3.33 et 3.34). Le grossissement total est de 75.

La visibilité des dendrites empêche de bien séparer les grains, c'est pourquoi seulement les 25 grains les plus visibles sont calqués. Trois axes par grain sont choisis. Le nombre de branches secondaires est compté sur chaque axe. Ce nombre est ensuite divisé par la longueur de l'axe. La moyenne des 3  $\lambda$  est effectuée pour chaque grain. Nous relevons, pour chaque photo, l'espacement moyen des 25 grains, ainsi que l'espacement maximal et minimal.

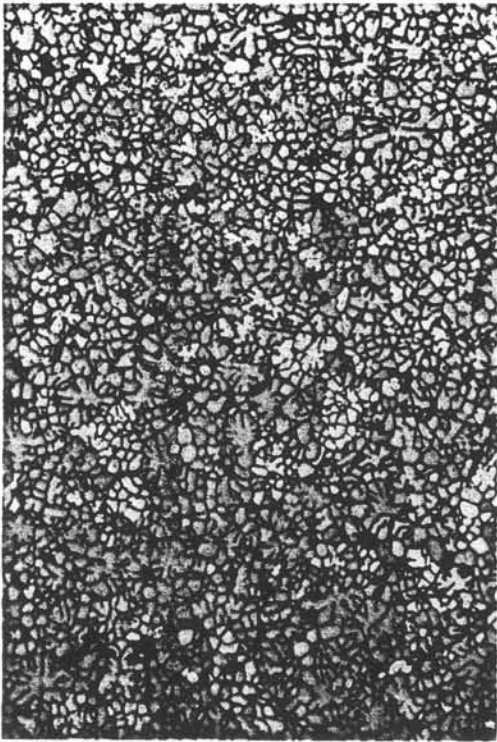
Des mesures de  $\lambda$  ont été effectuées sur les baguettes P8, P13 et P16 coulées en surpression. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.11.

N° essai	Z (mm)	Z/Z <sub>fl</sub>	$\lambda_{\text{moy}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{max}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{min}}$ ( $\mu\text{m}$ )
P8	160	0,681	16,4	28,0	6,7
P8	179	0,762	18,4	30,1	8,3
P8	206	0,877	19,7	29,5	6,7
P8	235	1,000	23,9	30,7	16,9
P13	147	0,687	16,9	21,6	10,3
P13	176	0,822	17,9	24,5	10,3
P13	196	0,916	20,5	24	16,9
P16	85	0,462	19,7	35,1	11,2
P16	100	0,543	19,9	26,3	15,7
P16	115	0,625	20,9	28,0	16,0
P16	139	0,755	19,9	36,0	12,0

Tableau 3.11 : Mesures des espacements des branches secondaires des dendrites

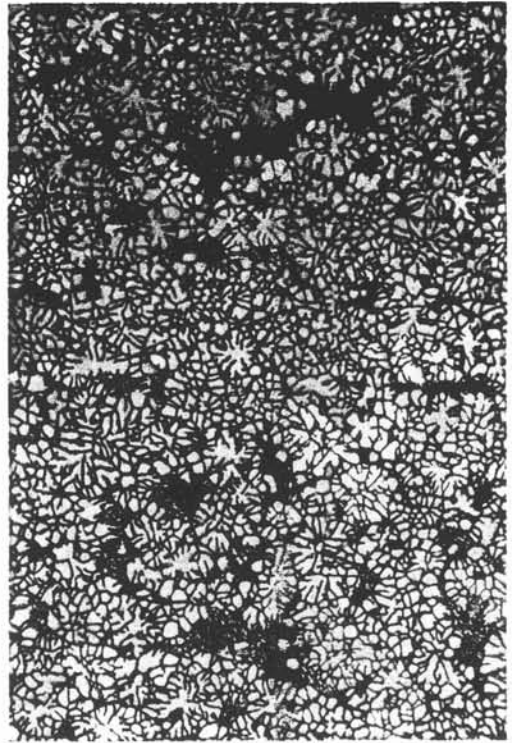
$\lambda_{moy}$  : *Espacement moyen des branches secondaires des dendrites ,*  
 $\lambda_{max}$  : *Espacement maximal des branches secondaires des dendrites ,*  
 $\lambda_{min}$  : *Espacement minimal des branches secondaires des dendrites.*

Nous remarquons que l'espace moyen entre les branches secondaires est du même ordre de grandeur pour toutes les baguettes. Les figures 3.33 et 3.34 montrent que  $\lambda$  est pratiquement le même le long d'une baguette. La différence constatée entre les mesures n'est pas significative car les statistiques ont été faites sur 25 grains, ce qui est peu. Par contre, les photographies montrent qu'à une cote Z, loin de l'entrée du tube, nous avons une structure très homogène (Fig. 3.33, Z = 235 mm, Fig. 3.34, Z = 139 mm). Plus Z diminue, plus apparaissent des grains ayant un  $\lambda$  très fin. La proportion de ces grains fins augmente progressivement jusqu'à 30-40%, proportion estimée à l'oeil. L'explication de ce phénomène sera traitée dans le chapitre discussion.

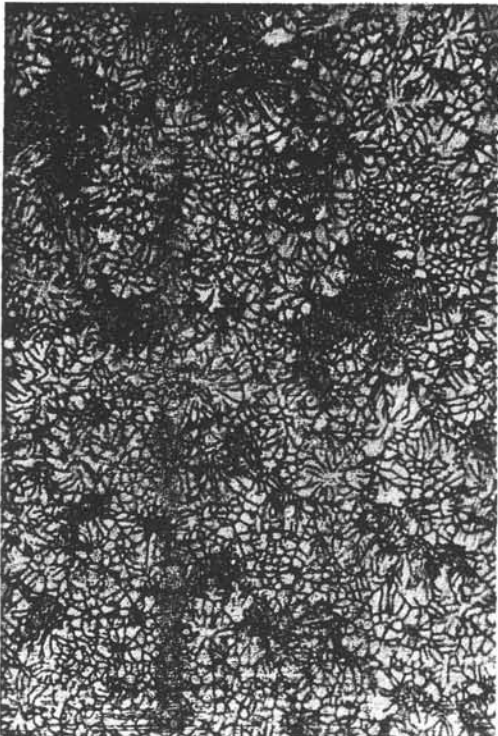


200  $\mu\text{m}$

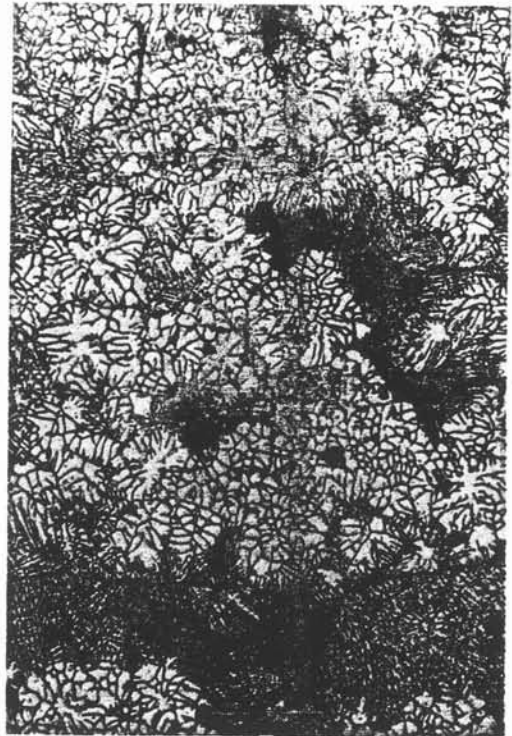
Z = 235 mm



Z = 206 mm



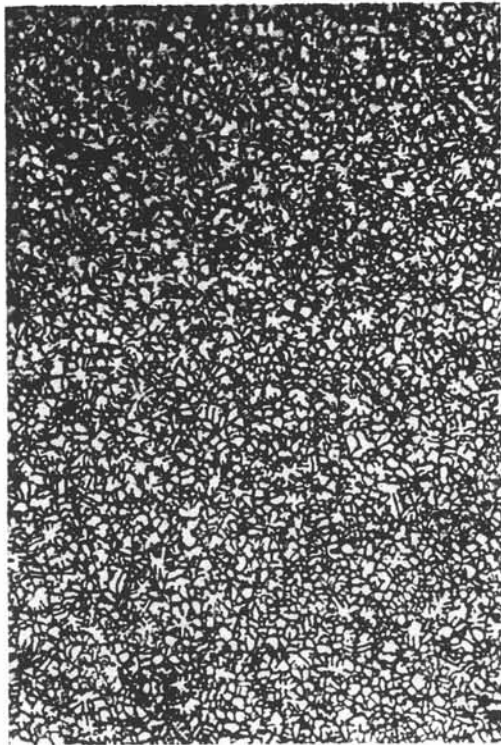
Z = 179 mm



Z = 160 mm

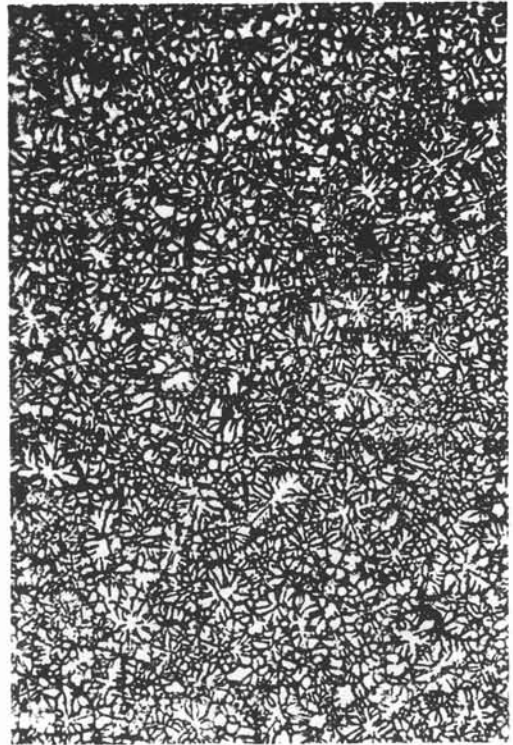
Figure 3.33 : Micrographie d'échantillons de la baguette P8 non recuite attaquée électrochimiquement



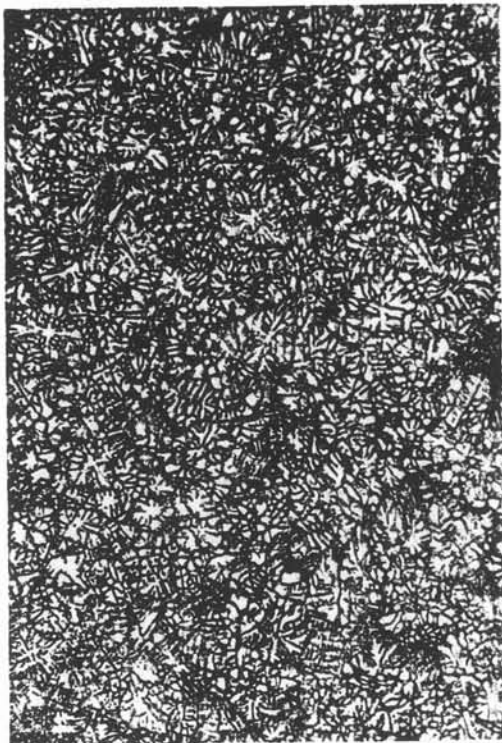


200  $\mu\text{m}$

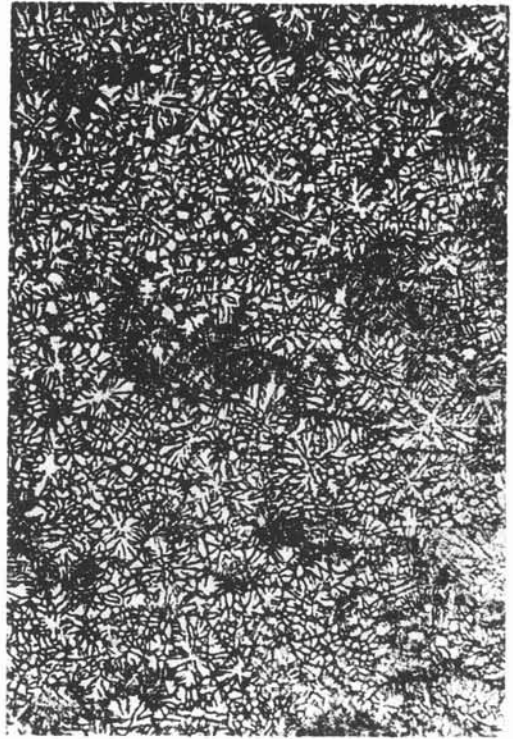
Z = 139 mm



Z = 115 mm



Z = 100 mm



Z = 85 mm

Figure 3.34 : Micrographie d'échantillons de la baguette P16 non recuite attaquée électrochimiquement









## Chapitre 4

### Phénomènes hydrodynamiques associés à l'essai de coulabilité

#### 4.1 - La discussion de la solidification fait intervenir des notions hydrodynamiques

Dans l'essai de coulabilité, le métal liquide est injecté dans un moule en forme de tube. La longueur fluide mesurée  $Z_{fl}$  résulte vraisemblablement de plusieurs régimes, évoqués au chapitre 2 :

- 1) l'écoulement du liquide seul dans le tube. C'est un écoulement en tube ouvert, avec une surface libre liquide-gaz que nous appelons le front liquide,
- 2) la formation d'une croûte annulaire qui réduit progressivement la section liquide,
- 3) la formation de cristaux en suspension dans la zone la plus froide du liquide,
- 4) le blocage, soit par les cristaux en suspension, soit par les cristaux annulaires.

Pour raisonner sur la formation des cristaux annulaires (régime 2), ou sur la formation des cristaux en suspension (régime 3), il faut connaître la température dans le liquide en fonction du temps. Plus précisément, dans la zone où les deux mécanismes ci-dessus sont en compétition, il faudrait connaître d'une part le gradient de température, d'autre part la vitesse de solidification, laquelle est liée au flux de chaleur extrait localement.

En fait, les structures de solidification observées expérimentalement nous amènent à considérer plus particulièrement deux types de zones :

- la zone équiaxe, qui s'étend depuis le front liquide jusqu'à la frontière colonnaire-équiaxe. La cristallisation équiaxe est possible seulement si le liquide est en surfusion ( $T < T_{eq}$ ), et si les gradients sont relativement très faibles,

- la zone colonnaire, qui s'étend en amont de la précédente jusqu'à l'entrée du tube moule. La question est alors de déterminer la surfusion locale contre la paroi, et la valeur locale du gradient de température, essentiellement la composante radiale.

En fait, la température dans le liquide est fonction :

- 1) du temps,

- 2) de la position du point considéré,
- 3) de l'état hydrodynamique,
- 4) de l'état thermique du moule.

Admettons que l'écoulement reste axi-symétrique ( $r, z$ , pas d'effet de  $\theta$ ). Pour discuter la valeur de la température  $T$ , il faut considérer les composantes  $v_r$  et  $v_z$  de la vitesse, ainsi que la pression  $P$ . Celles-ci sont régies par les équations classiques de la mécanique des fluides incompressibles (Bird, Stewart, Lightfoot, 1960) écrites ici sans considérer la solidification (régime 1) :

Conservation de la masse ( $\rho = \text{cte}$ ), (équation de continuité)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z) = 0 \quad (1)$$

Conservation de la quantité de mouvement (équations Navier-Stokes)

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + g_r + \frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g_z + \frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (3)$$

Conservation de la chaleur

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k_{th}}{\rho C_p} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (4)$$

Il faut ajouter les conditions aux limites non détaillées ici.

Dans le programme Brite-Euram "Convective effects in solidification", le partenaire de Aachen traite ces équations numériquement par la méthode des volumes finis. Nous utiliserons un résultat partiel au chapitre 6. Il n'est pas dans notre rôle d'exploiter directement ces équations. Intuitivement, nous pouvons prévoir les caractères suivants :

- à  $r$  constant, le liquide se refroidit continument depuis l'entrée vers le front liquide. Il y a un gradient axial,

- à  $z$  constant, le liquide est plus froid au voisinage de la paroi du moule que dans la zone centrale. Il y a un gradient radial.

Dans l'essai de coulabilité, ces gradients dépendent de l'état convectif. En particulier le gradient radial est moins intense s'il existe une composante radiale  $v_r$  de la vitesse. Par ailleurs, si des tourbillons existent, ils tendent à uniformiser la température. Certains expérimentateurs (Prates et Biloni, 1972) ont invoqué la turbulence pour expliquer la formation d'une zone équiaxe particulièrement étendue.

## 4.2 - Les trois zones d'un écoulement en tube ouvert

Dans le cas d'un liquide injecté dans un tube, un front liquide progresse dans le tube. Les spécialistes parlent d'un écoulement en conduite ouverte. Il convient de considérer trois régions différentes :

- l'entrée du tube,
- la zone intermédiaire,
- le front liquide.

Il existe une composante radiale de la vitesse non nulle dans la zone d'entrée et au front. Dans la zone intermédiaire, la valeur de la composante radiale dépend de la valeur de la vitesse, et de la position.

Le moule exerce des effets visqueux sur le liquide depuis l'entrée jusqu'au front de la surface. Dans la zone d'entrée, les effets de viscosité se localisent dans une couche limite qui devient progressivement plus épaisse depuis l'entrée jusqu'à l'axe du tube. De plus, une couche limite visqueuse existe en arrière du front. Son épaisseur augmente progressivement depuis la surface libre du liquide jusqu'à l'axe du tube.

A cause de ces effets de viscosité, la distribution de la vitesse change le long du tube, et par conséquent la distribution de la température est également modifiée. L'équation de continuité (eq. 1) permet de calculer  $v_r$ , la composante radiale de la vitesse à partir de  $\partial v_z / \partial z$ , variation de la vitesse axiale. Il est clair que dans tous les cas la composante radiale reste très petite devant la vitesse axiale. Mais elle n'est pas nulle lorsque le terme  $\partial v_z / \partial z$  est différent de zéro. Par conséquent, la vitesse radiale n'est pas nulle dans la région du front et dans la zone d'entrée.

Dans la zone d'entrée, la température peut être considérée comme uniforme, alors

l'effet de  $v_r$  n'est pas examiné en détail.

Dans la zone du front, l'effet de  $v_r$  est important. Les gradients de température dépendent de la valeur de  $v_r$ .

La zone intermédiaire peut être définie par la condition  $\partial v_z / \partial z = 0$ . Alors dans des conditions laminaires  $v_r = 0$ , le transfert de chaleur radial se fait uniquement par conduction, un gradient élevé de température se crée à la paroi du moule. La distribution de température favorise une solidification selon un mécanisme colonnaire. Toutefois, des effets de mélanges peuvent être attendus si quelques tourbillons existent comme ce sera considéré plus loin.

### 4.3 - Effets de turbulence ou non

Comme il a été écrit plus haut, le mécanisme de cristallisation équiaxe implique de très faibles gradients de température dans le liquide. Une telle situation peut exister si des effets de mélanges existent dans l'écoulement, comme par exemple en turbulence isotrope.

Lors de la coulée, les fondeurs recherchent un écoulement calme. Il faut éviter d'enfermer les gaz, ou d'éroder la paroi du moule. La turbulence peut exister en fonderie sous pression, elle peut même aller jusqu'à un régime de pulvérisation du jet. Elle existe également en fonderie de superalliages en moule céramique pour faire des pièces très minces.

Prates et Biloni (1972) observent une transition colonnaire-équiaxe dans des essais de coulée par gravité. Ils suggèrent qu'elle est liée à la naissance de la turbulence. Ils présentent leurs résultats microstructuraux en fonction du nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{2 r_0 V_D}{\nu}$$

Ils constatent que la structure équiaxe devient dominante pour  $Re = 2300$ , et au dessus. Or les mécaniciens des fluides admettent la valeur  $Re = 2000$  comme valeur limite supérieure pour un écoulement laminaire en tube fermé, dans la zone intermédiaire. Les figures 4.1 et 4.2 montrent des expériences classiques. L'écoulement est visualisé par injection de colorants.

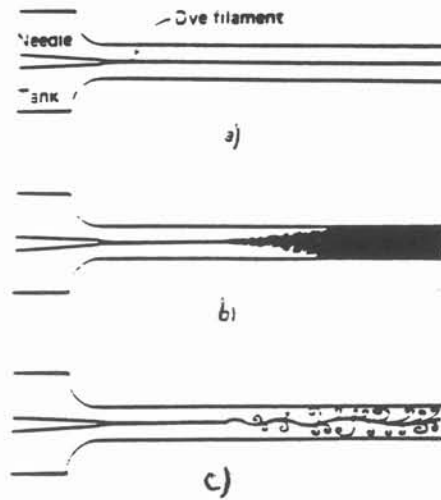


Figure 4.1 : Expérience de Reynolds d'après Frank White (1974)  
 a) faible vitesse (écoulement laminaire)  
 b) forte vitesse (écoulement turbulent)  
 c) écoulement stroboscopé dans la condition b)

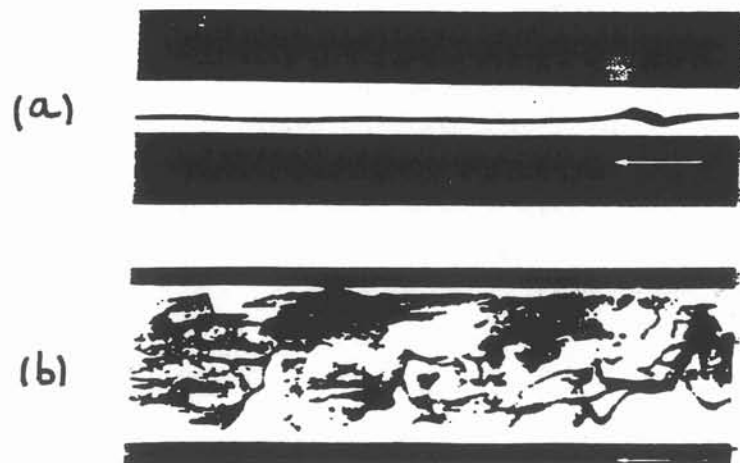


Figure 4.2 : Injection de colorant dans un tube d'après Dubs publié par Schlichting (1968)  
 a) écoulement laminaire  $Re = 1150$   
 b) écoulement turbulent  $Re = 2520$



Pour étudier la zone intermédiaire, nous avons construit une première maquette à eau dans laquelle nous avons visualisé les écoulements par injection de colorants. Nous avons montré que l'écoulement reste laminaire tant que  $Re$  reste inférieur à 2000 (Garda, 1991). Nous ne détaillerons pas ces résultats, parce que dans nos essais, les conditions de zone intermédiaire ( $\partial v_z / \partial z = 0$ ) ne sont pas réalisées. Dans l'essai de coulabilité, la zone remplie est courte. Il n'y a pas de zone intermédiaire. Seule la zone d'entrée et la zone du front sont importantes.

Maintenant nous considérons la couche limite qui se développe depuis l'entrée du tube et nous examinons les conditions de cisaillement comme une fonction de  $z$ , coordonnée axiale du tube. Les spécialistes définissent un nombre de Reynolds  $Re_z$  tel que :

$$Re_z = \frac{z V_D}{\nu} = \frac{z}{2 r_0} Re$$

L'expérience montre que l'écoulement laminaire reste stable depuis l'entrée ( $z = 0$ ), jusqu'à une distance  $z$  telle que  $Re_z$  atteint une valeur critique, expérimentalement :

$$Re_{z \text{ crit}} = 2800000$$

Pour notre domaine de  $Re$  (2000 à 3000), cela signifie que :

$$\frac{z}{2 r_0} \geq 1000$$

En coulabilité, les moules sont trop courts pour donner naissance à une telle instabilité. Ces dernières peuvent être dues à l'état de surface du tube, en particulier aux rugosités, mais surtout à la géométrie de l'entrée elle-même.

Toutefois, la solidification du métal liquide peut provoquer ces instabilités. Si la solidification colonnaire commence, la croûte colonnaire restreint la section du tube (Figure 4.3). Dans la partie divergente, des tourbillons peuvent exister.

L'étude des flux convectifs radiaux n'est pas habituelle. Ils sont beaucoup plus faibles que les flux axiaux, mais d'après l'équation de continuité, ils existent dès que  $\partial v_z / \partial z$  n'est pas nul.

Dans la zone d'entrée, les effets visqueux de la paroi peuvent produire une composante radiale de la vitesse même pour les valeurs modérées du nombre de Reynolds. Pour des valeurs plus grandes, des tourbillons peuvent être formés. Dans la littérature, beaucoup de publications portent sur le comportement hydrodynamique de cette zone.

Dans la zone du front, il existe une composante radiale de la vitesse. Son module reste petit. Mais elle est susceptible de produire une contribution convective aux transferts de chaleur entre le liquide et le moule. Nous avons établi un modèle théorique de l'écoulement au voisinage du front, qui donne une formulation analytique des composantes axiale et radiale de la vitesse, et une maquette en eau qui permet de valider ce modèle.

#### 4.4 - Modèle d'écoulement en arrière de la surface libre progressant dans un tube

##### 4.4.1 - Définition du problème

Un liquide progresse dans un tube axi-symétrique, de rayon  $r_0$ , la vitesse de débit  $V_D$  étant constante. La surface libre liquide-gaz sera désignée dans la suite par le terme de "front". Elle est supposée plane. On s'intéresse au champ de vitesse dans le liquide dans la zone voisine du front. L'écoulement est décrit en 2 zones, la couche limite, et l'écoulement central (Figure 4.4). Les coordonnées sont  $r$  ou  $y = r_0 - r$  suivant le rayon,  $z$  suivant l'axe.

L'épaisseur  $\delta$  de la couche limite croît avec  $z$ , mais elle est supposée petite par rapport au rayon  $r_0$ .

Notations des composantes de la vitesse dans la couche limite (pour  $0 < r < r_0 - \delta$ ) :

$$v_z = u_1 = u$$

$$v_r = v_1$$

Notations dans l'écoulement central (pour  $0 < r < r_0 - \delta$ ) :

$$v_z = u_2$$

$$v_r = v_2$$

Conditions à la paroi, pour  $y = 0$  :

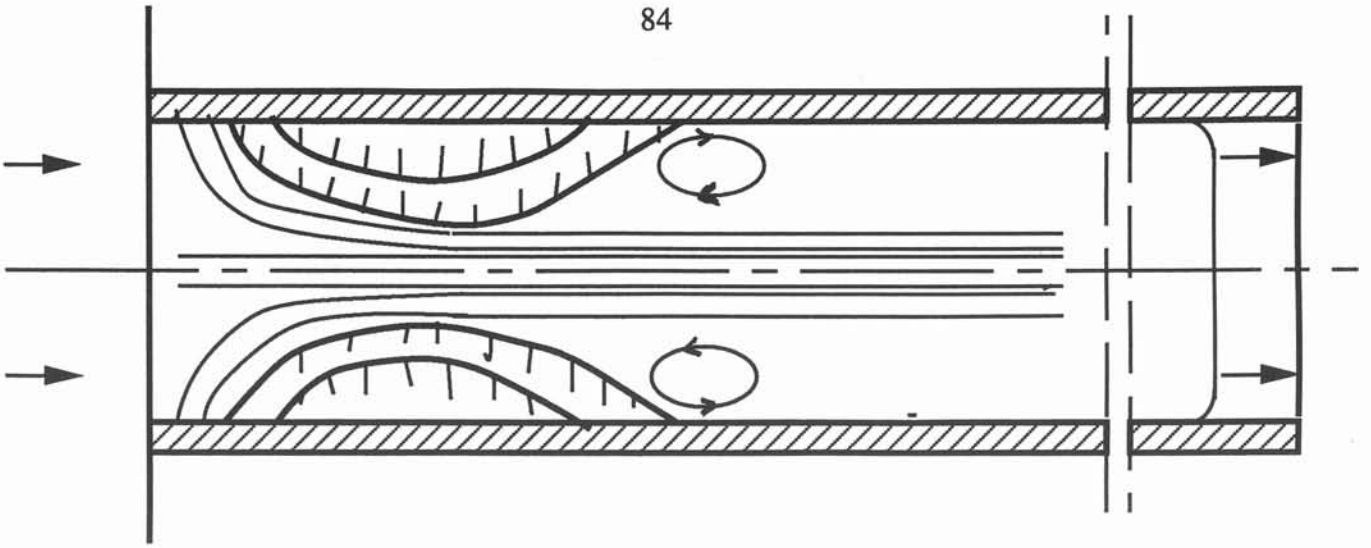


Figure 4.3 : Schéma des lignes de courant modifiées par la présence de la croûte colonnaire

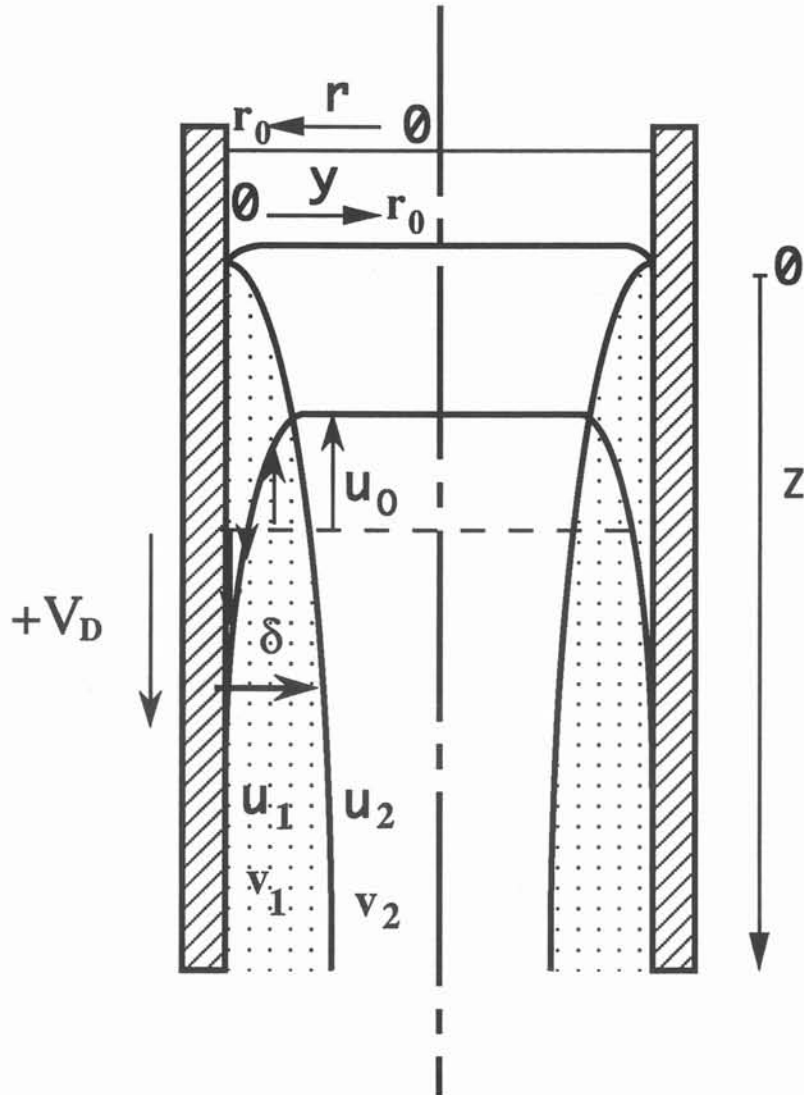


Figure 4.4 : Ecoulement en arrière de la surface libre dans un tube

$$u_1 = u = V_D \quad (5)$$

$$v_1 = 0 \quad (6)$$

Conditions de raccordement des deux zones, pour  $y = \delta$  :

$$u_1 = u_2 \quad (7)$$

$$v_1 = v_2 \quad (8)$$

La mise en équations du problème comporte en outre la loi fondamentale de la dynamique appliquée à un domaine de contrôle, la condition que le rotationnel doit rester fini dans l'écoulement central, et le fait que le débit est nul dans le référentiel attaché au front :

$$0 = \int_0^{r_0} v_z 2\pi r \, dr = \int_0^{r_0-\delta} u_2 2\pi r \, dr + \int_{r_0-\delta}^{r_0} u_1 2\pi r \, dr \quad (9)$$

#### 4.4.2 - Traitement de la couche limite

La loi fondamentale de la dynamique s'écrit à l'état permanent en coordonnées axi-symétriques :

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] \quad (10)$$

Par rapport à l'équation 2, le deuxième terme de l'effet visqueux est négligé ainsi que le gradient radial de pression.  $v_r$  est calculé par l'équation de continuité (eq. 1) reportée ici :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z) = 0$$

Le terme de pression inclut l'effet de la pesanteur. La relation de Bernoulli s'applique dans l'écoulement central.

$$p + \frac{1}{2} \rho u_0^2 = \text{cte} \quad (11)$$

Elle remplace l'équation 3 et permet de calculer le terme de pression dans la couche limite car le gradient de pression radial est un infiniment petit d'ordre supérieur.

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = u_0 u'_0 \quad (12)$$

La loi fondamentale de la dynamique est appliquée sous forme intégrée à un domaine de contrôle constitué par l'anneau  $z, z + dz$ ,  $r$  variant de  $r_0 - \delta$  à  $r_0$ . Après quelques manipulations algébriques élémentaires, elle s'écrit :

$$\begin{aligned} & \int_{r=r_0-\delta}^{r_0-\delta} \frac{\partial v_z}{\partial z} (2v_z + u_0) 2\pi r dr \\ & = \pi [(r_0-\delta)^2 - r_0^2] u_0 u'_0 + 2\pi v [(r_0-\delta) \left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)_{r_0-\delta} - r_0 \left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)_{r_0}] \end{aligned} \quad (13)$$

Dans la couche limite, la distribution de vitesse est paramétrée :

$$u_1(z,y) = u_0 + (V_D - u_0) f(\eta) \quad (14)$$

avec  $\eta = y/\delta$

$$f(\eta) = 1 - \frac{3}{2} \eta + \frac{1}{2} \eta^3$$

$u_0$  et  $\delta$  sont 2 fonctions de  $z$  à déterminer

A la paroi, quel que soit  $z$ ,  $y = 0$ ,  $\eta = 0$ ,  $f(0) = 1$ .

A la frontière  $y = \delta$ , quel que soit  $z$ ,  $\eta = 1$ ,  $f(1) = 0$ ,  $u_1 = u_0$ . Le calcul des différentes intégrales utiles de la fonction  $f(\eta)$  est présenté en annexe C.

#### 4.4.3 - Formulation de l'écoulement central

Dans l'écoulement central ( $0 < r < r_0 - \delta$ ), le vecteur vitesse est calculé à partir de la fonction de courant  $\psi$  définie par :

$$\begin{aligned} v_z = u_2 &= \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ v_r = v_2 &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned} \quad (15)$$

Alors la conservation de la masse est identiquement vérifiée. La fonction  $\psi$  est

exprimée sous forme d'un produit de 2 fonctions :

$$\psi(r,z) = r_0^2 V_D j(Z) g(R) \quad (16)$$

$$\text{avec } Z = z/r_0, \quad R = r/r_0$$

Au front liquide ( $z = 0$ ),  $\psi = 0$ , donc :

$$j(0) = 0 \quad (17)$$

Sur l'axe ( $r = 0$ ),  $\psi = 0$ , donc :

$$g(0) = 0 \quad (18)$$

#### 4.4.4 - Formulation du problème sous forme dimensionnelle

Une première condition est donnée par le fait que, dans le référentiel de la surface libre, le débit est nul (eq. 9) :

$$0 = r_0^2 V_D j(Z) g(1 - \delta/r_0) + \frac{3}{8} r_0 V_D \delta + \frac{5}{8} r_0 u_0 \delta - \frac{2}{5} u_0 \delta^2 - \frac{1}{10} V_D \delta^2 \quad (19)$$

Deux conditions viennent du raccordement à la frontière de la couche limite (pour  $\eta = y/\delta = 1$ ) :

$$u_2 = u_1 = u_0$$

$$\frac{V_D r_0}{(r_0 - \delta)} j(Z) \cdot g'(1 - \delta/r_0) = u_0 \quad (20)$$

$v_1$  est obtenue par la condition de continuité (eq.1). En fait on a besoin ici de la valeur à  $y = \delta$ .

$$v_1 = \frac{1}{r_0 - \delta} \int_{y=0}^{\delta} \frac{\partial u}{\partial z} (r_0 - y) dy$$

L'intégrale est calculée à l'aide de la représentation paramétrée en  $\eta = y/\delta$  :

$$-\frac{r_0 V_D}{r_0 - \delta} j'(Z) g(1 - \delta/r_0) = -\frac{1}{r_0 - \delta} \left[ u'_0 \delta \left( \frac{11}{8} r_0 - \frac{2}{5} \delta \right) + \delta' (V_D - u_0) \left( \frac{3}{8} r_0 - \frac{1}{5} \delta \right) \right] \quad (21)$$

Dans le bilan d'impulsion, l'intégration est effectuée pour  $r$  variant entre  $r_0$  et  $r_0 - \delta$ , c'est à dire entre  $\eta = 0$  et  $\eta = 1$ . Compte tenu des intégrales indiquées en annexe, l'équation 13 devient :

$$\begin{aligned} & 3u_0 u'_0 \left( -\frac{5}{8} r_0 + \frac{2}{5} \delta \right) + 2u'_0 (V_D - u_0) \left( -\frac{39}{280} r_0 + \frac{9}{160} \delta \right) - \\ & \frac{9}{2} (V_D - u_0) u_0 \frac{\delta'}{\delta} \left( -\frac{1}{4} r_0 + \frac{2}{15} \delta \right) - 3 (V_D - u_0)^2 \frac{\delta'}{\delta} \left( -\frac{7}{240} \delta + \frac{11}{140} r_0 \right) \\ & = - \left( r_0 - \frac{1}{2} \delta \right) u_0 u'_0 - \frac{3}{2} v r_0 (V_D - u_0) \frac{1}{\delta^2} \end{aligned} \quad (22)$$

#### 4.4.5 - Formulation adimensionnelle des équations de base

Les équations sont écrites sous forme adimensionnelle avec :

$$Z = \frac{z}{r_0}, R = \frac{r}{r_0}, X = \frac{\delta}{r_0}, U = \frac{u_0}{V_D}$$

$$\text{Alors } u_0 = V_D U(Z), \quad u'_0 = \frac{1}{r_0} V_D U', \quad \delta = r_0 X(Z), \quad \delta' = r_0 X' \frac{1}{r_0}$$

Conservation du débit, dans le référentiel du front :

$$0 = j'(Z) g(1-X) + \frac{3}{8} X + \frac{5}{8} UX - \frac{2}{5} U X^2 - \frac{1}{10} X^2 \quad (23)$$

Egalité des composantes axiales :

$$j(Z) g'(1-X) = U(1-X) \quad (24)$$

Egalité des composantes radiales :

$$-j(Z) \cdot g(1-X) = U'X \left( \frac{11}{8} - \frac{2}{5} X \right) + X'(1-U) \left( \frac{3}{8} - \frac{1}{5} X \right) \quad (25)$$

Bilan d'impulsion :

$$\begin{aligned}
 & 3 UU' \left( -\frac{5}{8} + \frac{2}{5} X \right) + 2 U'(1-U) \left( -\frac{39}{280} + \frac{9}{160} X \right) \\
 & - \frac{9}{2} (1-U) U \frac{X'}{X} \left( -\frac{1}{4} + \frac{2}{15} X \right) - 3 (1-U)^2 \frac{X'}{X} \left( -\frac{7}{240} X + \frac{11}{140} \right) \\
 & = - \left( 1 - \frac{1}{2} X \right) UU' - \frac{3}{\text{Re}} \frac{1-U}{X^2}
 \end{aligned} \tag{26}$$

#### 4.4.6 - Cas où X est petit devant 1

Débit nul :

$$0 = 8 j(Z) \cdot g(1) + 3 X + 5 UX \tag{27}$$

L'égalité des composantes axiales donne  $j(Z)$  :

$$j(Z) \cdot g'(1) = U \tag{28}$$

Cette expression de  $j(Z)$  est portée dans l'équation du débit :

$$0 = 8 \frac{g(1)}{g'(1)} U + 3 X + 5 UX$$

Soit au premier ordre en X :

$$U = -\frac{3}{8} \frac{g'(1)}{g(1)} X \tag{29}$$

Le rapport constant  $g'(1)/g(1)$  est noté G :

$$U = -\frac{3}{8} GX \quad U' = -\frac{3}{8} G X'$$

Ces expressions sont portées dans le bilan d'impulsion. Au premier ordre en X, ce dernier se réduit à :



$$2 XX' = \frac{280}{11 \text{ Re}} \quad (31)$$

La relation est intégrée entre  $Z = 0, X = 0$  et  $Z, X$  :

$$X^2 = \frac{280}{11 \text{ Re}} Z \quad (32)$$

$$\frac{\delta}{r_0} = \left(\frac{280}{11 \text{ Re}}\right)^{1/2} \left(\frac{Z}{r_0}\right)^{1/2} \quad (33)$$

Par les relations 28 et 29 il vient l'expression de  $u_0$  et de  $j$  :

$$U = -\frac{3}{8} G \left(\frac{280}{11 \text{ Re}}\right)^{1/2} Z^{1/2}$$

$$\frac{u_0}{V_D} = -\frac{3}{8} \left(\frac{280}{11}\right)^{1/2} \frac{G}{(\text{Re})^{1/2}} \left(\frac{Z}{r_0}\right)^{1/2} \quad (34)$$

$$j = \frac{1}{g'(1)} U = -\frac{3}{8} \frac{G}{g'(1)} \left(\frac{280}{11 \text{ Re}}\right)^{1/2} Z^{1/2} \quad (35)$$

On vérifie aisément que, au premier ordre en  $X$ , l'égalité des composantes en  $X$  se réduit à une identité.

#### 4.4.7 - Définition de $g(R)$ par le calcul du rotationnel

Le rotationnel est noté  $w$  :

$$w = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} = -\frac{1}{R} j'' g - \frac{1}{R} j g'' + \frac{1}{R^2} j g' \quad (36)$$

$$\frac{w}{\text{cte}} = -\frac{1}{R} Z^{1/2} g'' + \frac{1}{R^2} Z^{1/2} g' + \frac{1}{4R} Z^{-3/2} g \quad (37)$$

Lorsque  $Z$  tend vers l'infini il reste :

$$\frac{w}{\text{cte}} = \frac{Z^{1/2}}{R} \left[ -g'' + \frac{1}{R} g' \right] \quad (38)$$

Donc, la fonction  $g$  doit être choisie de façon telle que le crochet soit nul.

$$\frac{dg'}{g'} = \frac{dR}{R}$$

$$g = \frac{1}{2} B R^2 + E$$

Or  $g(0) = 0$  donc  $E = 0$

$$g = \frac{1}{2} B R^2 \quad (39)$$

Alors il vient :

$$G = \frac{g'(1)}{g(1)} = 2 \quad (40)$$

La fonction de courant est alors complètement définie :

$$\frac{\Psi}{r_0^2 V_D} = -\frac{3}{4} \left(\frac{70}{11}\right)^{1/2} \frac{1}{(\text{Re})^{1/2}} Z^{1/2} R^2 \quad (41)$$

$$\frac{v_r}{V_D} = \frac{3}{8} \left(\frac{70}{11}\right)^{1/2} \frac{1}{(\text{Re})^{1/2}} \left(\frac{r_0}{z}\right)^{1/2} \frac{r}{r_0} \quad (42)$$

$$\frac{v_z}{V_D} = -\frac{3}{2} \left(\frac{70}{11}\right)^{1/2} \frac{1}{(\text{Re})^{1/2}} \left(\frac{z}{r_0}\right)^{1/2} \quad (43)$$

$$z \rightarrow \infty \quad v_r \rightarrow 0, \quad v_z \text{ croit comme } z^{1/2}$$

$$z \rightarrow 0 \quad \text{singularité à la surface libre}$$

## 4.5 - Etude sur maquette hydraulique de l'écoulement au voisinage du front liquide mobile

### 4.5.1 - Principe

Cette partie de l'étude porte sur les mouvements du liquide juste en arrière du

front liquide. Pour faciliter l'étude, le métal liquide est remplacé par de l'eau, les viscosités étant du même ordre de grandeur. Le principe consiste à visualiser la trajectoire de particules dont la densité est voisine de celle de l'eau.

Les particules sont éclairées par un faisceau laser. Leur trajectoire est suivie par enregistrement vidéo, ou par photographie.

#### 4.5.2 - Maquette hydraulique

La maquette hydraulique (maquette n°2) comporte les éléments suivants (Figure 4.5) :

- un tube en plexiglass,
- un bac,
- un agitateur magnétique,
- un nid d'abeilles,
- une vanne aiguille,
- deux électrovannes,
- une pompe à vide,
- un laser.

Le tube est vertical afin que la pesanteur agisse suivant son axe de révolution, sans créer de dissymétrie. Il est en plexiglass. Il faut une vitesse de débit faible pour suivre facilement la particule dans son déplacement. Afin de garder le nombre de Reynolds dans la gamme choisie ( $Re \cong 2000$  à  $3000$ ), le tube a un diamètre intérieur de 30 mm. Sa longueur est de 2 mètres.

Le mouvement est assuré par une différence de pression  $\Delta P$  entre le bac de départ ( $P = P_a$ ) et le front. Une électrovanne met en communication le front avec un réservoir à pression réduite ( $P = P_a - \Delta P$ ).

Le bac qui sert de réservoir d'eau a un diamètre intérieur de 20 cm et une hauteur de 17 cm. Les valeurs choisies rendent négligeables le changement de niveau.

Les particules sont des billes de polystyrène. Elles sont de couleur blanche et possèdent un diamètre d'environ 400  $\mu m$  et une densité d'environ 1,04. Pour que les particules aient une densité proche de celle de l'eau, elles sont plongées dans l'eau et portées, avant chaque expérience, à une température d'environ 100°C pendant quelques

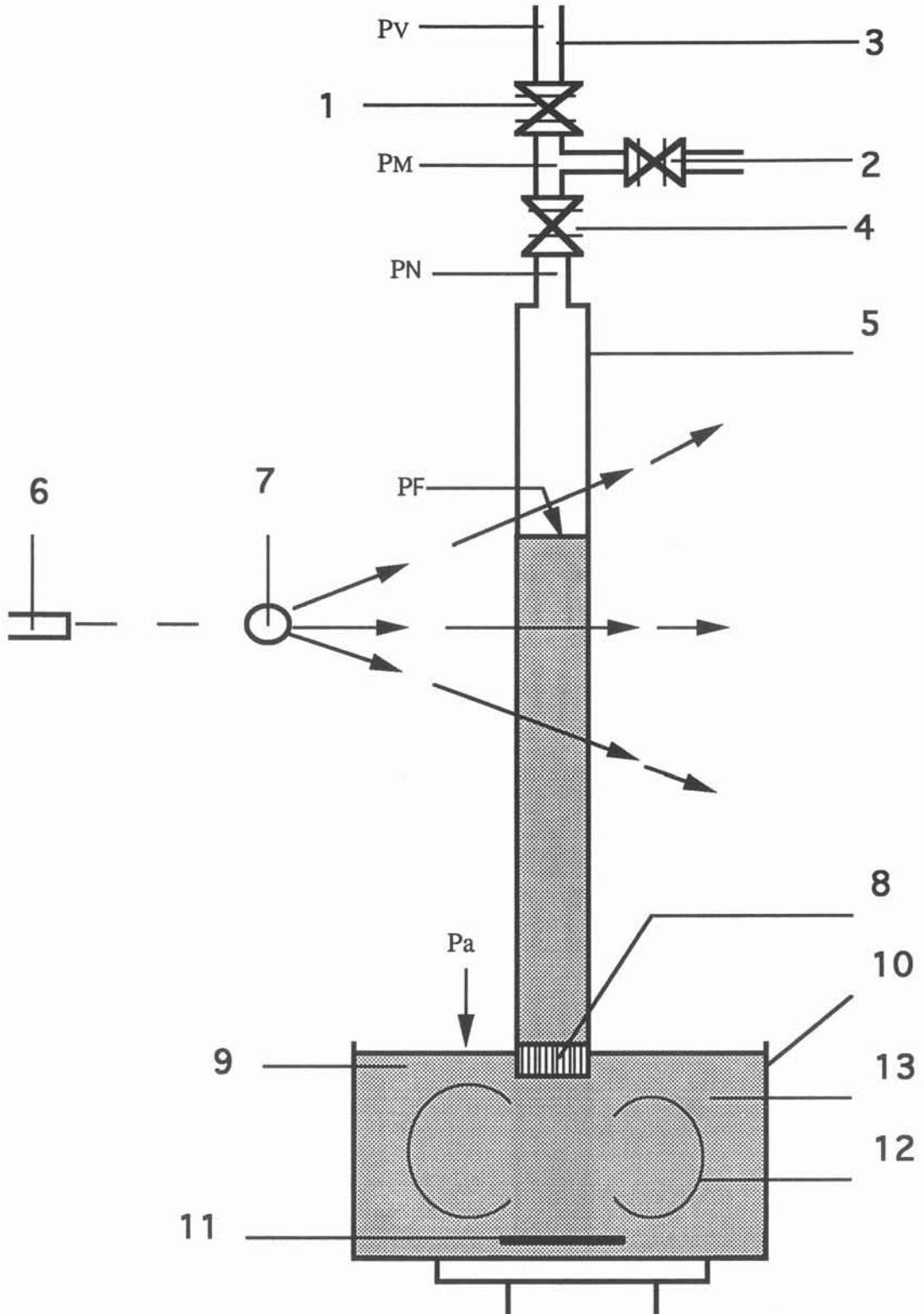


Figure 4.5 : Maquette hydraulique pour étudier l'écoulement au front liquide-gaz

- |                      |                           |
|----------------------|---------------------------|
| 1. électrovanne      | 8. nid d'abeilles         |
| 2. électrovanne      | 9. eau                    |
| 3. aspiration        | 10. bac                   |
| 4. vanne aiguille    | 11. barreau aimanté       |
| 5. tube transparent  | 12. agitateur             |
| 6. laser             | 13. billes en polystyrène |
| 7. baguette en verre |                           |

minutes. Par cette manipulation, les particules augmentent de volume, donc leur densité diminue. Un agitateur magnétique met les particules sous forme d'une suspension pratiquement uniforme dans l'eau du bac.

Au voisinage du front, l'écoulement a une structure bien définie à condition que les perturbations créées par l'entrée ne soient plus sensibles. La règle des 60 diamètres imposerait une longueur de 1,80 m. Or, au voisinage du laser, nous disposons seulement d'une hauteur de 2,5 m. C'est pourquoi nous avons disposé un nid d'abeilles à l'entrée du tube afin de laminariser l'écoulement. Le second rôle du nid d'abeilles est de casser les tourbillons créés par l'agitateur magnétique.

La maquette comporte deux électrovannes. L'électrovanne notée 1 relie le tube au vide, l'électrovanne notée 2 relie le tube à l'air. La mise sous tension de l'électrovanne 1 remonte l'eau dans le tube et la mise sous tension de l'électrovanne 2 la descend. Les deux électrovannes ne sont jamais actionnées simultanément. Leur temps de réponse est d'environ 1/10 de seconde.

La vanne aiguille que nous avons utilisée pour nos expériences est fabriquée par la société HOOKE. C'est une vanne de précision, sa conception permet de bien contrôler le débit.

#### 4.5.3 - Analyse hydrodynamique

Pour étudier les paramètres de la maquette hydraulique, en particulier pour discuter notre observation qui montre une valeur constante de la vitesse de débit, nous avons calculé les pertes de charges dans le circuit. La méthode utilisée est celle de Idel'cik (1969) qui dérive de celle de Bernoulli. Les différentes pressions sont désignées dans la figure 4.5.

$$P_M - P_V = \varepsilon_1 \frac{\gamma V_D^2}{2g} \quad (44)$$

avec :

- $\gamma$  : poids spécifique de l'air, il dépend de la température
- $V_D$  : vitesse de débit
- $\varepsilon_1$  : coefficient de perte de charge dans l'électrovanne
- $g$  : accélération de la pesanteur

$$P_N - P_M = \varepsilon_2 \frac{\gamma V_D^2}{2g} \quad (45)$$

$\varepsilon_2$  : coefficient de perte de charges dans la vanne aiguille. Il dépend du degré d'ouverture de la vanne.

$$P_F - P_N = l \frac{\lambda}{D} \frac{\gamma V_D^2}{2g} \quad (46)$$

$\lambda$  : coefficient de perte de charge par frottement de l'unité de longueur relative de conduite

$l$  : hauteur remplie d'air du tube

$D$  : diamètre intérieur du tube.

$$P_a - P_F = h \frac{\lambda}{D} \frac{\rho V_D^2}{2} + \rho gh \quad (47)$$

$h$  : hauteur remplie d'eau du tube

$P_a$  : pression atmosphérique

Ces 4 termes s'additionnent :

$$P_a - P_V = V_D^2 \frac{\gamma}{2g} \left( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \frac{\lambda h \rho g}{D \gamma} + \frac{\lambda l}{D} \right) + \rho gh \quad (48)$$

L'équation 48 s'écrit sous la forme suivante :

$$\Delta P - \rho gh = V_D^2 \frac{\gamma}{2g} \left( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \frac{\lambda h}{D \gamma} \rho g + \frac{\lambda l}{D} \right) \quad (49)$$

Les pertes de charge par frottement sont négligeables devant les autres pertes de charge :

$$\Delta P - \rho gh = V_D^2 \frac{\gamma}{2g} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad (50)$$

Pour faire varier la vitesse de débit, il suffit de faire varier soit  $\Delta P$ , soit le degré d'ouverture de la vanne aiguille.

#### 4.5.4 - Etude de l'avancement du front

Une règle graduée est fixée sur le tube. Nous effectuons un enregistrement vidéo lors de l'aspiration de l'eau dans le tube. Une fois que la hauteur d'eau choisie est atteinte dans le tube, l'aspiration est arrêtée ainsi que l'enregistrement vidéo. Nous examinons ensuite l'enregistrement image par image. Le début de l'aspiration est signalé par l'éclairage d'une diode lumineuse. Le compteur du magnétoscope est remis à zéro. Nous suivons le déplacement du front en fonction du temps indiqué par le compteur du magnétoscope. La figure 4.6 traduit l'avancement du front en fonction du temps. Nous déduisons de cette courbe la vitesse de débit. Sur cette figure, la vitesse de débit a une valeur pratiquement constante dans les 3 essais.

Nous avons voulu savoir si nos conditions expérimentales sont reproductibles, le seul paramètre à contrôler étant la vitesse de débit. Nous gardons  $\epsilon_1$  fixe et nous faisons varier  $\Delta P$ , nous mesurons ensuite la vitesse de débit, nous obtenons des courbes présentées par essai 1 et essai 2 (Figure 4.7). Nous changeons le degré d'ouverture de la vanne aiguille puis nous revenons au même degré que précédemment et nous procédons de la même manière, nous obtenons les courbes notées essai 3 et essai 4.

A l'issue de ces résultats, nous pouvons admettre que nos conditions expérimentales sont bien reproductibles sauf peut être dans la gamme des faibles  $\Delta P$ .

Le tube est rempli à une hauteur  $h$  et la valeur maximum de  $h$  est environ 1,5 m donc  $(\rho gh)_{\max} = 0,15 \text{ bar}$ .

A faible  $\Delta P$ , 0,15 bar est important, la vitesse ne peut donc être considérée comme constante, d'où l'utilité de garder un  $\Delta P$  grand.

Nous travaillons à  $\Delta P = 0,8 \text{ bar}$ , la variation de la vitesse correspondant à une telle variation de la hauteur  $h$  est égale à :

$$\left(\frac{0,8}{0,8-0,65}\right)^{1/2} = 10 \%$$

#### 4.5.5 - Description d'une mesure

La vitesse de débit étant réglée, l'ouverture de l'électrovanne 1 fait que l'eau et les particules sont aspirées dans le tube. Le faisceau laser se transforme en tranche quand il

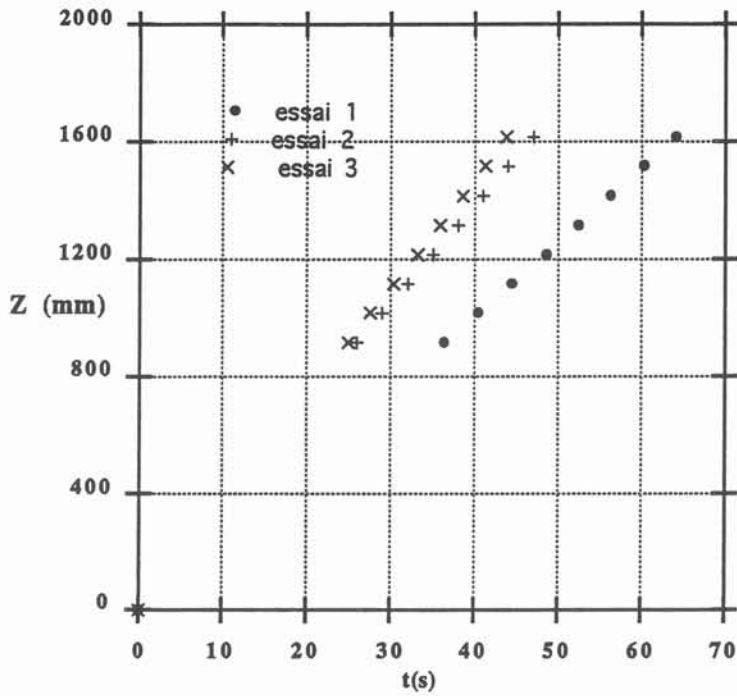


Figure 4.6 : Déplacement du front liquide-gaz pour différentes ouvertures de la vanne aiguille ( $\Delta P = 0,8$  bar)

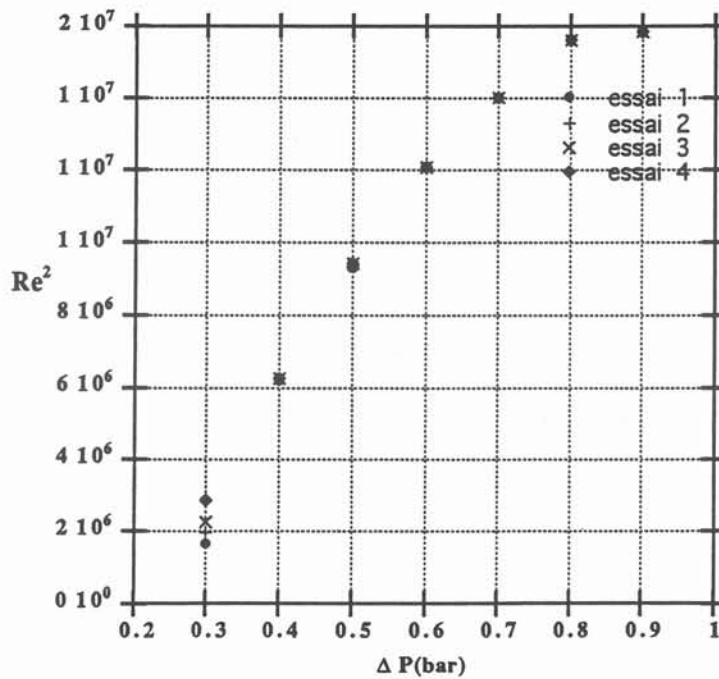


Figure 4.7 : Reproductibilité des conditions expérimentales



traverse la baguette de verre. Il éclaire le tube suivant une tranche diamétrale. Le laser utilisé (marque Deltalab) a une puissance maximum de 4 W. Les particules qui se trouvent dans la tranche lumineuse diffusent la lumière et leur repérage devient facile.

Pour suivre le déplacement des particules au voisinage du front, deux méthodes sont à notre disposition :

a) La photographie

Le faisceau laser est haché par un stroboscope formé par un disque ajouré. La vitesse de rotation règle la durée de l'éclairage et sa fréquence. La photographie est prise avec un temps de pose plus grand que la durée entre deux éclairages. La trajectoire des particules est représentée par un nombre de points successifs. Ce nombre de points est fixé par la fréquence du stroboscope et par le temps de pose de l'appareil photo. L'inconvénient de cette méthode est que le dépouillement se fait par des mesures manuelles sur la photo, ce qui est long et peu précis.

b) L'enregistrement vidéo

Le milieu du champ de la caméra est placé à une distance de 1,5 m de l'entrée du tube. L'enregistrement est enclenché lors de la mise sous tension de l'électrovanne 1. Quand le front a traversé tout le champ de la caméra, l'enregistrement est arrêté. Cette méthode est celle que nous avons utilisée car elle permet de suivre les déplacements du front et d'une particule. De plus, son dépouillement est rapide.

Pour un nombre de Reynolds donné, les bandes vidéo sont exploitées à l'aide du dispositif suivant :

- le téléviseur JVC,
- le magnétoscope SONY UMATIC 5800 PS,
- l'ordinateur Macintosh type II fx,
- l'interface Néotech (colour adaptor module),
- la carte d'acquisition d'image IGNU placée à l'intérieur de l'ordinateur,
- la cassette digitale SQ 400 placée sur un lecteur de disquette SY Quest, type MD 45 qui est reliée à l'ordinateur,
- les logiciels Optiscan et Optilab de la société Graphtech.

L'interface Néotech est reliée à l'ordinateur et au magnétoscope, le téléviseur est

aussi relié au magnétoscope.

Nous définissons une première image puis nous faisons défiler lentement sur l'écran du téléviseur les trames à l'aide du bouton Search du magnétoscope. La figure 4.10 donne un exemple de 6 images successives sur lesquelles nous avons suivi une particule. Les particules sont sous forme de points brillants. La position des bords intérieur et extérieur du tube ainsi que celle du front sont déterminées. Quand quelques images sont passées, nous effectuons un arrêt sur image à l'aide du même bouton du magnétoscope. L'image obtenue est alors enregistrée en faisant appel au menu Fichier du logiciel "OPTISCAN", sur lequel figure l'enregistrement. Les images digitalisées sont enregistrées sur une cassette SQ 400. Chaque image occupe 390 k Octets

Le traitement de ces images se fait par un autre logiciel nommé OPTILAB. Nous activons le logiciel OPTILAB. Celui-ci permet d'ouvrir les différentes images enregistrées sur la cassette SQ 400, pour les traiter ensuite une par une.

Le traitement consiste à déterminer les coordonnées du front, celles des bords du tube ainsi que celles de la même particule pour toutes les images. La distance qui sépare la particule de la paroi du tube est connue, nous la notons  $y = r_0 - r$ . La distance  $z$  qui sépare la particule du front est déterminée par la différence entre l'abscisse du front et celle de la particule. Nous traçons  $r$  en fonction de  $z$ . Ce tracé représente la trajectoire de la particule dans le référentiel lié au front.

#### **4.5.6 - Critique de la méthode expérimentale**

Lors du dépouillement, le front et la particule à suivre doivent se trouver simultanément dans le champ de la caméra. Ceci empêche de déterminer la trajectoire au delà d'un diamètre environ du front.

Un second inconvénient existe : le nombre de particules qui se trouvent dans la tranche lumineuse. Pour pallier cet inconvénient, nous réalisons plusieurs expériences à la même vitesse de débit. De cette manière, plusieurs particules peuvent être suivies.

Par conséquent, cette méthode nous oblige à travailler à des nombres de Reynolds faibles. La courbure des trajectoires est plus importante, et la détermination expérimentale de la trajectoire est plus évidente.

## 4.5.7 - Résultats expérimentaux

### 4.5.7.1 - Front progressant à vitesse constante

Nous avons appliqué la méthode expérimentale pour cinq nombres de Reynolds  $Re = 790; 1100; 1700; 1980$  et  $2500$ . Dans chaque cas, le nombre de particules qui ont pu être suivies est de 3 ou 4. Les trajectoires sont toutes courbées depuis l'axe vers la paroi, à proximité du front. Ce qui est conforme à l'idée d'écoulement fontaine.

Un autre élément important a été mis en évidence au cours de cette expérience. En effet, la courbure de la surface libre dépend énormément de la vitesse de l'écoulement. Plus cette dernière augmente, plus le rayon de courbure de la surface libre est important.

Sur les figures 4.8 , 4.9 et 4.9 bis, nous avons tracé les lignes de courant théoriques calculées par  $r z^{1/4} = Cte (Re)^{1/2} \psi$  et mis les points expérimentaux . Toutes les lignes de courant sont asymptotes à la position du front.

Par ailleurs , pour une valeur de  $\psi$ , la courbure dépend du nombre de Reynolds.

La majorité des particules suit fidèlement une ligne de courant. Cependant, dans chaque cas , nous avons relevé une particule dont la trajectoire s'écarte fortement des courbes théoriques. Pour trouver une explication à ce problème, nous écartons l'hypothèse d'une trajectoire à trois dimensions parce que la tranche éclairée est épaisse de 3 mm environs. Une particule dont la trajectoire est inclinée disparaîtra rapidement du champs de la caméra. La seconde hypothèse serait une instabilité transitoire de l'écoulement qui est dûe aux effets visqueux de l'entrée et ceux du front. Or on observe une seule particule abérante, l'observateur peut avoir écarté spontanément la plupart des particules abérantes.

La figure 4.10 présente des photographies sur lesquelles, nous avons repéré la trajectoire d'une particule.

### 4.5.7.2 - Mouvement après l'arrêt du front

Nous avons voulu savoir l'état de l'écoulement au moment de l'arrêt. Par la méthode ci-dessus, nous avons suivi la trajectoire de quelques particules proches du front

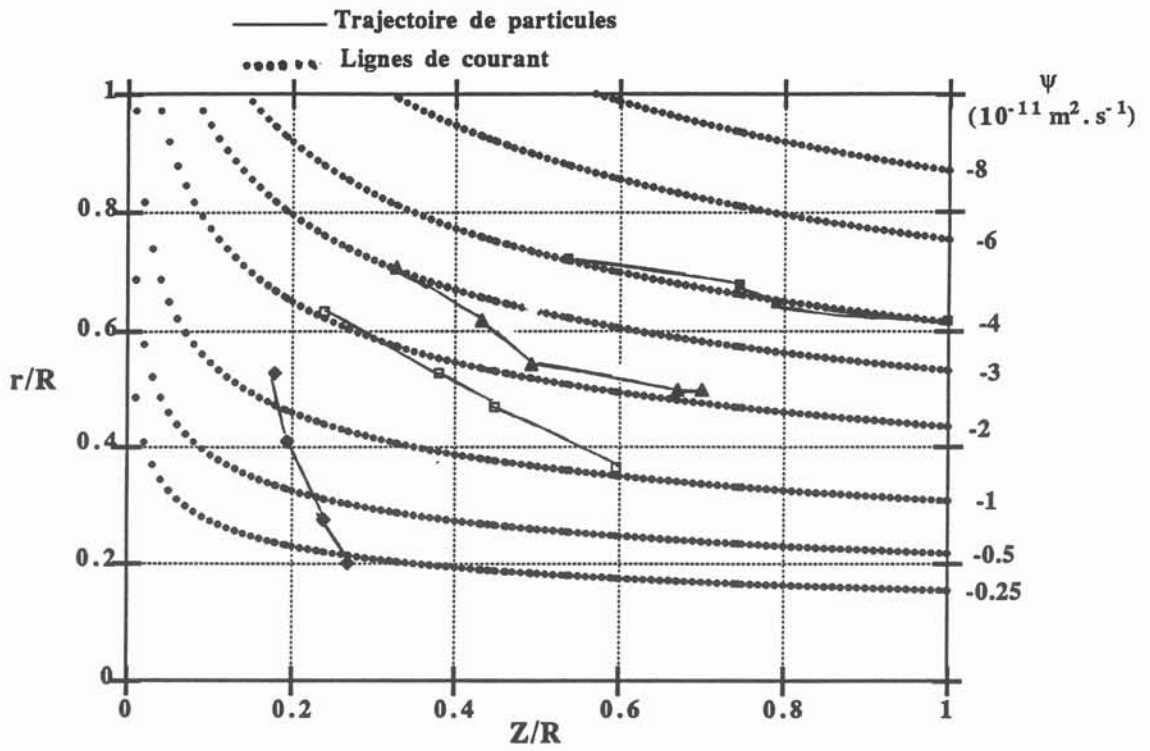


Figure 4.8 : Lignes de courant et trajectoires de particules pour  $Re = 1100$

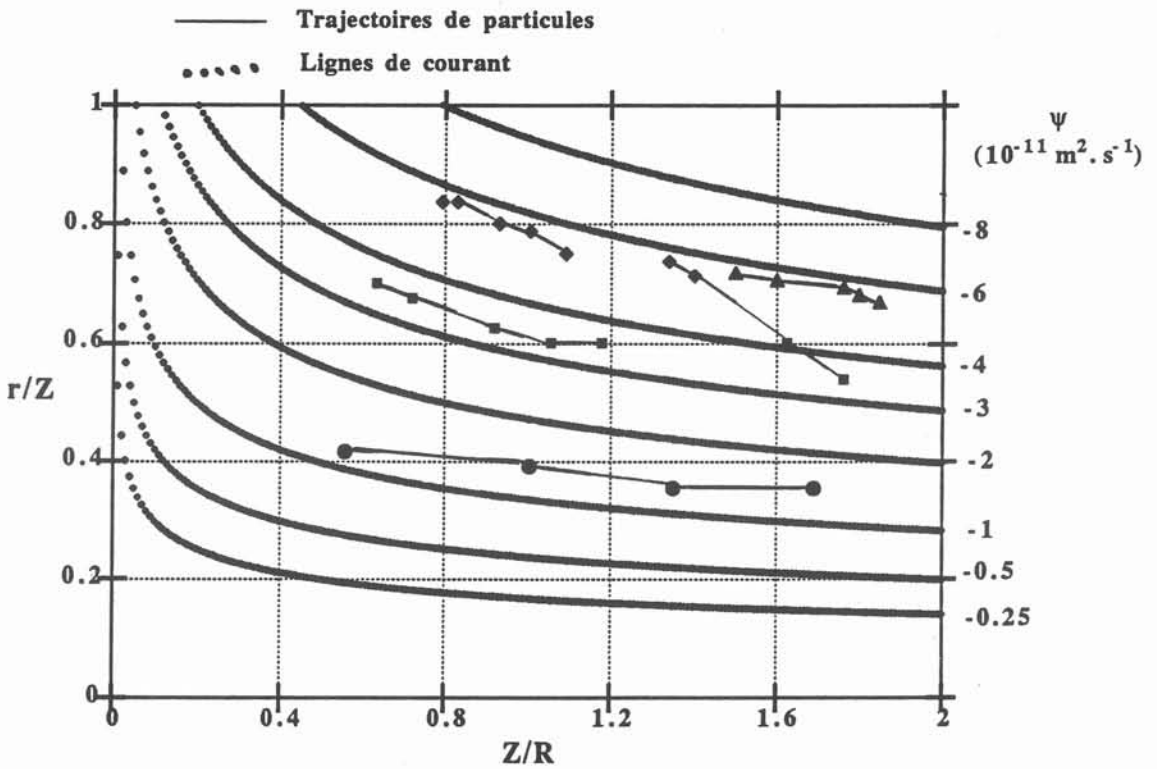


Figure 4.9 : Lignes de courant et trajectoires de particules pour  $Re = 790$

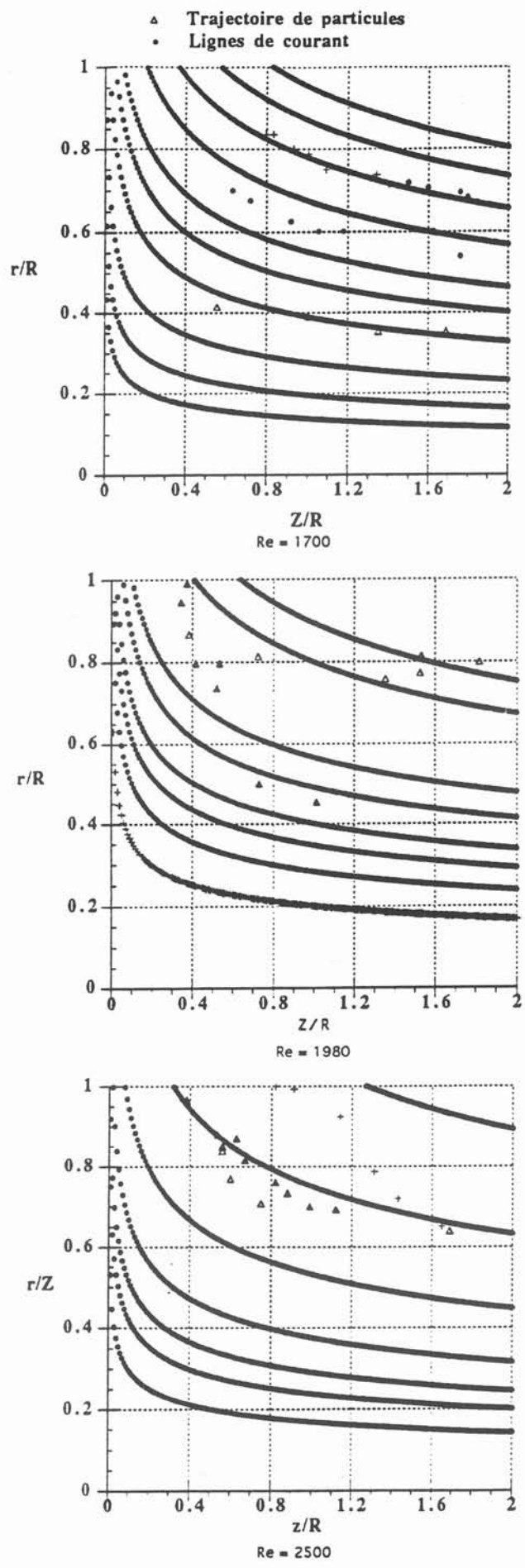
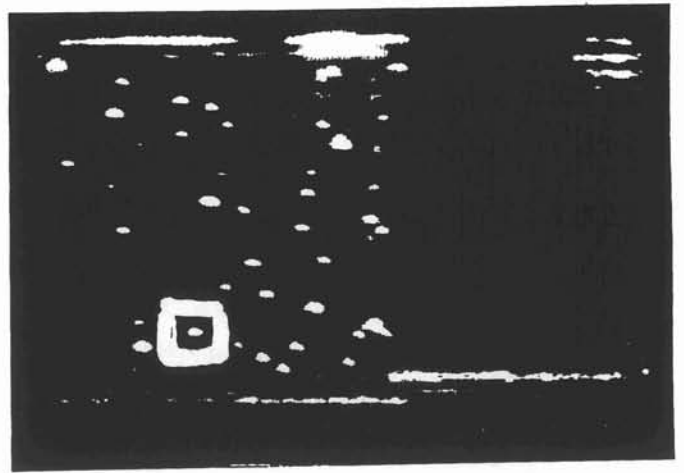


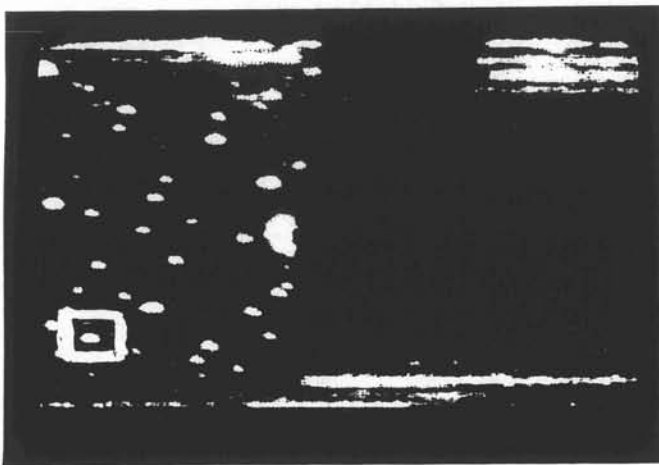
Figure 4.9 bis : Lignes de courant et trajectoires de particules



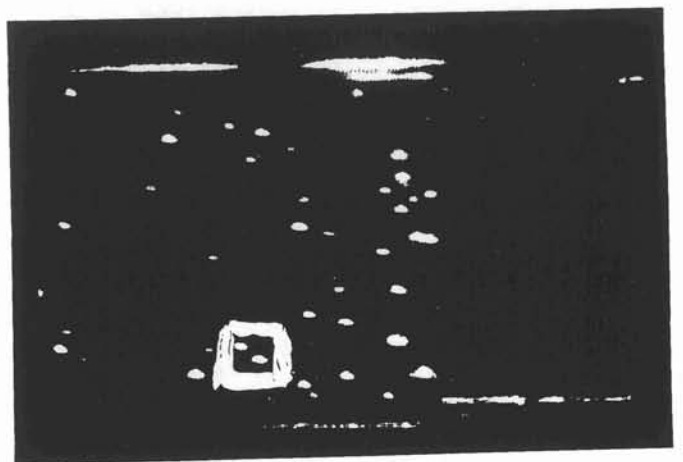
$t_1$



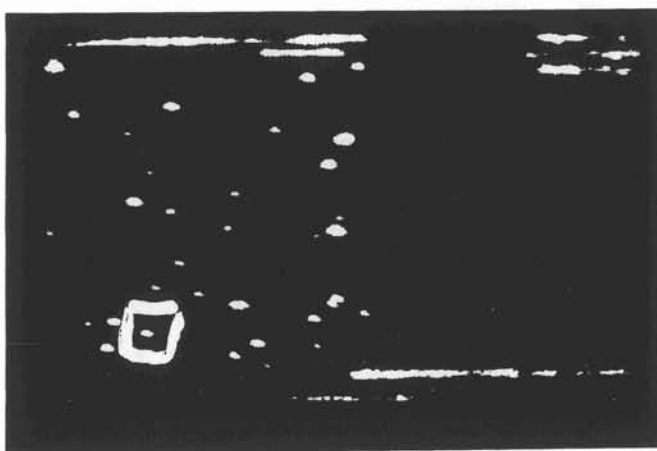
$t_1 + 3\Delta t$



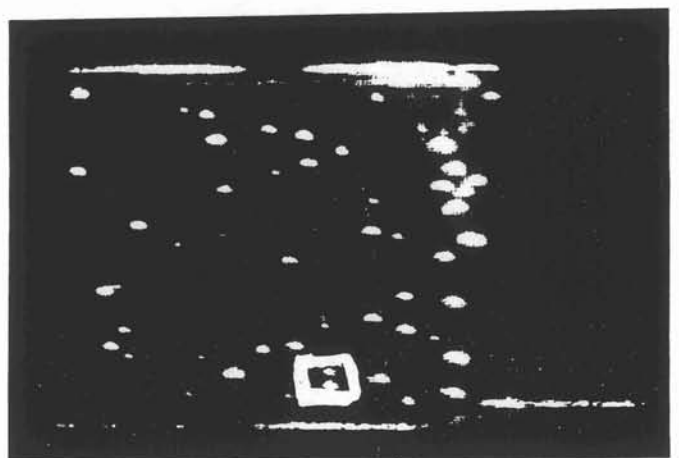
$t_1 + \Delta t$



$t_1 + 4\Delta t$



$t_1 + 2\Delta t$



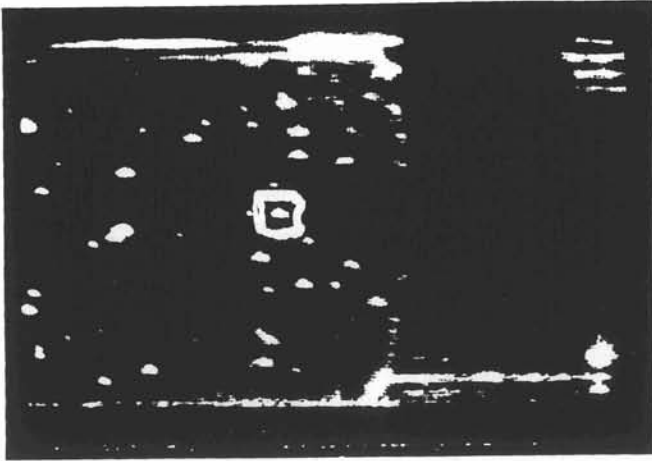
$t_1 + 5\Delta t$

Figure 4.10 : Positions successives du front liquide-gaz et d'une particule ( $\Delta t = 20/50$  s)

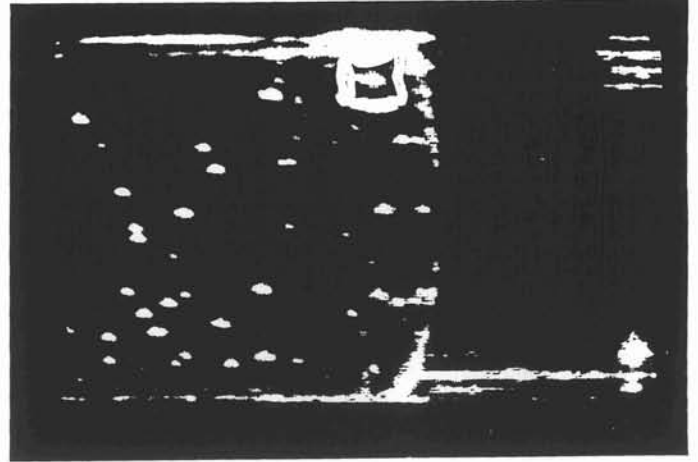
pendant les instants qui ont suivi l'arrêt (Figure 4.11). Nous avons noté que la trajectoire de certaines particules décrit une boucle plus ou moins complète. Cette information sera prise en compte lors de la discussion au chapitre 6. Après l'arrêt, les particules sont en mouvement pendant quelques secondes. Cette durée dépend de la vitesse.

## **4.6 - Conclusion**

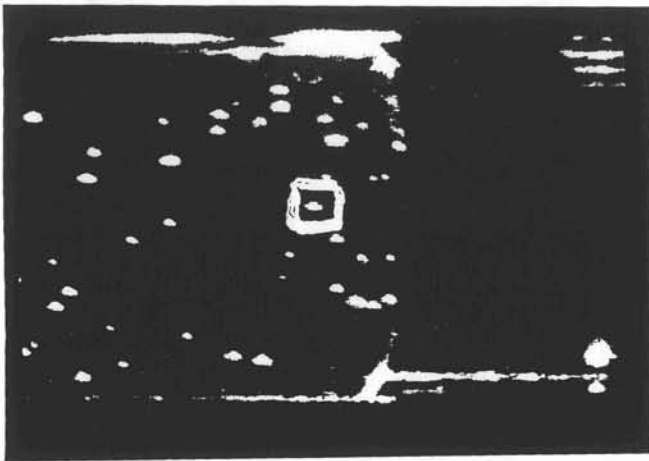
Nous avons établi un modèle théorique de l'écoulement au voisinage du front liquide. Il donne les composantes de la vitesse, et l'équation des lignes de courant. Il met en évidence l'existence de la composante radiale de la vitesse. Celle-ci est prise en compte pour discuter la structure de solidification obtenue au voisinage du front. Il est aussi un élément de comparaison pour le modèle numérique qui est le but du programme.



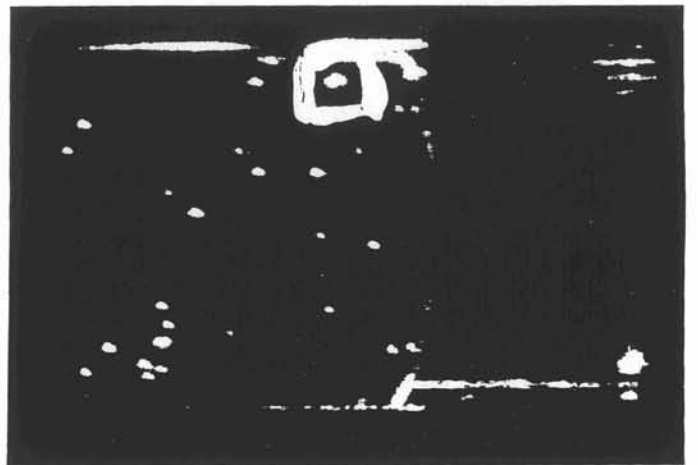
$t_0$



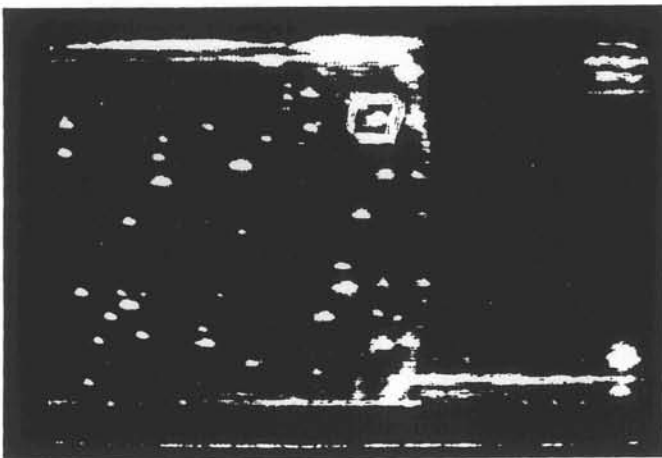
$t_0 + 3\Delta t$



$t_0 + 1\Delta t$



$t_0 + 4\Delta t$



$t_0 + 2\Delta t$

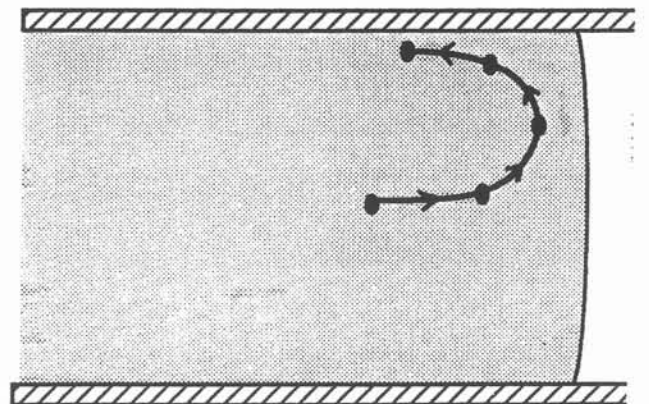


Figure 4.11 : Positions successives d'une particule et sa trajectoire, après l'arrêt de l'aspiration ( $\Delta t = 15/50$  s)









## Chapitre 5

### Modèle semi-analytique de nucléation et de croissance des grains équiaxes

#### 5.1 - Introduction

La taille de grains équiaxes de solidification est un des facteurs pris en compte pour évaluer la qualité des produits solidifiés, plaques ou billettes de coulée continue, lingots ou pièces moulées. En effet une taille de grains grossière laisse présumer une déformation peu isotrope. Il s'agit alors de contrôler les conditions de solidification afin d'obtenir une structure de grains conforme aux spécifications.

La taille des grains dépend de 3 classes de paramètres : la composition de l'alliage, les conditions thermiques et les conditions hydrodynamiques. De nombreux auteurs, en particulier Maxwell et Hellawell (1975), Thevoz (1988), et Desnain (1989) se sont intéressés à ce problème. Ils ont mis au point des modèles numériques pour calculer le nombre de grains formés par unité de volume à partir du champ de température. Notre objectif dans cette étude est de mettre au point un modèle semi-analytique. Les résultats du modèle seront comparés par la suite à ceux du modèle numérique de Desnain (1989), modifié récemment par Hodaj (1993).

Comme informations expérimentales, nous disposons des mesures de Nguyen Thanh Linh (1989) sur l'alliage Al-2%Cu dans des lingots brassés mécaniquement, et de nos résultats sur le même alliage, mais sur des baguettes minces.

Le modèle numérique est inspiré de celui de Maxwell et Hellawell (1975). La nucléation est traitée par la loi phénoménologique classique (Hollomon et Turnbull, 1953). La vitesse de nucléation  $dN / dt$  est reliée à la surfusion du bain  $DT = T - T_{eq}$  par :

$$\frac{dN}{dt} = Q (N_0 - N) \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{DT} \right)^2 \right) \quad (1)$$

$$DT_a = \left( \frac{A f(\theta)}{T_{eq}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

$$A = \frac{16}{3} \pi \frac{N_A \sigma^3}{R_g (\Delta S_v)^2} \quad (3)$$

avec :

$N_A = 6,023.10^{23}$	at.mole <sup>-1</sup>	: nombre d'Avogadro
$R_g = 8,32$	J.mole <sup>-1</sup>	: constante des gaz
$\Delta S_v$		: entropie volumique de fusion
$\sigma$		: énergie interfaciale liquide-solide

$\theta$  est l'angle de contact entre le germe et le substrat. Il est traité comme un paramètre ajustable.  $f(\theta)$  représente le rapport entre le volume du germe hétérogène et celui de la sphère de même rayon de courbure.

$$f(\theta) = 1/4 (2 - 3 \cos(\theta) + \cos^3(\theta))$$

$Q$  est une fréquence caractéristique de la loi (dimension s<sup>-1</sup>). Elle dépend des particules nucléantes.

$N_0$  est le nombre initial de particules nucléantes par unité de volume.

$T_{eq}$  est la température d'équilibre de l'alliage.

D'après Maxwell et Hellawell,  $Q = 2,5.10^{18}$  s<sup>-1</sup> et  $N_0 = 10^{17}$  m<sup>-3</sup>. Dans notre cas, la taille des grains expérimentale pour des vitesses de refroidissement élevées vaut 50 à 100  $\mu$ m, par conséquent le nombre de grains par unité de volume est inférieur à  $10^{14}$  m<sup>-3</sup>. Nous pouvons donc négliger  $N$  devant  $N_0$ .

La variation de la température du bain avec le temps est déterminée par un bilan thermique simplifié. Ce bilan compte les pertes extérieures, représentées par la vitesse de refroidissement au liquidus  $P$ , et la production de la chaleur latente  $\Delta H_F$  :

$$dT = P dt - \frac{\Delta H_F}{C_p} df_s \quad (4)$$

$T$  : température du bain à l'instant  $t$

$C_p$  : capacité calorifique volumique

La production de solide  $df_s$  est une somme sur toutes les classes de cristaux de rayon  $R$  et de vitesse de croissance  $V$ .

Dans la publication citée en référence, à l'aide du modèle numérique, présenté dans

l'annexe D, Hodaj et coll. ont montré l'importance de la loi de croissance en fonction de la surfusion  $DT$ , en particulier celle du paramètre constant  $U$  qui caractérise l'alliage.

$$DT = U.V.R. \quad (5)$$

## 5.2 - Le pourquoi du modèle semi-analytique

Dans la perspective du futur code pour modéliser la solidification, le calcul de la taille des grains de solidification doit pouvoir être activé à partir de n'importe quel élément de volume du métal. Un modèle de simulation numérique pas à pas est trop lourd. De plus, le modèle numérique exige un ajustement du pas de temps et ceci n'est pas toujours évident pour des vitesses de refroidissement élevées, comme c'est le cas des pièces minces.

Le présent modèle semi-analytique permet de diminuer le temps de calcul. De plus, il n'y a pas de problème de pas de temps.

## 5.3 - Modèle semi-analytique

### 5.3.1 - La courbe de recalescence

La figure 5.1 montre 4 courbes température-temps obtenues par Nguyen Thanh Linh (1990) sur l'alliage Al-2%Cu. Elles comportent toutes une remontée de température caractéristique du régime de recalescence, qui exprime le dégagement de chaleur latente. Nous représentons cette partie de la courbe par une parabole. Sur la figure 5.2, nous avons reporté les différentes notations utilisées lors des calculs.

Sur cette courbe, l'origine du temps est prise égale à 0 lorsque  $DT = 0$  K.  $t_1$  est le temps mis par le premier germe pour être formé.  $t_m$  est le temps de l'extremum de surfusion. C'est aussi le temps du début de la recalescence. Nous supposons que tous les grains sont formés avant la recalescence. En fait, le calcul numérique montre que si nous tenons compte des cristaux formés dans la remontée, le nombre de grains par unité de volume peut varier d'un facteur deux au maximum, précision suffisante dans ce genre de calcul.

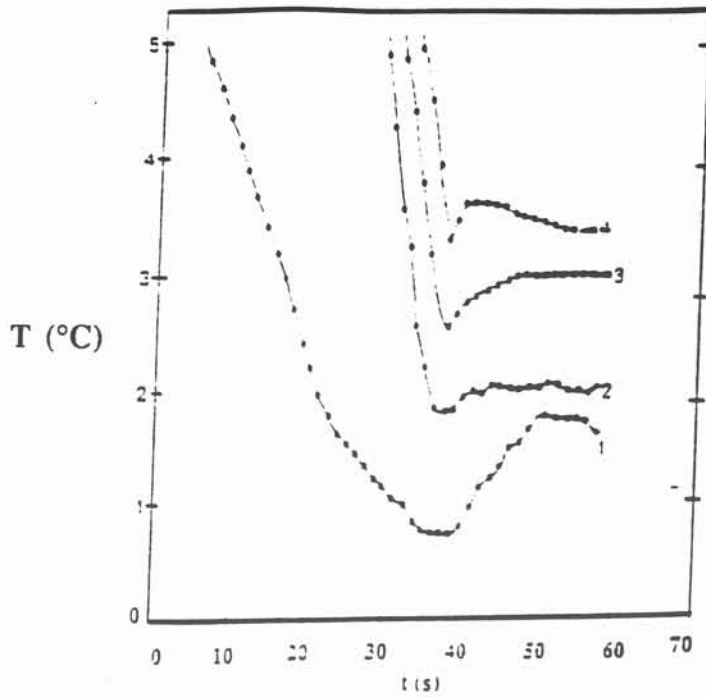


Figure 5.1 : Les courbes température-temps obtenues au cours du brassage mécanique en lingotière de l'alliage Al-2%Cu à  $r = 34$  mm et  $Z = 45$  mm, d'après Nguyen Thanh Linh (1989)

1- $\omega = 0$ tours.min <sup>-1</sup>	$T_{min} - T_{max} = 1.09$ K	$D_G = 2680$ $\mu$ m
2- $\omega = 200$ tours.min <sup>-1</sup>	$T_{min} - T_{max} = 0.49$ K	$D_G = 411$ $\mu$ m
3- $\omega = 350$ tours.min <sup>-1</sup>	$T_{min} - T_{max} = 0.20$ K	$D_G = 339$ $\mu$ m
4- $\omega = 500$ tours.min <sup>-1</sup>	$T_{min} - T_{max} = 0.28$ K	$D_G = 333$ $\mu$ m

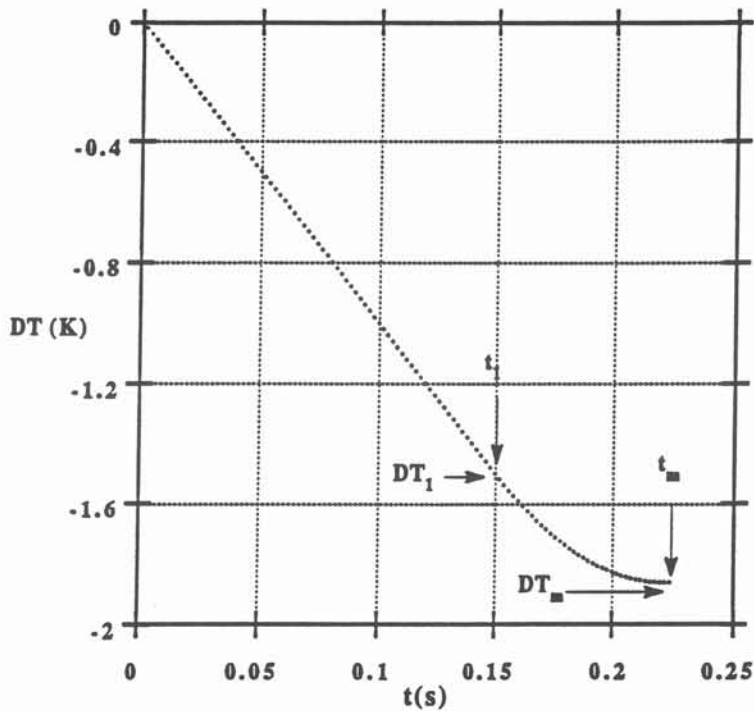


Figure 5.2 : Variation de la surfusion en fonction du temps ( $\theta = 10^\circ$  et  $P = 10$  K.s<sup>-1</sup>)

Avant le début de la nucléation, la surfusion  $DT$  est linéaire en fonction du temps  $t$  :

$$DT = P t \quad (6)$$

$$\text{à } t = t_1 \quad DT = P t_1 \quad (7)$$

$$\text{à } t = t_m \quad \frac{dDT}{dt} = 0 \quad (8)$$

Les équations 7 et 8 permettent de formuler de la parabole qui représente  $DT$  pour un temps  $t$  compris entre  $t_1$  et  $t_m$ .

$$DT = \frac{P}{2} (t_1 + t_m) \left( 1 - \frac{(t - t_m)^2}{(t_1 + t_m)(t_m - t_1)} \right) \quad (9)$$

### 5.3.2 - Détermination de $t_1$

$t_1$  est le temps pour lequel les premiers cristaux sont formés. Il est déterminé par intégration de l'équation 1 avec  $N_1 = 1$  germe / $m^3$  :

$$N_1 = \int_0^{t_1} Q N_0 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{DT} \right)^2 \right) dt \quad (10)$$

Nous remplaçons  $DT$  par  $P t$  et nous faisons un changement de variable :

$$x = \frac{DT_a}{P t} \quad \text{soit } t = \frac{DT_a}{P} \frac{1}{x} \quad (11)$$

L'équation 11 s'écrit

$$N_1 = Q N_0 \frac{DT_a}{P} \int_{x_1}^{\infty} \frac{1}{x^2} \exp(-x^2) dx \quad (12)$$

Une intégration par parties donne la solution :

$$N_1 = Q N_0 \left[ t_1 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right)^2 \right) - \sqrt{\pi} \frac{DT_a}{P} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right) \right) \right] \quad (13)$$

Nous multiplions les deux membres de l'équation par la vitesse de refroidissement  $P$ .



$$P N_1 = Q N_0 \left[ P t_1 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right)^2 \right) - \sqrt{\pi} DT_a \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right) \right) \right] \quad (14)$$

Le rapport  $DT_a / (P t_1)$  est grand pour le cas d'aluminium. Le tableau 5.1 montre que le rapport est une fonction lentement croissante de  $\theta$ , qui reste grand par rapport à 1. Ces résultats ont été obtenus à l'aide du modèle numérique.

	$\theta = 8$ degré	$\theta = 12$ degré
A f ( $\theta$ ) (K <sup>2</sup> )	155000	783100
T <sub>eq</sub> (K)	926	926
DT <sub>a</sub> (K)	12,937	29,08
P t <sub>1</sub> (K)	1,477	3,297
$\left( \frac{DT_a}{P t_1} \right)^2$	(8,759) <sup>2</sup>	(8,82) <sup>2</sup>

Tableau 5.1 : Valeurs du rapport  $DT_a/(P t_1)$  à  $\theta = 8^\circ$  et  $\theta = 12^\circ$

C'est pourquoi, nous pouvons utiliser le développement limité de la loi  $\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}$  :

$$\pi^{1/2} \operatorname{erfc}(x) \equiv \exp(-x^2) \left[ \frac{1}{x} - \frac{1}{2x^3} + \frac{1,3}{2^2 x^5} - \dots \right] \quad (15)$$

La série ne converge pas, mais le module de l'écart est inférieur au dernier terme retenu (Carslaw et Jaeger, 1959). Le terme en  $1/x$  s'élimine avec le premier terme. Il reste le terme en  $1/x^3$  :

$$P N_1 = Q N_0 \frac{(P t_1)^3}{(DT_a)^2} \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right)^2 \right) \quad (16)$$

Pour un  $\theta$  donné, la seule inconnue de cette équation est  $t_1$ . Nous remplaçons  $N_1$  par 1 et à l'aide du logiciel Theorist, nous traçons alors la courbe C :

$$C(t_1) = 1 - \frac{Q N_0}{P} \left( \frac{P t_1}{DT_a} \right)^3 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{P t_1} \right)^2 \right)$$

La valeur de  $t_1$  est déterminée par l'abscisse du point pour laquelle C rencontre l'axe

des ordonnées.

### 5.3.3 - Détermination de $t_m$

La vitesse de croissance  $V$  est définie comme la dérivée du rayon  $R$  du grain par rapport au temps.

$$V = \frac{dR}{dt} \quad (17)$$

Les équations 3, 9 et 17 permettent de déterminer la valeur  $R$  du rayon d'un grain formé à l'instant  $t_n$ , à tout instant  $t$  supérieur à  $t_n$  :

$$R_n(t_n, t) = [R_c^2 + \frac{P}{U} (t_m + t_1) \left[ (t-t_n) - \frac{(t-t_m)^3 - (t_n-t_m)^3}{3(t_1+t_m)(t_m-t_1)} \right]]^{1/2} \quad (18)$$

Nous pouvons négliger  $R_c$ , rayon du grain à l'instant de sa nucléation ( $t = t_n$ ), car il est faible par rapport à  $R_n$ .

La fraction solide formée à l'instant  $t$  est la somme des volumes des grains depuis l'instant  $t_1$  jusqu'à l'instant  $t$  :

$$f_s(t) = \sum_{t_n=t_1}^{t_n=t} \frac{4}{3} \pi d N(t_n) R^3(t_n, t) = \frac{4}{3} \pi \int_{t_1}^t Q N_0 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{DT} \right)^2 \right) R_n^3(t_n, t) dt_n \quad (19)$$

$DT$  est déterminé en fonction de  $t_n$  d'après l'équation 9, et  $R_n$  d'après l'équation 18.

Les équations 4 et 9 permettent de calculer la fraction solide à  $t$  d'une autre manière :

$$f_s(t) = \frac{C_p P}{\Delta H_f} (t - t_1) \quad (20)$$

Nous l'appliquons à la fraction solide formée à  $t_m$ , et nous l'égalons à l'expression 19.

$$C_p \frac{P}{\Delta H_f} (t_m - t_1) = \frac{4}{3} \pi \int_{t_1}^{t_m} Q N_0 \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{DT} \right)^2 \right) R_n^3(t_n, t) dt_n \quad (21)$$

Dans l'équation 21 figure une seule inconnue  $t_m$ . Comme précédemment, nous utilisons le logiciel Theorist.

### 5.3.4 - Calcul du nombre de grains par unité de volume $N_G$

Une fois que  $t_1$  et  $t_m$  sont déterminés,  $N_G$  est très facile à calculer.

$$N_G = \int_{t_1}^{t_m} Q N_0 \exp\left(-\left(\frac{DT_a}{DT}\right)^2\right) dt \quad (22)$$

Ici encore  $DT$  est exprimé en fonction du temps  $t$  par l'équation 9.

La taille moyenne de grains  $D_G$  s'en déduit dans l'approximation de grains sphériques :

$$D_G = \left(\frac{6}{\pi N_G}\right)^{1/3} \quad (23)$$

Le modèle donne donc la taille de grains  $D_G$ , ou le nombre de grains  $N_G$  par unité de volume, ainsi que la courbe température-temps pendant la nucléation, en fonction de  $P$ , vitesse de refroidissement au liquidus.

Les équations 6, 21 et 22 sont sauvegardées en mémoire. Pour une nouvelle application, il suffit de rentrer la nouvelle valeur de  $P$  et de  $\theta$ . L'exécution d'un calcul dure environ 6 à 8 minutes sur Macintosh IIfx.

## 5.4 - Comparaison du modèle numérique et du modèle semi-analytique

Les deux modèles sont appliqués à l'alliage Al-2% Cu. Les données physico-chimiques sont groupées en annexe E. Chacun des deux modèles permet de calculer  $t_1$ ,  $t_m$  et  $N_G$ . La courbe de la surfusion en fonction du temps est déterminée à chaque pas de temps dans le cas du modèle numérique. Elle est déduite de l'équation de la parabole dans le cas du modèle semi-analytique.

Pour comparer les deux modèles, nous avons étudié l'influence de  $P$ , et de  $\theta$  sur la variation de  $t_1$ ,  $DT_1$ ,  $t_m$ ,  $DT_m$  et  $N_G$ .  $DT_1$  représente la valeur de la surfusion à  $t_1$  et  $DT_m$ , la valeur de la surfusion à  $t_m$ . C'est la surfusion maximum.

### 5.4.1 - Variation de $t_1$ et de $DT_1$

La valeur de  $t_1$ , instant du début de la nucléation, et celle de  $DT_1$ , surfusion correspondante, sont liées par :

$$DT_1 = P t_1$$

Etant donné le critère choisi,  $DT_1$  et  $t_1$  résultent d'une intégration soit numérique, soit analytique dans laquelle  $P$  intervient.

Pour une vitesse de refroidissement et un angle  $\theta$  donnés, les deux modèles donnent au temps  $t_1$  la même valeur (Figure 5.3). Il diminue lorsque  $P$  augmente pour un même  $\theta$  et il augmente lorsque  $\theta$  augmente pour un même  $P$ . Pour un  $\theta$  fixe,  $\log(t_1)$  est une fonction linéaire décroissante en fonction de  $\log(P)$ . La pente de la droite est identique pour les différents  $\theta$ .

Lorsque  $P$  augmente,  $DT_1$  augmente lentement d'après les 2 modèles (Figure 5.4).  $DT_1$  numérique est constamment supérieur à  $DT_1$  semi-analytique. La différence maximum entre deux valeurs de  $DT_1$  obtenues à la même vitesse  $P$  est de 0,025 K. L'erreur relative est de l'ordre de 1,7 %. Les écarts sont vraisemblablement dus à la procédure numérique, et, dans le cas du modèle semi-analytique au développement limité de la loi erf.

Pour les deux modèles,  $DT_1$  semble être une fonction linéaire croissante de  $\log(P)$ .  $t_1$  peut donc être déterminé à partir d'abaques calculées par ce genre de courbes pour différents  $\theta$ .

### 5.4.2 - Variation de $t_m$ et $DT_m$

Aux faibles vitesses de refroidissement,  $t_m$  est le même pour les deux modèles (Figure 5.5). Sa valeur est un peu plus faible aux grandes vitesses pour le modèle numérique. Pour la même vitesse de refroidissement,  $t_m$  augmente lorsque  $\theta$  augmente.

Pour un  $\theta$  fixe,  $\log(t_m)$  est une fonction linéaire décroissante en fonction de  $\log(P)$ . La pente de la droite est identique pour les différents  $\theta$ . Elle est un peu plus forte pour le modèle numérique.

$DT_m$  augmente d'une façon significative en fonction de  $P$  (Figure 5.6). Sa valeur

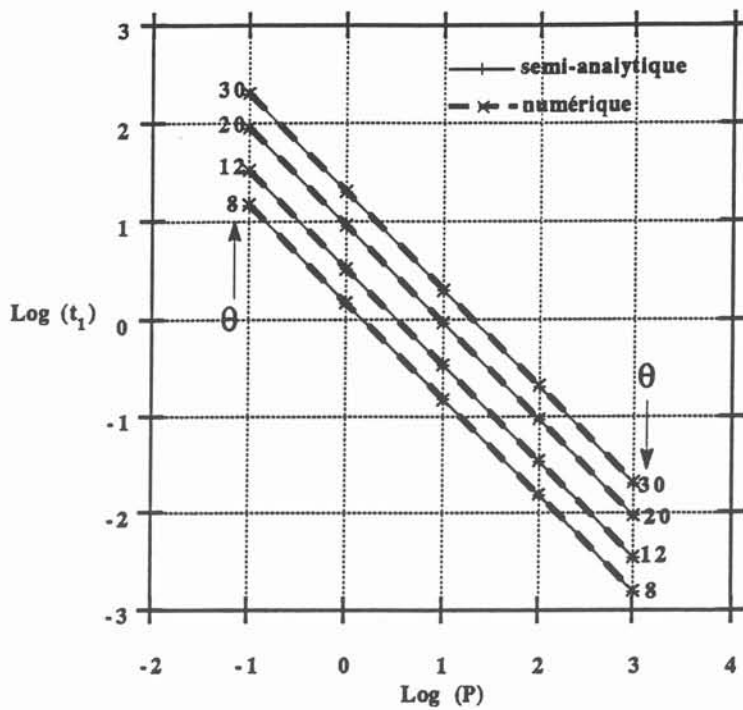


Figure 5.3 : Variation de  $t_1$ , instant d'apparition du premier germe de nucléation en fonction de la vitesse de refroidissement pour différents  $\theta$

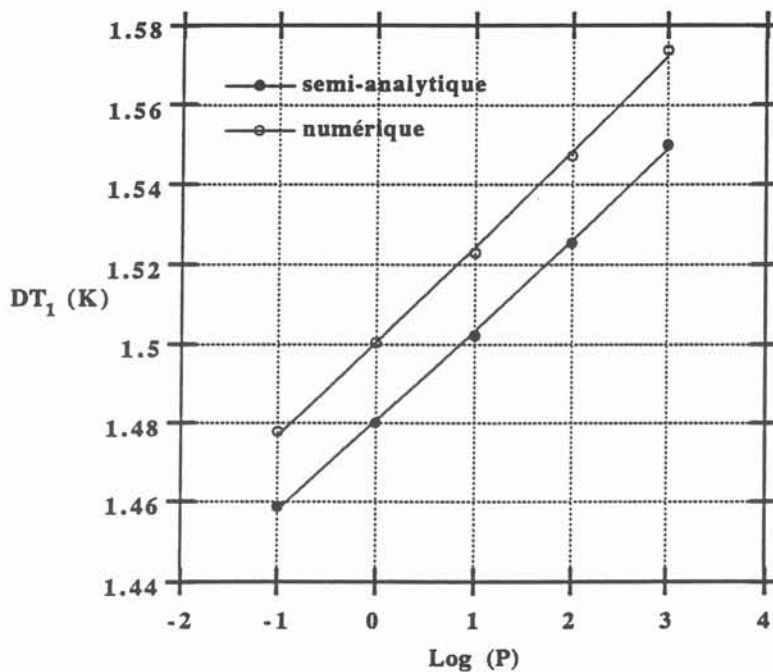


Figure 5.4 : Variation de la surfusion de début de nucléation en fonction de la vitesse de refroidissement pour  $\theta = 8^\circ$

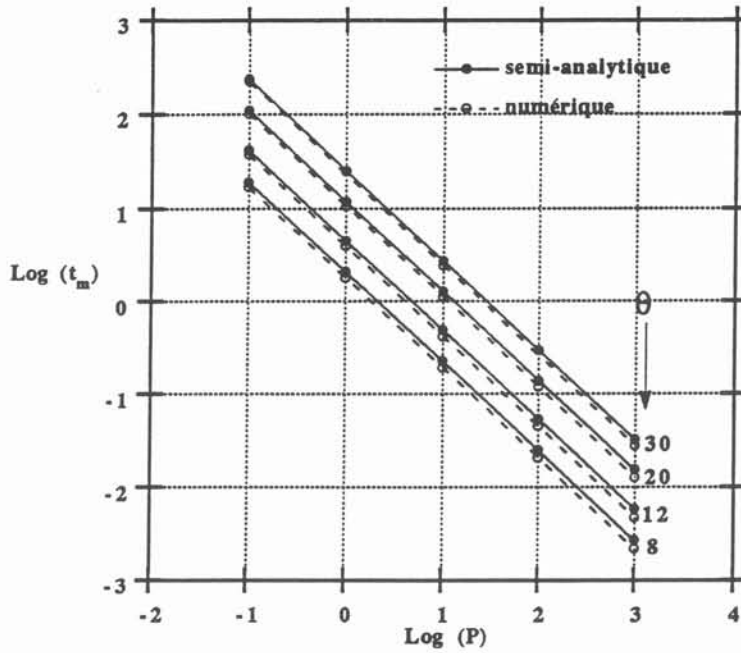


Figure 5.5 : Variation de  $t_m$ , temps de fin de nucléation en fonction de la vitesse de refroidissement pour différents  $\theta$

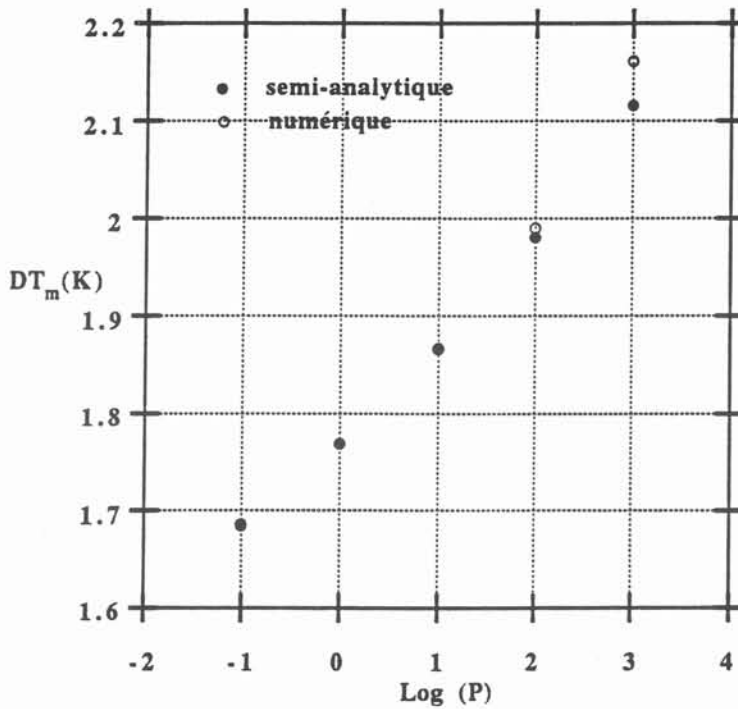


Figure 5.6 : Variation de la surfusion maximum en fonction de la vitesse de refroidissement pour  $\theta = 8^\circ$

obtenue par les deux modèles est la même pour des vitesses de refroidissement inférieures à  $100 \text{ K.s}^{-1}$ . Les deux valeurs diffèrent peu à grandes vitesses de refroidissement. L'erreur relative est environ 2,3 % pour  $P = 1000 \text{ K.s}^{-1}$ .

#### 5.4.3 - Variation de $DT_m$ et $DT_1$ en fonction de $\theta$

Sur la figure 5.7 est représentée la variation de la surfusion en fonction de  $\theta$ . Cette surfusion est importante pour les grandes valeurs de  $\theta$ . La différence entre  $DT_m$  et  $DT_1$  augmente en fonction de  $\theta$ . La variation de cette différence est moins importante que la variation de  $DT_1$ . La réponse du modèle est donc sensible à la valeur choisie pour  $\theta$ .

#### 5.4.4 - Variation de $N_G$

Pour un  $\theta$  fixe,  $N_G$  augmente quand  $P$  augmente. Ceci est valable pour les deux modèles. A vitesse de refroidissement constante,  $N_G$  diminue lorsque  $\theta$  augmente.

$\log(N_G)$  une fonction croissante linéaire en fonction de  $\log(P)$  pour un  $\theta$  donné. La pente obtenue est plus forte dans le cas du modèle numérique.

Le nombre de grains par unité de volume calculé numériquement diffère peu de celui calculé à l'aide du modèle semi-analytique (Figure 5.8). En effet, à faible vitesse de refroidissement (voisine de  $0,1 \text{ K.s}^{-1}$ ) cette différence est assez importante, un rapport de l'ordre de 5 est obtenu. A moyenne et à grande vitesses de refroidissement, ce rapport est moins grand.

Cette différence peut être expliquée par le choix de la parabole pour représenter la courbe température-temps d'une part et d'autre part par le choix du pas de temps pour effectuer le calcul numérique. Les tailles de grains expérimentales sont généralement peu précises, pour cette raison nous considérons que cet écart n'est pas significatif, et qu'il y a un bon accord entre les deux calculs.

### 5.5 - Application du modèle semi-analytique aux résultats micrographiques

Pour une première application du modèle établi, nous nous sommes servis des résultats de Nguyen Thanh Linh (1989). Ce dernier mesure la température à neuf endroits

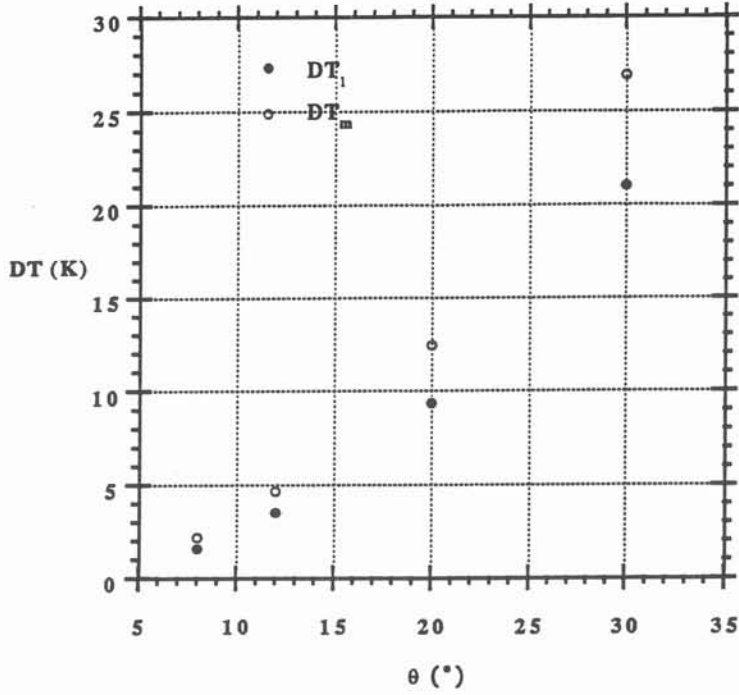


Figure 5.7 : Variation de la surfusion de début et de fin de nucléation en fonction de  $\theta$  pour  $P = 1000 \text{ K.s}^{-1}$

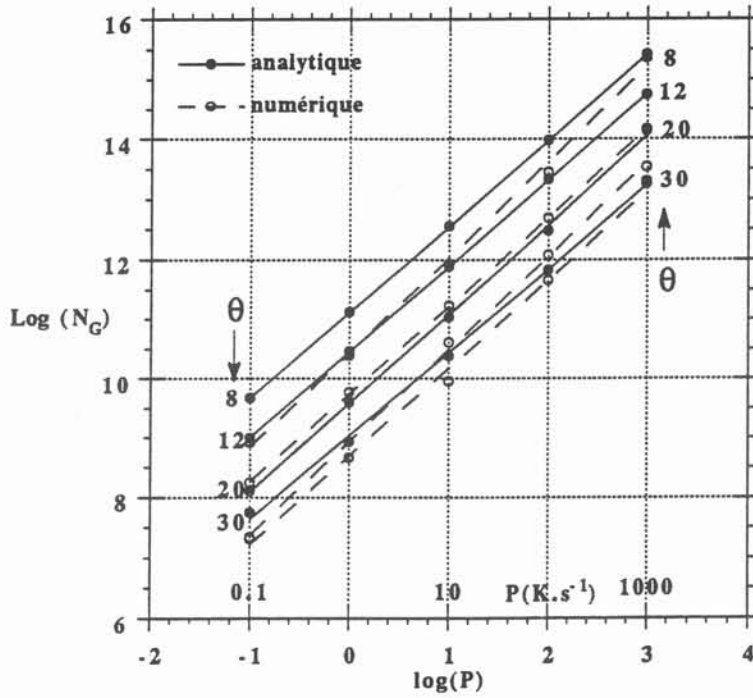


Figure 5.8 : Variation du nombre de grains par unité de volume en fonction de la vitesse de refroidissement pour différents  $\theta$



d'une lingotière dans laquelle est coulé l'alliage Al-2% Cu. L'alliage liquide est brassé mécaniquement.  $P$  est mesuré avant solidification, et la taille des grains équiaxes après solidification.

Les résultats de Nguyen Thanh Linh semblent se situer sur une droite de pente 1,29, pente inférieure à celle calculée par le modèle qui est égale à 1,43 (Figure 5.9). En fait, le calcul suppose que le bain est à température uniforme, alors que vraisemblablement les cristaux se forment dans une couche froide. La vitesse de refroidissement est alors différente de celle mesurée. Pour le chapitre 6, nous avons calculé la droite semi-analytique qui passe au milieu des points expérimentaux. L'équation de cette droite est la suivante :

$$\log(N_G) = 1,43 \log(P) + 10,80$$

Cette équation correspond à un angle  $\theta$  voisin de  $10^\circ$ . Dans la perspective du futur code, nous proposons d'appliquer cette loi pour calculer la taille de grains, à condition que l'alliage soit identique à celui de Nguyen Thanh Linh. Par ailleurs, dans le chapitre nous allons utiliser cette loi pour calculer les vitesses de refroidissement locales à partir des tailles de grains.

## 5.6 - Conclusion

Au moins pour l'alliage Al-2% Cu considéré ici, le modèle semi-analytique donne les mêmes tendances de variation que le modèle numérique d'origine. De plus les valeurs calculées sont proches, les écarts ne sont pas significatifs pour ce qui concerne la structure métallurgique.

Le temps de calcul du modèle semi-analytique est plus rapide dans le sens que celui-ci demande la résolution d'une seule équation importante contrairement au modèle numérique qui est itératif. Le modèle semi-analytique présente l'avantage d'être facile à construire. Le modèle semi-analytique permettra aussi au futur code d'avoir moins d'instabilités numériques.

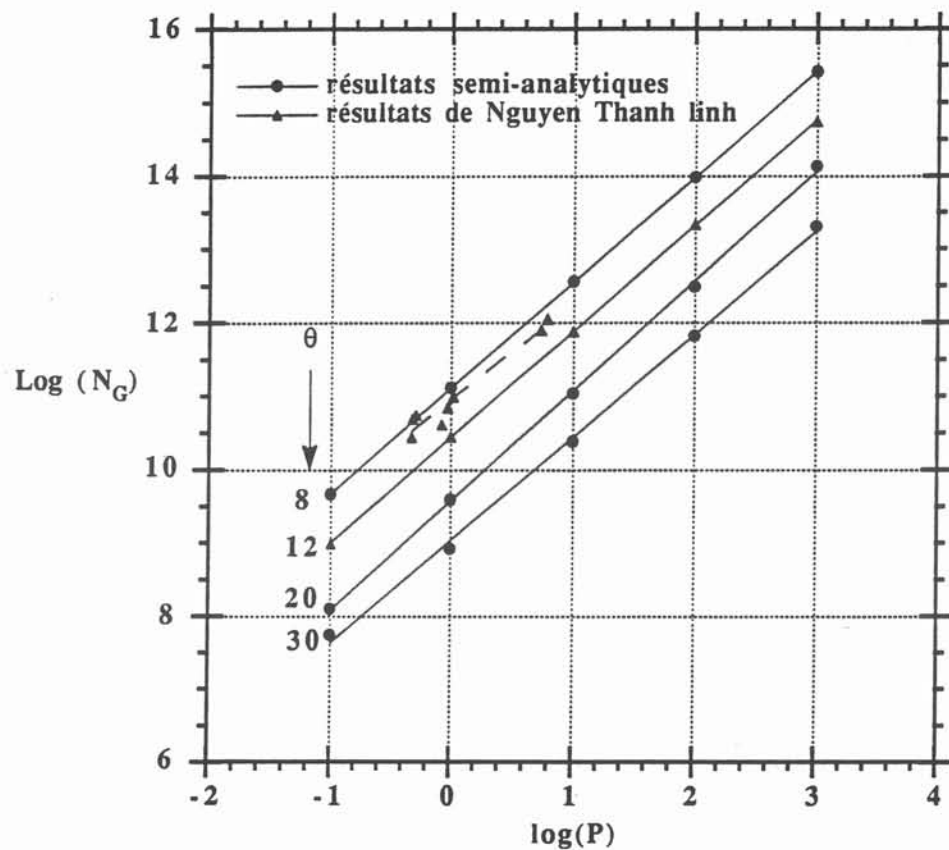


Figure 5.9 : Nombre de grains équiaxes en fonction de la vitesse de refroidissement. Comparaison avec les résultats de Nguyen Thanh Linh (1989)







## Chapitre 6

### Discussion des résultats expérimentaux

#### 6.1 - Paramètres opératoires et informations expérimentales

Pour les essais réalisés par aspiration sur la fonte, les paramètres imposés sont  $\Delta P$ ,  $T_c$ , et les rayons intérieur et extérieur du tube.

Pour les essais sur l'alliage Al-2% Cu, réalisés par aspiration, le rayon extérieur du moule est resté constant, les paramètres imposés sont  $\Delta P$ ,  $T_c$  et le rayon intérieur du moule.

Pour les essais sur l'alliage Al-2% Cu réalisés par surpression,  $V_v$ , la vitesse de déplacement du vérin est imposée, ainsi que  $T_c$ .

Plusieurs types d'informations expérimentales ont été obtenues. Les essais sur la fonte donnent le déplacement du front en fonction du temps, d'où nous tirons  $V_0$ , la vitesse à l'entrée du tube, et  $Z_{fl}$ , la longueur des baguettes coulées. Nous avons également l'enregistrement de la température du front et son déplacement.

Dans les essais sur l'alliage Al-2% Cu, nous disposons aussi de plusieurs informations.  $Z_{fl}$ ,  $V_0$ , ou  $V_m$ , ainsi que de la variation de la température à l'extérieur du tube à 200 et à 400 mm de l'entrée. De plus, nous avons des mesures structurales, tels que la taille des grains équiaxes  $D_G$ , la position de la frontière colonnaire-équiaxe, et l'espacement dendritique  $\lambda$ .

#### 6.2 - Etude qualitative de l'essai de coulabilité

##### 6.2.1- Discussion qualitative de l'état thermique du liquide

Dans l'essai de coulabilité, un liquide borné par un front progresse dans un tube. La relation qui donne la position du front  $Z_F$  en fonction du temps  $t$  fait intervenir le débit de liquide :

$$Z_F = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^t \text{Débit } dt' \quad (1)$$

$$V_m = \frac{Z_B - Z_A}{t_B - t_A} \quad (2)$$

$V_0$  est la valeur initiale de la vitesse. Lorsque la courbe  $Z_F = f(t)$  est pratiquement une droite, les expérimentateurs parlent de gel en masse. La vitesse moyenne est pratiquement égale à  $V_0$ .

Dans la plupart de nos essais, la courbe n'est pas une droite, la vitesse diminue et tend vers zéro. L'interprétation est que la croûte annulaire s'est formée, elle a fait diminuer la section libre jusqu'à la fermer.

Dans la suite, nous distinguerons 2 régimes hydrodynamiques :

1) Ecoulement tout liquide

$$\text{Débit} = \pi r_0^2 V_0$$

2) Ecoulement étranglé par une croûte colonnaire.

En plus, l'étude hydraulique a montré que les lignes de courant se courbent au voisinage du front liquide.

Par ailleurs, l'écoulement est non permanent parce que la solidification le modifie. Les métallurgistes ont l'habitude de relier la solidification à la variation de la température ( $T < T_{eq}$ ), la convection du liquide modifiant le champ de température. Or la convection dépend de la solidification. Dans l'essai de coulabilité, il y a donc un fort couplage convection-thermique-solidification, couplage que le modèle numérique du partenaire allemand est supposé traduire.

Dans la suite, nous analyserons nos résultats en leur appliquant des modèles thermiques simples, conduisant à des lois algébriques. Ces modèles ne peuvent pas exprimer les couplages ci-dessus. Néanmoins, ils permettent d'isoler l'influence de certains paramètres sur certaines grandeurs telles que la température suivant l'axe, la vitesse de refroidissement le long de la baguette, la taille des grains équiaxes, etc... Les résultats de ces modèles serviront de guide pour la mise au point et la validation du futur modèle numérique qui est le but de tout le programme.

Le liquide n'est pas isotherme. Sa température est plus élevée vers l'entrée, elle est pratiquement égale à la température de coulée. Au front, la température est plus basse. De même, la température au voisinage de la paroi du tube est inférieure à celle du coeur.

Le champ de température est donc compliqué et il est fonction de trois variables :  $Z$ , la distance du point étudié à l'entrée du tube,  $r$ , la distance du point à l'axe du tube, et  $t$ , le temps.

Pour  $t$  fixé, les isothermes ont vraisemblablement une forme voisine de paraboloides. Ce résultat est obtenu par le partenaire allemand à l'aide du modèle numérique (Figure 6.1). Cette figure montre que le gradient radial est important, ainsi que le gradient axial. De plus, il montre que le front n'est pas plan. Sa forme est paraboloidale et elle dépend de la vitesse  $V_0$ . Cette remarque sera reprise dans la discussion sur la valeur du coefficient d'échange thermique entre le métal et le moule.

Dans le régime d'écoulement tout liquide, pour étudier la variation de la température le long de l'axe  $T(Z)$ , nous avons supposé que le refroidissement du liquide est analogue à celui d'un écoulement permanent dans une conduite (Annexe F). Les échanges entre liquides et parois sont représentés par un coefficient d'échange  $h$ . La température du liquide métallique à l'abscisse  $Z$  suit une loi exponentielle :

$$\frac{T(Z) - T_a}{T_c - T_a} = \exp(-u Z) \quad (3)$$

$$\text{où } u r_0 = -Pe + (Pe^2 + 2 Bi)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$Pe = \frac{V_0 r_0}{2 D_{th}} \quad \text{et} \quad Bi = \frac{h r_0}{k}$$

$$u = \frac{2 h}{r_0 V_0 \rho C_p} = \frac{2 St}{r_0}$$

Pour les métaux liquides, le nombre de Biot est très petit devant le nombre de Peclet. L'égalité 3 s'écrit :

$$u r_0 = Bi / Pe = 2 St \quad (5)$$

$$u = \frac{2 h}{r_0 V_0 \rho C_p} = \frac{2 St}{r_0} \quad (6)$$



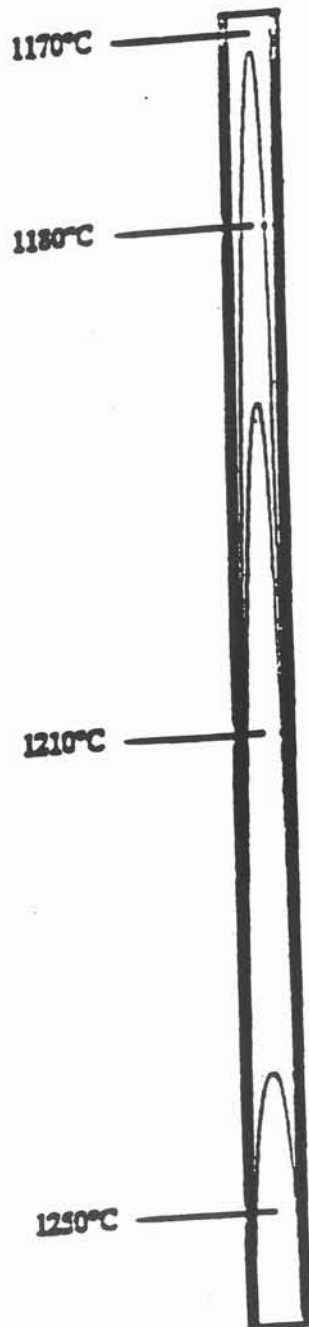


Figure 6.1 : Résultats numériques sur la fonte ( $V_0 = 1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $T_c = 1250 \text{ }^\circ\text{C}$ )  
d'après Jürgen Wolf (1993)

St est le nombre de Stanton. L'égalité 2 s'écrit alors:

$$\frac{T(Z) - T_a}{T_c - T_a} = \exp\left(-2 \text{St} \frac{Z}{r_0}\right) \quad (7)$$

Ce modèle suppose que la solidification n'a pas encore commencé, l'état du liquide est permanent et le gradient thermique radial est négligé ce qui est une approximation grossière compte tenu de la figure 6.1. Toutefois ce calcul analytique présente l'avantage de montrer l'effet de la vitesse par le nombre de Peclet, l'effet relatif de  $h$  et de  $V_0$  par le nombre de Stanton et de donner une idée sur la variation du gradient thermique axial.

Sur la figure 6.2, la loi exponentielle (7) est comparée aux résultats numériques pour un essai réalisé sur la fonte, avec une vitesse d'injection de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  et une température de coulée de  $1250 \text{ }^\circ\text{C}$ . Les propriétés physico-chimiques de la fonte et de la silice sont en annexe G. La valeur de  $h$  prise pour le calcul de  $u$  n'est pas ajustée sur ce cas particulier. Elle vient des mesures du temps fluide en fonction du rayon intérieur du tube et elle est égale à  $5000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$  (cf § 6.3.2). Le gradient thermique axial est pratiquement le même pour les deux courbes à l'entrée du tube. Ensuite, le gradient calculé numériquement devient plus faible. La différence de température est tout à fait acceptable pour une première approximation de la variation de  $T$  avec  $Z$ .

Le gradient thermique dans le liquide s'écrit alors :

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = -u (T - T_a) \quad (8)$$

Nous avons appliqué ce modèle à l'essai A3.  $u$ ,  $T_c$  et  $T_0$  sont respectivement égaux à  $0,561 \text{ m}^{-1}$ ,  $760^\circ\text{C}$  et  $60^\circ\text{C}$ . La loi s'écrit donc :

$$T(Z) = 700 \exp(-0.561 Z) + 60 \quad (9)$$

Nous cherchons à connaître la variation de la température du liquide le long de la baguette. Nous calculons donc la dérivée de la température par rapport à  $Z$  :

$$\frac{dT}{dZ} = -177.1 \exp(-0.561 Z) \quad (10)$$

Ce calcul prévoit pour le gradient de température une valeur maximum le long de la

baguette égale à  $177 \text{ K.m}^{-1}$ , ce qui est faible. En admettant qu'il n'y ait pas eu de gel en masse, la longueur fluide étant 470 mm, la température du front du blocage serait par application de l'équation 9 :

$$T(Z = Z_{fi}) = 598^{\circ}\text{C}$$

Il y aurait donc une surfusion de  $653 - 598 = 55\text{K}$ . Cette surfusion est très grande.

- soit elle a suffi à faire germer et croître les cristaux équiaxes, provoquant le gel en masse.

- soit la croûte annulaire s'étant formée auparavant, le débit a été ralenti et un autre régime thermique s'est produit.

-soit aussi que les hypothèses thermiques soient responsables d'une valeur aussi importante.

### 6.2.2 - Variation de la température extérieure du tube

Les enregistrements de la variation de température à l'extérieur du tube à 200 et à 400 mm de l'entrée ont tous l'allure d'une courbe en S. Au début la courbure est tournée vers le haut, jusqu'à un point d'inflexion, puis elle est tournée vers le bas. Il semble qu'il y ait une asymptote. La figure 6.3 montre que la pente au premier point d'inflexion varie en fonction inverse de la vitesse  $V_0$ .

Nous avons appliqué le modèle en résistance thermique avec accumulation (Annexe B, modèle F). L'épaisseur  $x$  est prise égale à l'épaisseur du tube (2 mm).  $T_2$  est la température initiale du moule à 200 mm de l'entrée. La température  $T_1$  est calculée par le modèle en écoulement permanent (eq 2) avec  $Z = 200$  mm, abscisse des thermocouples. Les valeurs de  $h$  sont déterminées dans le § 6.4.1. Nous avons vérifié que  $\theta_1$ , temps d'évacuation de la surchauffe calculé d'après le modèle (Annexe B, modèle A) est supérieur au temps mis par le liquide pour parcourir les 200 mm (tableau 6.1). Les propriétés physico-chimiques de l'acier doux sont dans l'annexe G et celles de l'aluminium dans l'annexe E.

Essai	$V_0$ (mm.s <sup>-1</sup> )	$T_a$ (°C)	$\theta_1$ (ms)	$Z/V_0$ (s)	$T_1$ (°C)	$h_{\text{interfacial}}$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
P7	1944	110	185	100	696	9000
P10	2361	110	170	80	695	4200
P15	4011	85	60	50	661	2000

Tableau 6.1 : Détermination de  $T_1$ , température à 200 mm de l'entrée, et de  $h_{\text{interfacial}}$

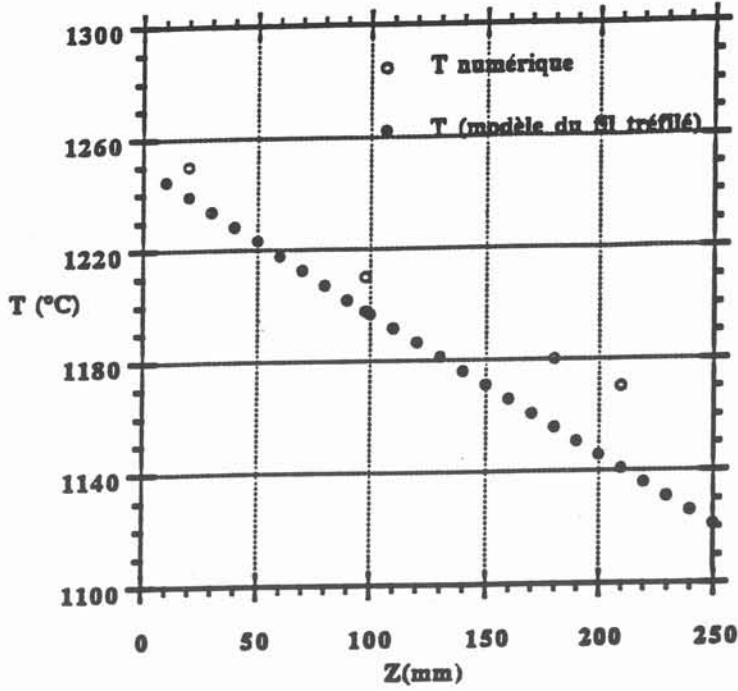


Figure 6.2 : Comparaison des résultats numériques et ceux obtenus à l'aide du modèle de l'écoulement permanent dans un tube

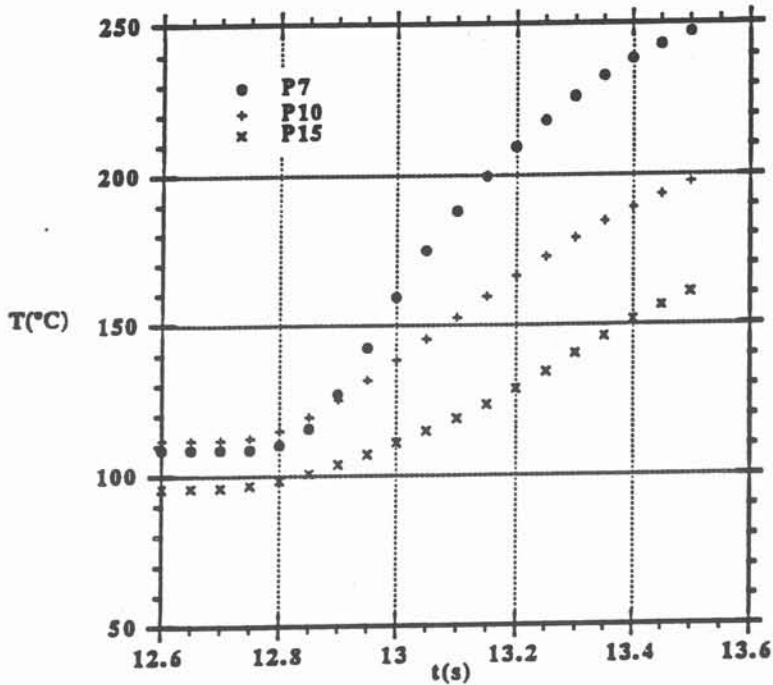


Figure 6.3 : Variation de la température à l'extérieur du tube à 200 mm de l'entrée des essais P7 ( $V_0=1944$  mm/s), P10 ( $V_0=2361$  mm/s) et P15 ( $V_0=4011$  mm/s)

Le tracé, par le logiciel Theorist, de la courbe  $T$  en fonction du temps (Figure 6.4) et sa comparaison avec les résultats expérimentaux permettent de déterminer  $h_i$  interfacial local initial. Les valeurs trouvées montrent que quand la vitesse croît, la valeur de  $h_i$  doit décroître. Cependant, même si nous ajustons la valeur de  $h_i$  pour retrouver la pente moyenne, la courbure calculée est différente de la courbure expérimentale.

Hansen (1992) affirme qu'un liquide qui entre dans un moule plein de gaz peut former un jet sur une longueur importante, qui n'est pas en contact avec les parois du moule. Ce jet est sustenté dynamiquement par la couche limite de gaz. Cette couche est importante lorsque la vitesse est grande.

Nous avons constaté une courbure du front sur la maquette à eau. A faible vitesse, la surface libre (front) est plane. Quand la vitesse augmente, la surface libre a une forme de parabolioïde. La surface du liquide en contact avec le moule diminue, donc la chaleur transférée diminue. Dans notre modèle,  $h_i$  diminue également.

Ce résultat concernant  $h_i$  n'est pas en accord avec les valeurs de  $h$  "global" estimées à partir des longueurs des baguettes (cf § 6.4.1). Il faut remarquer également que le point d'inflexion considéré se produit 200 ms après le passage du front. S'il y a formation d'une croûte colonnaire, la solidification est en cours. Le transfert au cours de l'essai n'est probablement pas représentable avec un coefficient interfacial  $h_i$  constant.

### 6.2.3 - Aspect thermique de la solidification

La solidification est discutée par référence à la température d'équilibre solide-liquide, notée  $T_{eq}$ . Pour l'alliage Al-2% Cu,  $T_{eq}$  est la température de liquidus dont la valeur calculée est 653°C. Pour la fonte, nous prendrons la température eutectique calculée (1163°C).

A l'entrée du tube, le liquide a la température notée  $T$ , supérieure à  $T_{eq}$ . Cette température baisse le long de l'axe avec  $Z$ , de l'axe vers la paroi avec  $r$ , et avec le temps. Tant que  $T$  est supérieure à  $T_{eq}$ , la solidification est impossible.

Si maintenant  $T$  est inférieure à  $T_{eq}$ , la solidification est thermodynamiquement possible. Mais la formation des premiers cristaux demande une certaine surfusion, et un certain retard, comme nous le montrons au chapitre 5. Nous avons tenté de visualiser cette idée sur la figure 6.5. La température  $T$  est calculée pour l'essai A15 dans

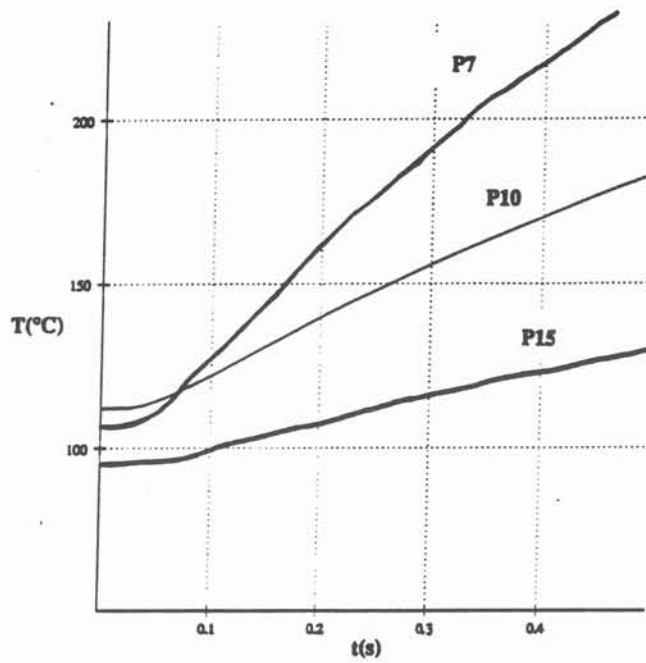


Figure 6.4 : Calcul de la température à l'extérieur du tube à 200 mm de l'entrée des essais P7, P10 et P15 par le modèle en résistance thermique avec accumulation

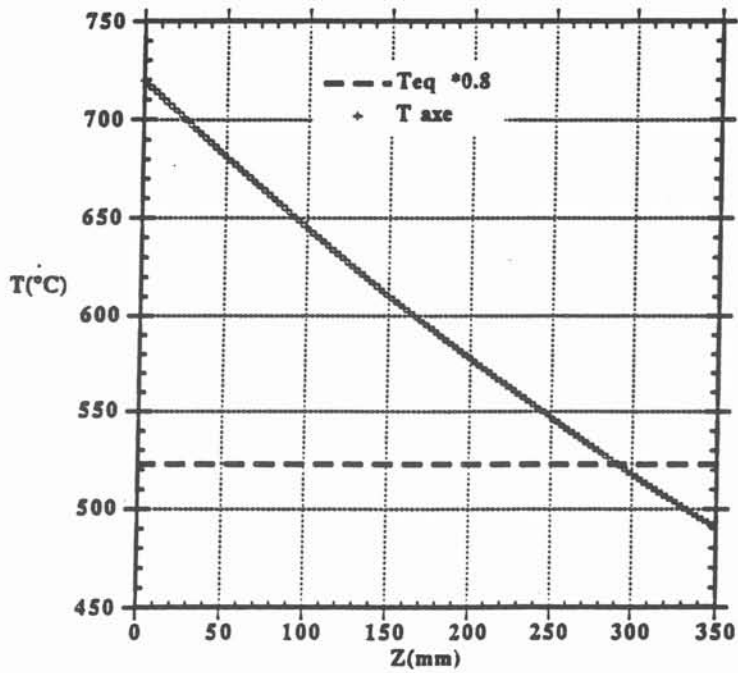


Figure 6.5 : Calcul de la température axiale pour l'essai A15

l'approximation 1D d'écoulement permanent dans un tube. Nous avons reporté sur la figure 6.6,  $T_{eq}$ , température de liquidus de l'alliage, ainsi que  $T_s$ , température de solidus de l'alliage. Dans les conditions techniques, la surfusion de nucléation est inférieure à  $T_{eq} - T_s$ . De plus, nous avons reporté la valeur  $0,80T_{eq}$ , car d'après les expériences de Hollomon et Turnbull (1953), la surfusion ne dépassait pas  $0,20T_{eq}$  (Figure 6.5).

Pour donner une idée des gradients radiaux, nous avons supposé que le contact liquide-paroi suit l'approximation du contact parfait qui suppose que le liquide est en contact thermique parfait avec la paroi. Dans ce cas, la température du liquide à la paroi a une valeur simple

$$T(Z, r = r_0) = \frac{b_1 T(Z, 0) + b_0 T_a}{b_1 + b_0} \quad (11)$$

D'après la figure 6.6, si le contact est parfait, la nucléation commence tout de suite à l'entrée car la température est tout de suite inférieure à  $T_s$  et même à  $0,80T_{eq}$ . Mais dans la suite, nous verrons que le contact parfait n'est pas probable. Malheureusement, nous n'avons pas d'autre modèle simple pour calculer la température du liquidus à la paroi en tenant compte des gradients.

Revenons au modèle 1D. La figure 6.4 montre que sur l'axe la cristallisation démarre à une certaine distance  $Z_A$  de l'entrée, qui tient compte de l'extraction de la surchauffe (durée  $\theta_1$ , Annexe B, modèle A), en plus le retard de nucléation peut ajouter son effet propre.

Si  $T$  est inférieure à  $T_{eq}$ , et que la nucléation a lieu. Le solide se forme. Deux mécanismes peuvent se produire, et ils sont en compétition (cf § 2.6).

- soit les cristaux sont fixés à la paroi du tube, qui est la zone la plus froide, et ils se développent attachés à la paroi. C'est la cristallisation colonnaire. Les cristaux colonnaires forment une croûte annulaire qui réduit la veine liquide.

- soit les cristaux naissent en suspension dans le liquide, et sont transportés par lui. C'est la cristallisation équiaxe. Si la fraction solide dépasse un certain seuil (les auteurs parlent de 40% environ), la viscosité apparente devient très forte, il y a blocage. C'est le gel en masse.

Comme Flemings et coll (1964) l'ont montré, les dendrites colonnaires sont inclinées à contre courant.

De plus, l'écoulement peut arracher des fragments de dendrites qui sont entraînés et partiellement refondus. S'ils ne sont pas refondus, ils servent de germes pour les cristaux équiaxes. C'est une forme d'ensemencement selon le vocabulaire du génie des procédés.

## 6.3 - Résultats relatifs à la fonte

### 6.3.1 - Observations hydrodynamiques et thermiques sur la fonte

La figure 6.7 regroupe la courbe 3.12 et la courbe 3.13 de l'essai C20. Nous constatons qu'au moment de l'arrêt de l'écoulement, la température du front mesurée par le pyromètre est supérieure à la température d'équilibre de la fonte utilisée. La fermeture de la veine a donc eu lieu dans une zone en arrière du front. De plus, la recalescence se produit longtemps après le blocage. Ce résultat associé aux résultats obtenus sur l'alliage Al-2% Cu nous aidera à proposer un mécanisme de solidification.

### 6.3.2 - Variation de la longueur fluide de la fonte

Le tableau 6.2, regroupe les résultats expérimentaux relatifs à la fonte et cités au chapitre 3.

Le temps fluide  $\theta_{fl}$  est ici mesuré directement sur l'enregistrement vidéo. D'après les modèles simplifiés (Annexe B), il devrait être la somme de 2 termes  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , le premier représentant le temps d'évacuation de la surchauffe, le second, le temps d'évacuation de la chaleur latente.

Les tubes moules en silice avaient un rayon intérieur  $r_0$  variable. Si le modèle en contact parfait s'applique (Annexe B, modèle B), la somme  $\theta_1 + \theta_2$  est proportionnelle à  $r_0^2$ . Si le modèle en résistance de contact s'applique, la somme  $\theta_1 + \theta_2$  est proportionnelle à  $r_0$ . La figure 6.8 montre que la deuxième relation s'applique seule. C'est pourquoi, le modèle en contact parfait est écarté pour la suite. La pente de la droite sur la figure 6.8 détermine la valeur de  $h$ . Elle est égale à  $5000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Le tableau 6.2 présente également les valeurs de  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , calculées suivant les deux modèles, contact parfait (notés  $\theta_1 \text{ CP}$  et  $\theta_2 \text{ CP}$ ) et résistance globale (notés  $\theta_1$  et  $\theta_2$ ). Les valeurs calculées suivant le modèle de contact parfait sont systématiquement plus faibles que les autres. Cet écart s'explique par le fait que dans le modèle en contact parfait, le



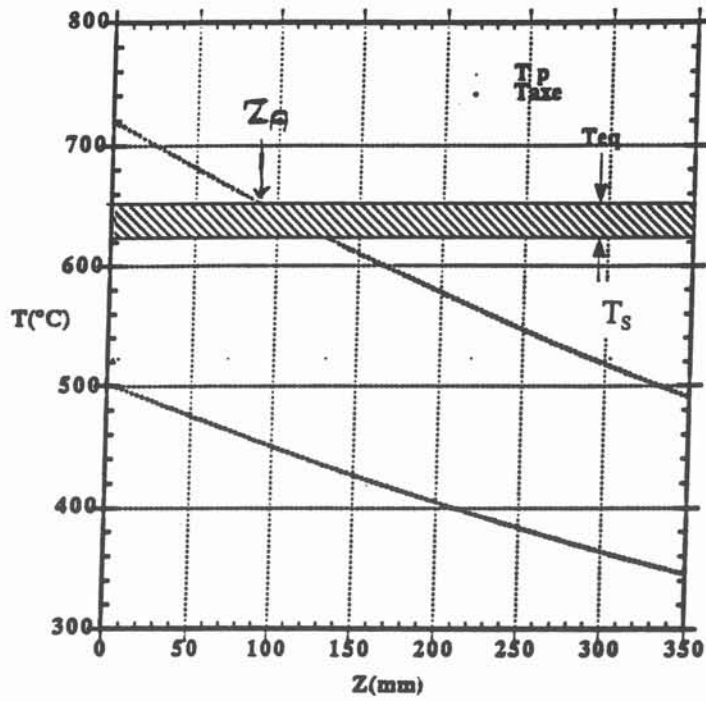


Figure 6.6: Calcul de la température de paroi pour l'essai A15 à l'aide du modèle de l'écoulement permanent dans un tube associé au modèle en contact parfait

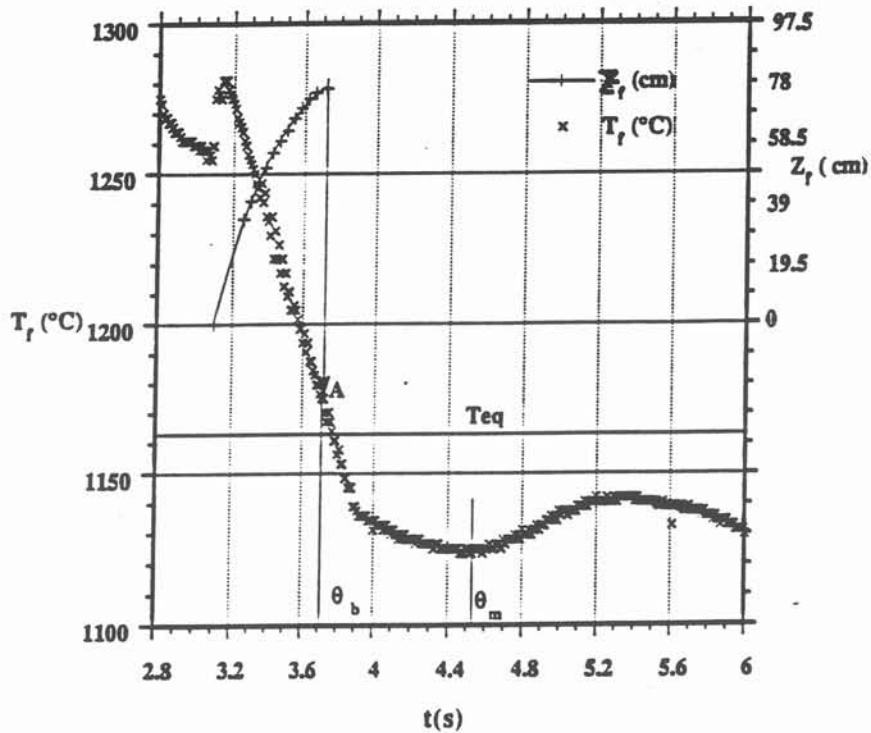


Figure 6.7 : Mesure de la température du front et de son avancement

flux varie comme  $t^{-1/2}$ , il est donc "infiniment" grand aux premiers instants qui suivent le contact.

### 6.3.3 - Déplacement du front en fonction du temps pour la fonte

Dans les essais sur la fonte, l'enregistrement vidéo permet de suivre la progression du front liquide en fonction du temps.

Les figures 6.9 et 6.10 représentent les deux types de courbes obtenues. La figure 6.9 ne présente pas de courbure, par contre la figure 6.10 présente une courbure importante. Cette courbure dépend essentiellement de  $V_0$ . Plus  $V_0$  augmente, plus la courbure est importante. Les essais sans courbures correspondent au gel en masse, le blocage de l'écoulement est brusque. Les essais avec courbure correspondent au gel en croûte, le blocage s'est effectué d'une manière progressive.

La diminution de vitesse exprimée par la courbe de la figure 6.10 est produite par la croissance de la croûte qui diminue la section de la veine liquide.

Dans l'annexe B, nous appliquons le modèle en résistance thermique à ce cas. L'abscisse  $Z_F$  du front suit la loi suivante :

- pour  $0 \leq t \leq \theta_1$

$$Z_F = V_0 t \quad (12)$$

-pour  $\theta_1 \leq t \leq \theta_1 + \theta_2$

$$Z_F = V_0 \left( t - \frac{(t - \theta_1)^2}{2 \theta_2} \right) \quad (13)$$

La courbe est donc formée de deux parties, une droite raccordée à une parabole. Par comparaison avec nos enregistrements, il est donc possible de déterminer  $\theta_1$  et  $\theta_2$ .

Plus généralement, la longueur fluide théorique s'écrit donc :

$$Z_{fl}/V_0 = \theta_1 + a \theta_2 \quad (14)$$

Le temps fluide  $\theta_{fl}$  mesuré est supérieur au rapport  $Z_{fl}/V_0$  (tableau 6.2). Nous

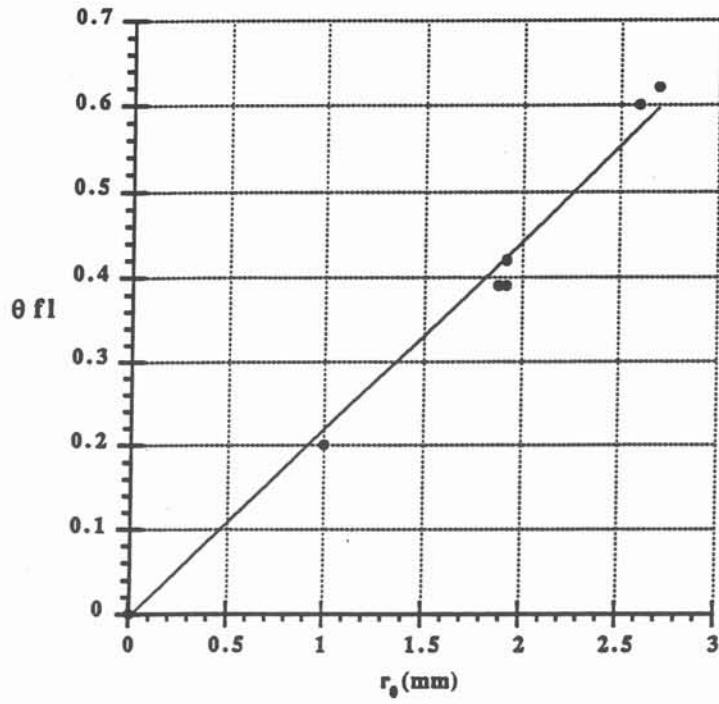


Figure 6.8 : Effet du rayon intérieur du tube sur le temps fluide de la fonte

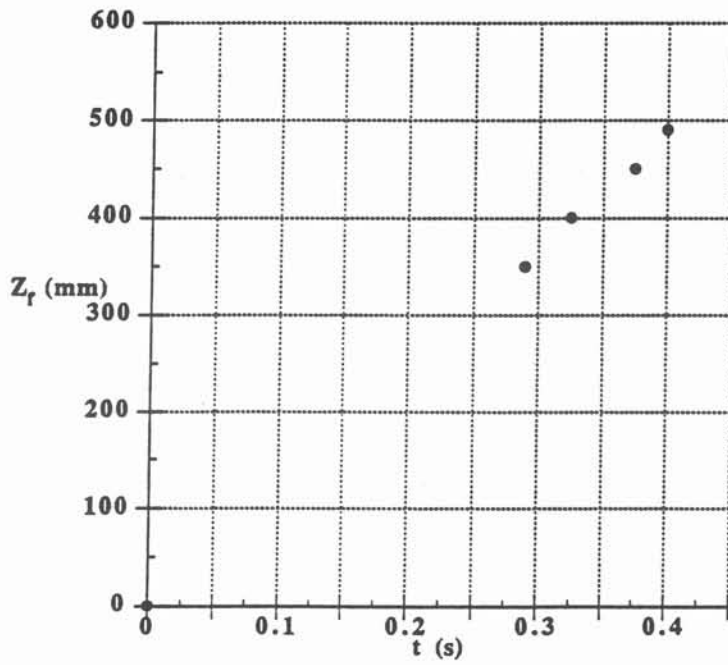


Figure 6.9 : Avancement du front de l'essai C8 en fonction du temps

avons calculé  $a$  en combinant  $\theta_2$  de l'équation 14 avec l'équation suivante :

$$\theta_{fl} = \theta_1 + \theta_2 \quad (15)$$

$\theta_2$  est déterminé par le modèle thermique ( $h = 5000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ).

Essai	$T_c$ (°C)	$Z_{fl}$ (mm)	$\theta_{fl}$ (s)	$V_0$ (mm/s)	$r_0$ (mm)	$Z_{fl}/V_0$ (ms)	$\theta_2$ (ms)	$a$	$\theta_1$ (ms)	$\theta_1$ CP (ms)	$\theta_2$ CP (ms)
C8	1300	480	390	1240	1,88	380	305	0,96	126	40	210
C10	1350	725	480	1875	1,97	387	319	0,70	178	83	231
C14	1300	450	420	1250	1,92	360	311	0,8	128	42	219
C15	1300	450	410	1250	1,92	360	311	0,90	128	42	219
C16	1350	500	430	1250	1,92	400	311	0,90	173	79	219
C19	1300	788	620	2050	2,7	384	438	0,46	181	82	434
C20	1300	230	200	1550	1	148	162	0,68	67	11	60
C21	1300	670	600	2187	2,6	306	422	0,3	174	77	402

Tableau 6.2 : Mesures sur la fonte, et valeurs calculées par le modèles en contact parfait (Notées CP) et le modèle en résistance thermique ( $h = 5000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )

Sur la figure 6.11, nous avons représenté  $a$ . La dispersion est importante, mais une tendance se dégage. Plus la vitesse  $V_0$  est grande, plus la croûte annulaire réduit le débit. D'ailleurs les seules courbes sans courbure (C8, C15, C16) ont été réalisées à des vitesses plus basses.

Par ailleurs, nous remarquons que les essais C15 et C16 donnent la même valeur de  $a$ , alors que la température de coulée vaut respectivement 1300 et 1350 °C. Apparemment, la vitesse joue ici un rôle plus important que la température de coulée.

## 6.4 - Résultats relatifs à l'alliage Al-2% Cu

Pour les essais sur l'alliage d'aluminium, les informations sont moins riches, car la progression du fluide dans le tube est connue seulement par le signal des thermocouples à l'extérieur du tube.

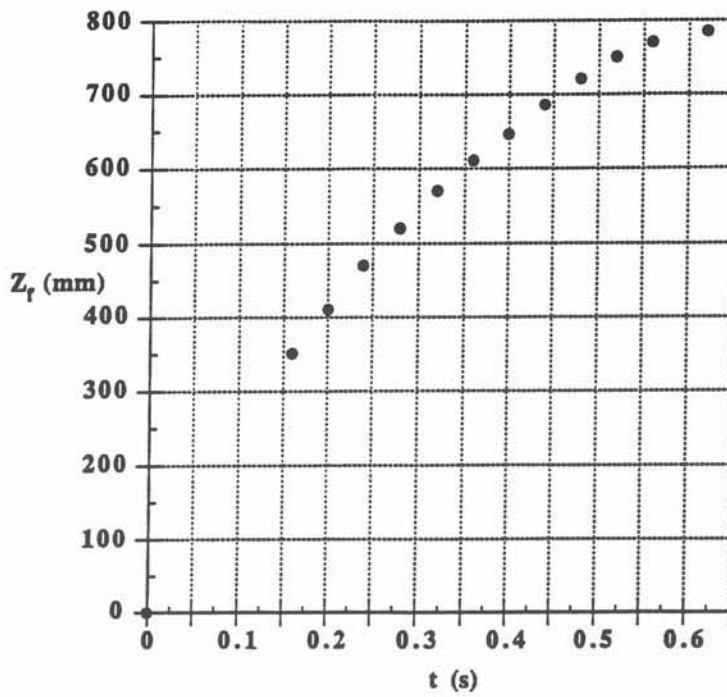


Figure 6.10 : Avancement du front de l'essai C19 en fonction du temps

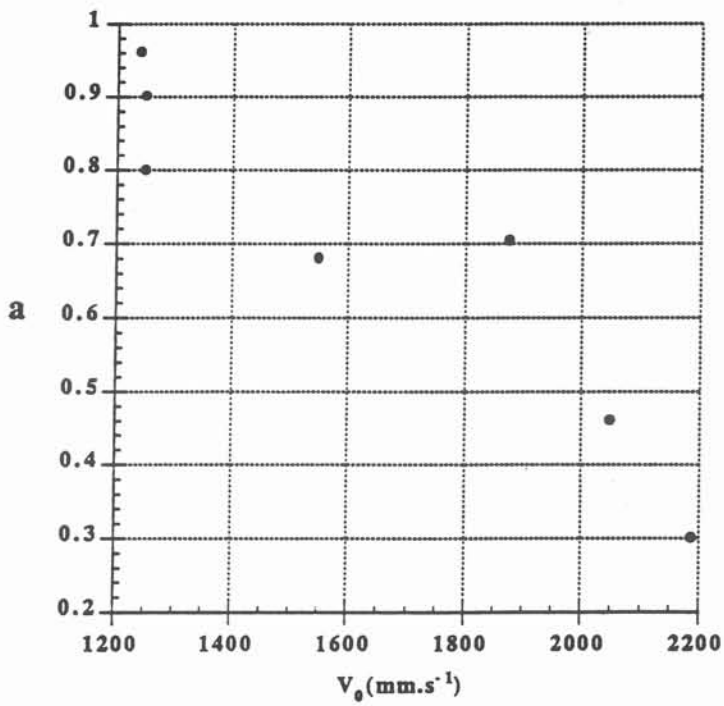


Figure 6.11 : Variation de  $a$  en fonction de  $V_0$

### 6.4.1 - Analyse de la longueur fluide

Ici nous examinons les valeurs de  $Z_{fl}$  (Tableau 6.4). Les fondeurs mettent en avant l'influence de la surchauffe. C'est pourquoi nous avons reporté nos résultats sur la figure 6.12.

La dispersion est forte. Toutefois, si nous séparons les points par catégorie (aspiration, surpression à 1944 mm.s<sup>-1</sup>, à 2361 mm.s<sup>-1</sup>, à 4011 mm.s<sup>-1</sup>), la figure montre que la longueur fluide augmente avec la surchauffe.

Nous avons appliqué le modèle en résistance thermique,  $h$  est supposée constante.

L'annexe E regroupe les propriétés physico-chimiques de l'aluminium. Les différents points expérimentaux se situent autour d'une droite pour les différentes vitesses. Pour les essais d'aspiration, la vitesse ne varie pas beaucoup. Les différents points expérimentaux se situent aussi autour d'une droite (Figure 6.13).

Ce modèle permet de calculer le coefficient d'échange  $h$  (tableau 6.3), qui est une valeur moyenne correspondant à l'échange thermique global entre le moule et le métal. Nous l'avons déterminé en calculant la pente des différentes droites.

$V_0$ (mm.s <sup>-1</sup> )	800	1944	2361	4011
$h$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	8200	8116	10390	13200
Bi	0,24	0,24	0,30	0,38
Pe	30	73	88	150
St	4 10 <sup>-3</sup>	1,64 10 <sup>-3</sup>	1,7 10 <sup>-3</sup>	1,26 10 <sup>-3</sup>
$r_0/2St$ (mm)	373	913	880	1191

Tableau 6.3 : Valeur de  $h$  en fonction de  $V_0$

Le tableau 6.3 montre que la valeur de  $h$  estimée ainsi augmente avec  $V_0$  de façon monotone. Thomas (1976) a montré que le nombre de noyaux prédendritiques est proportionnel à la vitesse au carré. Prates et Biloni (1972) ont montré que ce même nombre de noyaux est proportionnel au carré de  $h$ . Nous avons donc représenté  $h$  en fonction de  $V_0$  sur la figure 6.14. Les différents points semblent se situer sur une droite sauf un. Cette représentation montre que nos résultats expérimentaux donne les mêmes tendances que celles de Thomas et de Prates et Biloni. Cependant la figure 6.14 montre que  $h$  dépend également du mode de coulée, gravité, aspiration ou surpression.

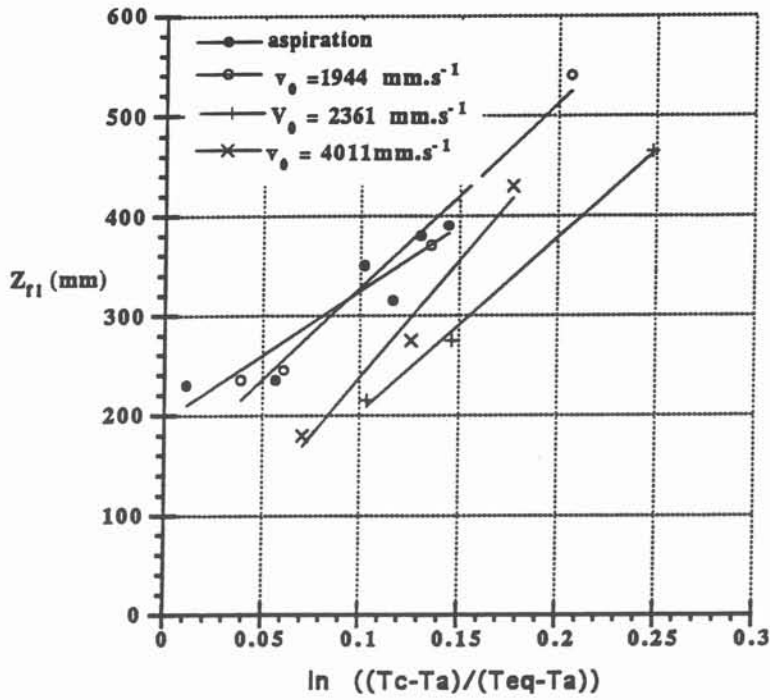


Figure 6.12 : Variation de la longueur fluide de l'alliage Al-2% Cu en fonction de la température de coulée

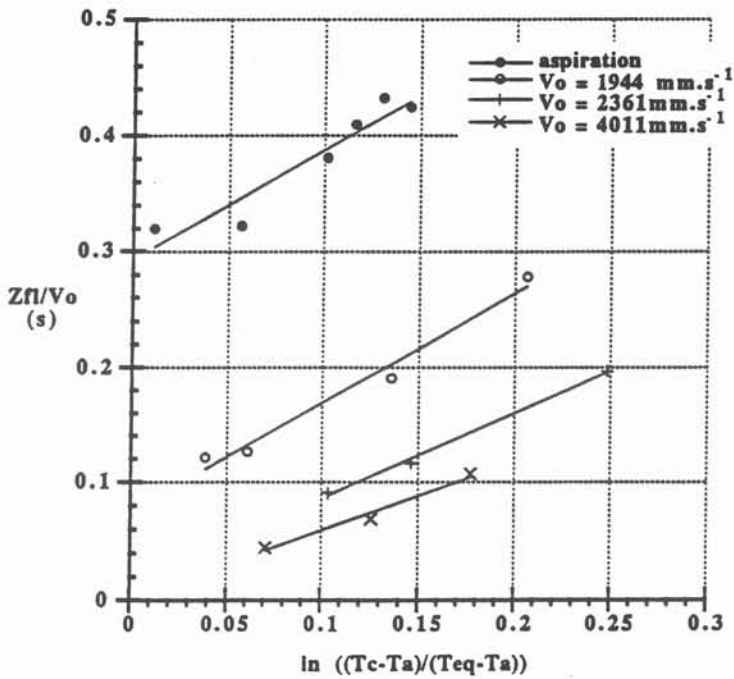


Figure 6.13: Application du modèle en résistance thermique aux résultats sur Al-2%Cu

Nos valeurs de  $h$  sont aussi comparées à celles de Prates et Biloni (1972), qui ont été obtenues lors d'une coulée par gravité. La figure 6.15 représente  $h$  en fonction du pourcentage de cuivre pour différents substrats. Dans notre cas, la valeur intéressante est celle prise pour 2% de cuivre pour un substrat en acier doux.  $h$  vaut alors  $6270 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  valeur du même ordre de grandeur que nos valeurs.

#### 6.4.2 - Frontière colonnaire-équiaxe dans les baguettes Al-2% Cu

D'après le chapitre 3, les baguettes coulées par aspiration et les baguettes coulées par surpression ont la même structure de grains déjà bien analysées par Flemings et al (1964). Elle est formée de trois zones, une zone colonnaire à l'entrée, une zone mixte formée de grains colonnaires et de grains équiaxes et une zone complètement équiaxe au voisinage du front.

Nous avons tenté de décrire la frontière colonnaire-équiaxe par 2 abscisses,  $Z_1$ , naissance de la zone équiaxe,  $Z_2$ , fin de la zone colonnaire. Les valeurs mesurées sont groupées dans le tableau 6.4. Nous avons ajouté la moyenne  $1/2 (Z_1+Z_2)$  ainsi que le rapport  $(Z_1+Z_2) / 2 Z_{fl}$ . D'après les figures 6.16 et 6.17 les tendances suivantes se dégagent :

- la longueur colonnaire augmente avec la surchauffe,
- nos baguettes comportent toujours une zone colonnaire au voisinage de l'entrée sauf lorsque la surchauffe est très faible,
- à températures de coulée égales, la surpression favorise la zone colonnaire par rapport à l'aspiration. Ce point s'explique par le fait que  $h$  étant plus grand, le gradient thermique dans le liquide est plus fort,
- à  $V_0$  constante en surpression,  $Z_2$  augmente progressivement avec  $T_c$ .

Par ailleurs, l'observation à l'oeil nu des macrographies montre que les grains colonnaires sont plus fins dans le cas des baguettes coulées par surpression.

Thomas (1976) avait montré que le nombre de noyaux prédendritiques est proportionnel au carré de la vitesse d'écoulement. La vitesse des essais coulées par surpression est plus grande que celle des essais coulées par aspiration. Le nombre de grains colonnaires par unité de surface obtenu par surpression doit être supérieur à celui obtenu par aspiration. Expérimentalement, c'est bien le cas.



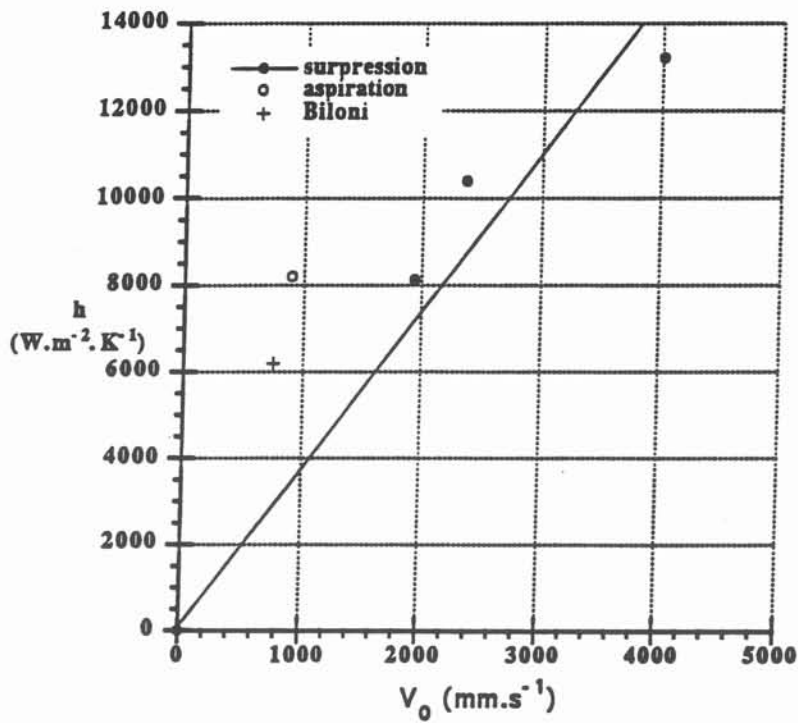


Figure 6.14: Variation de  $h$  en fonction de  $V_0$

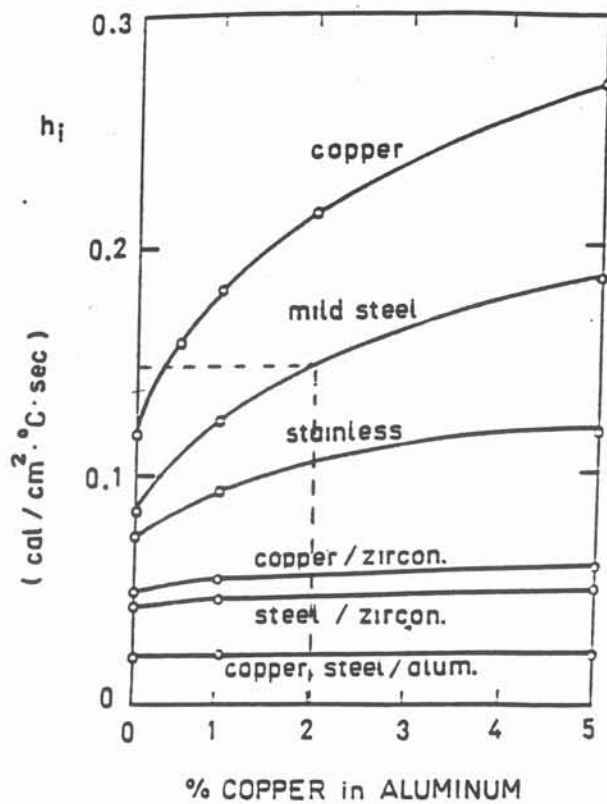


Figure 6.15 : Variation de  $h$  en fonction du pourcentage en cuivre pour différents moules, d'après Prates et Biloni (1972)

Essai N°	$r_0$ (mm)	$e$ (mm)	$T_c$ (°C)	$Z_{fl}$ (mm)	$V_0$ mm/s	$V_m$ mm/s	$T_a$ (°C)	$Z_1$ (mm)	$Z_2$ (mm)	$\frac{1}{2}(Z_1+Z_2)$ (mm)	$\frac{1}{2} \left( \frac{Z_1 + Z_2}{Z_{fl}} \right)$
A1	3	2	690	355	-	-	40	22	350	186	0,52
A2	3	2	685	345	-	-	50	17	224	120,5	0,35
A3	3	2	760	470	-	1180	60	86	379	232,5	0,49
A7	2,5	2	780	1000	-	620	40	-	-	-	-
A8	2,5	2	715	300	-	-	-	12	214	113	0,38
A9	2,5	2	670	320	-	-	60	11	169	90	0,28
A10	2,5	2	735	400	-	1140	60	6	203	104,5	0,26
A11	2,5	2	752	265	-	-	80	6	234	120	0,45
A12	2,5	2	775	442	-	1250	60	-	252	-	-
A13	2,5	2	715	270	-	-	40	21	120	70,5	0,26
A14	2,5	2	750	408	-	1200	80	83	210	146,5	0,36
A15	3	2	720	350	920	-	30	50	230	140	0,4
A16	3	2	690	235	730	-	20	< 5	40	22,5	0,09
A17	3	2	730	315	770	-	30	19	302	160,5	0,51
A18	3	2	740	380	880	-	30	< 56	300	178	0,47
A19	3	2	750	390	920	-	30	36	370	203	0,52
A20	3	2	660	230	720	-	35	0	0	0	0
P6	3	2	680	245	1944	-	225	102	191	115,5	0,47
P7*	3	2	750	540	1944	-	230	< 40	322	181	0,33
P8	3	2	670	235	1944	-	225	< 40	229	134,5	0,27
P9	3	2	715	370	1944	-	227	50	256	153	0,41
P10	3	2	760	275	2361	-	220	75	180	127,5	0,46
P11	3	2	780	465	2361	400	220	75	293	184	0,39
P12	3	2	720	275	2361	-	228	85	235	160	0,58
P13	3	2	700	215	2361	-	222	87	188	137,5	0,63
P14	3	2	720	430	4011	500	230	105	222	163,5	0,38
P15	3	2	710	275	4011	-	228	105	145	125	0,45
P16*	3	2	685	180	4011	-	217	30	93	66,5	0,36
P17*	3	2	675	560	4011	-	225	40	237	138,5	0,25

Tableau 6.4 : Résultats expérimentaux de l'alliage Al-2% Cu

avec :

 $r_0$ , rayon intérieur du tube,  $e$ , épaisseur du tube,  $T_c$ , température de coulée, $Z_{fl}$ , longueur fluide,  $V_0$ , vitesse à l'entrée du tube,  $V_m$ , vitesse moyenne, $T_a$ , température initiale du tube,  $Z_1$ , longueur colonnaire,  $Z_2 = Z_1 +$  longueur mixte.

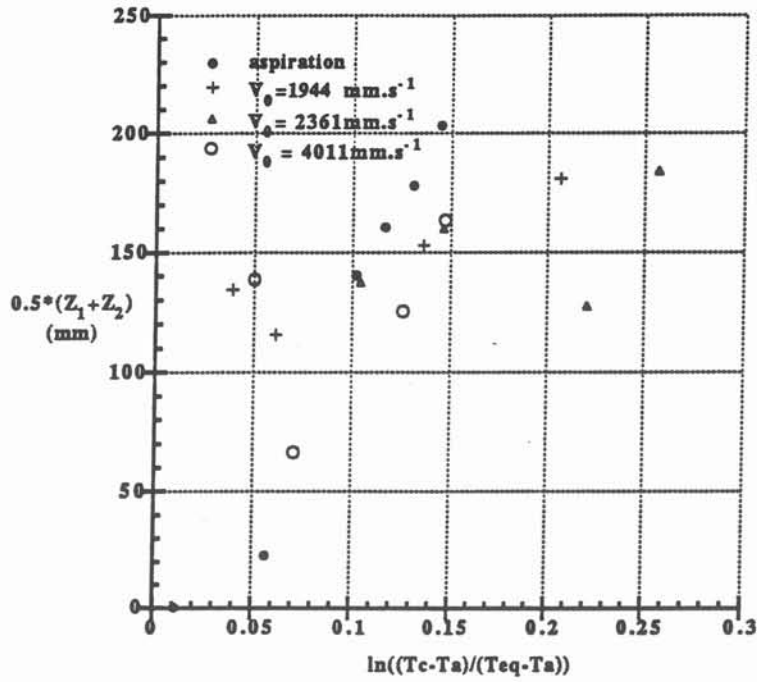


Figure 6.16 : Longueur colonnaire dans les baguettes Al-Cu 2% en fonction de la surchauffe

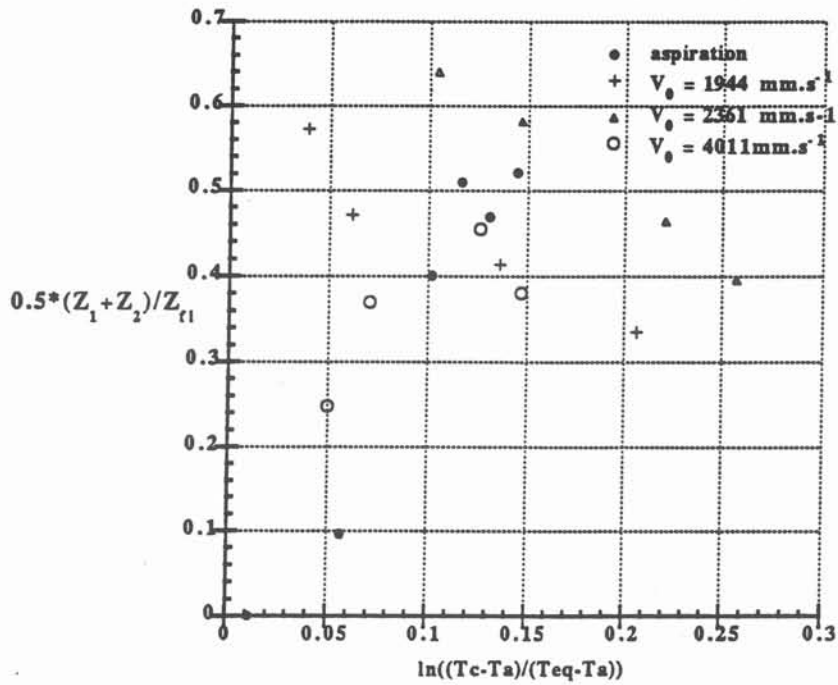


Figure 6.17 : Proportion colonnaire dans les baguettes en fonction de la surchauffe

### 6.4.3 - Variation de la taille des grains équiaxes des baguettes Al-2% Cu

La taille des grains équiaxes mesurée le long des baguettes est fine. Elle est plus fine que celle obtenue par Nguyen Thanh Linh (1989), et qui était de l'ordre de 100 à 300  $\mu\text{m}$ .

De plus, la variation de la taille de grains équiaxes suivant le rayon n'est pas significative. La taille obtenue au coeur de la baguette est voisine de celle du bord.

La figure 6.18 représente  $D_G$ , le diamètre équivalent moyen en fonction de  $Z/Z_{fl}$  pour la baguette A3. L'examen à l'oeil nu après attaque montrait des grains fins, mais quelques plages de grains grossiers. D'après les mesures,  $D_G$  décroît de façon quasiment monotone lorsque la cote  $Z$  augmente. La taille de grain diminue régulièrement mais de façon légèrement chaotique lorsque la cote  $Z$  augmente et tend vers  $Z_{fl}$ .

Cette constatation est valable pour tous les échantillons coulés par aspiration. Elle est aussi valable pour les échantillons coulés par surpression. La taille de grains diminue lorsque la cote  $Z$  augmente (Figure 6.19).

Autre constatation, le diamètre équivalent des grains équiaxes est relativement plus grand dans le cas des baguettes coulées par surpression que dans celui des baguettes coulées par aspiration.

Or, dans le cas de la coulée en surpression, le tube moule est préchauffé avant l'injection du métal liquide. Pour une cote  $Z$  donnée, ce préchauffage du tube diminue la différence existant entre la température de la paroi externe du moule et la température de l'alliage liquide. Cette diminution réduit l'échange thermique entre le métal et le moule. La vitesse de refroidissement devient plus faible pour les baguettes coulées en surpression que pour celles coulées en aspiration. Ceci peut expliquer la différence entre la taille des grains des échantillons coulés par aspiration et celle des échantillons coulés par surpression.

La variation de la taille de grain  $\partial D_G/\partial Z$  est plus grande pour les échantillons obtenus par surpression que ceux obtenus par aspiration sur une même longueur. En effet sur une longueur de 50 mm environ, la taille des grains de la baguette A3 (échantillons coulés par aspiration) diminue de 30  $\mu\text{m}$  environ alors que celle des

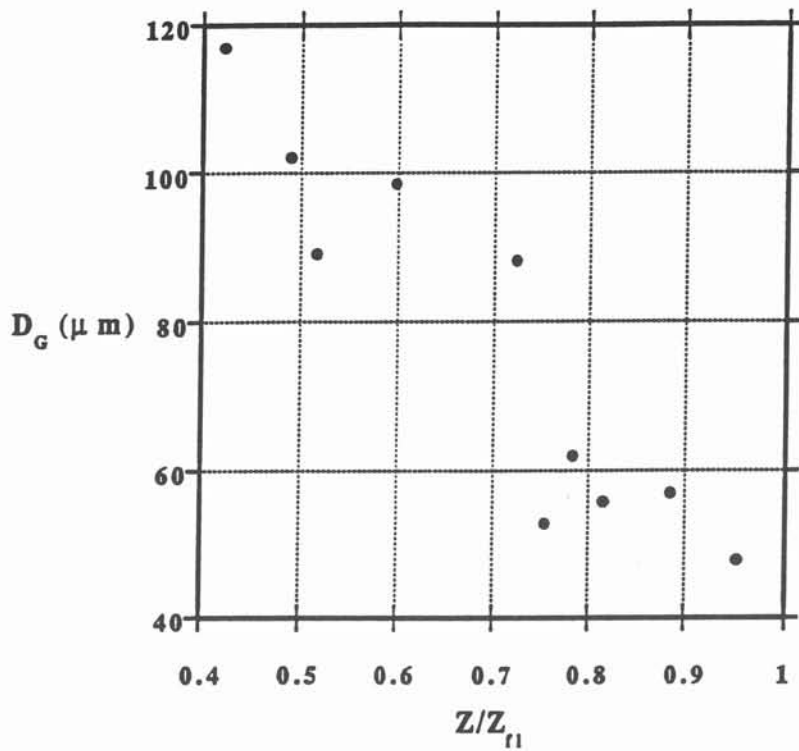


Figure 6.18 : Taille de grains moyenne en fonction de  $Z/Z_{f1}$  pour l'essai A3

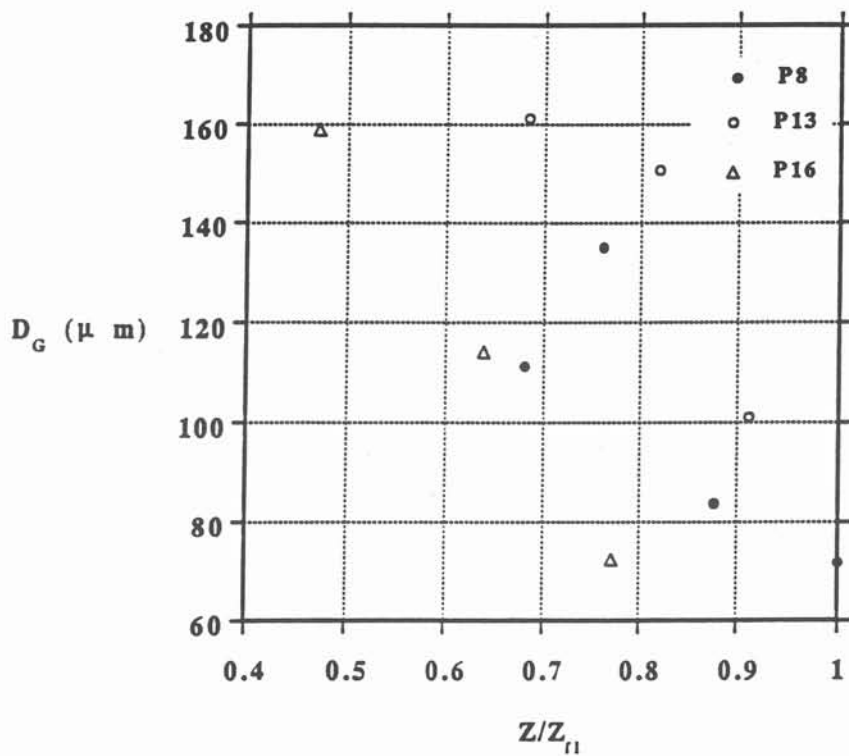


Figure 6.19: Taille de grains moyenne en fonction de  $Z/Z_{f1}$  pour les essais P8, P13 et P16

baguettes P8, P13 et P16 diminue respectivement de 60, 60 et 80  $\mu\text{m}$  .

Les tubes moules servant à la coulée en surpression sont préchauffés sur une longueur de 150 mm depuis l'entrée alors que ceux de la coulée par aspiration ne le sont pas. Ce préchauffage entraîne un gradient de température dans le moule avant injection du métal.

Ce gradient de température s'ajoute à celui dû au réchauffement du tube par l'écoulement du métal liquide. La différence de température ( $T(Z) - T_a(Z)$ ) est plus faible à l'entrée du tube dans le cas de la coulée par surpression. Au front cette différence est la même pour les deux procédés. Le gradient de la vitesse de refroidissement est donc plus important dans le cas de la coulée en surpression que dans le cas de la coulée par aspiration. Ceci explique donc le fort gradient de la taille de grain obtenu lors des essais par surpression.

Au delà de ces constatations, nous avons vu au chapitre 5 que d'après le modèle Maxwell-Hellawell, la taille des grains équiaxes peut être reliée à P, vitesse de refroidissement du liquide, quand il franchit la température de liquidus :

$$N_G = \frac{6}{\pi D_G^3} \quad (16)$$

$$\log(N_G) = A \log(P) + B \quad (17)$$

avec  $A = 1,43$

$B = 10,80$

Nous pouvons donc considérer la taille des grains équiaxes comme un marqueur de P. Nous avons appliqué les relations 16 et 17 aux tailles de grains mesurées (tableau 6.5).

D'après ce calcul, P varie depuis 4  $\text{K.s}^{-1}$  vers la frontière colonnaire-équiaxe, jusqu'à une cinquantaine de  $\text{K.s}^{-1}$  vers le front de la baguette. Ces valeurs sont plus fortes que celles mesurées par Nguyen Thanh Linh puisque les grains sont plus fins, mais les vitesses de refroidissement restent modestes, beaucoup plus faibles que celles calculées par le modèle en résistance thermique (Annexe B, modèle A) :

$$P = \frac{2 h (T - T_a)}{r_0 \rho C} \quad (18)$$

Au voisinage du front, le moule a sa température initiale :

$$T_a = 60^\circ\text{C} \text{ (Essai A3)}$$

alors  $P = 1260 \text{ K.s}^{-1}$  pour  $T = T_{\text{eq}}$

Essai	Z/Z <sub>fl</sub>	D <sub>G</sub> (μm)	N <sub>G</sub> (10 <sup>12</sup> m <sup>-3</sup> )	P (K.s <sup>-1</sup> )
A3	0,42	117	1,03	7,81
	0,49	102	1,80	10,4
	0,52	89,1	2,71	13,87
	0,60	98,4	2,03	11,22
	0,72	88	2,80	14,12
	0,76	52,9	12,82	40,74
	0,78	62	8,02	29,51
	0,82	55,8	10,89	36,30
	0,89	56,9	10,33	35,48
	0,95	47,9	17,26	50,12
P8	0,68	111,2	1,40	8,71
	0,76	134,9	0,8	5,75
	0,88	83,7	3,22	15,65
	1	71,8	5,12	21,62
P13	0,68	161,1	0,46	4
	0,82	150,6	0,55	4,57
	0,91	101	1,85	10,62
P16	0,47	158,9	0,48	4,07
	0,64	114,2	1,29	8,24
	0,77	72,5	4,90	20,89

Tableau 6.5 : Taille des grains équiaxes et vitesses de refroidissement P calculées

Lorsque la distance au front ( $Z_{fl} - Z$ ) augmente, la tailles de grains augmente, ce qui fait penser que P diminue. Qualitativement, le phénomène est très facile à expliquer. Le métal chaud progresse dans le tube froid. La paroi au voisinage de l'entrée a été en

contact avec beaucoup plus de métal chaud que la paroi au voisinage du front. L'extraction de chaleur est donc plus forte au front qu'à l'entrée. La vitesse de refroidissement est donc plus forte au front qu'à l'entrée.

D'après les valeurs calculées pour P, le flux de chaleur correspondant au refroidissement du bain au cours de la croissance équiaxe constitue seulement une faible part du flux échangé à la paroi du moule, flux calculé à partir de  $h(T_{eq}-T_a)$ .

Il faut remarquer ici que nous n'avons pas de modèle convenable pour calculer directement P dans les conditions de solidification.

- 1) Le modèle de l'écoulement permanent suppose  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ . Il ne s'applique pas.
- 2) Si nous considérons que la chaleur du bain s'écoule à travers la zone colonnaire, nous pouvons interroger le modèle C1 de l'annexe B. Or, il suppose que tout le métal est isotherme à  $T = T_{eq}$ .
- 3) En fait dans la zone mixte, colonnaire et équiaxe, le dégagement de chaleur latente au front colonnaire compense presque complètement le flux de chaleur extrait par le moule. A notre connaissance, aucun modèle analytique ne peut dire quelle part revient à la chaleur latente et quelle part revient à la chaleur sensible.
- 4) Plus près du front, il n'y a pas de zone colonnaire entre les cristaux équiaxes et le moule. Or, la taille de grains laisse supposer une valeur de P relativement grande (un facteur 10 entre  $Z_2$  et  $Z_{fl}$ ) mais toujours plus faible que celle estimée à partir du flux  $h(T_{eq}-T_a)$ . La recirculation du liquide lors du blocage peut avoir un effet d'uniformisation sur la température du bain. Pendant cette recirculation, P subit une variation transitoire. Vraisemblablement cette variation ne suffit pas pour expliquer l'écart.

C'est pourquoi nous proposons l'hypothèse suivante : la cristallisation équiaxe s'effectue couche par couche, en commençant par les couches les plus froides (liquide voisin du front et liquide voisin du moule), vers le coeur. La chaleur latente dégagée par la couche en cristallisation réduit le flux de chaleur sensible venant du coeur liquide.

#### 6.4.4 - Espacement interdendritique dans les baguettes Al- 2% Cu

D'après le tableau 3.11, la valeur  $\lambda_m$  de l'espacement dendritique secondaire  $\lambda_s$  est pratiquement constant, indépendant de la position (Z, r) dans la zone équiaxe  $\lambda_m = 19 \mu\text{m}$ .



Or, les spécialistes de la solidification admettent que  $\lambda_s$  est un marqueur local de la cinétique de solidification. De plus, les expérimentateurs travaillant en solidification rapide, par exemple sur rubans minces utilisent  $\lambda_s$  pour calculer la vitesse de refroidissement. Ils estiment ainsi des vitesses allant jusqu'à  $10^4 \text{ K.s}^{-1}$ . Cependant, ces mesures sont effectuées sur des dendrites colonnaires. Or, nos mesures portent sur des dendrites dans des grains équiaxes. Par ailleurs, sur les dendrites colonnaires comme sur les dendrites équiaxes,  $\lambda_s$  est fonction de  $\theta_s$ , temps de solidification. Dans la zone colonnaire,  $\theta_s$  est très directement lié à la vitesse de refroidissement moyenne. Dans la zone équiaxe, cette relation n'est pas directe à cause du phénomène de recalescence.

Par des mesures sur des échantillons colonnaires Al-Cu de 4 à 17 % en poids, Michèle Badon-Clerc (1973) a déterminé la loi suivante :

$$\log (\lambda_s/1\mu\text{m}) = 1,341 + 0,34 \log (\theta_s/1 \text{ s}) - 0,50 \log (C_0/1\% \text{ pds}) \quad (19)$$

nous extrapolons cette loi à la composition de notre alliage.

$$\log (\lambda_s/1 \text{ mm}) = 1,190 + 0,34 \log (\theta_s/1 \text{ s}) \quad (20)$$

Pour  $\lambda_s = \lambda_m = 19 \mu\text{m}$ ,  $\theta_s = 1,82 \text{ s}$ . L'enregistrement de la température du front dans le cas de la fonte donne un temps de solidification de cet ordre.

Au voisinage du front, la structure dendritique équiaxe est très uniforme. Lorsqu'on s'éloigne du front, ( $Z_F - Z$ ) augmentant, il apparait des grains à  $\lambda_s$  très fin, en proportion de plus en plus grande. Sans parler de métallographie quantitative, l'oeil parvient à distinguer les grains à  $\lambda_s$  fin (disons  $\lambda_s < 1/3 \lambda_m$ ) et à estimer la proportion surfacique. Sur les figures 3.33 et 3.34, elle croit depuis quelques pourcents jusqu'à 30-40%.

D'après la loi 20, pour  $\lambda_s = 1/3 \lambda_m = 6 \mu\text{m}$ ,  $\theta_s = 0,06 \text{ s}$ .

Donc d'après la structure dendritique, pour les grains équiaxes voisins du front, le temps  $\theta_s$  est très uniforme, et il n'est pas rapide (1,82 s), environ 5 fois  $\theta_2$  estimé pour la croissance colonnaire. Lorsqu'on s'éloigne du front, la majorité des grains gardent cette valeur  $\theta_s$ , mais une minorité croissante se forment dans des temps beaucoup plus courts.

## 6.5 - Mécanisme de solidification proposé pour les alliages Al- 2% Cu

A partir des observations précédentes, nous proposons un mécanisme en 6 régimes (Figure 6.20) :

### *Régime 1 - Ecoulement tout fluide*

Tant que  $t \leq \theta_1 + \theta'_1$

$\theta_1$ , temps d'extraction de la surchauffe

$\theta'_1$ , retard pour la nucléation contre la paroi

$\theta_1$  peut être calculé par le modèle A de l'annexe B

la position du front est donnée par  $Z_F = V_0 * t$ , le gradient  $dT/dZ$  peut être calculé par l'équation 3.

### *Régime 2 - Formation de la croûte annulaire*

A partir de  $t = \theta_1 + \theta'_1$ ,  $Z_F = Z_1$  avec  $Z_1 = V_0 (\theta_1 + \theta'_1)$  les cristaux formés contre la paroi se développent en cristaux colonnaires formant une croûte annulaire. Par suite le débit est réduit, la relation entre  $Z_F$  et  $t$  n'est plus linéaire. Une relation est proposée dans l'annexe B.

Les cristaux colonnaires sont fins, et orientés à contre courant. La zone colonnaire s'étend en amont et en aval de  $Z_1$ .

### *Régime 3 - Blocage par occlusion de la veine colonnaire*

La croûte colonnaire a fermé la veine liquide. Le front liquide est bloqué ( $Z_F = Z_{fl}$ ). Une relation donnant  $Z_{fl}$  est proposée dans l'annexe B. En fait ce modèle ne tient pas compte de l'interaction entre l'écoulement et la cinétique de solidification.

### *Régime 4 - Poursuite de la croissance colonnaire*

Les cristaux formés dans ce régime sont de plus en plus grossiers. Ils ne montrent pas d'orientations préférentielle.

### *Régime 5 - Cristallisation équiaxe par propagation d'une bande*

La cristallisation équiaxe commence dans les couches liquides les plus froides, au front et contre la paroi. Mais le dégagement de chaleur latente compense presque complètement le flux de chaleur extrait par le moule, de sorte que la vitesse de refroidissement du bain en amont de la couche reste modeste.  $P = 50 \text{ K.s}^{-1}$  pour  $Z_{fl}$ , décroît jusqu'à  $4 \text{ K.s}^{-1}$ . Cette

décroissance avec  $Z$  peut être expliquée par le réchauffement du moule produit par le défilement du liquide. De plus, la cristallisation commence de façon uniforme dans la bande ( $\lambda_s = \lambda_m$ ), elle devient de moins en moins uniforme à mesure que  $P$  diminue.  $\lambda_s$  allant de  $\lambda_{\max}$  à  $\lambda_{\min}$  c'est à dire  $\theta_s$  allant de 1,82 à 0,06 s .

#### *Régime 6 - Blocage de la croissance colonnaire*

Pendant le régime 5, les cristaux colonnaires continuent de croître. Ils s'arrêtent lorsqu'ils trouvent la place occupée par les cristaux équiaxes (mécanisme de Hunt 1984).

### **6.6 - Mécanisme du gel en masse**

Dans le mécanisme ci-dessus, la propagation d'une bande équiaxe ressemble beaucoup à la croissance colonnaire. Il y a un front de solidification , qui se propage, avec dégagement de chaleur latente.

Cependant les macrographies montrent qu'au voisinage du front, le solide est entièrement équiaxe, sans zone colonnaire. D'après le modèle de Hunt (1984), dans une telle zone, le gradient thermique est très faible même contre la paroi. Ceci nous amène au critère pour le gel en masse. Plusieurs conditions doivent être réunies :

- le liquide du front a une surfusion suffisamment grande pour que la nucléation commence là très tôt,
- les gradients thermiques dans le liquide (gradient axial et gradient radial) sont suffisamment faibles pour que la cristallisation équiaxe procède plus vite que la cristallisation colonnaire,
- pour bloquer, la fraction solide au front doit dépasser une valeur seuil ( d'après les études antérieures, elle est de l'ordre de 40%).

Pour donner des valeurs quantitatives dans le critère ci-dessus, il faut mettre en oeuvre un modèle à la fois microscopique (pour nucléation et croissance) et macroscopique (flux de chaleur extrait et vitesse de propagation de la bande). Ceci dépasse l'objectif du présent travail. Cependant, même sous forme qualitative, le mécanisme montre bien l'importance dominante d'une faible surchauffe. Une forte vitesse ne peut pas rendre faible les gradients thermiques radiaux. En surpression, la vitesse augmente le flux de chaleur extrait. Nous expliquons ainsi les tendances observées sur la structure de grains.

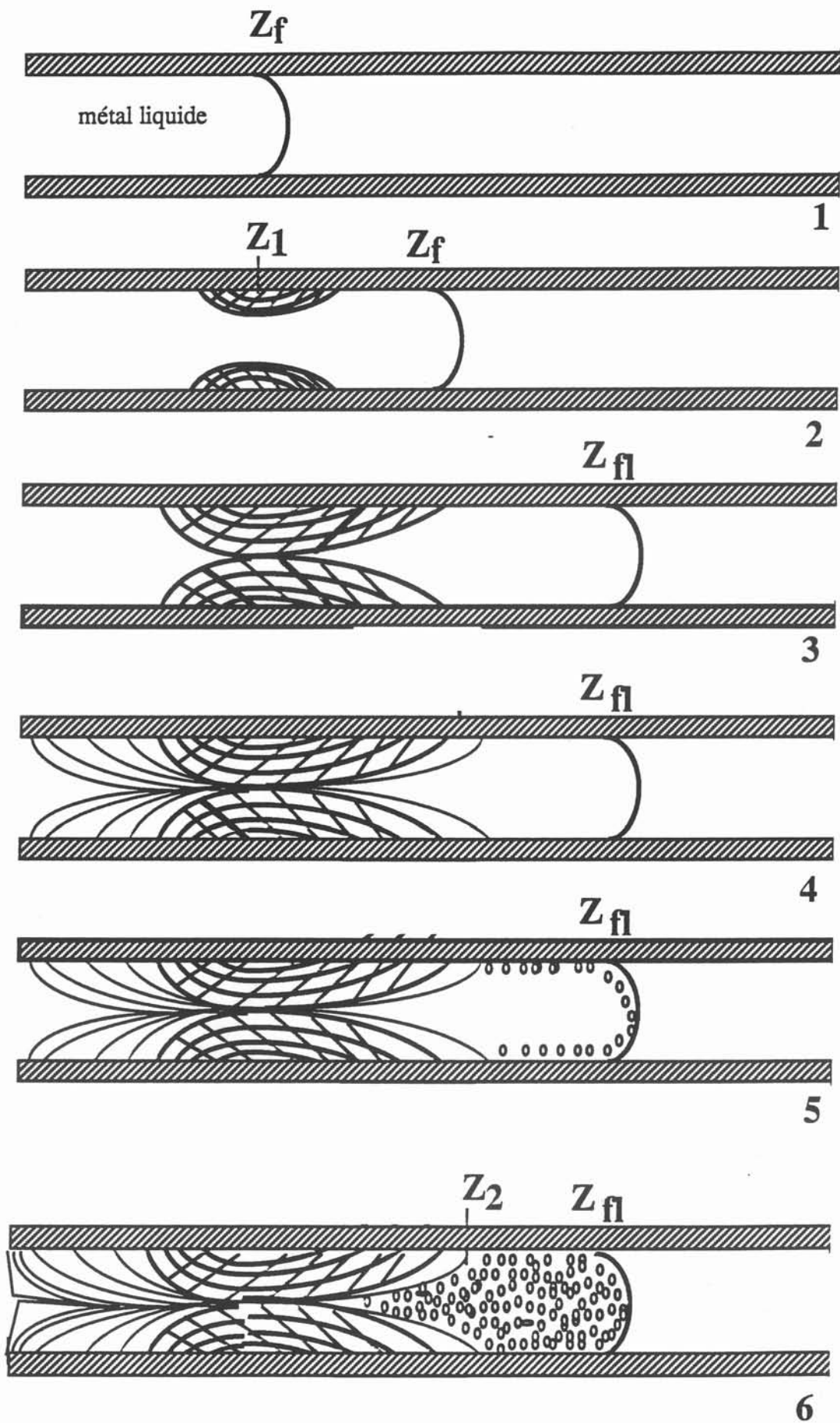


Figure 6.20 : Mécanisme de solidification en 6 étapes







## Chapitre 7

### Conclusions

Le présent mémoire rend compte du programme de recherches expérimentales et théoriques concernant l'essai de coulabilité en fonderie.

Nous avons effectué une étude hydrodynamique de l'écoulement dans ce type d'essai. Nous avons proposé une formulation théorique des lignes de courant au voisinage du front. Nous avons validé cette étude théorique par des expériences sur une maquette en eau.

Cette étude hydrodynamique a servi pour mettre au point les dispositifs de coulée que nous avons construits. Ces dispositifs nous ont permis d'avoir des baguettes minces et saines avec de la fonte et avec de l'alliage d'aluminium.

Les essais sur la fonte ont montré que le modèle en résistance thermique traduit l'effet du rayon. Dans le cas d'un moule en silice, la valeur du coefficient d'échange est de l'ordre de  $5000 \text{ W. m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Ils ont montré également que le blocage du métal a eu lieu en amont du front

Nous avons montré également l'influence de la valeur de la vitesse à l'entrée du moule. Plus la vitesse est faible, plus nous favorisons le mécanisme du gel en masse.

Les essais sur l'alliage d'aluminium ont montré l'influence de plusieurs paramètres sur la longueur fluide, sur la structure de solidification, et sur les échanges thermiques entre le moule et le métal coulé. La température de coulée, la vitesse du métal liquide à l'entrée du tube, le mode de coulée et le préchauffage du moule sont les paramètres variables de nos essais. Le rayon intérieur ainsi que l'épaisseur du moule et la nature du moule sont restés inchangés.

La longueur fluide dépend de tous ces paramètres. Cependant, la température de coulée est le paramètre dominant. Quand la température de coulée augmente, la longueur fluide augmente. Il en est de même pour le préchauffage du tube. La vitesse d'injection a une influence moins importante et plus difficile à décrire.



Nous avons montré que le modèle en résistance thermique, appliqué à l'alliage d'aluminium permet de décrire la variation de la longueur fluide. La valeur de  $h$  calculée est proportionnelle à la vitesse d'injection. Plus la vitesse augmente plus l'échange thermique entre le moule et le métal est fort.

L'étude de la structure de solidification a apporté plusieurs informations. Nos baguettes présentent trois zones : une zone colonnaire à l'entrée, une zone mixte formée de grains colonnaires et de grains équiaxes et une zone complètement équiaxe au voisinage du front.

A faible surchauffe, la zone colonnaire est absente, les baguettes sont complètement équiaxes. Cette structure est isotrope, ce qui est souvent souhaité.

Nous avons constaté aussi que l'augmentation de la surchauffe favorise la zone colonnaire, résultat classique pour tous les produits coulés.

La zone colonnaire dépend du mode de coulée. Elle est plus étendue et les grains colonnaires sont plus fins dans les essais réalisés par surpression.

Les grains équiaxes sont fins. Leur taille varie le long de la baguette. Ils sont plus fins au front qu'au voisinage de l'entrée. La variation de la taille suivant le rayon n'est pas significative. Les baguettes coulées dans des tubes préchauffés ont des grains équiaxes plus grossiers.

En nous basant sur les différentes informations obtenues sur la fonte et sur l'alliage d'aluminium, nous avons proposé un mécanisme de solidification en 6 étapes : écoulement tout fluide, ensuite formation d'une croûte annulaire et blocage de l'écoulement une fois que la croûte annulaire a occupé toute la section droite du tube. La croissance colonnaire continue après blocage et la cristallisation équiaxe apparaît. Cette dernière se développe pour bloquer ensuite la croissance colonnaire.

Nos résultats associés à ceux de Prates et Biloni ont montré que le modèle en résistance d'interface permet de faire des prédictions sur la variation de la longueur fluide en fonction de la température de coulée, du rayon intérieur du tube moule et de la vitesse d'injection. Deux "essais erreur" à vitesse d'injection constante sont alors suffisants pour déterminer les conditions de coulée pour la fabrication d'une pièce industrielle.

Dans le cadre du programme Brite Euram "Convective Effects in Solidification" Cette étude fournit un ensemble de résultats expérimentaux et théoriques qui servent pour valider le futur code numérique :

- 1) Le modèle hydrodynamique analytique donne les valeurs des vitesses radiale et axiale au voisinage du front.
- 2) Sur la fonte, nous apportons la mesure de la variation de température du front, la longueur fluide et le temps fluide.
- 3) Sur l'alliage d'aluminium, nous apportons des mesures de température à 200 et à 400 mm de l'entrée, de la longueur fluide et de la structure de solidification.
- 4) Nous proposons des valeurs du coefficient d'échange.
- 5) Nous proposons également un modèle semi-analytique pour le calcul de la taille de grains.







## Annexe A

### Hydrostatique de l'essai de coulabilité

Nous étendons la formulation publiée par Flemings (1964), et nous l'appliquons à deux dispositifs de coulée :

- l'injection dans un tube supposé vertical par une différence de pression (Figure A1),
- la coulée par gravité dans une empreinte en forme de tube horizontal, utilisée par Prates et Biloni, Lang ... (Figure A2).

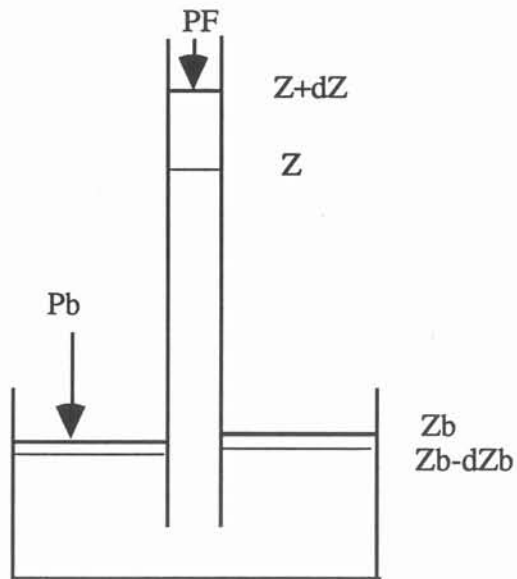


Figure A1 : Notre dispositif expérimental

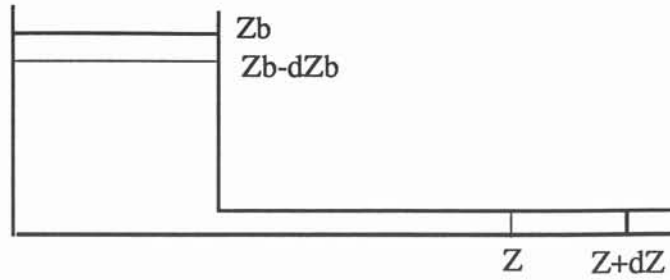


Figure A2 : Le dispositif expérimental de Biloni

Notations :  $r_0$  est le rayon du tube  
 $R_b$  est le rayon du réservoir du métal

Nous considérons l'injection dans un volume élémentaire :

$$dvol = dZ * \pi r_0^2 = dZ_b * \pi R_b^2$$

Etat initial :

Le métal est à la cote  $Z_b$ . La vitesse  $V$  est nulle, l'énergie cinétique est alors nulle.  
 L'énergie interfaciale est négligeable

Etat final :

Le métal remplit le tube jusqu'à la cote  $Z$ .

La vitesse est égale à  $V$ .

Variation d'énergie cinétique  $\frac{1}{2} \rho dvol V^2$

Variation d'énergie interfaciale  $\gamma * 2\pi r_0 dZ$

Variation d'énergie potentielle  $\rho g (Z - Z_b) dvol$

Travail des forces de pression :  $+ P_b \pi R_b^2 dZ_b - P_F \pi r_0^2 dZ$

Bilan d'énergie :

$$\frac{1}{2} \rho V^2 dvol - \rho g (Z_b - Z) dvol - P_b \pi R_b^2 dZ_b + P_F \pi r_0^2 dZ + \gamma 2 \pi r_0 dZ = 0$$

énergie cinétique	travail gravité	travail pression	énergie interfaciale
(a)	(b)	(c)	(d)

L'expression précédente s'écrit :

$$\frac{1}{2} \rho V^2 - \rho g (Z_b - Z) - (P_b - P_F) + \gamma \frac{2}{r_0} = 0$$

$$(a) \qquad (b) \qquad (c)$$

$$a + b = 0 \qquad \text{C'est la relation de Torricelli}$$

$$a + b + c = 0 \qquad \text{C'est la relation de Bernoulli (1738)}$$

Les frottements visqueux sont représentés par un facteur  $1 + \phi$  parfois noté  $k$ , coefficient global de perte de charge (Jeancolas, 1959) appliqué à l'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2} \rho V^2 (1 + \phi) - \rho g (Z_b - Z) - (P_b - P_F) + \gamma \frac{2}{r_0} = 0$$

$$\gamma = 0,865 \text{ J.m}^{-2} \text{ (à } 660^\circ\text{C pour Al) (Lucas)}$$

$$- \frac{d\gamma}{dT} = 0,15 \cdot 10^{-3} \text{ J.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

Application à l'essai de Biloni :

$$(Z - Z_b) = 15 \text{ cm}$$

$$(P_b - P_F) = 0$$

$$r_0 \approx 3 \text{ mm}$$

$$\rho = 2380 \text{ kg.m}^{-3} \text{ (Al)}$$

$$\text{Donc } V^2 = \frac{2g}{1+\phi} \left( Z_b - Z - \frac{2\gamma}{\rho g r_0} \right) \text{ avec } \frac{2\gamma}{\rho g r_0} = 2,4 \text{ cm}$$

Donc l'effet d'interface n'est pas négligeable. Il réduit la vitesse  $V$ .

$$V = \frac{1}{(1+\phi)^{1/2}} 1,58 \text{ m.s}^{-1}$$

La perte de charge est essentiellement dûe à l'entrée.

Application à notre dispositif expérimental :

$$r_0 \approx 3 \text{ mm}$$



$$(P_b - P_F) = \text{fixé} = 0,7 \text{ atm} = 70000 \text{ Pa}$$

$$(Z - Z_b) \text{ variant de } 0 \text{ à } Z_{fl}$$

$$\text{vitesse initiale } (Z - Z_b) = 0$$

$$\frac{1}{2} \rho V_0^2 = P_b - P_F - 2 \frac{\gamma}{r_0}$$

$$V_0^2 = \frac{2}{(1+\phi) \rho} \left[ (P_b - P_F) - 2 \frac{\gamma}{r_0} \right]$$

L'effet interfacial réduit l'écart de pression de 580 Pa sur 70000 Pa.

$$V_0 = \frac{7,63}{(1+\phi)^{1/2}} \text{ m.s}^{-1}$$

Donc dans cet essai, la perte de charge à l'entrée est encore plus grande que dans l'essai de Biloni.

Hauteur d'équilibre :

$$V = 0, \text{ pas d'effets visqueux.}$$

$$\rho g (Z - Z_b) = P_b - P_F - 2 \frac{\gamma}{r_0}$$

$$Z - Z_b = \frac{1}{\rho g} \left[ (P_b - P_F) - 2 \frac{\gamma}{r_0} \right] = 2,94 \text{ m}$$

La solidification bloque l'écoulement loin de l'équilibre hydrostatique.





## Annexe B

### Modèles thermiques analytiques

#### *Modèle A - Extraction de la chaleur sensible à travers une résistance globale*

On considère un élément de volume de liquide, caractérisé par son volume (vol), sa température  $T$ , et sa surface d'échange avec la paroi (surf). On le suit dans son refroidissement. Il échange de la chaleur avec la paroi (température  $T_a$ ), suivant un coefficient d'échange  $h$ , supposé constant.

$$\text{Flux thermique} = h (T - T_a)$$

Bilan thermique :

$$- \rho C \text{ vol } dT = \text{surf } h (T - T_a) dt \quad (1)$$

$t$  représente la variable temps.

Les variables  $T$  et  $t$  sont séparables, la relation (1) est intégrable.

$$\frac{dT}{T - T_a} = - \frac{\text{surf } h}{\text{vol } \rho C} dt \quad (2)$$

intégrée depuis  $T=T_c$ ,  $t = 0$  jusqu'à  $T = T_{eq}$ ,  $t = \theta_1$

$$\ln\left(\frac{T_{eq} - T_a}{T_c - T_a}\right) = - \frac{\text{surf } h}{\text{vol } \rho C} \theta_1 \quad (3)$$

La vitesse de refroidissement  $P$  s'écrit :

$$P = \frac{dT}{dt} = \frac{h \text{ surf}}{\rho C \text{ Vol}} (T - T_a) \quad (4)$$

*Modèle B - Extraction de la chaleur sensible par "contact parfait" avec la paroi*

Ici, on suppose que le liquide (température  $T$ ) est en contact thermique parfait avec la paroi. Il y a donc continuité des flux et continuité des températures (Carslaw et Jaeger (1959)). Le flux échangé s'écrit alors :

$$\text{flux} = \frac{b_0}{\pi^{1/2} t^{1/2}} (T - T_a) \quad (5)$$

avec  $b_0 = (k_0 \rho_0 C_0)^{1/2}$

Le bilan thermique de l'élément de volume s'écrit maintenant :

$$-\rho C \text{ vol } dT = \text{surf} \frac{2 b_0}{\pi^{1/2}} (T - T_a) d(t^{1/2}) \quad (6)$$

Les variables  $T$  et  $t$  sont encore séparables, la relation est intégrable :

$$\ln\left(\frac{T_{\text{eq}} - T_a}{T_c - T_a}\right) = -\frac{\text{surf}}{\text{vol}} \frac{2 b_0}{\pi^{1/2} \rho C} \theta_1^{1/2} \quad (7)$$

*Modèle C - Extraction de la chaleur latente à travers une résistance globale*

Hypothèse : Pendant toute la solidification, le liquide et le solide restent à température constante  $T = T_F$

*C1 - Description "colonnaire", solide attaché à la paroi*

Le tube moule est supposé à section circulaire, rayon intérieur  $r_0$ . On considère une longueur  $dZ$  du tube, plein de métal.

$$- 2 \pi r \, dr \, dZ \, \rho \, \Delta H_F = - 2 \pi r_0 \, dZ \, h \, (T_F - T_a) \, dt \quad (8)$$

intégration depuis  $r = r_0$ ,  $t = 0$  jusqu'à  $r$ ,  $t$  :

$$r_0^2 - r^2 = \frac{2 r_0 h (T_F - T_a)}{\rho \Delta H_F} t \quad (9)$$

La vie fluide s'arrête lorsque la section est entièrement solide

$$r = 0 \quad \theta_2 = \frac{r_0 \rho \Delta H_F}{2 h (T_F - T_a)} \quad (10)$$

*C2 - Description "équiaxe", fraction solide  $f_s$*

On considère le métal contenu dans un élément quelconque du tube. Il est caractérisé par son volume (vol) et sa surface de contact avec le moule (surf)

$$\text{vol } \rho \Delta H_F df_s = \text{surf } h (T_F - T_a) dt \quad (11)$$

intégration depuis  $t = 0, f_s = 0$  jusqu'à  $t, f_s$

$$\text{vol } \rho \Delta H_F f_s = \text{surf } h (T_F - T_a) t \quad (12)$$

Le régime fluide s'arrête lorsque la fraction solide dépasse une valeur seuil, par exemple  $f_{\text{crit}} = 0,4$

$$\theta_2 = \frac{\text{vol } \rho \Delta H_F}{\text{surf } h (T_F - T_a)} f_{\text{crit}} \quad (13)$$

*Modèle D - Extraction de la chaleur latente par "contact parfait" avec le moule*

Ce modèle dérive du modèle Newmann-Schwarz dont il reprend les hypothèses :

- H1 - la solidification s'effectue à une température unique  $T = T_F$
- H2 - le liquide et le solide sont à  $T = T_F$
- H3 - contact parfait métal-moule, dans l'approximation 1D

$$\text{flux à la paroi} = \frac{b_0}{\pi^{1/2} t^{1/2}} (T_P - T_a) \quad \text{avec } b_0 = (k_0 \rho_0 C_0)^{1/2} \quad (14)$$

*D1 - Description "colonnaire", solide attaché à la paroi*

$$- 2\pi r dr dZ \rho \Delta H_F = - 2\pi r_0 dZ \frac{2 b_0}{\pi^{1/2}} (T_F - T_a) d(t^{1/2}) \quad (15)$$

intégrée depuis  $r = r_0$ ,  $t = 0$  jusqu'à  $r$ ,  $t$  :

$$\left(r_0^2 - r^2\right) = 4r_0 \frac{b_0}{\pi^{1/2}} \frac{T_F - T_a}{\rho \Delta H_F} t^{1/2} \quad (16)$$

*D2 – Description "équiaxe", fraction solide  $f_s$*

$$\text{vol } \rho \Delta H_F df_s = \text{surf } \frac{2 b_0}{\pi^{1/2}} (T_F - T_a) d(t^{1/2}) \quad (17)$$

intégration depuis  $t = 0$ ,  $f_s = 0$ , jusqu'à  $t$ ,  $f_s$

$$\text{vol } \rho \Delta H_F f_s = \text{surf } \frac{2 b_0}{\pi^{1/2}} (T_F - T_a) t^{1/2} \quad (18)$$

Le régime fluide s'arrête lorsque la fraction solide dépasse une valeur seuil,  $f_{\text{crit}} = 0,4$ , comme ci-dessus.

*Modèle E - Extraction de la chaleur latente contrôlée par la résistance thermique de la croûte annulaire*

Modèle London-Seban reformulé par Pai et Jones

Il s'applique à l'extraction de la chaleur latente. Le liquide est supposé isotherme. Mais la croûte solide est le siège d'un gradient thermique. La croûte crée une résistance thermique en série avec la résistance d'interface. Pai et Jones l'écrivent sous forme adimensionnelle :

$$\tau = \frac{1}{2} \text{Ph} \left( \frac{1}{\text{Bi}} + \frac{1}{2} \right) \quad (19)$$

$$\text{Bi} = \frac{h r_0}{k} \quad \text{nombre de Biot}$$

$$\text{Ph} = \frac{\Delta H_F}{C (T_{\text{eq}} - T_a)} \quad \text{nombre de Stefan}$$

$$\tau = \frac{\theta_2}{\theta_{\text{diff}}} \quad \text{avec } \theta_{\text{diff}} = \frac{\rho C r_0^2}{k}$$

Comme précédemment, le modèle London-Seban suppose que la surchauffe a été extraite préalablement à la solidification.

*Modèle F - Transferts thermiques métal-moule contrôlés par une résistance avec accumulation*

Nous appliquons un modèle thermique figurant dans le recueil de Carslaw et Jaeger (1959), modèle que Prates et Biloni avaient déjà discuté. Le moule est supposé semi-infini. A  $t = 0$ , le moule est initialement à la température  $T_a$ . L'arrivée du métal liquide ( $t=0$ ) est représenté par un échelon de température  $T = T_1$ . La chaleur est transférée au moule à travers une résistance thermique représentée par un coefficient d'échange  $h_i$ . Le moule s'échauffe progressivement. A la distance  $x$  de la paroi la température est donnée par :

$$\frac{T-T_a}{T_1-T_a} = \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2 D_0^{1/2} t^{1/2}} \right) - \exp [h^* x + h^{*2} D_0 t] \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x}{2 D_0^{1/2} t^{1/2}} + h^{*1/2} t^{1/2} \right\} \quad (20)$$

avec :

$D_0 = \frac{k_0}{\rho_0 C_0}$	diffusivité thermique du moule
$T_a$	température initiale du moule
$h_i$	coefficient local d'échange à l'interface
$T_1$	température du liquide à la cote $Z$
$h^* = \frac{h_i}{k_0}$	$h_i$ coefficient d'échange interfacial

Le flux de chaleur transféré à la paroi ( $x=0$ ) s'écrit :

$$\frac{\text{Flux}(x=0)}{(T_1-T_a)} = h_i \exp(Z) [1 - \operatorname{erf}(Z^{1/2})] \quad (21)$$

avec  $Z = \frac{t}{\theta_*}$  et  $\theta_* = \frac{k_0^2}{h_i^2 D_0}$

Dans le régime tout liquide, l'élément de volume considéré est une tranche mobile qui se déplace avec le front liquide. Le flux garde la forme de la loi Newtonnienne :

$$\text{Flux} = h_i (T - T_a)$$



$\theta_1$  s'exprime par la même relation que pour la résistance thermique seule

$$\ln\left(\frac{T_{eq} - T_a}{T_c - T_a}\right) = -\frac{\text{surf } h}{\text{vol } \rho C} \theta_1 \quad (22)$$

La croûte colonnaire s'étend depuis la paroi interne ( $r = r_0$ ) jusqu'à  $r$ . Le liquide résiduel, comme tout le métal, est supposé isotherme à  $T = T_{eq}$ . Le bilan de chaleur pour une longueur  $L$  s'écrit :

$$2 \pi r dr L \rho \Delta H_F = - 2 \pi r_0 L \text{Flux}(x=0) dt \quad (23)$$

Les variables  $r$  et  $t$  se séparent, l'équation peut être intégrée depuis  $t = 0$ ,  $r = r_0$ , jusqu'à  $t$ ,  $r$  :

$$r_0^2 - r^2 = \frac{2 r_0 h_i (T_1 - T_a)}{\rho \Delta H_F} \theta_* \left\{ \left( \exp\left(\frac{t}{\theta_*}\right) - 1 \right) - \exp\left(\frac{t}{\theta_*}\right) \text{erf}\left(\frac{t^{1/2}}{\theta_*^{1/2}}\right) + \frac{2 t^{1/2}}{\pi^{1/2} \theta_*^{1/2}} \right\} \quad (24)$$

calcul de  $\theta_2$ , durée de solidification colonnaire :

$$r = 0, \quad t = \theta_2$$

$$\frac{r_0 \rho \Delta H_F h_i}{2 (T_{eq} - T_a) k_0 \rho_0 C_0} = F(y) \quad (25)$$

$$\text{avec } : y = \frac{\theta_2}{\theta_*} \text{ et } F(y) = \exp(y) - 1 - \exp(y) \text{erf}(y^{1/2}) + \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{y^{1/2}}{y^{1/2}}$$

Nous avons appliqué la relation 25 au cas de l'aluminium avec un moule en acier doux. La figure B.1 montre la variation de  $\theta_2$  en fonction de  $h_i$ .

La conclusion est que les valeurs de  $\theta_2$  ainsi calculées sont pratiquement identiques à celles calculées avec le seul coefficient  $h$ . En effet dans nos essais, les temps de solidification  $\theta_2$  sont plus courts que  $\theta_*$  pour un  $h_i$  donné, de sorte que l'effet d'accumulation est négligeable. Une conclusion voisine avait été énoncée par Prates et Biloni (1972).

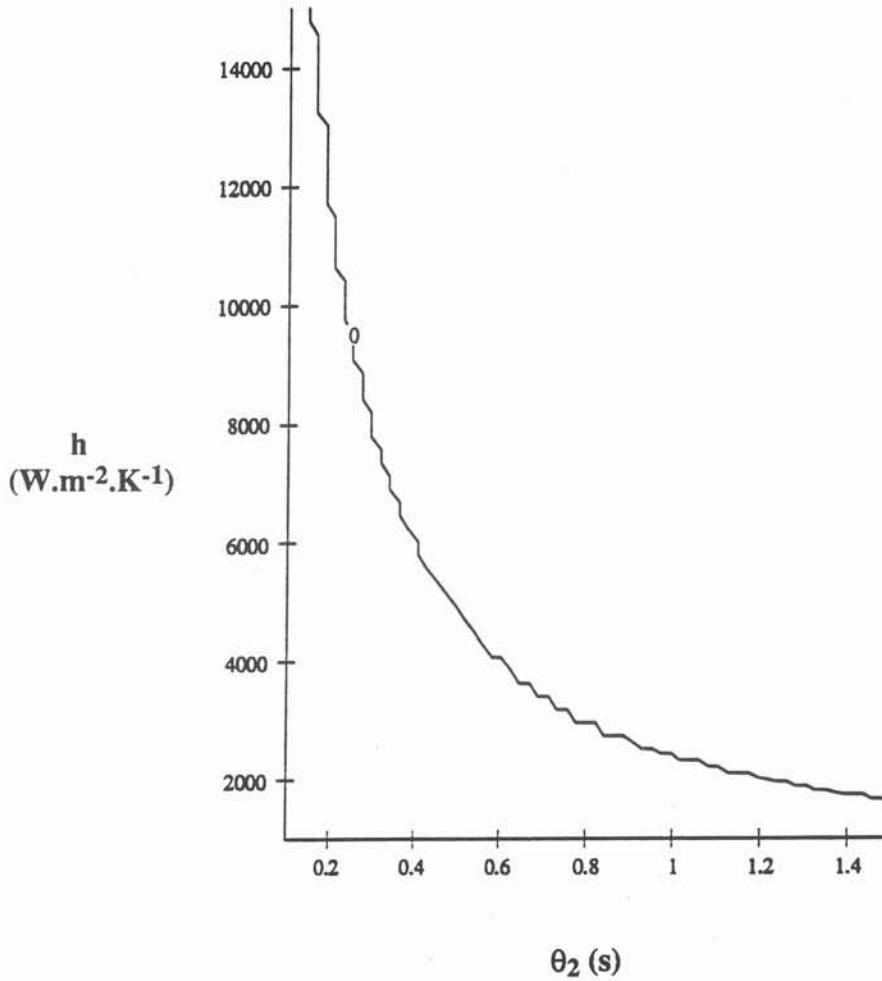


Figure B1 : Variation de  $h_i$  en fonction  $\theta_2$

Calcul de la longueur fluide en tenant compte de l'étranglement

Hypothèse : Pendant l'étranglement, le débit s'écrit :

$$\text{Débit} = V_0 \pi r^2$$

Pour calculer  $r$ , nous adoptons le modèle C1 écrit sous la forme :

$$\pi r^2 = \pi r_0^2 \left( 1 - \frac{t}{\theta_2} \right)$$

Le débit décroît linéairement en fonction du temps.

Progression du front pendant l'étranglement colonnaire, ( $t'$  variant de 0 à  $\theta_2$ ) :

$$Z_F = V_0 \theta_1 + V_0 \int_0^{t'} \left(1 - \frac{t}{\theta_2}\right) dt$$

$$Z_F = V_0 \left( \theta_1 + t' - \frac{(t')^2}{2 \theta_2} \right)$$

La courbe  $Z_F$  en fonction du temps est parabolique avec deux inconnues  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , à comparer avec les courbes enregistrées sur la fonte (Blocage pour  $t' = \theta_2$ ).

$$Z_F = V_0 (\theta_1 + 1/2 \theta_2)$$

Généralisation :

A cause de l'interaction entre l'écoulement et la solidification nous écrivons la longueur fluide sous la forme :

$$Z_{fl} = V_0 (\theta_1 + a \theta_2)$$

avec  $a$  facteur sans dimension

La relation est réécrite explicitement :

$$Z_{fl} = \frac{r_0 V_0 \rho C}{h} \left[ \ln \left( \frac{T_c - T_a}{T_{eq} - T_a} \right) + a \frac{\Delta H_F}{C (T_{eq} - T_a)} \right]$$





## Annexe C

Calcul des intégrales utiles de la fonction  $f(\eta)$ 

$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} f \, 2\pi r \, dr = -2\pi \delta \left( \frac{3}{8} r_0 - \frac{1}{10} \delta \right)$$

$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} f^2 \, 2\pi r \, dr = -2\pi \delta \left( \frac{66}{280} r_0 - \frac{7}{160} \delta \right)$$

$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} f' \, 2\pi r \, dr = 3\pi \delta \left( \frac{2}{3} r_0 - \frac{1}{4} \delta \right)$$

$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} ff' \, 2\pi r \, dr = -3\pi \delta \left( \frac{1}{3} r_0 - \frac{11}{140} \delta \right)$$

$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} 2\pi r \, dr = -2\pi \delta \left( \frac{3}{8} r_0 - \frac{1}{2} \delta \right)$$

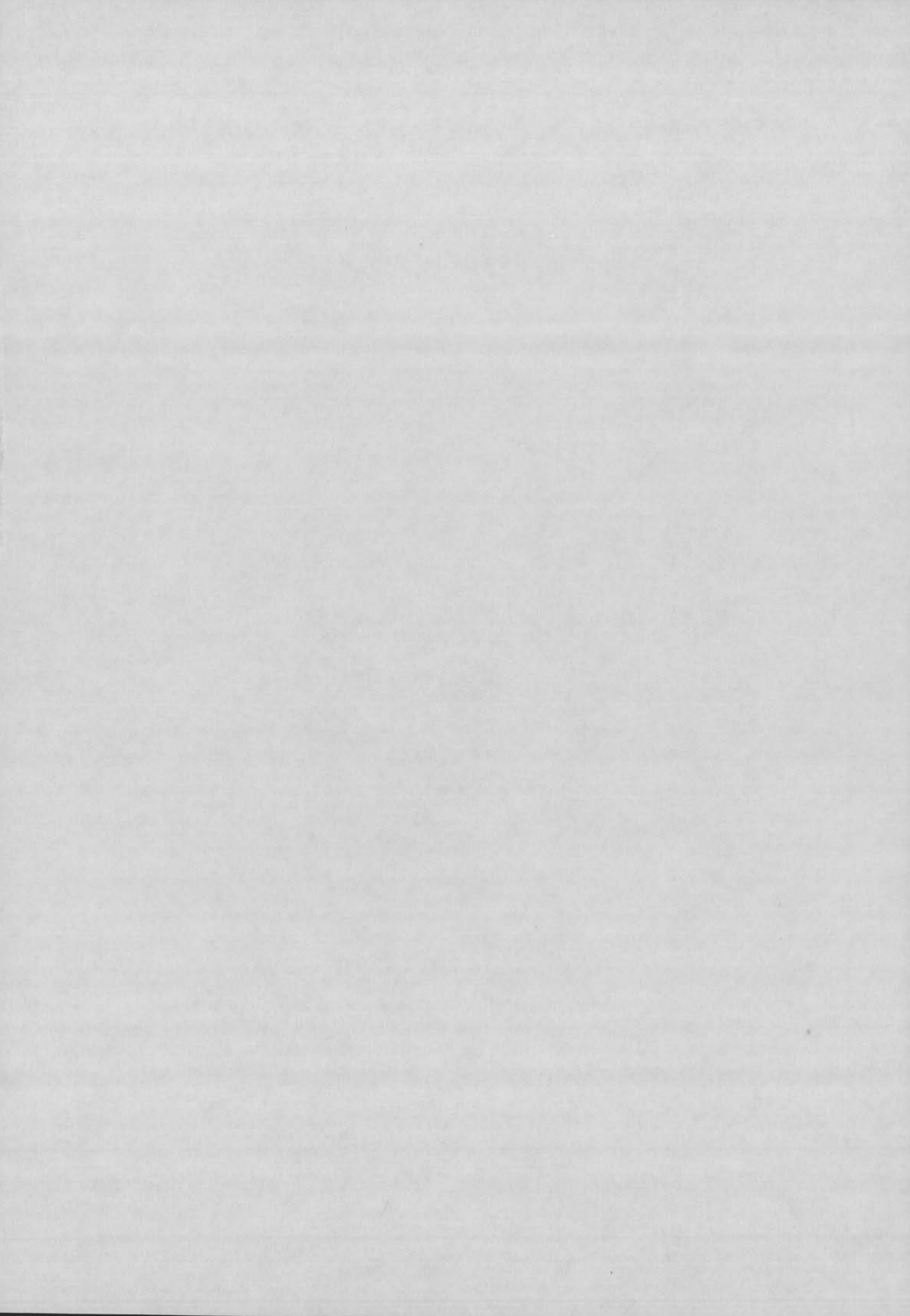
$$\int_{r_0}^{r_0-\delta} f' \, 2\pi r \, dr = 3\pi \delta \left[ -\frac{1}{4} r_0 + \frac{2}{15} \delta \right]$$

$$\int_{r=r_0}^{r_0-\delta} ff' \, 2\pi r \, dr = -3\pi \delta \left[ -\frac{7}{240} \delta + \frac{11}{140} r_0 \right]$$









## Annexe D

### Modèle numérique de nucléation et de croissance des grains équiaxes

Le modèle simule la nucléation et la croissance des cristaux équiaxes en surfusion dans un bain dont la température est uniforme, en surfusion, et qui initialement se refroidit depuis la température du liquidus. Le modèle dérive du modèle Maxwell-Hellawell (1975). Comme ce dernier, il applique la loi capillaire de germination qui prend la forme suivante :

$$\frac{dN}{dt} = Q (N_0 - N) \exp \left( - \left( \frac{DT_a}{DT} \right)^2 \right) . \quad (1)$$

les différents termes de cette équation sont explicités dans le chapitre 5.

Le nombre de grains formés résulte de l'intégration de la loi (1) avec la température qui varie en fonction du temps pendant l'excursion du bain en surfusion. Réciproquement la variation température-temps résulte du dégagement de chaleur latente, c'est à dire du nombre de grains formés, ce qui est traduit par le bilan :

$$dT = - P dt + \Delta H_F * df_s \quad (2)$$

Les équations 1 et 2 sont liées par un couplage fort. Le problème est traité numériquement de façon incrémentale. Pendant l'excursion en surfusion, à chaque pas de temps  $t_i$ ,  $t_i + dt$ , la loi (1) permet de calculer  $N_i$ , nombre de grains formés à ce pas de temps. A partir de cet instant, ces  $N_i$  cristaux constituent une classe dont la croissance est suivie pas à pas. Chaque classe, notée  $k$ , est identifiée par l'instant de sa nucléation.

La production de solide  $df_s$  est une somme sur toutes les classes de cristaux, représentées par le nombre  $N_k$  de grains, leur rayon actuel  $R_k$  et leur vitesse de croissance  $V_k$  :

$$df_s = \sum_k N_k 4 \pi R_k^2 V_k dt \quad (3)$$

La vitesse de croissance  $V_k$  est fonction de la surfusion  $DT$ , ainsi que du rayon  $R_k$  de chaque classe de cristaux. En fait, la surfusion est la somme habituelle du terme de courbure et du terme solutal  $DT_{sol}$ , résultant de la couche de diffusion :

$$DT = 2 \frac{\Gamma}{R_k} + DT_{sol} \quad (4)$$

Dans cette relation, la contribution thermique et la contribution liée à la fixation des atomes sont négligées. Le modèle suppose que chaque espèce de soluté  $j$  diffuse indépendamment des autres :

$$DT_{sol} = \sum_j DT_j$$

(5)

Comme chez Maxwell et Hellawell,  $DT_j$  est exprimée par la solution approchée au problème de croissance, ou de dissolution, contrôlée par diffusion, solution qui néglige le déplacement de l'interface :

$$DT_j = m_j C_j \left[ 1 - \frac{1}{f_j(y)} \right] \quad (6)$$

avec  $y = V R$ 

$$f_j = 1 - \frac{1-k_j}{D_j} \frac{y}{1 + (2 y/\pi D_j)^{1/2}} \quad (7)$$

Ainsi, pour un alliage multiconstitué, chaque classe  $k$  de cristaux a un rayon unique  $R$ , une vitesse unique  $V$ . Bien que  $DT_{sol}$  cumule les contributions de toutes les espèces de solutés  $j$ , elle est fonction de la seule variable  $y = V \cdot R$ . Une représentation polynomiale lui a été donnée, qui permet d'exprimer la croissance de chaque classe de cristaux d'une façon simple et économe en calculs. Pour le chapitre 5, la loi est représentée par son premier terme.

$$DT = U V R \quad (8)$$

La loi de nucléation opère seulement sur la fraction liquide. L'interaction entre les cristaux dans leur croissance n'est pas prise en compte dans la version du modèle présenté ici. C'est pourquoi le calcul est arrêté dès que la nucléation s'arrête, car  $N_G$ , nombre de grains formés ne change plus.

Le modèle donne donc le nombre de grains  $N_G$  par unité de volume, ainsi que la courbe température-temps pendant la nucléation, en fonction de  $P$ , vitesse de refroidissement au liquidus.







## Annexe E

### Propriétés physico-chimiques de l'aluminium

$\rho$	Masse volumique	2368	kg.m <sup>-3</sup>
$\nu$	Viscosité cinématique	1,22 E-06	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$k$	Conductivité thermique du liquide	103,2	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$C$	Capacité calorifique (solide ou liquide)	1080	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$\Delta H_F$	Chaleur latente de fusion	4 E+05	J.kg <sup>-1</sup>
$D_L$	Diffusivité chimique dans le liquide	3,2 E-09	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$\sigma$	Energie interfaciale solide-liquide	0,122	J.m <sup>-2</sup>
$\Delta S_V$	Entropie de diffusion volumique	1,04 E+06	J.K <sup>-1</sup> .m <sup>3</sup>
$N_0$	Densité de sites de nucléation	1 E+18	m <sup>-3</sup>
$Q_0$	Fréquence de nucléation par sites	2 E+24	s <sup>-1</sup>
$V_A$	Volume atomique	1,2 E-29	m <sup>3</sup>
$T_{eq}$	Température de fusion	933	K
$\Gamma$	Paramètre Gibbs-Thomson	1,32 E-07	K.m
$\gamma$	Energie interfaciale liquide-gaz à 660°C, d'après L.D. Lucas	0,865	J.m <sup>-2</sup>
$d\gamma/dt$		0,15 E-03	J.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>

### Propriétés physico-chimiques de l'alliage Al-2% Cu

$k$	Coefficient de partage	0,17	
$m$	Pente du liquidus	-3,394	K/%
$\Delta T_0$	Intervalle de solidification	33	K
$T_{eq}$	Température de fusion	926	K









## Annexe F

### Refroidissement du liquide en écoulement permanent

Le modèle est inspiré des échangeurs thermiques (Sacadura 1982). L'eau entre dans un tube de rayon  $r_0$  à une vitesse  $V$ . Il a une température  $T_c$ . Il se refroidit par échange avec la surface à la température  $T_a$ .

Nous établissons le bilan thermique d'une tranche  $z, z+dz$  du liquide.  
Hypothèse: les isothermes sont assimilés à des plans ( $z$ ) et l'état est permanent.  
Le flux axial s'écrit :

$$J(z) = -k \frac{dT}{dz} + V \rho C T(z) \quad (1)$$

Conditions aux limites :

pour  $z = 0, T = T_c$

Flux latéral:  $h (T - T_a)$ , avec  $h$  coefficient d'échange entre le fluide et la paroi.

Conservation de la chaleur :

$$\frac{d^2T}{dz^2} - \frac{V}{D} \frac{dT}{dz} - \frac{2h}{k r_0} (T - T_a) = 0 \quad (2)$$

$D$  est la diffusivité thermique du fluide.

L'équation précédente est une équation différentielle du second ordre à coefficients constants ayant pour solution :

$$\frac{T - T_a}{T_c - T_a} = \exp(-u z) \quad (3)$$

$$\text{avec } u = -\frac{V}{2D} \left( \frac{V^2}{4D^2} + \frac{2h}{k r_0} \right)^{1/2} \quad (4)$$

or  $Vr_0/2D$  n'est autre que le nombre de Peclet noté  $Pe$  et  $hr_0/k$  le nombre de Biot noté  $Bi$   
u r<sub>0</sub> s'écrit :

$$u r_0 = -Pe + (Pe^2 + 2 Bi)^{1/2} \quad (5)$$





## Annexe G

### Propriétés physico-chimiques de la fonte

$\rho$	=	7200 kg.m <sup>-3</sup>	(Dietrich)
$\Delta H_F$	=	256 10 <sup>3</sup> J.kg <sup>-1</sup>	(Lacaze cité par Castro, 1991)
C	=	840 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	(Dietrich)

### Propriétés physico-chimiques de la silice

$\rho_0$	=	2200 kg.m <sup>-3</sup>
$k_0$	=	5,3 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$C_0$	=	742 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>

Handbook of Glass Properties

(N.P. Bansal, R.H Doremus, 1986)

### Propriétés physico-chimiques de l'acier doux (Sacadura, 1982)

$\rho_0$	=	7900 kg.m <sup>-3</sup>
$k_0$	=	46 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$C_0$	=	452 J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>









## Références bibliographiques

F. Arnould : "Developpement des microstructures et microségrégations lors de la solidification des fontes GS. Influence du silicium" Thèse INP Lorraine, 1985.

C. Aron : "Coulabilité de la fonte GS" DEA de Métallurgie, Grenoble, septembre 1988.

M.Badon-Clerc : "Etude de la structure dendritique basaltique des alliages aluminium-cuivre". Thèse à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble-1973.

N. P. Bansal, R.H. Doremus : "Handbook of glass properties", Academic Press, New York, 1986.

E. de Benedittis : "Etude sur les effets hydrodynamiques et thermiques lors de la solidification", DEA d'Energétique, Grenoble, juin 1990.

R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot : "Transport phenomena", John Wiley, 1960.

M. Castro Roman : "Etude expérimentale et modélisation de la solidification des pièces coulées en fonte à graphite sphéroïdal", Thèse INP Lorraine, 1991.

M.S. Carslaw, J.C. Jaeger : "Conduction of Heat in Solids", Clarendon Press, Oxford 1959.

C. Chaussin, G. Hilly : "Métallurgie, Alliages métalliques" Dunod (1972) p. 126.

A. Courty : " Contribution à l'étude de la coulabilité" : application à la fonderie de l'aluminium, de l'alpax, des alliages légers d'aluminium avec quelques essais sur le zinc, Revue Met. 28 (1931), p 169-182.

P. Desnain : "Influence de la convection sur la taille de grains de solidification d'alliages industriels d'aluminium" Thèse INP Grenoble, 1989.

P. Desnain, Y. Fautrelle, J.L. Meyer, J.P. Riquet, F. Durand "Prediction of equiaxed grain density in multicomponent alloys, stirred electromagnetically", Acta. Met, 38, n° 8, 1990, p. 1513-1523.

P. Desnain, D. Bloch, F. Durand, J.L. Meyer, J.P. Riquet "Effect of composition and stirring on the grain structure of aluminium alloys solidified in ingots" *Cast Metals* 5 (1992) p. 78-86.

Ph. Dietrich : "Sélection des données thermodynamiques nécessaires à la modélisation thermique de la solidification en moule de fontes à graphite sphéroïdal", Rapport L.S.G.M.M, 16 avril 1985.

J. Ducrocq : "Resolidification hors équilibre de matériaux fondus", Thèse INP Grenoble, 1986.

F. Durand : Cours de solidification ENSEEG, 1992.

M. C. Flemings : "Fluidity of metals. Techniques for producing ultra-thin section Castings", *Brit. Foundryman* (1964), p. 312-325.

L. Fortin : "Macrostructure et microstructure dans l'essai de coulabilité en fonderie pour les pièces minces" DEA Science et Génie des Matériaux, Grenoble, septembre 1993.

B. Garda : "Recherche par maquettes hydrodynamiques d'une contribution convective aux transferts lors de l'essai de coulabilité en fonderie" DEA de Génie des Procédés, Grenoble, septembre 1991.

G.H. Geiger, D.R. Poirier : "Transport Phenomena in Metallurgy", Addison-Wesley, Publishing Compagny, 1980.

M. Hansen, K. Anderko : "Constitution of binary alloys", Mc Graw Hill, New York 1958.

M. Hecht : "Etude de la coulabilité des fontes GS pour pièces à paroi très mince", *Fonderie-Fondeur d'aujourd'hui* 99 (1990), p. 15-29.

P.N. Hansen, N.H. Metz : Technical University Denmark, Communication privée 1992

F. Hodaj, F.Durand "Equiaxed grains in multicomponent alloy : effect of growth rate", soumis à *Acta Met. Materialia* (1993).

J.H. Hollomon, D. Turnbull "Nucleation" Prog.Metal Phys 4 (1953), p. 333-388.

J.D. Hunt : "Steady state columnar and equiaxed growth of dendrites and eutectic", Mat.Sci.Engineering 65 (1984), p. 76-83.

I.E. Idel'cik : "Mémento des pertes de charges" Eyrolles éditeur Paris 1969.

M. Kölling, U. Grigull : "Mathematical model to calculate the fluidity of pure metals" in "Heat and Mass Transfer in Metallurgical Systems", D.B. Spalding, N.H. Afgan ed, Hemisphere Publ. (1981), p. 329-340.

A.I. Krynitsky : "Progress made in fluidity testing of molten metals during the last ten years", Trans. AFS (1953), p. 399-410.

G. Lang : "Giess Eigenschaften und Oberflächenspannung von Aluminium und binären Aluminium Legierungen, Teil I, Fließ Vermögen Aluminium 48 (1972) , p. 664-672.

M. T. Léger : "Appréciation de la coulabilité des aciers moulés", Fonderie - Fondeur d'aujourd'hui 38 (1984), p. 45-52.

J. Lipton, M. E. Glicksman, W. Kurz "Growth of free dendrites in undercooled melts", Mat. Sci. Eng. 65, 1984, p. 57-63.

L.D. Lucas : Techniques de l'Ingénieur, 1984.

M. Matsuda, M. Uhmi : "Heat transfer analysis and fluidity of flowing metal in a cylindrical mold cavity" AFS Int. Cast. Metals J. (1981), p. 18-27.

I. Maxwell, A. Hellawell "A simple model for grain refinement during solidification" , Acta Met., 23, 1975, p. 229-237.

Nguyen Thanh Linh : " Solidification en brassage rotatif d'un alliage Al-Cu" Thèse INP Grenoble, 1989.

Nguyen Thanh Linh, F. Durand "Effet du brassage sur la structure de solidification d'un alliage Al-Cu". Mem. Etudes Sc. Rev. Met., Décembre 1990, p. 749-759.

- M. Olivier : "La bonne venue des pièces de fonderie en aciers inoxydables ou réfractaires", *Fonderie - Fondeur d'aujourd'hui* 9 (1981), p. 15-17.
- B. C. Pai, M. Jones : "Effect of experimental variables on casting and fluid life of liquid tin", *Mat. Science and Technology* 1 (1985), p. 398-404.
- B. C. Pai, M. Jones : "Effect of experimental variables on fluidity of Sn-14,5 wt pct Pb" in "Solidification Processing 1987" ISI Publ. 421, p. 319-322.
- J.P. Paillard : "Cristallisation dans l'essai de coulabilité" DEA de Génie des Procédés, Grenoble, juillet 1991.
- A. Portevin, P. Bastien : "Castability of ternary alloys", *J. Inst. Metals* 54 (1934), p. 45-58.
- M. Prates, H. Biloni : "Variables affecting the nature of the chill zone", *Metal. Trans.* 3 (1972), p. 1501-1510.
- D. V. Ragone, C. M. Adams, H. F. Taylor : "Some factors affecting fluidity of metals", *AFS Trans.* 64 (1956), p. 640.
- N. Rougnon-Glasson : "Gel d'un fluide chaud s'écoulant sur une paroi froide : modélisation de la résistance d'interface", Thèse INP Grenoble (1993).
- J.F. Sacadura : "Initiation aux transferts thermiques", Ed. Lavoisier, 1982.
- H. Schlichting : "Boundary layer theory", Mc Graw Hill, 1968.
- P. Schmidt : "Heat transfer during filling in die casting process" in "Advances in Solidification Processes", H. Fredriksson, G. Lesoult ed. E-MRS Symposium proceedings 1993.
- P.R. Sperry and M.H. Bankard : "Metallographic technique for aluminium alloys" *Metal Handbook* vol. 8, p. 120-129. American Soc. Metals-1993.
- J. Szekely, S. T. Di Novo : " Thermal criteria for tundish nozzle or taphole blockage" *Metal. Trans.* 5 (1974), p. 747-754.

Techniques de l'Ingénieur, fascicule M761.

P. Thevoz "Modélisation de la solidification dendritique équiaxe" Thèse EFP Lausanne (1988)

P.M. Thomas : "The structure and properties of materials produced using a twin roller apparatus". Ph D thesis, University of Wales-1976.

S. B. Thomason, J. C. Mulligan, J. Everhart : "The effect of internal solidification on turbulent flow heat transfer and pressure drop in a horizontal tube", J. Heat Transfer (1978), p. 387-394.

J. Wolf : Giesserei Institut RWTH Aachen, communication privée 1993









## Liste des notations

$b_0$	$J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$	effusivité du moule
$b_L$	$J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$	effusivité du métal liquide
$Bi$	---	nombre de Biot
$C$	$J.K^{-1}.m^{-3}$	capacité calorifique du métal
$C_j$	$mole.m^{-3}$	concentration du soluté j dans le liquide initial
$C_0$	$J.K^{-1}.m^{-3}$	capacité calorifique du moule
$C_p$	$J.K^{-1}.m^{-3}$	capacité calorifique volumique
$D$	m	diamètre intérieur du tube
$D_G$	m	diamètre équivalent du grain
$D_j$	$m^2.s^{-1}$	diffusivité chimique du soluté j dans le liquide
$e$	m	épaisseur du tube
$f_{crit}$	---	fraction volumique du solide critique
$f_s$	---	fraction volumique du solide
$g$	$m.s^{-2}$	accélération de la pesanteur
$G$	$K.m^{-1}$	gradient thermique
$h$	$W.m^{-2}.K^{-1}$	coefficient d'échange entre le liquide et la paroi
$h$	m	hauteur remplie d'eau du tube
$\Delta H_F$	$J.m^{-3}$	chaleur latente de fusion
$j$	---	index du soluté
$k$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique du métal
$k_j$	---	coefficient de partition solide-liquide du soluté j
$k_0$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique du moule
$K$		coefficient global de perte de charge
$l$	m	hauteur remplie d'air du tube
$m_j$	$K.m^3.mole^{-1}$	pente du liquidus du soluté j
$N, N_G$	$m^{-3}$	nombre de grains équiaxes par unité de volume, et sa valeur finale
$N_A$	$6,023.10^{23} \text{ at.mole}^{-1}$	nombre d'Avogadro
$N_0$	$m^{-3}$	nombre de sites nucléants par unité de volume
$N_1$	$m^{-3}$	nombre de grains
$P$	$K. s^{-1}$	vitesse de refroidissement du liquide au liquidus
$P$	Pa	pression
$P_a$	Pa	pression atmosphérique
$P_b$	Pa	pression à l'entrée du moule
$P_F$	Pa	pression au front liquide
$Ph$	---	nombre de Stefan
$\Delta P$	Pa	écart de pression
$Q$	$2.5 \cdot 10^{18} s^{-1}$	fréquence de nucléation

r	m	coordonnée radiale
dr	m	variation du rayon
r <sub>0</sub>	m	rayon du moule
R	m	rayon du cristallite
Re	---	nombre de Reynolds
R <sub>g</sub>	8,32 J.mole <sup>-1</sup>	constante des gaz
surf	m <sup>2</sup>	surface
ΔS <sub>v</sub>	J.K <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup>	entropie volumique de fusion
t	s	temps
t <sub>1</sub>	s	temps d'apparition du premier cristal
t <sub>m</sub>	s	temps de fin de nucléation
T	K	température d'une tranche liquide
T <sub>a</sub>	K	température initiale du moule
T <sub>b</sub>	K	température d'une tranche liquide
T <sub>c</sub>	K	température de coulée
V <sub>D</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse de débit
T <sub>eq</sub>	K	température de fusion
T <sub>E</sub>	K	température eutectique
T <sub>L</sub>	K	température de liquidus pour un alliage
T <sub>P</sub>	K	température de paroi
T <sub>s</sub>	K	température de solidus pour un alliage
DT, DT <sub>1</sub> , DT <sub>m</sub>	K	surfusion, sa valeur au premier cristal formé, et à l'extrémum
DT <sub>j</sub>	K	contribution du soluté j à DT <sub>sol</sub>
DT <sub>sol</sub>	K	surfusion solutale
u <sub>1</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse axiale dans la couche limite
u <sub>2</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse axiale dans l'écoulement central
U	K m <sup>-2</sup> s	caractéristique de l'alliage
V	m.s <sup>-1</sup>	vitesse du front colonnaire
v <sub>1</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse radiale dans la couche limite
v <sub>2</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse radiale dans l'écoulement central
vol	m <sup>3</sup>	volume
dvol	m <sup>3</sup>	variation de volume
v <sub>r</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse radiale
v <sub>z</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse axiale
V	m s <sup>-1</sup>	vitesse de croissance des grains
V	m.s <sup>-1</sup>	vitesse du métal liquide
V <sub>D</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse de débit
V <sub>m</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse moyenne
V <sub>0</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse du métal liquide à l'entrée du tube
V <sub>v</sub>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse de déplacement du vérin
w	s <sup>-1</sup>	rotationnel
W <sub>C</sub> , W <sub>Si</sub>	---	pourcentage en carbone, en silicium
y	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	valeurs du produit V R
z	m	coordonnée axiale
dZ	m	variation de longueur
Z <sub>1</sub>	m	abscisse initiale de la zone équiaxe
Z <sub>2</sub>	m	abscisse de fin de la zone colonnaire
Z <sub>fl</sub>	m	longueur fluide

$\delta$	m	épaisseur de la couche limite
$\phi$	---	coefficient de perte de charge
$\gamma$	J.m <sup>-2</sup>	énergie interfaciale liquide-gaz
$\Gamma$	K.m	paramètre Gibbs-Thomson
$\lambda_{\max}$	m	espacement maximum des branches secondaires des dendrites
$\lambda_{\min}, \lambda_{\text{moy}}$	m	espacement minimum, moyen des branches secondaires des dendrites
$\mu$	Pa.s	viscosité dynamique
$\nu$	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	viscosité cinématique
$\theta$	degré	angle de contact grain-substrat
$\theta_{\text{fl}}$	s	temps fluide
$\theta_1$	s	durée d'évacuation de la surchauffe
$\theta_2$	s	durée d'extraction de la chaleur latente
$\rho_0$	kg.m <sup>-3</sup>	masse volumique du moule
$\rho$	kg.m <sup>-3</sup>	masse volumique du métal
$\sigma$	J m <sup>-2</sup>	énergie interfaciale liquide-solide
$\psi$	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	fonction de courant









**PRESIDENT DE L'INSTITUT**  
**Monsieur Maurice RENAUD**



**Année 1993**

**PROFESSEURS DES UNIVERSITES**

BARIBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSERG
BRINI	Jean	ENSERG
BRUNET	Yves	CUEFA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHOVET	Alain	ENSERG
COGNET	Gérard	ENSGI
COLINET	Catherine	ENSEEG
COMMAULT	Christian	ENSIEG
CORNUT	Bruno	ENSIEG
COULOMB	Jean-Louis	ENSIEG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSIMAG
DALARD	Francis	ENSEEG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSIMAG
DEPEY	Maurice	ENSERG
DEPORTES	Jacques	ENSPG
DEROO	Daniel	ENSEEG
DESRE	Pierre	ENSEEG
DIARD	Jean-Paul	ENSEEG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSPG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSIEG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GALERIE	Alain	ENSEEG
GANDINI	Alessandro	UFR/PGP
GAUBERT	Claude	ENSPG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GENTIL	Sylviane	ENSIEG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JACQUET	Paul	ENSIMAG
JALLUT	Christian	ENSEEG
JANOT	Marie-Thérese	ENSERG



JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSPG
JOURDAIN	Geneviève	ENSIEG
KUENY	Jean-Louis	ENSHMG
LACHENAL	Dominique	UFR PGP
LACOUME	Jean-Louis	ENSIEG
LADET	Pierre	ENSIEG
LE NEST	Jean-François	UFR/PGP
LESIEUR	Marcel	ENSHMG
LESPINARD	Georges	ENSHMG
LIENARD	Joël	ENSIEG
LONGUEQUEUE	Jean-Pierre	ENSPG
LORET	Benjamin	ENSHMG
LOUCHET	François	ENSEEG
LUCAZEAU	Guy	ENSEEG
LUX	Augustin	ENSIMAG
MASSE	Philippe	ENSPG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MICHEL	Gérard	ENSIMAG
MOHR	Roger	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHMG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIERE	Jacques	ENSIMAG
OBLED	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSEEG
PANANAKAKIS	Georges	ENSERG
PAULEAU	Yves	ENSEEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PERRIER	Pascal	ENSERG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSERG
PLATEAU	Brigitte	ENSIMAG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
REINISCH	Raymond	ENSPG
RENAUD	Maurice	UFR/PGP
RIMET	Roger	ENSERG
ROBERT	François	ENSIMAG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSIEG
ROSSIGNOL	Michel	ENSPG
ROYE	Daniel	ENSIEG
SABONNADIÈRE	Jean-Claude	ENSIEG
SAGUET	Pierre	ENSERG
SAUCIER	Gabrièle	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSPG
SCHLENKER	Michel	ENSPG
SILVY	Jacques	UFR/PGP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOLER	Jean-Louis	ENSIMAG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TICKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSGI
VEILLON	Gérard	ENSIMAG
VERJUS	Jean-Pierre	ENSIMAG
VINCENT	Henri	ENSPG

**SITUATION PARTICULIERE**  
**PROFESSEURS D'UNIVERSITE**

**DETACHEMENT**

BLOCH Daniel  
BONNET Guy  
BRECHET Yves  
CAILLERIE Denis  
GREVEN H el ene  
LATOMBE Jean-Claude  
PIERRARD Jean-Marie

ENSPG  
ENSPG  
ENSEEG  
ENSHMG  
CUEFA  
ENSIMAG  
ENSHMG



## PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

### D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

BALESTRA	Francis
BALME	Louis
BECKER	Monique
BIGEON	Jean
BINDER	Zdeneck
BOE	Louis-Jean
BRECHET	Yves
CADOZ	Claude
CANUDAS DE WIT	Carlos
CHAMPENOIS	Gérard
CHOLLET	Jean-Pierre
COEY	Jean-Pierre
CORNUEJOLS	Gerard
COURNIL	Michel
CRASTES DE PAULET	Michel
DALLERY	Yves
DESCOTES-GENON	Bernard
DUGARD	Luc
DURAND	Madeleine
FERRIEUX	Jean-Paul
FEUILLET	René
FORAY	Pierre
FREIN	Yannick
GAUTHIER	Jean-Paul
GHIBAUDO	Gérard
GUILLEMOT	Nadine
GUYOT	Alain
HAMAR	Sylviane
HAMAR	Roger
HORAUD	Patrice
JACQUET	Paul
LATOMBE	Claudine
LE HUY	Hoang
LE GORREC	Bernard
LOZANO-LEAL	Rogelio
MACOVSKI	Mihaïl
MAHEY	Philippe
METAIS	Olivier
MONMUSSON-PICQ	Georgette
MORY	Mathieu
MULLER	Jean
MULLER	Jean-Michel
NGUYEN TRONG	Bernadette
NIEZ	Jean-Jacques
PERRIER	Pascal
PLA	Fernand
RECHENMANN	François
ROGNON	Jean-Pierre
ROUGER	Jean
ROUX	Jean-Claude
SKOTNICKI	Tomasz
TCHUENT	Maurice
THOMAS	Olivier
VAHLAS	Constantin



## DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CIBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRIQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSSIÈRE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GIROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean



MEUNIER	Gérard
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PASTUREL	Alain
PEUZIN	Jean-Claude
PHAM	Antoine
PIAU	Monique
PIQUE	Jean-Paul
POINSIGNON	Christiane
PREJEAN	Jean-Jacques
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
WACK	Bernard
YAVARI	Ali-Reza
YONNET	Jean-Paul



Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

ANNEE UNIVERSITAIRE 1990 - 1991

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel	Informatique
ANTOINE Pierre	Géologie I.R.I.G.M.
ARVIEU Robert	Physique Nucléaire I.S.N.
AURIAULT Jean Louis	Mécanique
BARBA Jean René	Statistiques - Mathématiques Appliquées
BECKER Pierre	Physique
BEGUIN Claude	Chimie Organique
BELORISKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Pures
BERARD Pierre	Mathématiques Pures
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
BERTRANDIAS Jean Paul	Mathématiques Pures
BILLET Jean	Géographie
BLANCHI Jean Pierre	A.P.S.
BOEHLER Jean Paul	Mécanique
BOITET Christian	Informatique et Mathématiques Appliquées
BORNAREL Jean	
BRUANDET Jean François	Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
CASTAING Bernard	Physique
CHARDON Michel	Géographie
CHIBON Pierre	Biologie Animale
COHEN ADDAD Jean Pierre	Physique
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques Pures
CYROT Michel	Physique du Solide
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
DEMAILLY Jean Pierre	Mathématiques Pures
DENEUVILLE Alain	Physique
DEPORTES Charles	Chimie Minérale
DOLIQUE Jean Michel	Physique des Plasmas
DOUCE Roland	Physiologie Végétale
DUCROS Pierre	Cristallographie
FINKE Gerde	Informatique
GAUTRON René	Chimie
GENIES Eugène	Chimie
GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences nucléaires
GILLARD Roland	Mathématiques
GUITTON Jacques	Chimie

.. / ...

HERAULT Jeanny  
HICTER Pierre  
JANIN Bernard  
JOLY Jean René  
JOSELEAU Jean Paul  
KAHANE André  
KAHANE Josette  
KRAKOWIAK Sacha  
LAJZEROWICZ Jeanine  
LAJZEROWICZ Joseph  
LAURENT Pierre Jean  
LEBRETON Alain  
DE LEIRIS Joël  
LHOMME Jean  
LOISEAUX Jean Marie  
LONGEQUEUE Nicole  
LUNA Domingo  
MACHE Régis  
MASCLE Georges  
MAYNARD Roger  
NEMOZ Alain  
OMONT Alain  
PELMONT Jean  
PERRIER Guy  
PIERRE Jean Louis  
RENARD Michel  
RICHARD Jean Marc  
RIEDTMANN Christine  
RINAUDO Marguerite  
ROBERT Jean Bernard  
ROSSI André  
SAXOD Raymond  
SENGEL Philippe  
SERGERAERT Francis  
SOUCHIER Bernard  
STUTZ Pierre  
TRILLING Laurent  
VALLADE Marcel  
VAN CUTSEM Bernard  
VIALON Pierre  
VIDAL Micheal

Physique  
Chimie  
Géographie  
Mathématiques Pures  
Biochimie  
Physique  
Physique  
Mathématiques Appliquées  
Physique  
Physique  
Mathématiques Appliquées  
Mathématiques Appliquées  
Biologie  
Chimie  
Sciences Nucléaires I.S.N.  
Physique  
Mathématiques Pures  
Physiologie Végétale  
Géologie  
Physique du Solide  
Physique  
Astrophysique  
Biochimie  
Géophysique  
Chimie Organique  
Thermodynamique  
  
Mathématiques  
Chimie C.E.R.M.A.V.  
  
Biologie  
Biologie Animale  
Biologie Animale  
Mathématiques Pures  
Biologie  
Mécanique  
Mathématiques Appliquées  
Physique  
Mathématiques Appliquées  
Géologie

APPARU Marcel	Chimie
ARMAND Gilbert	Géographie
ARNAUD Hubert	Géologie
ARTRU Marie Christine	Physique
ATTANE Pierre	Mécanique
BARATE Robert	Sciences Nucléaires
BARET Paul	Chimie
BARGE Jean	Mathématiques
BARLET Roger	Chimie
BERTIN José	Mathématiques
BLOCK Marc	Biologie
BLUM Jacques	Mathématiques Appliquées
BOITET Christian	Mathématiques Appliquées
BORRIONE Dominique	Automatique informatique
BOULON Marc	Mécanique
BOUTRON Claude	Glaciologie
BOUVET Jean	Biologie
BROSSARD Jean	Mathématiques
BRUGAL Gérard	Biologie
CAMPILLO Michel	Géophysique
CAVILLE Jean Yves	Chimie
CERFF Rudiger	Biologie
CHIARAMELLA Yves	Mathématiques Appliquées
CHOLLET Jean Pierre	Mécanique
COLOMBEAU Jean François	Mathématiques (ENSL)
COTTET Georges-Henri	Modélisation, calcul scientifique, statis.
COURT Jean	Chimie
CUNIN Pierre Yves	Informatique
DAVID Jean	Géographie
DEROUARD Jacques	Physique
DHOUILLY Danielle	Biologie
DUFRESNOY Alain	Mathématiques Pures
DUPUY Claude	Chimie
DURAND Mireille	Sciences Nucléaires
FONTECAVE Marc	Chimie
FOURNIER Jean Marc	Physique
GASPARD François	Physique
GIDON Maurice	Géologie
GIORNI Alain	Sciences Nucléaires
GONZALEZ SPRINBERG Gérardo	Mathématiques Pures
GOURC Jean Pierre	Mécanique
GUIGO Maryse	Géographie
GUMUCHIAN Hervé	Géographie
HACQUES Gérard	Mathématiques Appliquées
HAMMOU Abdelkader	Chimie
HERBIN Jacky	Géographie
HERINO Roland	Physique
HERZOG Michel	Biologie
JARDON Pierre	Chimie
JUTTEN Christian	Physique
KERCKHOVE Claude	Géologie
KOSAREW Siegmund	Math. fondamentales et appliquées
KLINGER Jurgen	Glaciologie
LAURENT Christine	Mathématiques
MANDARON Paul	Biologie
MARTINEZ Francis	Mathématiques Appliquées
MERCHEZ Fernand	Physique
MILAS Michel	Chimie
MOREL Alain	Géographie
MORIN Pierre	Physique
NGUYEN HUY Xuong-	Informatique
OUDET Bruno	Mathématiques Appliquées

PAUTOU Guy  
PECHER Arnaud  
PELLETIER Guy  
PERRIN Claude  
PFISTER Claude  
PIBOULE Michel  
PORTESEIL Jean Louis  
PUECH Laurent  
RAYNAUD Hervé  
REGNARD Jean René  
ROBERT Claudine  
ROBERT Daniëlle  
ROBERT Gilles  
SAJOT Gérard  
SARROT REYNAULD Jean  
SAYETAT Françoise  
SERVE Denis  
STOECKEL Frédéric  
SCHOLL Pierre Claude  
SUBRA Robert  
TEMPERVILLE André  
TISSUT Michel  
TOURNIER Evelyne  
VALLADE Marcel  
VALLON Michel  
VICAT Jean  
VINCENS Maurice  
VINCENT Gilbert  
VIVIAN Robert  
VOTTERO Philippe  
WITOMSKI Patrick

Biologie  
Géologie  
Astrophysique  
Sciences Nucléaires I.S.N.  
Biologie  
Géologie  
Physique  
Physique  
Mathématiques Appliquées  
Physique  
Didactique des disciplines scientifiques  
Chimie  
Mathématiques Pures  
Physique  
Géologie  
Physique  
Chimie  
Physique  
Mathématiques Appliquées  
Chimie  
Mécanique  
Biologie  
Informatique et Mathématiques appliquées  
Physique  
Glaciologie  
Physique  
Chimie  
Physique  
Géographie  
Chimie



## AUTORISATION DE SOUTENANCE

*Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992 relatifs aux Etudes Doctorales*

*Vu les Rapports de présentations de :*

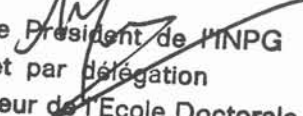
**Monsieur CHEVRIER**

**Monsieur CHEVY**

**Monsieur GARDA Brahim**

*est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention  
du diplôme de Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble,  
spécialité "Génié des Procédés".*

**Fait à Grenoble, le 19 novembre 1993**

  
Pour le Président de l'INPG  
et par délégation  
le Directeur de l'Ecole Doctorale  
**J.L. LACOUME**



**Thèse de Doctorat de l'Institut National  
Polytechnique de Grenoble**

Titre de l'ouvrage :

**ESSAIS DE COULABILITE EN  
FONDERIE : ASPECTS THERMIQUES,  
HYDRODYNAMIQUES ET STRUCTURE DE  
SOLIDIFICATION**

Nom de l'auteur :

**GARDA Brahim**

Etablissement :

**Laboratoire Madylam**

**RESUME**

L'essai de coulabilité est couramment pratiqué en fonderie des pièces minces. Le métal liquide est injecté dans un moule en forme de tube et la longueur parcourue par le métal lorsque la solidification le bloque mesure la coulabilité.

Du point de vue théorique, la solidification de pièces minces fait intervenir de façon couplée l'hydrodynamique de remplissage qui dure quelques dixièmes de seconde, la thermique, en particulier les échanges métal-moule, et les mécanismes de solidification. L'écoulement est modifié par la solidification. Réciproquement, la structure de grains est sensible à l'écoulement.

Le champ de température dépend fortement de l'écoulement, principalement au voisinage du front liquide-gaz. Nous avons proposé une formulation analytique des lignes de courant.

Ensuite, nous avons réalisé plusieurs séries d'essais sur la fonte et sur l'alliage Al-2% Cu. Ces essais ont montré que les échanges métal-moule peuvent être représentés par un coefficient d'échange, qui dépend de la vitesse d'injection. Les essais sur la fonte ont permis de suivre en direct la progression du liquide tout en enregistrant la température du front liquide. Les essais sur l'alliage d'aluminium comportent des mesures sur la transition colonnaire-équiaxe et sur la taille des grains.

Nous avons établi un modèle de nucléation et croissance des grains équiaxes qui permet de calculer la taille des grains à partir des conditions de refroidissement.

Les différentes mesures, traitées par les modèles simplifiés, ont permis de proposer un mécanisme du blocage par gel en croûte : écoulement tout liquide, formation de la croûte colonnaire, sa fermeture, cristallisation équiaxe en bande, cristallisation qui bloque la croissance colonnaire.

Ces résultats, et les modèles correspondants serviront de données pour valider un code numérique qui est développé dans le cadre du programme européen "Convective effects in solidification".

**MOTS CLES**

**Coulabilité en fonderie; Alliage d'aluminium;  
Solidification; Structure de grains; Nucléation-  
Croissance; Fonte; Front liquide-gaz; Echanges  
thermiques**